

# Fundamentos de Cosmogía Estándar

## Foundations of Standard Cosmology

Alexander Moreno Sánchez

Centro Colombiano de Cosmología y Astrofísica

Bogotá. D. C, Colombia.

amorenosa@unal.edu.co

Recibido 10 -07- 2012; Aceptado 30 - 07- 2012; Publicado en línea 01 - 08 - 2012

---

### Resumen

Se pretende en estas cortas notas mostrar y deducir las relaciones matemáticas fundamentales que permiten comprender algunos elementos básicos de la cosmología estándar, se hace un recuento de la evolución física del universo, se acude a los desarrollos convencionales para brindar un acercamiento interpretativo del origen evolución y estado actual del universo, en algunos apartes se mencionan e ilustran esquemas teóricos alternos para profundizar en la comprensión de los modelos cosmológicos. Se mostraran las relaciones básicas obtenidas a partir de la relatividad general, se hara énfasis en algunas de ellas y se ilustraran algunos problemas básicos que presenta dicha cosmología. Además se expresan algunas ideas propias entorno a algunos aspectos teóricos mencionados.

**PACS:** 98.80.-k, 98.80.Es

**Palabras Claves:** Teorías, modelos, campo escalar, supersimetría, supergravedad, ecuaciones de Friedmann, Universo membrana.

### Abstract

The aim in these short notes show and deducted fundamental mathematical relationships that allow us to understand some basic elements of standard cosmology, is an account of the physical evolution of the universe, we turn to conventional developments to provide an interpretive approach to the origin and evolution current state of the universe, in some sections mentioned and illustrate alternative theoretical schemes to deepen the understanding of cosmological models. They show the basic relationships obtained from general relativity, will emphasize some of them and illustrate some basic problems having such cosmology. Also expressed some ideas of their own environment to some theoretical aspects mentioned.

**PACS:** 98.80.-k, 98.80.Es

**Keywords:** Theories, models, scalar field, supersymmetry, supergravity, equations of Friedmann, braneworld.

©2012. Centro Colombiano de Cosmología y Astrofísica. Todos los derechos reservados.

---

## 1 Introducción

¿Qué es una teoría? una teoría es un sistema formal lógico-deductivo [1][2][3], constituido por un conjunto

de hipótesis o presupuestos, postulados, leyes, teoremas, enmarcada en un campo de aplicación, es decir, de lo que trata la teoría, el conjunto de cosas que

explica, junto con esto también, algunas reglas que permiten extraer consecuencias de las hipótesis establecidas. En general las teorías sirven para confeccionar modelos científicos que interpreten un conjunto amplio de observaciones, en función de los axiomas, presupuestos y postulados, que en marcan la teoría, de alguna forma el modelo materializa los elementos de la teoría. En general es muy difícil explicar en detalle qué constituye una teoría a menos que se especifique el ámbito de conocimiento o campo de aplicación al que se refiere, el tipo de objetos a los que se aplica, etc. Por esa razón es posible formular muchas definiciones de teoría, no es un concepto cerrado. En general las teorías en sí mismas o en forma de modelo científico permiten hacer predicciones e inferencias sobre el sistema real al cual se aplica la teoría. Igualmente las teorías permiten dar explicaciones de manera económica de los datos experimentales e incluso hacer predicciones sobre hechos que serán observables bajo ciertas condiciones. Además, la mayoría de teorías permiten ser ampliadas a partir del contraste de sus predicciones con los datos experimentales, e incluso pueden ser modificadas, corregidas o englobadas, mediante razonamientos inductivos. La ciencia se constituye y, sobre todo, se construye por la ampliación de ámbitos explicativos mediante la sucesión de teorías que, aun manteniendo su valor de verdad en su ámbito explicativo, son falseadas por la teorías que le siguen. Una teoría no es el conocimiento que permite el conocimiento, una teoría no es una meta en sí misma, es la posibilidad de una partida, una teoría no es una solución, es la posibilidad de tratar un problema[4].

Los seres humanos construyen teorías para así explicar, predecir y dominar diferentes fenómenos, como cosas inanimadas, eventos, o el comportamiento de sistemas físicos o de seres vivos o artificiales, entre otros. En muchas circunstancias, la teoría es vista como un modelo de la realidad, pero es mucho más, una teoría hace generalizaciones acerca de observaciones conduciendo a un conjunto coherente e interrelacionado de ideas. Una teoría tiene que ser de alguna manera verificable; por ejemplo, uno puede teorizar que una manzana caerá cuando se le suelta, y entonces soltar una manzana para ver qué pasa. Muchos científicos, argumentan que las creencias religiosas no son verificables y, por lo tanto, no son teorías sino materia de fe. De otra parte en ciencias puras y, sobre todo, en ciencias aplicadas, se denomina modelo científico a una representación abstracta, conceptual, gráfica o visual, física, matemática, de fenómenos, sistemas o procesos a fin de analizar, describir, explicar, simular - en general, explorar, controlar y predecir- esos fenómenos o pro-

cesos. Un modelo permite determinar un resultado final o "output " a partir de unos datos de entrada o "inputs ". Se considera que la creación de un modelo es una parte esencial de toda actividad científica. Aún cuando hay pocos acuerdos generales acerca del uso, de modelos, la ciencia moderna ofrece una colección creciente de métodos, técnicas y teorías acerca de diversos tipos de modelos[1]. Las teorías junto con las propuestas sobre la construcción, empleo y validación de modelos se encuentran en disciplinas tales como la metodología, filosofía de la ciencia, teoría general de sistemas y el campo relativamente nuevo de visualización científica. En la práctica, diferentes ramas o disciplinas científicas tienen sus propias ideas y normas acerca de tipos específicos de modelos. Sin embargo, y en general, todos siguen los principios del modelado o del modelo, ahora bien, para hacer un modelo es necesario plantear una serie de hipótesis, de manera que lo que se quiere estudiar esté suficientemente plasmado en la representación, aunque también se busca, normalmente, que sea lo bastante sencillo como para poder ser manipulado y estudiado, en resumen, puede decirse que una teoría es un sistema interrelacionado de conceptos, de definiciones y de hipótesis correlacionadas sistemáticamente, cuyo fin es explicar y predecir los fenómenos, o los hechos. La distinción general entre la teoría y la hipótesis, es el grado de complejidad y abstracción. Las teorías tienden generalmente a ser más complejas, abstractas y generales, para poder incorporar múltiples variables del ámbito de estudio. Las hipótesis, por otra parte, tienden a ser simplificaciones de unas pocas variables que implican casos concretos[4]. Un modelo se puede definir como la representación de un sistema construido para estudiar un cierto aspecto de ese sistema o del sistema en su totalidad. El modelo es diferente de la teoría porque el papel de la teoría es la explicación, mientras que el papel del modelo es la representación. Los modelos se pueden utilizar según sean las intenciones teóricas o aplicadas. Los modelos descriptivos ilustran el comportamiento de elementos en un sistema en el cual la teoría sea inadecuada o no existe. Los modelos que clarifican: amplían el uso de teorías bien desarrolladas o mejoran nuestro acuerdo de los conceptos principales. Los modelos de simulación: clarifican las relaciones estructurales de conceptos e intentan divulgar las relaciones entre ellas. Pueden ser estáticos, representando un sistema en un punto resuelto en el tiempo, o dinámicos, representando la evolución de un sistema a través del tiempo[3].

Atendiendo a la anterior conceptualización pasamos a estudiar lo que se ha dado en llamar el Modelo Estándar de la Cosmología, el cual si se observa deteni-

damente se ajusta a los elementos conceptuales definidos anteriormente, desde el punto de vista epistemológico puede considerarse este tipo de modelo como un ejemplo claro de lo que deben ser los modelos físico-matemáticos cuyo objeto de estudio en este caso es el universo, además es importante decir que este modelo está enmarcado en la Teoría General de la Relatividad.

Contrario a la apreciación popular según la cuál el universo está lleno de indescifrables misterios, hoy en día los avances científicos nos han permitido llegar a un entendimiento muy profundo y completo sobre el cosmos, su origen, constitución y dinámica. Los objetos astronómicos que encontramos en el universo son sistemas más o menos simples, de cierta manera una célula viva o un sistema como el cerebro son más complejos o muchísimo más complejos, los cuales pueden ser estudiados con la misma rigurosidad aplicada en experimentos de laboratorio. Que el universo no es susceptible al escrutinio racional es uno de los numerosos mitos que han surgido al momento de abordar el problema del origen del universo para una audiencia no iniciada en el tema. De forma similar, los medios de comunicación transmiten información incompleta y fuera de contexto presentado innumerables crisis del big bang, supuestos no probados, o pasos insalvables, cuando en realidad se trata de las dificultades normales por las que pasa una teoría científica. Para disipar la confusión reinante se hace preciso hacer una revisión a los fundamentos que soportan la cosmología estándar, haciendo énfasis en los logros a nivel experimental[6].

El universo se originó hace aproximadamente quince mil millones de años en un colosal evento en el cual el espacio comenzó a expandirse rápidamente. No fue este singular evento una gran explosión, como los fuegos artificiales brotando sus luces quemadas en un espacio afuera que estaba listo ha recibirlas, o la explosión de un artefacto. Todo lo contrario fue el espacio mismo el que se expandió como una torta en el horno por acción de la levadura. Durante los primeros segundos la temperatura era tan alta que no permitía la formación de núcleos atómicos, lo único que existía era una sopa de partículas elementales y mucha luz, es decir en el big bang nace el espacio, el tiempo y la energía, por lo tanto la radiación era la componente dominante en el universo recién nacido, no habían estrellas, ni galaxias ni planetas, pero justo después de pasados los tres primeros minutos se formaron los núcleos de los elementos primordiales más livianos, como el hidrógeno y el helio, y poco después, el espaciotiempo siguió en expansión mientras que la temperatura bajaba en igual proporción dejando un difuso trasfondo de "estática de radio" que flota en todo punto del espacio. Pequeñas

perturbaciones en la distribución de la materia lograron más adelante, amplificadas por la fuerza gravitacional, formar los sistemas astronómicos que observamos hoy tales como las galaxias, las estrellas y los planetas. En forma muy simple y compacta, esta es la teoría cosmológica que goza de mayor sustento experimental, la cosmología del Big Bang[7].

¿Por qué el Big Bang ha sido aceptado como el modelo estándar cosmológico? ¿Existen modelos alternativos? ¿Seguirá la expansión para siempre o se frenará para luego contraerse en un punto? Preguntas fundamentales como éstas han atraído las mentes más brillantes de las diversas disciplinas que tocan el origen, la existencia y el destino de la humanidad. Por ejemplo desde Newton hasta Hubble; en los últimos 70 años se ha generado más conocimiento acerca del cosmos que en los 2185 años precedentes, desde la primera observación de una supernova por los astrónomos chinos. El crecimiento exponencial del conocimiento radica en la creciente disponibilidad de nuevos instrumentos y tecnologías que han permitido explorar el confín del universo, como también del poderoso aparato matemático desarrollado para tal fin, por ejemplo, gracias a la invención del telescopio, Galileo comenzó a socavar las bases de la cosmología aristotélica que dominó durante 15 siglos, él mirando a través de su telescopio, observó manchas en el sol y reveló la existencia de cráteres y arrugas en la superficie de la luna y los planetas, contrario a la doctrina aristotélica según la cual los cuerpos celestes son perfectos. También fue Galileo, junto con Copérnico, quienes nos desalojaron de la privilegiada posición en el centro del universo, y nos colocaron en una desprotegida órbita alrededor del sol. Así como Galileo revolucionó la manera como vemos y explicamos el mundo, hoy los astrofísicos están participando del renacimiento de la cosmología[8][9][10].

Las órbitas planetarias eran ya bien conocidas cuando Newton descubrió la ley universal de la gravedad, la cual fue expuesta en 1687 en su libro *Philosophiae Naturalis Principia Mathematica*, ello con el aporte de las cuidadosas observaciones del exótico astrónomo danés Tycho Brahe y a la brillante inteligencia de Johannes Kepler, se pudo establecer el conjunto de leyes que siguen las órbitas de los planetas alrededor del Sol. Sin embargo, en los tiempos de Newton el universo a gran escala estaba limitado a unas pocas decenas de miles de años luz. Aún no se habían descubierto las galaxias u otros objetos astronómicos extragalácticos. Solo muy recientemente (1924), el astrónomo norteamericano Edwing Hubble descubrió la existencia de galaxias fuera de la nuestra. Hubble tuvo la suerte de poder usar el telescopio más potente que ex-

istía en ese entonces, el de 2.5 metros del monte Wilson en California, y a quien se le debe haber descubierto que el universo está en expansión, uno de los mayores descubrimientos cosmológicos[11].

Mientras que la cosmología como actividad especulativa es quizá tan antigua como la más antigua de las civilizaciones, la cosmología experimental es muy reciente. Podemos fijar el nacimiento de la cosmología experimental en el año 1912 cuando el norteamericano Vesto Slipher detectó el corrimiento hacia el rojo en líneas del espectro de la luz proveniente de galaxias lejanas. Es el momento de precisar el significado del término experimental cuando se habla de cosmología. Ciertamente no es posible, como lo hace el químico, ir a un laboratorio a repetir el experimento de la formación del universo, o someter una estrella a las condiciones controladas del laboratorio. Más bien lo que hace el astrónomo es observar el experimento del universo que ya está hecho. La razón por la cual este procedimiento tiene validez científica es muy sencillo, y consiste en que las cuatro interacciones en la naturaleza actúan de igual forma independientemente del lugar en el universo donde se encuentra, claro está que si solo asumimos cuatro interacciones fundamentales. Esto quiere decir, por ejemplo, que un átomo de hidrógeno siempre absorbe y emite fotones de la misma frecuencia independientemente de si se encuentra en mi escritorio, en la casa del vecino, en otro planeta o en otra galaxia. Este hecho me permite estudiar objetos lejanos sin tener que recrearlos en el laboratorio. Para sintetizar podríamos decir que la cosmología es una ciencia observacional[12].

Un ejemplo de efectos físicos observados en el laboratorio que pueden ser usados para estudiar objetos astronómicos es el de el espectro de la luz. La luz que pasa a través de un prisma o una rejilla de difracción se descompone en las diferentes frecuencias (colores) que la forman. Newton descubrió de esta manera que la luz blanca se descompone en los colores del arco iris. En 1814 el alemán Joseph Fraunhofer observó que el espectro de la luz solar exhibía unas líneas oscuras a determinadas frecuencias siempre fijas. Hoy sabemos que este efecto es producido por la cuantización de los niveles de energía en los átomos. Cada elemento químico de la tabla periódica presenta un conjunto característico de frecuencias en su espectro, que sirve como huella para identificarlo. La existencia del elemento helio, por ejemplo, fue establecida de esta forma por primera vez en el sol. De manera análoga, por medio del análisis espectral de la luz proveniente de galaxias, se pudo demostrar que la materia que constituye el universo es un 75% hidrógeno y un 25% helio, con la presencia de pequeñísimos porcentajes de elementos más pesados

como los que se encuentran en los planetas. El origen del hidrógeno y del helio es cosmológico, es decir, éstos se formaron en épocas muy tempranas del universo. Este hidrógeno y helio constituye la materia prima a partir de la cual se formaron más adelante las galaxias y las estrellas. El calcio en nuestros huesos y el hierro en nuestra sangre se formaron en estrellas pesadas que al final de su vida explotaron en una supernova dispersando estos elementos pesados por una gran región del espacio[13].

La frecuencia de la luz que sale de una estrella en movimiento aparece aumentada o disminuida ante el observador, según si la estrella se acerca o se aleja, respectivamente. El corrimiento de la frecuencia, o efecto Doppler, es proporcional a la velocidad relativa entre emisor y fuente, por lo tanto puede ser usado para medir la velocidad de un objeto remoto. Este principio fue utilizado por el astrónomo norteamericano Vesto Slipher a partir de 1912, y más tarde por Hubble, para medir la velocidad de galaxias lejanas. Las observaciones del corrimiento hacia el rojo comenzaron a dar las primeras indicaciones sobre la expansión del universo. Observando galaxias en todas las direcciones, Hubble en 1929, pudo probar que las galaxias se están alejando de nosotros con una velocidad proporcional a la distancia. Cuanto más alejada se encuentra una galaxia, mayor será su velocidad. Si todos los puntos del universo se alejan uno del otro, es fácil extrapolar hacia el pasado y darse cuenta de que todos los puntos se acercan, de tal forma que cuando nos devolvemos 15 mil millones de años nos encontramos con todas las galaxias concentradas en un mismo punto. El espacio en expansión, mostró la posibilidad teórica de un universo en expansión que ya había sido considerada entre 1917 y 1923 por los físicos Willem de Sitter, George Lemaitre y Aleksander Friedmann, quienes encontraron soluciones a las ecuaciones de la teoría general de la relatividad de Einstein consistentes con un universo en expansión. Incluso, algunos de estos modelos hacían la predicción de corrimientos hacia el rojo. Años más tarde, el físico ruso George Gamow y sus colegas norteamericanos Ralph Alpher y Robert Herman propusieron el modelo del Big Bang mientras trabajaban en el problema de explicar la existencia en el universo de hidrógeno y helio en la proporción observada (75% y 25% respectivamente)[14].

Que la mayoría de las galaxias, independientemente de la dirección hacia la cual observamos, estén constituidas por los mismos elementos primordiales en las mismas proporciones, indica que se formaron a partir de un gas común de origen cosmológico. Partiendo de la ya conocida expansión del universo, el grupo de

Gamow estudió la posibilidad de formar todo el helio existente en el universo por medio de un mecanismo de fusión nuclear, posible gracias a las altas temperaturas que ha debido tener el universo en sus épocas más tempranas. Para explicar las condiciones existentes durante los primeros segundos y minutos del universo, se hace necesario conocer la naturaleza de las partículas elementales y sus interacciones. En un universo en expansión, la temperatura necesariamente se hace más alta a medida que nos acercamos al origen. Esto es así porque, tal como sucede con un gas, al disminuir el volumen aumenta la presión, y la temperatura. A temperaturas mayores a los mil millones de grados Kelvin, los protones y neutrones existentes no se pueden ligar para formar núcleos, porque los choques entre las partículas, que resultarían a estas temperaturas, inmediatamente romperían cualquier núcleo que se llegara a formar. El universo se va enfriando a medida que se expande; es preciso esperar que pasen los primeros tres minutos para que la temperatura baje a niveles que permitan la formación de núcleos de deuterio y de helio. Los cálculos de nucleosíntesis del helio y otros elementos livianos, que aparecen en muy pequeñas proporciones en el universo primigenio, están de acuerdo con las cifras observadas experimentalmente[15].

La Radiación Cósmica de Fondo, fué otra importante predicción que se desprende de este mecanismo de formación del helio en el universo es la existencia de una radiación de fondo. Acompañando a los protones y neutrones en ese gas a alta temperatura que era el universo recién formado, existían fotones (luz) en equilibrio térmico. La temperatura de esta radiación es la misma del gas de partículas hasta el momento en el que la radiación y la materia ya no pueden interaccionar; es decir cuando el medio se vuelve transparente a la luz, esto ocurre aproximadamente a los 700 mil años de edad del universo. A partir de este momento toda la radiación existente comienza a propagarse libremente en el universo, por ello esta radiación se conoce con el nombre de radiación cósmica de fondo (RCF).

En 1948 aparece un artículo de Herman y Alpher en la revista *Nature* con la predicción de la RCF con una temperatura actual calculada en 5 grados Kelvin. Este valor tan pequeño se debe a que, al expandirse el universo, la temperatura de la RCF debe disminuir en igual proporción, y entre otras cosas la teoría también predice los atributos de la RCF. Debido a que la radiación de fondo se desprendió de un gas en equilibrio térmico ésta debe tener la distribución espectral característica de los cuerpos en equilibrio termodinámico. Tal radiación fue estudiada por el físico alemán Max

Planck quien explicó en el año 1900 la forma de su espectro, mediante el principio de cuantización de la energía. Según Planck, el espectro de la radiación emitida por un cuerpo en equilibrio térmico tiene una distribución en frecuencias caracterizada únicamente por un parámetro: su temperatura. Los físicos identifican este tipo de radiación con el nombre de radiación de cuerpo negro, así en síntesis, la RCF debe manifestarse como radiación de cuerpo negro con una temperatura aproximada de 3 grados Kelvin.

Otra importante característica de la RCF debe ser la aparición de pequeñas variaciones dependiendo de la dirección de observación. Deben existir algunas regiones con temperatura ligeramente mayor y otras con temperatura algo menor que el valor promedio, la aparición de anisotropías en la RCF se debe a que antes de la época del desacople de la radiación y la materia debieron desarrollarse en el plasma primordial pequeñas perturbaciones que dieron origen a las galaxias y cúmulos de galaxias, y ya que la radiación y la materia estaban en equilibrio térmico durante esa época, cualquier perturbación que pudiera aparecer en la materia debió propagarse también a la componente de radiación[16].

El descubrimiento de la radiación cósmica de fondo, hecha por los radioastrónomos norteamericanos Arno Penzias y Robert Wilson, en 1964, mientras hacían mediciones del ruido emitido por la atmósfera a frecuencias correspondientes a microondas, se dieron cuenta de que existía una componente residual de la señal de ruido en sus receptores que no dependía de la dirección a la cual apuntaban su antena. La intensidad de la señal de ruido detectada correspondía a una temperatura de 3 grados Kelvin. Así fue como Penzias y Wilson descubrieron esta radiación cósmica de fondo y quienes recibieron el premio Nobel en 1978.

Las ondas recogidas por la antena de Penzias y Wilson son la señal más remota que nos viene del universo. Esta señal es la radiación electromagnética emitida por el plasma caliente que era el universo cuando éste tenía solo 700 mil años de existencia. Por eso se dice que la radiación de fondo es una fotografía del universo primigenio. Veinticuatro años más tarde, los instrumentos a bordo del satélite COBE (Cosmic Background Explorer) de la NASA, demostraron que la RCF efectivamente es radiación de cuerpo negro a 2.7 grados Kelvin y descubrieron la presencia de anisotropías a un nivel de una parte en 100 mil. Es decir, la temperatura de la RCF exhibe pequeñas desviaciones de su valor medio, tal como se espera del modelo de formación de galaxias y cúmulos por colapso gravitacional. Los hallazgos del COBE fueron inme-

atadamente comprobados por un experimento de la Universidad de British Columbia (Canadá) usando un cohete, e independientemente por el experimento CMB de Tenerife, una colaboración Anglo-Española con base en el observatorio de Canarias (España). Más adelante surgieron tecnologías nuevas que han permitido hacer observaciones desde globos, multiplicando el número de mediciones precisas de la RCF. Con más de una docena de experimentos (tales como FIRS, TEN, MAX, PYTH, ARGO, OVRO, ATCA, MSAM, SASK, etc) generando datos precisos de la RCF la cosmología experimental queda firmemente establecida. Se han logrado avances significativos con los proyectos PLANCK de la Agencia Espacial Europea y WMAP de la NASA, los cuales consisten en plataformas satelitales con sofisticados instrumentos para medir las anisotropías de la RCF con una precisión sin precedentes.

Las ondas acústicas en el universo primigenio, marca un reciente episodio (abril, 2000) en el desarrollo de la cosmología experimental, un grupo de investigadores de la Universidad de Roma y del Instituto Tecnológico de California anunciaron la detección de oscilaciones acústicas en el plasma primordial, mediante precisas mediciones de la RCF usando su instrumento Boomerang (Observatorio de Radiación Extragaláctica Milimétrica y Geomagnetismo). En virtud de su estado elástico, la bola primordial de plasma denso y caliente soporta modos vibracionales que se propagan como ondas acústicas. A su vez, el efecto que estas ondas producen en el campo gravitacional se propaga a la componente de radiación y por lo tanto debe dejar una marca en la RCF. Es decir, una vez más, la teoría del Big Bang viene reforzada por haberse confirmado experimentalmente (o mejor, observacionalmente) la predicción de la existencia de ondas acústicas.

Con base en los datos experimentales sobre el universo los cosmólogos se pueden dar el gusto de refinar y extender sus teorías para aproximarse progresivamente a una cosmología que abarca mayor número de fenómenos astrofísicos y un rango más extendido de épocas cosmológicas hasta llegar a la meta de explicar lo que ocurrió en el tiempo igual a cero, haciendo la salvedad que hay modelos físicos que permiten traspasar ese tiempo, como si no hubiese habido un origen para el tiempo. Aparte de la confirmación de oscilaciones en el medio primordial, Boomerang también permitió inferir el valor de la masa total del universo. Según Boomerang, vivimos en un universo con masa igual a 1.02 (con un error de sólo 0.05 unidades) veces la densidad crítica (densidad para la cual la geometría del universo es plana). Esta medición implica que la mayor parte de la materia en el universo aun no se ha observado y es

de naturaleza desconocida (materia oscura).

La tarea del científico es construir modelos y teorías para explicar la manera como funciona la materia, el cosmos, la vida, y lo que ocurre en la naturaleza. La prueba de fuego de cualquier teoría es la confrontación de sus predicciones con los datos experimentales. Es así como desde el tiempo de los filósofos griegos venimos descartando modelos del universo. Hasta ahora, el Big Bang ha salido favorecido debido al simple hecho de que se han comprobado experimentalmente 7 de sus predicciones: 1) el universo se expande, 2) tiene una edad finita, 3) está constituido primordialmente por 75% hidrógeno y 25% helio, 4) posee una RCF con una temperatura de 2.7 grados Kelvin, 5) la RCF presenta un espectro de radiación de cuerpo negro, 6) la RCF tiene pequeñas anisotropías en su distribución angular y 7) en sus épocas primordiales cuando era una bola de plasma caliente y densa, el universo soportó oscilaciones acústicas.

Otras propuestas como los llamados modelos cosmológicos alternativos como por ejemplo, el elaborado en 1948 por Fred Hoyle, sir Herman Bondi y Thomas Gold (modelo estacionario), según el cual el universo es infinito y no tuvo comienzo. Este modelo implica que el universo es homogéneo no solamente en el espacio sino también en el tiempo. Al aceptar un comienzo ya estamos de alguna manera introduciendo una asimetría en el tiempo, un antes y un después que rompe la homogeneidad del universo en el tiempo. La expansión del universo observada por Hubble fue explicada dentro del modelo como el efecto de generación espontánea de materia que necesita de un espacio siempre en expansión para poder albergar esta materia nueva. La radiación de fondo no pudo ser explicada dentro de este modelo, y cuando ésta fue descubierta, los proponentes del modelo lo abandonaron.

Un grupo de cosmólogos, entre ellos personajes tan destacados como Halton Arp, Geoffrey Burbidge, Fred Hoyle y Jayant V. Narlikar, han reciclado el modelo estacionario original modificándolo para permitir ciclos de expansión y contracción compatibles con la ley de Hubble y proponiendo explicaciones alternativas a las observaciones que sirven de elementos de prueba al Big Bang. La nucleosíntesis de los elementos primordiales no ocurre a los tres minutos del Big Bang sino en los núcleos estelares, el alto corrimiento hacia el rojo observado en los cuasares no es de origen cosmológico sino consecuencia de una propiedad intrínseca de éstos, y el espectro de cuerpo negro de la radiación cósmica de fondo no se debe al equilibrio termodinámico existente en el Big Bang antes de la época del desacople sino al equilibrio térmico con granos exóticos de

polvo. La teoría del Big Bang no está acabada y aún presenta algunos huecos. Las críticas al modelo son favorables en cuanto permiten refinar los argumentos que lo sustentan, desafortunadamente las propuestas del modelo alternativo cuasi- estacionario introducen más inconsistencias de las que desean resolver. Al final los prejuicios filosóficos tendrán que ceder ante los resultados de las observaciones, y únicamente sobrevivirán los modelos que pasen esta prueba[14][15][16].

## 2 El Universo Observable

Como han mencionado muchos autores, la ciencia estudia los hechos y se nutre de las experiencias, de los hechos. No se ocupa de las causas, las cuales podemos considerar que son el objeto de la filosofía. Entre tanto, el término cosmología se deriva de la palabra griega *Kósmos*, o conjunto de todas las cosas creadas, y *lógos*, tratado. Por tanto desde el punto de vista etimológico, la cosmología trata de todas las cosas creadas. Sin embargo, la ciencia solo permite estudiar los objetos de los cuales podemos obtener información objetiva y cuantificable. La astrofísica, como ciencia "observacional" ya que no es experimental, estudia el universo en principio a partir de la radiación electromagnética y de las partículas que logramos detectar. De este modo nos vemos forzados a definir el universo, en el ámbito científico y de forma pragmática, como "todo lo que detectamos". Bueno, puede pensarse entonces que todo lo que detectamos está incluido en "todo lo que existe" pero no necesariamente ambos conjuntos son iguales, es decir pueden existir múltiples cosas que por lo menos en el presente no podemos detectar. También debe considerarse que lo que se detecta puede cambiar con el tiempo, llevando a pensar que algunas cosas que se detectan pueden dejar de detectarse y otras que no se detectan pueden empezar a ser detectadas, por ello en la ciencia que llamamos cosmología, no estudiamos el universo observable en un instante determinado, por lo tanto, el objeto de estudio que es el universo podría definirse como "todo lo que puede verse y detectarse en un momento cualquiera". La cosmología como ciencia, puede establecer las fronteras del universo observable e incluso puede inferir su evolución. Sin embargo, y considerando la aserción de Parménides, y en términos filosóficos, no tiene sentido considerar un "dentro" y "fuera" del universo. Es decir, no puede existir un observador fuera del universo, ya que si existiera, no estaría por definición en conexión causal del universo, por lo tanto no sabríamos de su existencia, ni él de la nuestra, ni podría ver la frontera de nuestro uni-

verso observable. Ahora, si dicho observador estuviera, en conexión causal con nuestro universo, es decir si se hubiese producido alguna tipo de interacción, entonces formaría parte del universo, no estaría fuera del mismo. Entonces, el universo, según la definición dada en el ámbito científico, solamente tiene "dentro", no tiene "fuera".

Sin pasar por alto las anteriores ideas, a lo largo de la historia se han desarrollado una serie de hechos observables que, combinados con razonamientos cualitativos y principios básicos de la ciencia y en particular de la física, permitirán, sin acudir a ningún tipo de modelo teórico, deducir algunas características esenciales de nuestro universo. Por consiguiente, estos hechos son los pilares de cualquier teoría sobre el origen del universo y deben explicarse como consecuencia natural de la teoría elaborada a partir de ellos. Es decir, sin recurrir a artificios *ad hoc*, no obstante algunos paradigmas de la cosmología moderna no cumplen precisamente con esto. Entre estos hechos observables tenemos los siguientes[10][11][12][13][14]:

1. La llamada paradoja de Olbers: ¿Por qué el cielo es oscuro por la noche?
2. La edad del universo deducida a partir de la edad de sus constituyentes.
3. La medición de distancias en nuestro universo.
4. El desplazamiento al rojo de los espectros de las galaxias.
5. Las medidas de supernovas tipo Ia a grandes distancias.
6. La presencia de materia no luminosa en nuestro universo.
7. La radiación de fondo cósmico de microondas.
8. Las abundancias de determinados elementos químicos en el universo.
9. La sobreabundancia de materia con respecto a la antimateria.

## 3 Contenidos del universo

### 3.1 Nuestra Galaxia

Los componentes de nuestra galaxia son los siguientes: un disco delgado que contiene gas, polvo, estrellas jóvenes, nubes moleculares, estrellas en formación, una estructura espiral, el cual es el ingrediente esencial de una galaxia espiral. Un disco grueso formado por estrellas más viejas, por lo general se supone que se formaron de un disco gaseoso. No todas las galaxias espirales tienen un disco grueso. La protuberancia nuclear también formada por estrellas más viejas y por lo general se considera que se asocia con el disco grueso,

sin embargo, algunas espirales tienen una protuberancia pero no un disco grueso. La protuberancia de las espirales se asemeja a una galaxia elíptica en muchos aspectos. El núcleo, otra parte de la galaxia, que contiene un disco nuclear, una barra, nubes moleculares, y posiblemente un agujero negro. El halo de cúmulos globulares, sub-enanas, estrellas de edad, con baja abundancia de metales y de altas velocidades peculiares. Halo oscuro inferido de las curvas de rotación galáctica, el cual podría consistir de materia bariónica, por ejemplo, agujeros negros  $10^6 M_{\odot}$ , enanas marrones, Júpiteres, o materia oscura no-bariónica. Otro componente son las nubes de alta velocidad como la corriente de Magallanes, esto debido a la fuerte interacción entre nuestra galaxia y las Nubes de Magallanes, un recordatorio de que las interacciones y fusiones desempeñan un papel clave en la formación de galaxias y su evolución. La observación de nuestra galaxia conduce a ciertas limitaciones en las observaciones cosmológicas, por ejemplo, zonas de extinción de polvo, "zonas de absorción" (óptico-UV), la absorción fotoeléctrica por el gas (EUV, rayos X blandos) la cual producen confusión con las estrellas cuando se buscan objetos compactos, emisión de regiones de formación estelar (IR lejano), emisión de polvo interestelar, "Cirrus" A00-1000 FIM, radiación sincrotrón (radio y continuo de fondo).

### 3.2 Otras galaxias

Estas se pueden clasificar en: Galaxias espirales normales, irregulares, elípticas (la secuencia de Hubble), donde los parámetros distintivos clave son el color y el contenido de gas, que están a su vez relacionados con las actuales y anteriores tasas de formación de estrellas. Las galaxias activas - AGN (radio-galaxias, radio-alta y tranquila de radio-cúasares, BLLacs, galaxias Seyfert) o galaxias starburst (dominante en luminosidades bolométricas  $> 10^{12} l_0$ ).

Galaxias Peculiares - la mayoría ahora se ve que surgen de las interacciones o fusiones. Algunas declaraciones acerca de las galaxias que están en más o menos polémica son los siguientes:

- La formación de la mayoría de estrellas se debe a la interacción dinámica con un compañero,
- Los destellos luminosos son por lo general debido a las interacciones o fusiones,
- La mayoría de las galaxias con AGN contienen destellos también,
- AGN, probablemente, también impulsado por las interacciones o fusiones,
- Las fusiones es probable que desempeñen un papel clave en la construcción de una galaxia.

Existen muchos tipos de galaxias, como se mencionó anteriormente, pero se destacan aquellas que son especialmente activas ya que liberan grandes cantidades de energía, en forma de materia y radiación al medio interestelar mediante procesos que no están relacionados con los procesos estelares ordinarios, se conocen datos que indican que aproximadamente un 10% de las galaxias pueden clasificarse como galaxias activas. La mayor parte de la energía emitida por las galaxias activas proviene de una pequeña y brillante región del núcleo de la galaxia, y en muchos casos se observan líneas espectrales de emisión anchas o estrechas, que evidencian la existencia de grandes masas de gas girando alrededor del centro de la galaxia, esto es conocido como un AGN. Dentro de las galaxias activas podemos mencionar las siguientes: Galaxias Seyfer, que son galaxias espirales que se caracterizan por tener un núcleo puntual muy brillante, y que según su espectro se clasifican en Galaxia Seyfer Tipo I (estas producen líneas de emisión anchas), Galaxia Seyfer Tipo II (estas producen líneas de emisión angostas). También encontramos Galaxias "Starburst" que son galaxias en las que se están formando enormes cantidades de estrellas, que tras morir, muchas de ellas explotan produciendo supernovas., Radiogalaxias las cuales suelen estar asociadas a galaxias tipo E con núcleo activo, emiten en longitudes de onda de radio y algunas pueden ser relativamente débiles, además suelen ser galaxias que se extienden por amplias zonas del espacio, presentan un núcleo brillante y normalmente suelen estar rodeadas por dos chorros de partículas de grandes dimensiones, y como elemento asombroso, en muchas de ellas se ha detectado radiación sincrotrón. Entre otros objetos estelares se destacan los llamados Cuásares, estos tienen aparentemente el mismo aspecto de una estrella, de ahí su nombre, que proviene de la contracción inglesa quasar, los cuásares en esencia consisten en un núcleo no resuelto y muy luminoso con fuertes líneas de emisión anchas y angostas, también en los cuásares más cercanos se observa una nubosidad difusa, revelando que este tipo de objetos no son más que núcleos de galaxias activas muy lejanas de las que únicamente somos capaces de detectar su núcleo, y entre otras cosas, se sabe que la masa de estos objetos es muy elevada y generalmente presentan una forma estructurada.

### 3.3 Grupos, cúmulos, paredes y vacíos

La organización de estructuras podría decirse que empieza a nivel estelar, aunque muchos cosmólogos raramente abordan la astrofísica en esta escala. Las estrellas se organizan en galaxias, las cuales forman



cúmulos y supercúmulos que están separados por inmensos vacíos, históricamente, se asumía normalmente que los cúmulos galácticos virializados eran las mayores estructuras en la existencia y que se distribuían más o menos uniformemente a través del universo en todas las direcciones posibles. Sin embargo, basados en datos de expediciones de corrimiento al rojo, en 1989 Margaret Geller y John Huchra descubrieron la "Gran Muralla", un conjunto de galaxias a más de 500 millones de años luz de distancia y de 200 millones de años de ancho, pero sólo 15 millones de años luz de profundidad. La existencia de esta estructura escapó de ser advertida durante demasiado tiempo porque requiere la localización de la posición de galaxias en tres dimensiones, que involucra combinar información de localización sobre galaxias con información de distancia del corrimiento al rojo. En abril de 2003, se descubrió otra estructura a gran escala, la Gran Muralla de Sloan, sin embargo, técnicamente no es una 'estructura', ya que los objetos en ella no están gravitacionalmente relacionados los unos con los otros pero sólo parecen de esta forma, causados por las medidas de distancia que fue utilizado. Uno de los mayores vacíos del espacio es el vacío de Capricornio, con un diámetro estimado de 230 millones de años luz. Sin embargo, en agosto de 2007 se confirmó la existencia de un nuevo supervacío en la constelación Eridanus, que está a casi mil millones de años. Originalmente, había sido descubierto en 2004 y fue conocido como Lugar Frío del WMAP. En estudios más recientes el Universo parece una colección de vacíos gigantes similares a burbujas separados por hojas y filamentos de galaxias en el que el supercúmulo se parece a nodos ocasionales relativamente densos. Entonces, tenemos que según la observación moderna se encuentran los siguientes hechos

- La mayoría de las galaxias forman grupos (de algunas a pocas decenas).
- Aproximadamente el 10% ocurren en los cúmulos ricos, que contiene cientos a miles de galaxias, la correlación efectiva con la distribución de galaxias y mapas a gran escala de la densidad de galaxia muestran que la magnitud de estos grupos es muy grande (decenas de Mpc), los cuales pueden unirse suavemente sobre grupos de vecinos
- Parece que hojas de galaxias (por ejemplo, la 'Gran Muralla') y vacíos, en las escalas de 30 a 100 Mpc - estas son genéricas? Los estudios topológicos a la fecha son consistentes con la distribución de las galaxias se hayan derivado de una distribución de Gauss con una topología como de esponja (es decir con simetría entre la regiones de alta y baja densidad). Sin embargo, existen objeciones acerca de la escala de longitud cara-

cterística para la separación de las diferentes capas u hojas de galaxias.

Hay muchos resultados y observaciones en cosmología física que intentan modelar la estructura a gran escala del universo, para ello, utilizando el modelo del big bang y suponiendo que se puede predecir la distribución de materia y por comparación con las observaciones ir hacia atrás, es decir retroceder en el tiempo, para soportar o refutar ciertas teorías cosmológicas. Actualmente, las observaciones indican que gran parte del universo tiene que estar compuesto de materia oscura fría. Los modelos que asumen la materia oscura caliente o la materia oscura bariónica no se ajustan lo suficientemente bien a las observaciones. Las irregularidades en la radiación de fondo de microondas y el gran corrimiento al rojo de las supernovas proporcionan puntos de vista alternativos para restringir los mismos modelos y hay un consenso creciente de que estas observaciones conjuntas están aportando la prueba de que vivimos en un universo en aceleración[35].

### 3.4 Medio intergaláctico

El medio intergaláctico o espacio intergaláctico es el espacio físico entre galaxias, y hasta donde se conoce sin polvo o materia alguna, libre de escombros, el espacio intergaláctico está muy cerca del vacío total, se sabe que es un vacío mucho mejor que el obtenido en laboratorio. Algunas teorías suponen la densidad media del universo como el equivalente a un átomo de hidrógeno por metro cúbico. No obstante, la densidad del universo claramente no es uniforme, varía desde una densidad relativamente alta en galaxias, donde tenemos incluso una densidad muy alta en estructuras dentro de las mismas, como planetas, estrellas, y o aun mucho mayores en los agujeros negros, por lo tanto encontramos condiciones de enormes vacíos cuya densidad es muy inferior a la media del universo, además la temperatura es tan sólo de 2,73 K. La misión COBE de la NASA midió una temperatura de  $2.725 \pm 0.002 K$ .

Por consiguiente podemos mencionar los siguientes aspectos:

- Existen fuertes límites sobre la uniformidad del gas intergaláctico, desde la prueba de Gunn-Peterson en los cuásares.
- Emisión de rayos X en cúmulos muestran la presencia de gas en grupos a  $10^8 K$  - las líneas de hierro muestran que este gas tiene aproximadamente abundancias solares de ( $Z \approx 0.3Z_0$ ), así era en las estrellas. Este gas tiene una contribución significativa en el contenido materia bariónico de los clústers.
- Los sistemas de líneas de absorción de cuásares

muestran la presencia de gas intergaláctico agrupado. Líneas del tipo Lyman- $\alpha$  tienen líneas asociadas de metal, por lo que puede estar relacionadas con discos espirales o protodiscos. Su densidad de número implica entonces que los discos espirales deben extenderse considerablemente mucho más lejos que el radio de Holmberg característico. La abundancia de Zn y Cr muestra que a altos corrimientos al rojo de estos sistemas tienen sustancialmente abundancias de elementos pesados.

### 3.5 Radiación

La radiación como se sabe desde hace bastante tiempo en física, se propaga en forma de ondas electromagnéticas, como por ejemplo; rayos UV, rayos gamma, rayos X, etc, también llamada radiación electromagnética, mientras que la radiación corpuscular es la radiación transmitida mediante partículas subatómicas, por ejemplo; partículas  $\alpha$ , partículas  $\beta$ , neutrones, electrones, etc, que se mueven a gran velocidad en un medio o el vacío, con la capacidad de transportar grandes cantidades de energía. Si la radiación transporta energía suficiente como para provocar ionización en el medio que atraviesa, se dice que es una radiación ionizante. En caso contrario se habla de radiación no ionizante. El carácter ionizante o no ionizante de la radiación es independiente de su naturaleza corpuscular u ondulatoria.

Son radiaciones ionizantes los rayos X, rayos  $\gamma$ , partículas  $\alpha$  y parte del espectro de la radiación UV entre otros. Por otro lado, radiaciones como los rayos UV y las ondas de radio, TV o de telefonía móvil, son algunos ejemplos de radiaciones no ionizantes. La radiación es uno de los elementos fundamentales del universo, entiendase esta como radiación electromagnética conformada por fotones, en un apartado más adelante en el texto se discute algunas aproximaciones conocidas de la radiación o época de dominio de radiación en el cosmos. Algunos aspectos importantes son:

- La radiación de fondo, presumiblemente de las galaxias, se ha detectado en la frecuencia de radio, óptico-UV, X-7.
- Un fondo de infrarrojo lejano probablemente se detectará con ayuda de COBE.
- La forma dominante de la radiación en el universo es el RCF, con una perfecta espectro de cuerpo negro (y esto nos dice que no había mucho polvo pre-galáctica en poblaciones estelares tipo III, también de que no existe gas intergaláctico caliente  $\Omega_0 \approx 1$ ).

### 3.6 Los neutrinos

Una reliquia esperada de la época del Big Bang caliente son los llamados neutrinos, los cuales son partículas fermiónicas, sin carga y espín 1/2. Desde hace unos años se sabe, en contra de lo que se pensaba, que estas partículas tienen una masa muy pequeña la cual es muy difícil medirla. Hoy en día (2012), se cree que la masa de los neutrinos es inferior a unos  $5.5 \text{ eV}/c^2$  lo que significa menos de una milmillonésima de la masa de un átomo de hidrógeno. Su conclusión se basa en el análisis de la distribución de galaxias en el universo y es, según afirman estos científicos, la medida más precisa hasta ahora de la masa del neutrino. Además, su interacción con las demás partículas es mínima por lo que pasan a través de la materia ordinaria sin apenas perturbarla. La masa del neutrino tiene importantes consecuencias en el modelo estándar de la física de partículas ya que implicaría la posibilidad de transformaciones entre los tres tipos de neutrinos existentes en un fenómeno conocido como oscilación de neutrinos. Existen tres tipos de neutrinos asociados a cada una de las familias leptónicas (o sabores): neutrino electrónico, neutrino muónico y neutrino tauónico más sus respectivas antipartículas. Los neutrinos pueden pasar de una familia a otra (es decir, cambiar de sabor) en un proceso conocido como oscilación de neutrinos. La oscilación entre las distintas familias se produce aleatoriamente, y la probabilidad de cambio parece ser más alta en un medio material que en el vacío. Dada la aleatoriedad del proceso, las proporciones entre cada uno de los sabores tienden a repartirse por igual (1/3 del total para cada tipo de neutrino) a medida que se producen sucesivas oscilaciones. Fue este hecho el que permitió considerar por primera vez la oscilación de los neutrinos, ya que al observar los neutrinos procedentes del Sol (que deberían ser principalmente electrónicos) se encontró que sólo llegaban a un tercio de los esperados. Los dos tercios que faltaban habían oscilado a los otros dos sabores y por tanto no fueron detectados. Esto es el llamado "Problema de los neutrinos solares". La oscilación de los neutrinos implica directamente que éstos han de tener una masa no nula, ya que el paso de un sabor a otro sólo puede darse en partículas masivas.

En todo caso, los neutrinos no se ven afectados por las fuerzas electromagnética o nuclear fuerte, pero sí por la fuerza nuclear débil y la gravitatoria, denotados por  $(\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau)$ , son importantes en:

- en el panorama cosmológico previsible futuro ya que deben incorporarse en el análisis cosmológico actual
- Los neutrino electrónicos  $\nu_e$  que fueron detectados

en el sol y en la SN1987A.

- Los neutrino muónicos  $\nu_\mu$  que fueron detectados en los aceleradores y reactores nucleares.

- Los neutrinos tauónicos  $\nu_\tau$  los cuales se han detectado recientemente

En el modelo estándar se consideraba inicialmente al neutrino como a una partícula sin masa, de hecho en muchos sentidos se la puede considerar de masa nula pues ésta es, por lo menos diez mil veces menor que la del electrón. Esto implica que los neutrinos viajan a velocidades muy cercanas a la de la luz, por lo tanto en términos cosmológicos al neutrino se le considera materia caliente, o materia relativista. En contraposición a la materia fría que sería materia no relativista. En 1998, se presentaron los primeros trabajos que mostraban que estas partículas tienen una masa ínfima. Previamente a estos trabajos se había considerado que la hipotética masa de los neutrinos podía tener una contribución importante dentro de la materia oscura del Universo. Sin embargo, resultó que la masa del neutrino era insuficiente, demasiado pequeña para ser siquiera tenida en cuenta en la ingente cantidad de materia oscura que se calcula que hay en el universo. Por otro lado, los modelos de evolución cosmológica no cuadraban con las observaciones si se introducía materia oscura caliente. En ese caso las estructuras se formaban de mayor a menor escala. Mientras que las observaciones parecían indicar que primero se formaron las agrupaciones de gas, luego estrellas, luego proto galaxias, luego cúmulos, cúmulos de cúmulos, etc. Las observaciones, pues, cuadraban con un modelo de materia oscura fría. Por estos dos motivos se desechó la idea de que el neutrino contribuyera de forma destacada a la masa total del universo.

### 3.7 La materia oscura

Entramos a uno de los aspectos más asombrosos del universo, el cual tiene que ver con la llamada materia oscura, la cual en astrofísica y en la cosmología física moderna se denomina a la hipotética materia que no emite suficiente radiación electromagnética para ser detectada con los medios técnicos actuales, pero cuya existencia se puede deducir o inferir a partir de los efectos gravitacionales que causa en la materia visible, tales como las estrellas o las galaxias, así como en las anisotropías del fondo cósmico de microondas presente en el universo. De acuerdo con las observaciones actuales (2010) de estructuras mayores que una galaxia, así como la cosmología del Big Bang, la materia oscura constituye del orden del 21% de la masa del Universo observable, fue propuesta por Fritz Zwicky en 1933 ante

la evidencia de una "masa no visible" que influía en las velocidades orbitales de las galaxias en los cúmulos. Posteriormente, otras observaciones han indicado la presencia de materia oscura en el universo: estas observaciones incluyen la citada velocidad de rotación de las galaxias, las lentes gravitacionales de los objetos de fondo por los cúmulos de galaxias, tales como el Cúmulo Bala (1E 0657-56) y la distribución de la temperatura del gas caliente en galaxias y cúmulos de galaxias. La materia oscura también juega un papel central en la formación de estructuras y la evolución de galaxias y tiene efectos medibles en la anisotropía de la radiación de fondo de microondas. Todas estas pruebas sugieren que las galaxias, los cúmulos de galaxias y todo el Universo contiene mucha más materia que la que interactúa con la radiación electromagnética: lo restante es llamado "el componente de materia oscura". La composición de la materia oscura se desconoce, pero puede incluir neutrinos ordinarios y pesados, partículas elementales recientemente postuladas como los WIMPs y los axiones, cuerpos astronómicos como las estrellas enanas, los planetas (colectivamente llamados MACHO) y las nubes de gases no luminosos, o quizá sea un efecto de tipo geométrico es decir un elemento del espaciotiempo, como recientemente se ha postulado en el marco de los universos brane. Las pruebas actuales favorecen los modelos en que el componente primario de la materia oscura son las nuevas partículas elementales llamadas colectivamente materia oscura no bariónica.

El componente de materia oscura tiene bastante más masa que el componente "visible" del Universo, en el estado actual del universo, la densidad de bariones ordinarios y la radiación en el Universo se estima que son equivalentes aproximadamente a un átomo de hidrógeno por metro cúbico de espacio. Sólo aproximadamente el 5% de la densidad de energía total en el Universo (inferido de los efectos gravitacionales) se puede observar directamente. Se estima que en torno al 23% está compuesto de materia oscura. El 72% restante se piensa que consiste de energía oscura, un componente incluso más extraño, distribuido difusamente en el espacio. Alguna materia bariónica difícil de detectar realiza una contribución a la materia oscura, aunque algunos autores defienden que constituye sólo una pequeña porción. Aún así, hay que tener en cuenta que del 5% de materia bariónica estimada (la mitad de ella todavía no se ha detectado) se puede considerar materia oscura bariónica. Todas las estrellas, galaxias y gas observable forman menos de la mitad de los bariones (que se supone debería haber) y se cree que toda esta materia puede estar distribuida en filamentos gaseosos de baja densidad formando una red por todo el universo y

en cuyos nodos se encuentran los diversos cúmulos de galaxias. En mayo de 2008, el telescopio XMM-Newton de la agencia espacial europea ha encontrado pruebas de la existencia de dicha red de filamentos.

La determinación de la naturaleza de esta masa no visible es una de las cuestiones más importantes de la cosmología moderna y la física de partículas. Se ha puesto de manifiesto que los nombres "materia oscura" y la "energía oscura" sirven principalmente como expresiones de nuestra ignorancia, casi como los primeros mapas etiquetados como "Terra incógnita".

En consecuencia una componente imprescindible en la estructura del universo es la materia oscura, de la cual sólo tenemos indicios gravitacionales. Podemos mencionar algunos aspectos:

- Posiblemente implica la dinámica estelar local.
- Definitivamente implica las curvas de rotación de galaxias espirales, la dinámica de galaxias binarios, grupos y cúmulos.
- Pueden haber dos tipos de materia oscura bariónica.
- Se necesita para que las galaxias se formen de suaves distribuciones bariónicas de  $10^{-5}$  a  $10^3$  (excepto en el escenario de isocurvatura).
- Se necesita para dar cuenta de  $\Omega_0 \approx 1$  medida de la observación de galaxias efectuadas por IRAS.

La materia oscura es crucial para el modelo cosmológico del Big Bang como un componente que se corresponde directamente con las medidas de los parámetros asociados con la métrica FLRW a la relatividad general, en especial, las medidas de las anisotropías del fondo cósmico de microondas se corresponden a una cosmología donde gran parte de la materia interactúa con los fotones de forma más débil que las fuerzas fundamentales conocidas que acoplan las interacciones de la luz con la materia bariónica. Así mismo, se necesita una cantidad significativa de materia fría no-bariónica para explicar la estructura a gran escala del universo, las observaciones sugieren que la formación de estructuras en el Universo procede jerárquicamente, con las estructuras más pequeñas uniéndose hasta formar galaxias y después cúmulos de galaxias. Según se unen las estructuras en la evolución del Universo, empiezan a "brillar" ya que la materia bariónica se calienta a través de la contracción gravitacional y los objetos se aproximan al equilibrio hidrostático. La materia bariónica ordinaria tendría una temperatura demasiado alta y demasiada presión liberada desde el Big Bang para colapsar y formar estructuras más pequeñas, como estrellas, a través de la inestabilidad de Jeans. La materia oscura actúa como un compactador de estructuras. Este modelo no sólo se corresponde con investigaciones es-

tadísticas de la estructura visible en el Universo sino también se corresponden de forma precisa con las predicciones de materia oscura de la radiación de fondo de microondas. Este modelo inverso de formación de estructuras necesita algún tipo de la materia oscura para funcionar. Se han utilizado simulaciones por ordenador de miles de millones de partículas de materia oscura para confirmar que el modelo de materia oscura fría de la formación de estructuras es consistente con las estructuras observadas en el Universo mediante las observaciones de galaxias, como la Sloan Digital Sky Survey y la 2dF Galaxy Redshift Survey, así como las observaciones del bosque Lyman-alfa. Estos estudios han sido cruciales en la construcción del modelo Lambda-CDM que mide los parámetros cosmológicos, incluyendo la parte del Universo formada por bariones y la materia oscura.

### 3.8 Los rayos cósmicos

Los rayos cósmicos de baja energía son isotropizados por el campo magnético galáctico, los cuales tienen origen en las supernovas a través de los púlsares y remanentes de supernovas. Los rayos de muy alta energía son de origen extragaláctico. Se conocen a la fecha muchos fenómenos relacionados con los rayos cósmicos, entre ellos fenómenos de extra muy alta energía los cuales se investigan ampliamente en diversas partes del mundo. La fenomenología asociada a los mismos posiblemente aportará información fundamental sobre interacciones primordiales. Las lluvias o cascadas de partículas subatómicas se originan por acción de rayos cósmicos primarios, cuya energía puede ser superior a  $10^{20}$  eV, cien millones de veces superior a la que se le puede suministrar a una partícula subatómica en los más potentes aceleradores de partículas.

Cuando un rayo cósmico de alta energía llega a la atmósfera terrestre interactúa con átomos de ésta, choca contra los gases y libera electrones. Este proceso excita los átomos y genera nuevas partículas. Éstas, a su vez, colisionan contra otras y provocan una serie de reacciones nucleares, que originan nuevas partículas que repiten el proceso en cascada. Así puede formarse una cascada de más de  $10^{11}$  nuevas partículas. Los corpúsculos integrantes de las cascadas se pueden medir con distintos tipos de detectores de partículas, generalmente basados en la ionización de la materia o en el efecto Cherenkov.

### 3.9 La radiación gravitatoria

Quizá uno de los grandes fenómenos naturales, además de asombroso es lo relacionado con las ondulaciones del espaciotiempo, conocidas como radiación gravitacional, a la fecha se ha intentado su observación uo detección mediante varias propuestas experimentales pero no se ha logrado detección alguna, hoy día se estan diseñando detectores de una alta sofisticación, de lograrse la detección se tendría un panorama más o menos completo del espaciotiempo, por lo menos desde la teoría de la relatividad genera, pero de no lograrse tal hecho implicaría una serie de explicaciones mucho más complicadas y extrañas. Se puede mencionar:

- Se deduce su existencia de los sistemas de púlsares binarios.
- Se mantiene la esperanza de detectar la coalescencia de estrellas de neutrones y supernovas en las próximas décadas.
- Se espera encontrar evidencias en la radiación cósmica de fondo en el futuro cercano.

Aunque la radiación gravitacional no ha sido aún detectada directamente, hay evidencia indirecta significativa de su existencia, en una gran cantidad de estudios, astrofísicos de todo el mundo han podido observar, en grupos de estrellas súper masivas, fenómenos que sólo pueden ser explicados con la existencia de dicha teoría. Los físicos Russell Alan Hulse y Joseph Hooton Taylor Jr. descubrieron en 1974 el primer púlsar binario (PSR1913+16), las observaciones durante varios años han confirmado que el período de rotación de ambos objetos aumenta con el tiempo de la manera predicha por la teoría de la relatividad general, perdiendo energía en forma de ondas gravitacionales. Taylor y Hulse demostraron que la rotación del sistema binario se aceleraba a medida que las estrellas giraban en espiral cada vez más juntas, exactamente tal y como se predecía si estuviera emitiendo energía en forma de ondas gravitacionales. Un estudio realizado por O. Laudani, muestra que la diferencia de los tiempos de marea de sol y la luna indican de manera directa, que la velocidad de gravedad es igual a la velocidad de la luz. Esto significa que la fuerza de gravedad es una onda que, al igual que las electromagnéticas viaja a casi 300.000 km por segundo.

Este descubrimiento se considera como la demostración de la existencia de ondas gravitacionales. Por este motivo, Hulse y Taylor recibieron el Premio Nobel de Física del año 1993. Más recientemente (2005), se ha descubierto un segundo púlsar binario, PSR J0737-3039, cuyo comportamiento parece confirmar también las predicciones de la relatividad general con respecto

a la energía emitida en forma de ondas gravitacionales. El púlsar binario tiene una órbita cuya distancia decae en unos 7 mm por día.

## 4 Evidencia observacional del Big Bang

Las principales piezas de evidencia observacional para los modelos isotrópicos, homogéneos, y de Big-Bang caliente son los siguientes:

- La ley de Hubble, lo que implica la expansión del universo,
- La homogeneidad de la distribución de galaxias a gran escala observada a altos corrimientos al rojo
- la isotropía ( $\approx 10\%$ ) de la distribución de radio-galaxia,
- el hecho de que la edad de la galaxia es aproximadamente igual a la escala-temporal de expansión del universo,
- la existencia de la CBR, con un espectro de cuerpo negro (lo que implica la fase anterior de equilibrio térmico entre la materia y la radiación) y un alto grado de isotropía,  $10^{-5}$  aparte de la dipolar),
- las abundancias de los elementos ligeros de acuerdo con las predicciones de un  $\Omega_b \approx 0.05$  en un universo que contiene tres especies de neutrinos.

## 5 Dinámica del modelo de Friedmann

Tomando en cuenta los elementos considerados en las secciones previas, pasamos a considerar los aspectos matemáticos y técnicos del modelo físico-matemático que nos ocupa, la siguiente descripción corresponde a lo que se conoce como Modelo Cosmológico Estándar el cual básicamente consiste en considerar el llamado universo de Friedmann-Roberson-Walker firmemente establecido y basado en los siguientes principios hipotéticos:

1. El principio cosmológico, el cual, según las observaciones el Universo es isotrópico, homogéneo, y se expande uniformemente a gran escala, lo cual conduce a la métrica Roberson-Walker.
2. Postulado de Weyls, de acuerdo al cual las líneas de universo de partículas se encuentran en un punto singular en el pasado finito o infinito. Significa esto que existe una única línea de universo pasando por cada punto del espacio tiempo.
3. La Relatividad General, la cual relaciona el tensor momentum-energía, con las propiedades geométricas del espacio-tiempo.

Por tanto y bajo las hipótesis anteriores y partiendo de la formulación matemática de las ecuaciones de campo gravitacional tenemos las siguientes ecuaciones que representan o muestran la dinámica del tensor de Riemman el cual describe la geometría del espaciotiempo[18][19][20]

$$\ddot{R} = -\frac{4\pi G}{3}R\left(\rho + \frac{3p}{c^2}\right) + \frac{1}{3}\Lambda R, \quad (1)$$

$$\dot{R}^2 = \frac{8\pi G\rho}{3}R^2 - \frac{c^2}{\mathfrak{R}^2} + \frac{1}{3}\Lambda R^2, \quad (2)$$

aquí,  $\mathfrak{R}$  es el radio de curvatura presente  $R_c(t_0) = \mathfrak{R}$ , además,  $\rho$  densidad de energía del Universo,  $p$  la presión debida a la densidad de energía, y  $\Lambda_4$  corresponde a la constante cosmológica sobre el universo, la cual entre otras cosas fué introducida para obtener una solución estática a las ecuaciones de campo, ya que se pensaba que el universo era estático, es decir que no presentaba evolución alguna.

## 6 Modelo estándar con $\Lambda = 0$

Considerando el modelo estándar con materia no relativista conocida como polvo, donde cosmológicamente significa un fluido sin presión es decir  $p = 0$ ,  $\Lambda = 0$ . La densidad de energía del fluido cambia con la expansión del universo según  $\rho = \rho_0 R^{-3}$ , con lo cual se obtiene[21]

$$\ddot{R} = -\frac{4\pi G\rho_0}{3R^2}, \quad (3)$$

$$\dot{R}^2 = \frac{8\pi G\rho_0}{3R} - \frac{c^2}{\mathfrak{R}^2}, \quad (4)$$

definiendo la densidad crítica y los parámetros de densidad por

$$\rho_c = \frac{3H_0^2}{8\pi G} = 1.88 \times 10^{-26} h^2 \text{ Kgm}^{-3}, \quad (5)$$

$$\Omega_0 = \frac{\rho_0}{\rho_c} = \frac{8\pi G}{3H_0^2}\rho_0, \quad (6)$$

obtenemos

$$\ddot{R} = -\frac{\Omega_0 H_0^2}{3R^2}, \quad (7)$$

$$\dot{R}^2 = \frac{\Omega_0 H_0^2}{R} - \frac{c^2}{\mathfrak{R}^2}. \quad (8)$$

Para la época actual tenemos  $t = t_0$ ,  $R_0 = 1$ ,  $\dot{R}_0 = H_0$ , esto permite obtener

$$H_0^2(1 - \Omega_0) = -\frac{c^2}{\mathfrak{R}^2}, \quad (9)$$

lo cual conduce a

$$\mathfrak{R}^2 = \frac{-c^2}{H_0^2(1 - \Omega_0)}, \quad (10)$$

$$\mathfrak{R} = \frac{c/H_0}{(\Omega_0 - 1)^{1/2}}, \quad \kappa = \frac{(\Omega_0 - 1)}{(c/H_0)^2}, \quad (11)$$

esto último muestra que existe una relación uno-a-uno entre la densidad de energía del Universo y su curvatura espacial, que es una de los mejores resultados del modelo de Friedmann sin constante cosmológica. Si la curvatura espacial es cero, tenemos

$$\Omega_0 = 1, \quad (12)$$

y la ecuación dinámica de Friedmann se pueden expresar como

$$\dot{R}^2 = H_0^2 \left[ \Omega_0 \left( \frac{1}{R} - 1 \right) + 1 \right], \quad (13)$$

si  $R$  toma valores grandes, se puede escribir la relación anterior como

$$\dot{R}^2 = H_0^2 [1 - \Omega_0], \quad (14)$$

donde tenemos los siguientes casos:

1. Modelos con  $\Omega_0 < 1$ , tienen geometrías abiertas hiperbólicas y se expanden con  $R \rightarrow \infty$ , y su velocidad de expansión se puede expresar como  $\dot{R} = H_0 [1 - \Omega_0]^{1/2}$ .

2. Modelos con  $\Omega_0 > 1$ , tienen geometrías esféricas cerradas y la expansión se frena con algún valor finito de  $R = R_{\max}$ , alcanzando una rata de expansión imaginaria en el infinito.

3 Modelos con  $\Omega_0 = 1$ , separan los modelos abiertos de los cerrados. La velocidad de expansión tiende a cero cuando  $R$  tiende a infinito.

Sabemos que  $H_0$  mide la rata de expansión local de la distribución de galaxias, luego se puede definir la desaceleración local del universo en la época actual, por[31][32]

$$q_0 = - \left( \frac{R\ddot{R}}{\dot{R}^2} \right)_{t_0}, \quad (15)$$

que de forma simplificada es

$$q_0 = \frac{1}{2}\Omega_0 . \quad (16)$$

### 6.1 Relación corrimiento al rojo-tiempo cósmico

Se puede encontrar que el factor de escala se relaciona con el corrimiento al rojo mediante las siguientes expresiones[21]

$$R = (1 + z)^{-1} , \quad (17)$$

$$\frac{dz}{dt} = -R^{-2} \frac{dR}{dt} , \quad (18)$$

con esto se obtiene

$$\frac{dz}{dt} = -H_0(1 + z)^2 (\Omega_0 z + 1)^{1/2} , \quad (19)$$

y donde además, el tiempo cósmico medido desde el Big-Bang se obtiene de

$$t = \int_0^t dt = -\frac{1}{H_0} \int_\infty^z \frac{dz}{(1 + z)^2 (\Omega_0 z + 1)^{1/2}} , \quad (20)$$

igualmente, se puede encontrar la edad del universo para diferentes modelos integrando desde  $z = 0$  a  $z = \infty$

$$t_0 = \frac{\Omega_0}{H_0 (\Omega_0 - 1)^{3/2}} \left[ \text{Sen}^{-1} \left( \frac{\Omega_0 - 1}{\Omega_0} \right)^{1/2} - \frac{(\Omega_0 - 1)^{1/2}}{\Omega_0} \right] , \quad (21)$$

si  $\Omega_0 > 1$  ,

$$t_0 = \frac{\Omega_0}{H_0 (\Omega_0 - 1)^{3/2}} \left[ \frac{(1 - \Omega_0)^{1/2}}{\Omega_0} - \text{Sen}^{-1} \left( \frac{1 - \Omega_0}{\Omega_0} \right)^{1/2} \right] , \quad (22)$$

si  $\Omega_0 < 1$  ,

$$t_0 = \frac{2}{3H_0} , \quad \text{si } \Omega_0 = 1 . \quad (23)$$

### 6.2 Medida de distancia como función del corrimiento al rojo

De igual forma podemos hallar la expresión para la distancia coordenada radial comóvil y la distancia diamétrica angular comóvil, en función del corrimiento al rojo, con  $dr = \frac{cdt}{R(t)} = -c(1 + z)dt$ . Es importante aclarar que  $t$  es el tiempo cósmico, esto es, el tiempo medido por el reloj de un observador fundamental, es decir observadores que se mueven de tal manera que el Universo siempre se muestra isotrópico a ellos y  $r$  la distancia coordenada radial comóvil la cual está fija (ver apéndice D), a por ejemplo una galaxia, para todo tiempo, ésta es la distancia propia que tendría la galaxia si su línea de mundo fuera proyectada hacia la época actual  $t_0$  y su distancia medida en esta época[22]. Según lo anterior se obtiene

$$r = \frac{c}{H_0} \int_0^z \frac{dz}{(1 + z)(\Omega_0 z + 1)^{1/2}} , \quad (24)$$

y en el caso de curvatura positiva, se puede encontrar la medida de distancia diamétrica angular comóvil

$$D = \Re \text{Sen} \left( \frac{r}{\Re} \right) , \quad (25)$$

y como la integral se puede hacer analíticamente, se pueden deducir las siguientes expresiones

$$r = \frac{2c}{H_0(\Omega_0 - 1)^{1/2}} \left[ \tan^{-1} \left( \frac{\Omega_0 z + 1}{\Omega_0 - 1} \right)^{1/2} - \tan^{-1} (\Omega_0 - 1)^{-1/2} \right] , \quad (26)$$

$$D = \frac{2c}{H_0 \Omega_0^2 (1 + z)} \left\{ \Omega_0 z + (\Omega_0 - 2) \left[ (\Omega_0 z + 1)^{1/2} - 1 \right] \right\} , \quad (27)$$

estas expresiones son válidas para cualquier valor de  $\Omega_0$ . En el caso de un Universo vacío, o modelo de Milne,  $\Omega_0 = 0$ , se obtiene, como caso particular[23][24].

$$D = \frac{cz}{H_0} \frac{(1 + \frac{z}{2})}{(1 + z)} . \quad (28)$$

## 7 Modelos con constante cosmológica $\Lambda \neq 0$

Si consideramos que la constante cosmológica es distinta de cero, obtenemos el siguiente sistema de ecuaciones

$$\ddot{R} = -\frac{4\pi G}{3}R\left(\rho + \frac{3p}{c^2}\right) + \frac{1}{3}\Lambda R, \quad (29)$$

$$\dot{R}^2 = \frac{8\pi G\rho}{3}R^2 - \frac{c^2}{\mathfrak{R}^2} + \frac{1}{3}\Lambda R^2, \quad (30)$$

y nuevamente si asumimos que tenemos materia no relativista en el Universo, tenemos  $\frac{3p}{c^2} = 0$ , con lo cual se obtiene

$$\begin{aligned} \ddot{R} &= -\frac{4\pi G R \rho}{3} + \frac{1}{3}\Lambda R = \\ &= -\frac{4\pi G \rho_0}{3R^2} + \frac{1}{3}\Lambda R. \end{aligned} \quad (31)$$

Se puede deducir una expresión similar sólo considerando que la densidad de energía se puede descomponer en una densidad de energía proveniente de la materia y una densidad de energía proveniente del vacío, y que satisfaga la ecuación  $\rho = \rho_0 R^{-3}$ , de tal forma que podemos escribir

$$\ddot{R} = -\frac{4\pi G}{3}R\left(\rho_m + \rho_v + \frac{3p_v}{c^2}\right), \quad (32)$$

donde  $p_v = -c^2\rho_v$ , con esto se obtiene

$$\ddot{R} = -\frac{4\pi G}{3}(\rho_m - 2\rho_v), \quad (33)$$

y cuando el universo se expande  $\rho_m = \frac{\rho_0}{R^3}$ , y  $\rho_v = Cte$ , de tal forma que se obtiene

$$\ddot{R} = -\frac{4\pi G \rho_0}{3R^2} + \frac{8\pi G \rho_v}{3}R, \quad (34)$$

y donde se puede definir  $\Lambda_4 = 8\pi G \rho_v$ .

En el caso de  $t = t_0$ ,  $R(t_0) = 1$ , se obtiene

$$\ddot{R} = -\frac{4\pi G \rho_0}{3} + \frac{8\pi G \rho_v}{3}, \quad (35)$$

definiendo  $\Omega_\Lambda = \frac{8\pi G \rho_v}{3H_0^2}$ ,  $\Lambda = 3H_0^2 \Omega_\Lambda$ , obtenemos

$$q_0 = \frac{1}{2}\Omega_0 - \Omega_\Lambda, \quad (36)$$

de tal forma que las ecuaciones dinámicas se pueden escribir como

$$\ddot{R} = -\frac{\Omega_0 H_0^2}{2R^2} + \Omega_\Lambda H_0^2 R^2, \quad (37)$$

$$\dot{R}^2 = \frac{\Omega_0 H_0^2}{R} - \frac{c^2}{\mathfrak{R}^2} + \Omega_\Lambda H_0^2 R^2, \quad (38)$$

nuevamente en el caso de  $t = t_0$ ,  $R(t_0) = 1$ ,  $\dot{R} = H_0$ , se encuentra

$$\dot{R}^2 = \Omega_0 H_0^2 - \frac{c^2}{\mathfrak{R}^2} + \Omega_\Lambda H_0^2, \quad (39)$$

lo cual conduce a

$$\kappa = \frac{[(\Omega_0 + \Omega_\Lambda) - 1]}{\left(\frac{c^2}{H_0^2}\right)}, \quad (40)$$

y si la curvatura espacial es cero, es decir plana euclídea, encontramos

$$(\Omega_0 + \Omega_\Lambda) = 1. \quad (41)$$

## 7.1 Relación corrimiento al rojo-tiempo cósmico

Se puede deducir que la expresión para el cambio de  $z$  con  $t$  es[25]

$$\begin{aligned} \frac{dz}{dt} &= -H_0(1+z)[(1+z)^2 \\ &(\Omega_0 z + 1) - \Omega_\Lambda z(z+2)]^{1/2}, \end{aligned} \quad (42)$$

de tal forma que el tiempo cósmico transcurrido desde el Big-Bang hasta la época actual, se obtiene de

$$t = -\frac{1}{H_0} \int_{\infty}^z \frac{dz}{(1+z) \left[ (1+z)^2 (\Omega_0 z + 1) - \Omega_\Lambda z(z+2) \right]}. \quad (43)$$

## 7.2 Medida de distancias con $\Lambda_4 \neq 0$

De igual forma que en la sección anterior, se puede encontrar la distancia coordenada radial comóvil, con

$$\begin{aligned} \dot{R} &= H_0(1+z)^{-1}[(1+z)^2 \\ &(\Omega_0 z + 1) - \Omega_\Lambda z(z+2)]^{1/2}, \end{aligned} \quad (44)$$

y con la cual se puede deducir la expresión para la coordenada radial

$$r = \frac{c}{H_0} \int_0^z \frac{dz}{[(1+z)^2 (\Omega_0 z + 1) - \Omega_\Lambda z(z+2)]^{1/2}}, \quad (45)$$

y de forma similar se deduce la expresión para la distancia  $D$ . Generalmente las soluciones se dan en términos de funciones elípticas[26][27].



## 8 Medida de distancias en cosmología

En cosmología existen muchas maneras distintas de especificar la distancia entre dos puntos, debido a la expansión del Universo, las distancias entre objetos comóviles está cambiando según cambia el factor de escala. La constante de Hubble  $H_0$  es la constante de proporcionalidad entre la velocidad de recesión  $v$  (velocidad con la que se alejan las galaxias) y la distancia  $d$  en la expansión del Universo (distancia a la que se encuentra una galaxia)[27],

$$v = H_0 d , \quad (46)$$

las dimensiones de  $H_0$  son inversas del tiempo, usualmente se escribe

$$H_0 = 100h \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1} , \quad (47)$$

donde  $h$  es un factor que parametriza el desconocimiento del valor exacto de  $H_0$ , se considera  $0.6 < h < 0.9$ . El inverso de la constante de Hubble es el llamado tiempo de Hubble,

$$t_H = \frac{1}{H_0} = 9.78 \times 10^9 h^{-1} \text{ yr} = 3.09 \times 10^{17} h^{-1} \text{ s} , \quad (48)$$

igualmente se define la distancia de Hubble como la distancia que recorre la luz en el tiempo de Hubble

$$D_H = c \times t_H = \frac{c}{H_0} = 3000h^{-1} \text{ Mpc} = 9.26 \times 10^{25} h^{-1} \text{ m} . \quad (49)$$

Estas cantidades determinan la escala del Universo, es decir que permiten parametrizar cualquier distancia o tiempo. Además, es convencional en cosmología trabajar en unidades geométricas con  $c = t_H = D_H = 1$  [27].

### 8.1 Distancia Comóvil (Línea de Visión)

Se define como la distancia entre dos objetos en el Universo que permanece constante con la época, si los dos objetos se mueven con el flujo de Hubble. En cosmología estándar se define la función de Hubble, que corresponde a la ecuación de Friedman en términos de densidades[27]

$$H(z) = \sqrt{\Omega_0(1+z)^3 + \Omega_k(1+z)^2 + \Omega_\Lambda} . \quad (50)$$

La distancia comóvil total se obtiene de

$$D_c = D_H \int_0^z \frac{dz}{H(z)} , \quad (51)$$

esta medida de distancia se puede considerar como la medida fundamental de distancia, ya que permite obtener las otras medidas de distancia en términos de ésta.

### 8.2 Distancia Comóvil (Transversal)

La distancia comóvil entre dos eventos con el mismo corrimiento al rojo o distancia pero separados por algún ángulo permite definir la distancia comóvil transversal, la cual se define mediante las siguientes expresiones

$$D_M = D_H \frac{1}{\sqrt{|\Omega_k|}} \text{Senh}[\sqrt{\Omega_k} \frac{D_c}{D_H}] ; \quad \Omega_k > 0 \quad (52)$$

$$D_M = D_H ; \quad \Omega_k = 0 \quad (53)$$

$$D_M = D_H \frac{1}{\sqrt{|\Omega_k|}} \text{Sen}[\sqrt{\Omega_k} \frac{D_c}{D_H}] ; \quad \Omega_k < 0 \quad (54)$$

### 8.3 Distancia Diametral Angular

Esta distancia se define como la razón del tamaño físico transversal de un objeto a su tamaño angular. Es usada para convertir separaciones angulares en las imágenes de telescopios en separaciones en las fuentes. La distancia diametral angular se relaciona con la distancia comóvil transversal mediante[26]

$$D_A = \frac{D_M}{1+z} . \quad (55)$$

### 8.4 Distancia de Luminosidad

La distancia de luminosidad se define como la relación entre el flujo bolométrico  $S$  y la luminosidad bolométrica  $L$ ,

$$D_L = \sqrt{\frac{L}{4\pi S}} , \quad (56)$$

se relaciona con la distancia comóvil transversal y la distancia diametral angular de la siguiente forma

$$D_L = (1+z)D_M = (1+z)^2 D_A . \quad (57)$$

### 8.5 Volumen Comóvil

Se define como el volumen de un flujo de Hubble que encierra una cierta cantidad de objetos que no evolucionan y que permanece constante con el corrimiento al rojo. El elemento de volumen comóvil en un ángulo sólido  $d\Omega$  y en un intervalo de corrimiento al rojo  $dz$  es

$$dV_C = D_H \frac{(1+z)^2 D_A^2}{E(z)} d\Omega dz. \quad (58)$$

La integral del elemento de volumen comóvil desde el presente hasta un corrimiento al rojo  $z$  da el volumen comóvil total

$$V_C = \left( \frac{4\pi D_H^3}{2\Omega_k} \right) \left[ \frac{D_M \sqrt{1 + \frac{\Omega_k D_M^2}{D_H^2}}}{D_H} - \frac{\text{Sen} h^{-1} \frac{\sqrt{|\Omega_k|} D_M}{D_H}}{\sqrt{|\Omega_k|}} \right]; \quad (59)$$

con  $\Omega_k > 0$ ,

$$V_C = \frac{4\pi D_M^3}{3}; \quad \Omega_k = 0, \quad (60)$$

$$V_C = \left( \frac{4\pi D_H^3}{2\Omega_k} \right) \left[ \frac{D_M \sqrt{1 + \frac{\Omega_k D_M^2}{D_H^2}}}{D_H} - \frac{\text{Sen}^{-1} \frac{\sqrt{|\Omega_k|} D_M}{D_H}}{\sqrt{|\Omega_k|}} \right], \quad (61)$$

con  $\Omega_k < 0$ .

El volumen comóvil y su integral son usados frecuentemente para predecir el número de conteos o las densidades de luminosidad.

### 8.6 El tiempo retrospectivo (lookback time)

El tiempo retrospectivo de un objeto es la diferencia entre la edad del Universo hoy y la edad del Universo en el tiempo en que fueron emitidos los fotones. Es usado para predecir propiedades de objetos de alto corrimiento al rojo, es decir objetos muy viejos o edad temprana del Universo, con modelos de evolución. Se puede obtener la expresión

$$t_L = t_H \int_0^z \frac{dz}{(1+z)H(z)}. \quad (62)$$

### 8.7 Probabilidad de intersección de objetos

Dada una población de objetos con densidad de número comóvil  $n(z)$  y sección eficaz  $\sigma(z)$ , el diferencial de probabilidad  $dP$  de que una línea de visión interseccione uno de estos objetos en un intervalo de corrimiento al rojo  $dz$  a un corrimiento al rojo  $z$ , está dado por

$$dP = n(z)\sigma(z)D_H \frac{(1+z)^2}{H(z)} dz. \quad (63)$$

Se puede definir  $n(z)\sigma(z)D_H = 1$  para obtener una expresión adimensional.

## 9 Escala de distancias en cosmología

La causa fundamental de incertidumbre en la medida de distancias a objetos lejanos estriba en que no puede usarse un mismo método o indicador de distancia para todas las distancias, sino que hay que usar indicadores distintos según la lejanía. Aunque algunos indicadores pueden utilizarse para un amplio rango de distancias, deben calibrarse previamente mediante otros indicadores. Los indicadores más precisos, pero que sólo se pueden utilizar en cortas distancias, son los llamados calibradores, los cuales permiten determinar los demás indicadores, en particular los llamados indicadores primarios, que se utilizan para medir distancias a objetos muy lejanos como para emplear los calibradores. Los indicadores primarios sirven, a su vez, para calibrar los indicadores secundarios, los cuales permiten medir distancias lejanas como para utilizar indicadores primarios. Finalmente, los indicadores primarios y secundarios se utilizan para calibrar los indicadores terciarios, los cuales se emplean para medir las distancias de los objetos más lejanos[26].

El indicador más destacado y que cubre un mayor rango de distancias lo constituyen las supernovas tipo Ia (SN Ia). A diferencia de las otras supernovas, cuyos progenitores son estrellas de gran masa, las SN Ia proceden de sistemas binarios compuestos por una enana blanca y una gigante roja que se encuentran suficientemente próximas como para que se produzca captura de masa de la gigante roja por parte de la enana blanca, conduciendo a un mecanismo de explosión. La gran luminosidad del máximo, su relativa uniformidad, junto con la posibilidad de determinar si se ha observado

el mismo o no, sitúa a las supernovas Ia como indicadores privilegiados para determinación de grandes distancias, de tal forma que pueden calificarse de indicadores ideales (candelas estándar), permitiendo ser observadas a grandes distancias de forma casi independiente de la escala de distancias.

A finales de los años noventa se encontró que las SN Ia situadas a escalas cosmológicas eran más débiles (menos brillantes) de lo esperado, es decir que se hallaban más lejos de lo que correspondería a su corrimiento al rojo, lo cual llevó a concluir que el universo se halla en un estado de expansión acelerada[26], por tal razón estos objetos constituyen un referente privilegiado para estudiar y discriminar modelos cosmológicos[27].

## 10 Algunos Problemas del Modelo Estándar

Aunque el modelo de big bang caliente estándar es impresionantemente exitoso en consideración de la expansión de Hubble, de la radiación cósmica de fondo, de la abundancia de núcleos atómicos livianos, además de permitir retroceder en el tiempo hasta cuando el universo tenía un segundo de edad, estos y otros aspectos son lo que le confieren al big bang caliente su incuestionable importancia, pero el Modelo Estándar de la Cosmología adolece de algunos problemas básicos los cuales no permiten obtener una explicación completa y adecuada de la estructura y dinámica del universo actual. Se citan los siguientes problemas

1. El problema de por qué el universo es tan viejo y plano cuando su escala natural de tiempo es la escala de tiempo de Planck  $t_P \simeq 10^{-44}s$ .
2. El problema de la causalidad o del horizonte, el cual surge cuando el universo se expande a una velocidad menor que la velocidad de la luz.
3. El problema de como la dinámica del universo puede evitar que al comienzo del universo dominaran las singularidades topológicas tales como monopolos, cuerdas o dominios de pared, las cuales surgen como consecuencia del rompimiento espontáneo de la simetría de gran unificación. (Un monopolo magnético es una partícula hipotética que consiste en un imán con un solo polo magnético. La idea la planteó Paul Dirac en 1931 y con ella se podría explicar la cuantización de la carga eléctrica. Con los monopolos magnéticos, además, se pueden escribir las ecuaciones de Maxwell de forma completamente simétrica ante un intercambio de las cargas magnéticas y eléctricas. Un campo magnético tiene siempre asociados dos polos magnéti-

cos (norte y sur), al igual que un imán. Si se corta un imán en dos partes, cada una tendrá a su vez dos polos magnéticos. Si se sigue el proceso hasta tener únicamente un electrón girando en una órbita, el campo magnético que genera tiene, también, dos polos. Por tanto, clásicamente, los monopolos no existen).

También podemos pensar que existe el enigma de la formación de estructura ya que estructuras tales como estrellas y galaxias se han formado del aparentemente universo temprano altamente homogéneo. Es más, nos asombra por qué el universo tiene aparentemente sólo tres dimensiones espaciales cuando los resultados teóricos recientes y profundos recomiendan o favorecen las ventajas enormes de contar con la alta dimensionalidad. Se encuentra que todas estas cuestiones parecen estar relacionadas de una u otra manera en la cual el universo se expande y que al menos alguno de ellos pueda ser resuelto mediante la hipótesis de la "Inflación", la cual afirma que existió un periodo de muy rápido, en verdad exponencial, crecimiento del tamaño del universo a edad muy temprana. En lo que sigue se examina de forma más precisa las dificultades señaladas anteriormente.

### 10.1 Problema de la Planitud

El único parámetro de escala en la ecuación de Friedmann es suministrado por la constante gravitacional  $G_N$ , que en términos de constantes fundamentales es  $G_N = M_P^{-2}$ , haciendo  $\hbar = c = 1$ , con lo cual obtenemos las llamadas ecuaciones de Friedmann[25][26][27]

$$H^2 = \left(\frac{\dot{R}}{R}\right)^2 = \frac{8\pi G_N \rho}{3} - \frac{k}{R^2} + \frac{\Lambda}{3}, \quad (64)$$

$$\left(\frac{\dot{R}}{R}\right) = \frac{8\pi \rho}{3M_P^2} - \frac{k}{R^2} + \frac{\Lambda}{3}. \quad (65)$$

Debe naturalmente esperarse que la constante de Hubble  $H$ , la densidad de masa-energía  $\rho$ , y la constante cosmológica sean del orden de la unidad en estas unidades de Planck. Sin embargo,  $H^{-1}$  es del orden de  $t_P \approx 10^{-44}s$ , en comparación de la edad actual del universo  $H_0^{-1} \approx 10^{17}s$ . Igualmente, la constante cosmológica debe estar acotada por  $\Lambda \lesssim 3H^2 = 10^{-122}t_P^{-2}$  obtenida de las cotas del parámetro de desaceleración  $q_0$  y en consecuencia, aunque no conocemos el valor real de la constante cosmológica,  $\Lambda$  debe ser idénticamente cero o debe tener un valor extraordinariamente pequeño cuando se expresa en estas unidades naturales. Paradojicamente, hace tiempo que se conocen las constantes fundamentales de forma precisa. Sin embargo,

no es del todo claro por qué  $\Lambda \approx 0$ . Por lo tanto, despreciando  $\Lambda$ , se pueden reescribir las ecuaciones anteriores como

$$\frac{\rho - \rho_c}{\rho} = \frac{3k}{8\pi G_N \rho R^2}, \quad (66)$$

donde la densidad crítica es  $\rho_c = 3H^2/8\pi G_N$ . Se conoce que  $|(\rho - \rho_c)/\rho| \lesssim O(1)$ , pero como  $R \sim t^{2/3}$  y  $\rho \sim R^{-3}$  en la época de dominio de materia y  $R \sim t^{1/2}$  y  $\rho \sim R^{-4}$  en la época de dominio de radiación, por lo tanto se encuentra

$$\frac{\rho - \rho_c}{\rho} \sim t^{2/3}, \quad (67)$$

$$\frac{\rho - \rho_c}{\rho} \sim t, \quad (68)$$

para cada uno de los casos.

Por lo tanto si esta cantidad es del orden de  $\lesssim O(1)$  entonces hoy día debe ser del orden de  $\lesssim 10^{-60}$  en  $t = t_P$ . Por lo tanto, para lograr esto es necesario un ajuste muy fino de los parámetros para mantener  $\rho$  cerca de  $\rho_c$  en cualquier época, es decir para todo  $t$ , y de este modo mantener la pequeña curvatura en un gran intervalo de tiempo. Esto sugiere que el universo es verdaderamente plano, es decir  $k = 0$ , y de este modo  $\rho = \rho_c$  exactamente. Sin embargo, el modelo de big bang caliente no ofrece una explicación de por qué  $\Omega = \rho/\rho_c \approx 1$ , y en consecuencia debemos simplemente tomar  $\Omega = 1$  como una condición inicial dada.

## 10.2 El Problema del Horizonte

Como la luz viaja a lo largo de caminos con  $ds = 0$ , la distancia coordenada que esta puede viajar en el tiempo  $dt'$  es  $cdt'/R(t)$  y por lo tanto la distancia física que recorre un fotón emitido al principio del universo, es decir  $t = 0$ , que ha viajado un tiempo  $t$ , sirve como medida del tamaño de escala del universo en el tiempo  $t$  indicada por  $R(t)$ , por lo tanto tenemos

$$d_H(t) = R(t) \int_0^t \frac{cdt'}{R(t')}, \quad (69)$$

esta distancia es la distancia del horizonte, es decir es la distancia que recorre la luz de los objetos más distantes que emitieron al comienzo del universo. Tenemos por tanto  $R(t) \sim t^{2/3}$  para un universo bajo dominio de radiación y  $R(t) \sim t^{-1/2}$  para un universo dominado por materia, entonces se obtiene en cada caso

$$\frac{d_H(t)}{R(t)} \sim t^{1/3}, \quad (70)$$

$$\frac{d_H(t)}{R(t)} \sim t^{3/2}. \quad (71)$$

En consecuencia, sorprendentemente, la "cantidad de universo" que podemos observar se incrementa con el tiempo. Esta cantidad debe ser muy grande aun cuando el universo se expandirá menos rápido que  $c$ , es decir,  $R(t) \sim t^n$  con  $n < 1$ . Sólo si el universo se expande con velocidad  $c$  podrá la cantidad de universo observable permanecer constante. Es por consiguiente muy misterioso que aun a escalas muy grandes ahora visibles,  $d_H(t) \approx cH_0^{-1} \approx 10^{26}m$ , el universo parece muy homogéneo e isótropo. En particular, conocemos que la radiación cósmica de fondo fue emitida en  $t_d \approx 0.5 \times 10^{13}s$  pero la fuente luminosa más distante que podemos observar ahora emitió en  $t_0 \approx 3 \times 10^{17}s$  captada con antenas de microrondas que son apuntadas en direcciones opuestas, llevando a la siguiente relación

$$\left(\frac{t_0}{t_d}\right)^{1/3} \approx \left(\frac{3 \times 10^{17}s}{0.5 \times 10^{13}s}\right)^{1/3} \approx 40, \quad (72)$$

por consiguiente la longitud del horizonte es menor que la longitud recorrida por los fotones de la fuente más lejana. Cada uno de estos dominios causales ahora ocupa alrededor de unos 4 grados sobre el cielo, aun cuando todas las direcciones tienen la misma temperatura de una parte en  $10^4$ . Es complicado entender como regiones que no estuvieron en contacto causal pudieran adquirir la misma temperatura, aun más, este problema se hace más severo si retrocedemos a la época de la nucleosíntesis o de la era de Planck[25][26][27].

## 10.3 El problema de los Monopolos

Cuando una simetría gauge se rompe mediante un mecanismo de Higgs, en alguna escala  $M_x$ , como es el caso de las GUTs (Teorías de Gran Unificación), se espera que surjan monopolos. Esto es debido a que la dirección de los singletes-no-gauges del campo de Higgs  $\phi$  en el espacio simétrico puede sólo ser correlacionado a distancias finitas  $l \lesssim d_H$ , y por tanto en general será diferente en los dominios causalmente desconectados. Entre estos dominios deben existir regiones donde el valor esperado del vacío  $\langle \phi \rangle = 0$ , en lugar de  $\langle \phi \rangle = v$  lo cual minimiza la energía potencial. Estas regiones de alta energía potencial son los llamados monopolos de t'Hooft-Polyakov (los cuales en la teoría GUT tendrían color al igual que propiedades magnéticas) con masas  $m_M$  esperadas del orden de  $m_M/\alpha$ , donde  $\alpha$  es la intensidad del acople gauge. Debe presumiblemente existir un monopolo por volumen de horizonte en el momento en que ocurrió el rompimiento de simetría, que es

cuando  $kT = M_x c^2$ , lo cual ocurrió en  $t \approx \hbar M_P / M_x^2 c^2$ . Por consiguiente la densidad de número de monopolos debiera ser de

$$n_M \approx \frac{1}{d_H^3} = \frac{1}{(ct)^3} \approx \frac{c^3 M_x^6}{\hbar^3 M_P^3}, \quad (73)$$

la cual al ser comparada con la densidad de fotones  $n_\gamma \approx (M_x c / \hbar)^3$ , lleva a que los cálculos muestren que el número de monopolos es improbable que halla decrecido subsecuentemente al proceso de aniquilación y por ello para GUT con  $M_x c^2 \simeq 10^{14} \text{ GeV}$  encontramos que

$$\frac{n_M}{n_\gamma} \approx \left(\frac{M_x}{M_P}\right)^3 \simeq 10^{-15} \simeq 10^{-6} \frac{n_B}{n_\gamma}, \quad (74)$$

junto con una densidad de masa para los monopolos de

$$\rho_M = m_M n_M \simeq \frac{M_X}{\alpha} 10^{-6} n_B \simeq 10^9 \rho_c, \quad (75)$$

si  $\alpha = 10^{-2}$  y  $\rho_B = m_B n_B \simeq 0.1 \rho_c$ , lo cual para un observador externo y lejano se obtiene un cota de  $\rho / \rho_c \lesssim 4$ . Similarmente cuerdas o dominios de pared pueden sobrevivir como regiones de muy alta densidad de energía, pero sus contribuciones a  $\rho$  parecen ser inaceptablemente grandes[27].

## 10.4 El problema de la Unicidad

No es claro por qué vivimos en un mundo de tres dimensiones espaciales, o por qué las constantes fundamentales, tales como la masa de las partículas y acoples por ejemplo toman los valores que tienen. Podemos preguntarnos, son las propiedades del universo únicamente determinadas o son algún hecho puramente "accidental".

Aunque el universo físico observable tiene tres dimensiones espaciales y una dimensión temporal, nada prohíbe a una teoría describir un universo con más de cuatro dimensiones, especialmente si existe un mecanismo de "inobservabilidad aparente" de las dimensiones adicionales. Este es el caso de las teorías de cuerdas y la teoría de supercuerdas que postulan dimensiones adicionales compactificadas o extendidas y que sólo serían observables en fenómenos físicos que involucran altísimas energías. En el caso de la teoría de supercuerdas, la consistencia de la propia teoría requiere un espacio-tiempo de 10 ó 26 dimensiones. El conflicto entre la observación y la teoría se resuelve compactando las dimensiones que no se pueden observar en el rango de energías habituales. De hecho, la teoría de supercuerdas no es la primera teoría física que propone dimensiones espaciales extra; a principios del siglo XX se propuso una

teoría geométrica del campo electromagnético y gravitatorio conocida como teoría de Kaluza-Klein que postulaba un espacio-tiempo de 5 dimensiones. Posteriormente la idea de Kaluza y Klein se usó para postular la teoría de la supergravedad de 11 dimensiones que también utiliza la supersimetría. Recientemente tenemos los desarrollos teóricos de modelos braneworlds, en los cuales el universo en su totalidad queda contenido en una estructura llamada brane, la cual tiene propiedades clásicas y cuánticas[25] [26] [27].

## 11 Inflación

La cosmología inflacionaria, o la etapa inflacionaria es uno de los más intrigantes y asombrosos fenómenos físicos, tan asombroso que es el fenómeno responsable de configurar el universo actual, el big bang como evento natural que da origen al universo, por sí sólo no es suficiente para producir la estructura y dinámica del universo actual. La etapa inflacionaria fue propuesta para solucionar algunos problemas del modelo estándar, es decir se introduce de forma intuitiva, sin elementos observables directos y sin que la formulación teórica estándar prediga tal etapa. El paradigma de la inflación[28] ofrece la atractiva posibilidad de resolver muchos de los enigmas de la cosmología del big bang caliente normal. El ingrediente crucial de los escenarios de inflación de más éxito es un período llamado de "slow-roll" (lento rodar), en el cual la evolución de un campo escalar  $\phi$  (el "inflatón") libera la energía potencial  $V(\phi)$  almacenada en  $\phi$  cuando es dominado

por su energía cinética  $\dot{\phi}^2/2$  la cual conduce a una expansión exponencial del universo. En la actualidad no existe un escenario preferido concreto inflacionario basada en un modelo de física de partículas realistas y convincente. Por ejemplo, en particular, aunque la teoría de cuerdas proporciona unos campos escalares débilmente acoplados, los cuales podrían ser candidatos a inflatones naturales, sus potenciales no perturbativos  $V(\phi)$  no parecen ajustarse a las condiciones de slow-roll para la inflación, ya que, para grandes valores de  $\phi$ , tienden a crecer, o tienden a cero, o son demasiado rápidos. Por lo tanto, es importante explorar nuevas posibilidades de aplicación de una evolución inflacionaria en los inicios del universo[29].

En palabras de Max Tegmark puede decirse que la inflación creará un espacio matemático-físico donde todas las soluciones que brinde la inflación se materializarán, de tal forma que la inflación es un proceso físico muy creativo que transforma las posibilidades hipotéticas en algo real que realmente ocurre en algún sitio. Por

esto una ingeniosa manera de solucionar algunos de los problemas mencionados anteriormente, se conoce como "inflación" [28]. Esta se basa en la observación de que si en el universo muy temprano, antes de la bariogénesis, hubo un periodo en el cual la constante cosmológica  $\Lambda$  no era cero y dominaba el universo naciente con un valor muy grande, por consiguiente y de forma clásica tenemos

$$\frac{\ddot{R}}{R} = \left(\frac{\dot{R}}{R}\right)^2 = \frac{\Lambda}{3} = H_\Lambda^2, \quad (76)$$

lo cual conduce a

$$R(t) = R_1 e^{H_\Lambda(t-t_1)}, \quad (77)$$

entonces, el universo se expandió de forma exponencial, similar al modelo cosmológico de Sitter.

Si el periodo de inflación fue de  $\Delta t$ , el tamaño del universo debe haberse incrementado en un factor

$$Z = e^{H_\Lambda \Delta t}, \quad (78)$$

por consiguiente el término de curvatura  $\frac{k}{R^2}$  debe haberse reducido por un factor de  $Z^{-2}$ , lo cual conduce a la solución del problema de la planitud si  $Z > 10^{30}$ .

Esto también significa que aunque varias partes del universo observable hoy día estuvieran fuera de contacto causal con cada una de las otras en el momento del desacople de los fotones, ellas podrían haber estado en contacto causal y por tanto en equilibrio térmico, antes de que se iniciara la inflación, debido a que el universo era mucho menor, y por tanto si todo el universo hubiese estado en un dominio causal de tiempo cuando ocurrió el rompimiento de simetría. Por lo mismo allí no se requiere un número muy grande de monopolos ya que su densidad de número puede ser diluida por un factor de  $Z^{-3}$ .

Con lo anterior, ahora debemos tratar de explicar como surgió este término cosmológico. Guth's sugirió que este debe haber resultado de una transición de fase GUT en el universo muy temprano. Ahora bien, para explicar como tal transición pudo ocurrir, primero consideraremos la teoría de un campo escalar de Higgs  $\phi$  a altas temperaturas, es decir

$$kT \gg m_\phi c^2. \quad (79)$$

La densidad de número de partículas de Higgs,  $n_\phi$  es dado por

$$n_\phi = \int_0^\infty \frac{dn}{dp} dp = \frac{g}{2\pi^2 \hbar^3} \int_0^\infty \frac{p^2 dp}{(e^{pc/kT} \pm 1)}, \quad (80)$$

con  $g = 1$  y así de este modo con la normalización covariante usual del campo  $\phi$ , se obtiene

$$n_\phi = \frac{E |\phi|^2}{(\hbar c)^2}, \quad (81)$$

y por consiguiente el valor esperado del campo de Higgs esperado es

$$\langle \phi_T \rangle^2 = \frac{c^2}{2\pi^2 \hbar} \int_0^\infty \frac{p^2 dp}{E(e^{E/kT} - 1)} \approx \frac{1}{12} \frac{(kT)^2}{\hbar c} = \frac{T^2}{12}, \quad (82)$$

con  $kT \gg m_\phi c^2$ ,  $E \approx pc$ .

La manera usual de hacer teoría de campos, la cual involucra perturbaciones alrededor del vacío  $\langle \phi \rangle = 0$ , debe ser modificada para tomar en cuenta las altas densidades de partículas, y sus interacciones para mantener la distribución térmica, por consiguiente debe hacerse el siguiente reemplazo  $\phi \rightarrow \phi + \langle \phi_T \rangle$ . Por lo tanto se encuentra que el potencial usual de Higgs está dado por

$$V(\phi) = -\frac{1}{2} \mu^2 \phi^2 + \frac{1}{4} \lambda \phi^4, \quad (83)$$

el cual tiene su máximo en  $\phi = 0$  y su mínimo en  $|\phi|^2 = \mu^2/\lambda = v^2$ , por consiguiente se reemplaza a alta temperatura  $T$  por el potencial efectivo térmico promedio

$$V_T(\phi) \approx -\frac{1}{2} \mu^2 \left( \phi^2 + \frac{T^2}{12} \right) + \frac{1}{4} \lambda \phi^4 + \frac{1}{8} \lambda \phi^2 T^2 - \frac{\pi^2}{90} T^4, \quad (84)$$

más términos de alto orden en  $\lambda$ . El término final corresponde a la presión de los bosones escalares, los cuales dominan a muy alta temperatura  $T$ , mientras que el término precedente es la "masa de plasma" del campo  $\phi$  dependiente de la temperatura. De este modo, tenemos

$$\frac{\partial V_T(\phi)}{\partial \phi} \approx (-\mu^2 \phi + \lambda \phi^3 + \frac{\lambda}{4} T^2 \phi). \quad (85)$$

Se puede encontrar que  $V_T(\phi)$  tiene puntos críticos en

$$\phi = 0 \quad \text{o} \quad |\phi|^2 = \frac{\mu^2 - \frac{\lambda}{4} T^2}{\lambda}, \quad (86)$$

pero la segunda solución aplica sólo para  $T < T_c = 2\mu/\lambda^{1/2} = 2v$ . Así para  $T > T_c$  la masa depende de la temperatura efectiva de las excitaciones del campo escalar alrededor de  $\phi = 0$  la cual es

$$m_\phi^2 = -\mu^2 + \frac{\lambda}{4} T^2, \quad (87)$$

mientras para  $T < T_c$  la masa efectiva de las excitaciones alrededor del mínimo es

$$m_\phi^2 = 2\mu^2 - \frac{\lambda}{2}T^2. \quad (88)$$

En una teoría gauge, donde  $\phi$  también se acopla a los bosones gauge, la forma de  $V_T(\phi)$  se hace más complicada, y  $\langle\phi\rangle$  se hace dependiente del gauge. Sin embargo, para valores pequeños del acople gauge  $\alpha_{GUT}$  el potencial resultante se suaviza con  $T_c = O(v)$  y una barrera en la que puede quedar atrapado  $\phi$  cerca del mínimo del falso vacío en  $\phi = 0$ . Eventualmente, como resultado de las fluctuaciones cuánticas o térmicas, esté pasa a través de dicha barrera y  $\langle\phi\rangle \rightarrow v$  para alguna componente de  $\phi$  (tunelamiento). Hasta que esta transición de fase de primer orden ocurra allí se superenfriará con una densidad de energía proveniente del vacío efectivo

$$\rho_v = V(\phi = 0) - V(\phi = \phi_{\min}) \approx \frac{\mu^4}{4\lambda}, \quad (89)$$

y de esta forma surge un término cosmológico efectivo

$$\Lambda = 8\pi G_N \rho_v \approx 8\pi G_N \frac{\mu^4}{4\lambda}, \quad (90)$$

si la temperatura cae cerca de cero. Entoces, para el periodo  $\Delta t$ , entre el tiempo cuando  $T$  cae por debajo de  $T_c$  hasta cuando la transición de fase ocurre, la energía potencial del campo de "inflaton"  $\phi$  puede causar inflación del universo como fue mostrado anteriormente.

Una situación física análoga a lo anterior es el enfriamiento de un material ferromagnético. A alta temperatura la orientación de los espines atómicos magnéticos están distribuidos aleatoriamente y fluctuando rapidamente. No existe correlación entre la dirección de los espines de ninguno de los átomo y por lo tanto el promedio de espín es despreciable  $\langle S \rangle = 0$ . Por lo cual el sistema no esta magnetizado pero presenta simetría, ya que todas las direcciones del espacio son equivalentes. Sin embargo, una vez el material se enfría por debajo de la temperatura de Curie es energeticamente más favorable para todos los espines alinearse, y de esta forma se da la transición de fase a un estado magnetizado, con  $\langle S_i \rangle \neq 0$  para alguna dirección de  $i$ , resultando además una liberación de energía proveniente del calor latente. En este sistema se da por lo tanto un rompimiento espontáneo de simetría. Sin embargo, la dirección de la magnetización resultante,  $i$  no puede ser predicha por la teoría en la ausencia de campos externos por lo cual esta dependerá de la correlación accidental entre la dirección de los espines durante el proceso de enfriamiento. Después la transición de todos los espines se correlacionará a una distancia finita, la cual es el tamaño del dominio de magnetización. El cambio de

fase puede entoces ser caracterizado por el hecho de que la longitud de correlación de los los espines cambia de cero al tamaño del dominio, tal cual como ocurre para el campo del inflatón  $\langle|\phi|\rangle$  el cual va de 0 a  $v$ . Igualmente, si  $\phi$  no es un singlete-gauge (singlete significa que algo no está afectado por una transformación de cierta simetría, por ejemplo, el neutrino es una singlete de carga eléctrica U (1), el electrón es un singlete de color SU (3), el bosón de Higgs es un singlete de Lorentz SO (3,1)), la dirección en el espacio simétrico en el cual  $\phi$  cae cuesta abajo (disminución de su energía potencia) adquirirá un valor esperado de vacío distinto de cero el cual no puede ser predicho.

Si el cambio de fase ocurre a la energía GUT,  $\mu \approx M_x \simeq 10^{14} \text{ GeV}$ , entonces decimos que bajo  $\lambda = O(1)$ , encontramos

$$\Lambda \approx \frac{M_x^4}{M_P^2} \approx 10^{18} \text{ GeV}, \quad (91)$$

y de esta forma una expansión suficientemente grande puede ocurrir si la inflación dura por lo menos  $10^{-31} \text{ s}$ . Una vez la transición de fase ocurre, entonces  $\Lambda \rightarrow 0$  y el calor latente se libera incrementando la temperatura del universo hasta  $T \approx T_c/g^{1/4}$ , donde  $g$  es el número total de grados de libertad de espín a esta temperatura, y la evolución del universo puede proceder como en el modelo del big bang caliente, con materia que se condensa cuando la temperatura cae a través de su acople a los campos de Higgs.

La fuente básica de radiación y materia en el universo es entonces la expansión del falso vacío. Durante el periodo inflacionario,

$$T_{\mu\nu} \approx g_{\mu\nu} \frac{\Lambda c^2}{8\pi G_N} = g_{\mu\nu} \rho_\nu c^2, \quad (92)$$

que junto con resultados anteriores se deduce que  $\rho_\nu$  permanece fijo, el universo se expande debido a que la presión hacia fuera  $p = -\rho_\nu c^2$  de este falso vacío. Entonces la energía gravitacional se convierte en energía del falso vacío, la cual a su vez es convertida en materia y radiación después de la transición de fase. Como la curvatura  $k \rightarrow 0$  como resultado de la inflación, y como por hipótesis  $\Lambda = 0$  después del cambio de fase, lo cual predice que ahora  $\Omega = 1$ , exactamente.

Una consecuencia mayor de estas teorías inflacionarias es que, como  $k$  y  $\Lambda$  son cero, la energía neta del universo es cero: es decir, la energía cinética es positiva en

$$\frac{1}{2}m\dot{R}^2 - \frac{(4\pi R^3 \rho/3)mG_N}{R} = -\frac{1}{2}mc^2 k = cte, \quad (93)$$

la cual está precisamente balanceada por la energía potencial gravitacional negativa. Como la cantidad neta de otras cantidades conservadas tales como la carga y el momento angular se encuentra también que son cero, esto da origen a la fascinante posibilidad de que el universo fuera creado "ex-nihilo" talvez por alguna forma de fluctuación cuántica (ex-nihilo es una locución latina traducible por "de la nada" o "desde la nada", en filosofía y teología, suele emplearse en la expresión *creatio ex nihilo*, haciendo referencia a aquello que se crea a partir de la nada, por ello dentro del ámbito científico, el concepto fue utilizado por la teoría de la generación espontánea para explicar la aparición de larvas de insectos y de gusanos en la materia en descomposición)[8]. Las propiedades que ahora producen sus distintivos rasgos, particularmente los números leptónicos y bariónicos diferentes de cero, han surgido debido a que B y L no se conservan precisamente (aunque B-L puede conservarse, para asegurar que la materia atómica neutra pueda resultar), y debido a que la invarianza CP es suavemente violada. Si muchas de las propiedades de el universo son probablemente "accidentales" consecuencia de su evolución temprana, las cuales unicamente requieren principios físicos fundamentales.

## 12 Algunos Modelos de Inflación

Una dificultad que surge con el escenario inflacionario es que debido a que la dirección del rompimiento de simetría es aleatorio, y además si el intervalo de tiempo de tunelamiento es mayor comparado con el tiempo de expansión aparecieran burbujas donde  $\langle |\phi| \rangle = v$ , pero  $\phi$  con diferentes simetrías internas en cada una de las burbujas, es decir tendremos regiones donde  $\langle \phi \rangle \approx 0$  que estan aun expandiéndose exponencialmente. Si finalmente estas burbujas se fueran a condensar, resultaría un universo muy inhomógeneo. Si el tiempo de tunelamiento es corto, el universo consistiría en dominios formados aleatoriamente cada uno con  $\phi$  apuntando en una dirección diferente, similar como un ferromagneto.

Esto origina una dificultad mayor para la "antigua inflación" o para la llamada inflación caótica. Parece necesario que todo el universo actual, aparentemente homogéneo este contenido dentro de una burbuja o dominio. Este hecho es considerado en los modelos de "nueva inflación", en el cual el potencial es ordenado, así que el tiempo tomado por  $\phi$  para alcanzar cierto estado como resultado de una fluctuación cuántica o térmica, donde se ha fijado la dirección del rompimiento de simetría, requiere que sea muy corto comparado con el tiempo que toma en alcanzar otro estado donde  $V(\phi)$

disminuye rápidamente para que la transición de fase se produzca.

La transición de un estado A a uno B de un campo de inflatón espacialmente homogéneo  $\phi(t)$  puede compararse con un balón rodando cuesta abajo, la cual se puede describir, por la ecuación semiclásica de movimiento

$$\ddot{\phi} + 3H\dot{\phi} + \Gamma\phi = -\frac{\partial V}{\partial \phi}, \quad (94)$$

donde el primer término y el último corresponden a la mecánica Newtoniana, el segundo término corresponde al amortiguamiento debido a la expansión del universo el cual se reduce a la energía cinética del campo  $\phi$ , mientras que el tercer término representa el acople a la materia ordinaria,  $\Gamma^{-1}$  es la rata de decaimiento de  $\phi$  en otras partículas. Tenemos además

$$\left(\frac{\dot{R}}{R}\right)^2 = \frac{8\pi G_N \rho}{3} - \frac{kc^2}{R^2}, \quad (95)$$

que junto con  $E_P = (\frac{\hbar c^2}{G_N})^{1/2}$ ,  $M_P = (\frac{\hbar c}{G_N})^{1/2}$ , nos conduce a

$$H^2 \approx \frac{8\pi G_N \rho}{3} = \frac{8\pi \rho}{3M_P^2}, \quad (96)$$

donde la densidad de energía del campo  $\phi$  es

$$\rho = \frac{1}{2}\dot{\phi}^2 + V(\phi), \quad (97)$$

ahora bien, la homogeneidad espacial implica que  $\nabla\phi \approx 0$ , y si entre A y B dos estados de  $\phi$ , el potencial es suficientemente plano para que  $\ddot{\phi}$  pueda ser despreciada y con  $\Gamma \ll H$ , entonces

$$\dot{\phi} \approx -\frac{\partial V}{\partial \phi} \frac{1}{3H}, \quad (98)$$

que en el caso de la condición  $\ddot{\phi} \ll 3H\dot{\phi}$  conduce a

$$\left| \frac{\partial^2 V}{\partial \phi^2} \right| \ll 9H^2, \quad (99)$$

en tanto que sí el potencial domina sobre el término  $\ddot{\phi}$  proporciona

$$V \gg \frac{\partial V}{\partial \phi} \frac{M_P}{(48\pi)^{1/2}}, \quad (100)$$

Supuesto esto, el número  $N$  de "e-folds", e-foldings es el intervalo de tiempo en el que un crecimiento exponencial de una cantidad aumenta en un factor de  $e$ , este término se utiliza a menudo en la física teórica, sobre todo cuando se estudia la inflación cósmica, los físicos



hablan a menudo de la escala de tiempo e-foldings que se determina en el momento en el que la longitud de un trozo de espacio o espacio-tiempo aumenta por el factor  $e$  mencionado anteriormente, por ende los e-folds de inflación que ocurran durante el tiempo que le toma a  $\phi$  en ir del estado A al B son

$$N = \int_{t_A}^{t_B} H dt \approx \int_{\phi_A}^{\phi_B} \frac{H}{\dot{\phi}} d\phi \approx 3 \int_{\phi_A}^{\phi_B} \frac{H^2}{(-\partial V/\partial\phi)} d\phi, \quad (101)$$

la cual con  $Z = e^N$  conduce a

$$N \simeq \frac{8\pi}{M_P^2} \int_{\phi_A}^{\phi_B} \frac{V(\phi)}{(-\partial V/\partial\phi)} d\phi, \quad (102)$$

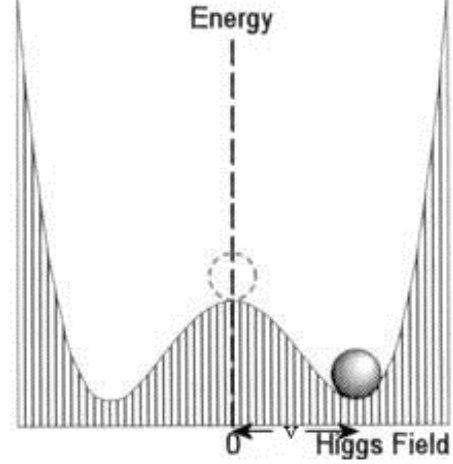
pero como se requiere suficiente inflación  $Z > 10^{30}$ , se deduce que  $N > 69$  "e-folds", en términos más elementales es como el número de veces que el campo tiene que desdoblarse. De este modo, para suministrar una solución satisfactoria, el potencial de inflación debe satisfacer las muy restrictivas condiciones  $|\frac{\partial^2 V}{\partial\phi^2}| \ll 9H^2$ ,  $V \gg \frac{\partial V}{\partial\phi} \frac{M_P}{(48\pi)^{1/2}}$ , y que  $N > 69$ .

Una vez  $\phi$  caiga en el pozo de potencial más allá del estado B, donde contrario a  $|\partial^2 V/\partial\phi^2| \ll 9H^2$ , el campo oscilará rápidamente con una escala de tiempo menor  $\ll H^{-1}$  y de este modo decaerá mediante radiación de partículas en un tiempo  $\approx \Gamma^{-1}$ . Esto conlleva a un recalentamiento del universo hasta alcanzar una temperatura  $T_{RH} \approx T_c/g_*^{1/4}$  con la condición de que el universo no se expanda demasiado durante el tiempo que le toma al campo  $\phi$  en decaer. Para explicar la bariogénesis, es esencial que el recalentamiento sea suficiente para que satisfaga  $kT_{RH} \gtrsim M_x c^2$ , como cualquier número bariónico que fuera generado antes de la inflación será diluido por la expansión. Alternativamente, es posible que la asimetría bariónica deba conservarse desde el momento del decaimiento del campo  $\phi$ , ya que no hay equilibrio térmico. Por ejemplo, podrían surgir quarks y leptones a través

de  $\phi \rightarrow H_\alpha \bar{H}_\alpha \rightarrow \text{quarks} - \text{leptons}$ , donde  $H_\alpha$  son tripletes de color de Higgs, dando  $n_B \simeq \varepsilon n_\phi$ . Si la inflación suficiente, el universo observable corriente puede fácilmente estar contenido dentro de un dominio simple y de esta forma ser homogéneo. Por ejemplo, con inflación de magnitud  $Z = 10^{30}$ , una región inicial de tamaño  $10^{-31}m$  llegará a ser de  $10^{-1}m$ , y si el recalentamiento fuera de  $10^{14}GeV$ , habrá de expandirse hasta  $10^{26}m$  para poder incluir cada cosa o cuerpo que podamos observar en el presente.

Será evidente que el potencial de Higgs estándar no puede satisfacer las condiciones nombradas anteri-

ormente, ya que este no es lo suficientemente plano en una gran región cerca del origen, algo similar a lo observado en la siguiente gráfica.



Por lo tanto, algo más prometedor es un modelo basado en  $SU(5)$  GUT, en el cual el inflatón, es decir, el campo escalar cuya energía de vacío es responsable de la inflación, se considera como un multiplete de 24 Higgs que llevan al rompimiento de  $SU(5) \rightarrow SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ . El parámetro de masa de Higgs  $\mu$  es un conjunto igual a cero, sin embargo los diagramas a un loop incorporan esto, para obtener el llamado potencial de Coleman-Weinberg, el cual se puede expresar como

$$V(\phi) = A\{\phi^4 \left[ \log\left(\frac{\phi^2}{\sigma^2}\right) - \frac{1}{2} \right] + \frac{1}{2}\sigma^4\}, \quad (103)$$

donde  $A = (5625/64)\alpha_{GUT}^2$  está dado en términos del acople gauge  $\alpha_{GUT}$  y  $\sigma \approx 10^{14}GeV$  es la escala de energía de la simetría GUT. Este potencial se hace cero en su mínimo  $|\phi| = \sigma$  pero es plano cerca del origen  $|\phi| \ll \sigma$ , cuando el término  $\sigma^4$  domina, y bajo estas consideraciones obtenemos

$$H^2 \approx \frac{4\pi A\sigma^4}{3M_P^2}, \quad (104)$$

en la cual con el límite del logaritmo en  $\alpha_{GUT}\phi^2 = H^2$ , se puede hacer la siguiente aproximación

$$V(\phi) \approx \frac{1}{2}A\sigma^4 - \frac{\lambda}{4}\phi^4, \quad (105)$$

en la región plana, donde

$$\lambda = -4A \log\left(\frac{H^2}{\alpha_{GUT}\sigma^2}\right) \approx 10^{-1}. \quad (106)$$

Un "slow roll-over" puede ocurrir, en lugar de tunelar el estado de falso vacío, la inflación se produce por un campo escalar "rodando" por la colina de el potencial de energía. Cuando el campo rueda muy lentamente en comparación con la expansión del universo, la inflación se produce. Sin embargo, cuando la montaña de potencial se hace más pronunciada, termina la inflación conduciendo al recalentamiento del universo. Tal slow roll-over ocurre hasta que  $\left| \frac{\partial^2 V}{\partial \phi^2} \right| \ll 9H^2$  la cual llega a ser una igualdad, hasta cuando  $\phi_B^2 \approx 3H^2\lambda^{-1}$ , y ahora de  $N \simeq \frac{8\pi}{M_P^2} \int_{\phi_A}^{\phi_B} \frac{V(\phi)}{(-\partial V/\partial \phi)} d\phi$  la cantidad de inflación estará dada por

$$N \approx 3 \int_{\phi_A}^{\phi_B} \frac{H^2}{(-\partial V/\partial \phi)} d\phi \approx \frac{3H^2}{2\lambda} \left( \frac{1}{\phi_A^2} - \frac{1}{\phi_B^2} \right), \quad (107)$$

y también se alcanzará el requerimiento de  $N > 69$  si el valor inicial del campo es  $\phi_A \ll H$ . Infortunadamente, se espera que las fluctuaciones cuánticas en  $|\phi|$  sean del orden de  $H$ , como para que sea improbable que  $\phi_A \ll H$  se de. Aun si este fuera el caso, es complicado justificar el uso de la ecuación de evolución semiclásica  $\ddot{\phi} + 3H\dot{\phi} + \Gamma\phi = -\frac{\partial V}{\partial \phi}$ , la cual es al menos válida sólo cuando  $|\phi| \gg H$ . Todavía es más serio el hecho de que tales fluctuaciones produzcan inaceptablemente grandes inhomogeneidades en la densidad. De otra parte, la forma del potencial en el espacio  $SU(5)$  es tal que  $\phi$  debe primero "rodar" en la dirección en la que se rompe  $SU(5) \rightarrow SU(4) \times U(1)$  y sólo subsecuentemente hasta  $SU(3) \times SU(2) \times SU(1)$ .

Evidentemente se necesitan valores mucho menores de  $\lambda$ , pero según lo anterior su valor está determinado por los parámetros GUT  $\alpha_{GUT}$ ,  $\sigma$ . Sin embargo, estos pueden hacerse pequeños si la integral de un loop se cancela, como se hace naturalmente en una teoría SUSY, donde encontraremos lo siguiente

$$\lambda_{SUSY} \approx \left( \frac{M_S}{\sigma} \right)^2 \lambda, \quad (108)$$

donde  $M_S$  es la escala de rompimiento de SUSY (En física de partículas, la supersimetría, a menudo abreviado SUSY es una simetría que relaciona las partículas elementales de espín uno a otras partículas que se diferencian en media unidad de espín y se conocen como superparejas. En una teoría de la supersimetría, para cada tipo de bosón existe un tipo correspondiente de fermiones con la misma masa e internos números cuánticos, y viceversa).

Pero en modelos de este tipo es muy difícil adecuar el recalentamiento para que posteriormente ocurra la transición de fase debido a que  $\phi$  se acopla a la materia

ordinaria sólo a través de interacciones gravitacionales intensas y de esta forma  $\Gamma \approx m_\phi^3/M_P^2 \approx \sigma^6/M_P^5$ , el cual es demasiado pequeño. Es entonces evidente que el rompimiento de simetría se prefiere que se acerque a la escala de Planck (llamada frecuentemente "inflación primordial"), lo cual de hecho sugiere que debemos considerar un modelo basado en SUGRA (SUPERGRAVEDAD, fue propuesta inicialmente como una teoría de cuatro dimensiones en 1976 por Daniel Z. Freedman, Peter van Nieuwenhuizen y Sergio Ferrara en la Universidad de Stony Brook, pero fue rápidamente generalizada a muchas y diferentes teorías multidimensionales y con mayor número (N) de cargas supersimétricas. Las teorías de supergravedad con  $N > 1$  se las nombra habitualmente como supergravedad extendida (SUEGRA en inglés). Se ha demostrado que algunas teorías de supergravedad son equivalentes a otras teorías de supergravedad de más dimensiones mediante reducción dimensional (por ejemplo, la supergravedad de dimensiones  $N = 11$  se reduce en S7 a  $N = 8$  d = 4 SUGRA). A las teorías resultantes se las llama normalmente como las teorías de Kaluza-Klein, debido a que Kaluza y Klein construyeron, hace casi un siglo, una teoría de gravedad de 5 dimensiones, que al ser reducida en un círculo, sus modos no masivos de 4 dimensiones describen el electromagnetismo acoplado a la gravedad). Por ejemplo, en el modelo SUGRA  $N=1$ , donde el superpotencial de el singlete-gauge para el supercampo quiral  $\phi$  (El superspace es el espacio homogéneo del supergrupo SUSY con el grupo de Lorentz como estabilizador. Los superspacios quirales son el espacio homogéneo con el supergrupo generado por las transformaciones de Lorentz y el estabilizador) es

$$W(\phi) = \sigma^2 M (1 - \frac{\phi}{M})^2, \quad (109)$$

donde  $\sqrt{8\pi}M = M_P$ , el potencial efectivo de tres niveles toma la forma

$$V(\phi) = \sigma^4 \left\{ 1 - \left( \frac{\phi}{M} \right)^2 - 4 \left( \frac{\phi}{M} \right)^3 + 7 \left( \frac{\phi}{M} \right)^4 + \dots \right\} e^{\phi^2/M^2}, \quad (110)$$

el cual se puede expresar como

$$V(\phi) = \sigma^4 \left\{ 1 - 4 \left( \frac{\phi}{M} \right)^3 + \frac{13}{2} \left( \frac{\phi}{M} \right)^4 + \dots \right\}, \quad (111)$$

Este potencial no ha sido arreglado para que tenga términos lineales en  $\phi$  para que pueda reproducir las condiciones que requiere la inflación para  $\sigma \approx 10^{-4}M \simeq 10^{14} GeV$ . Sin embargo en tales modelos no es necesario que el valor esperado de  $\langle \phi_T \rangle = 0$  a alta temperatura, por consiguiente es probable que  $\langle \phi_T \rangle$

"rueda" directamente hacia el mínimo sin ningún superenfriamiento. De otra parte, el campo  $\phi$  no puede estar en equilibrio térmico con la materia mientras éste decae, ya que su acople a las partículas materiales es muy débil. Pero este problema puede ser salvado involucrando un supercampo de inflatón quiral adicional, pero todavía nos quedamos con un bajo recalentamiento en la temperatura, demasiado bajo para la bariogénesis, la cual puede ser el culpable del decaimiento del campo en sí mismo.

Otra posibilidad es que el inflatón pueda ser identificado con el campo de dilatón  $\phi$ , el cual es uno de los modos sin masa de las supercuerdas. Como el Lagrangiano es invariante bajo reescalamientos del campo  $\phi$ , el dilatón automáticamente tiene un potencial plano. Es entonces necesario entender que el rompimiento de supersimetría encontrará la dirección del campo  $\phi$  en la cual evolucionará y cuándo puede conducir a una inflación aceptable (de tres dimensiones). Esto puede suministrar una importante prueba de las teorías de supercuerdas.

Como no existe una buena razón de por qué los campos de inflatón se acoplan débilmente deben estar en equilibrio térmico en el universo temprano, se ha sugerido que aun con un potencial simple tal como  $V(\phi) = \frac{1}{4}\lambda\phi^4$  el valor de  $\phi$  a alta temperatura puede ser aleatorio-caótico, y si hubiera una región bastante grande en la cual  $\phi$  sea suficientemente suave, esta región se inflaría durante el tiempo que le tome a  $\phi$  descender al valor mínimo de  $V(\phi)$  en  $\phi = 0$  en una cantidad

$$N = \int_{\phi}^0 H dt \approx \frac{\pi\phi^2}{M_P^2}. \quad (112)$$

Sin embargo, se encuentra que para obtener bastante inflación se requiere  $\phi > M_P$  y entonces el uso de la relatividad general clásica no puede ser justificada.

Un novedoso y reciente modelo de inflación se ha propuesto, llamado inflación por campos vectoriales o de alto espín. Como se sabe todos los escenarios inflacionarios exitosos se basan en el uso de los campos escalares clásicos, dos razones principales para ello son la homogeneidad y la isotropía natural de dichos campos, además de su capacidad de imitar una constante cosmológica en lento decaimiento. Esto sucede como se anotó anteriormente en los modelos de inflación caótica[28] y en el caso de algunos modelos llamados de k-inflación [29], una alternativa es considerar campos de espín superior bosónico o de alto espín, los cuales también pueden formar condensados que se suelen pasar por alto, ya que genéricamente estos

inducen una anisotropía, y también debido a la dificultad aparente en la realización del régimen de lento rodar o slow-roll. Por ejemplo, un modelo de inflación basado en un potencial vectorial  $V(A_\alpha A_\alpha)$  se propuso en[38], donde el potencial no cambia demasiado, mientras que otras cantidades corren de forma muy fuerte sobre un rango exponencial en la inflación. En particular, la isotropía del vector de campo se puede alcanzar para el caso de un trío de vectores ortogonales entre sí, teniendo en cuenta un gran número de campos orientados al azar. Otra posibilidad es considerar puramente el tiempo, como los campos vectoriales. El problema de giro lento del campo vectorial masivo también pueden ser resuelto con éxito por la introducción de no acoplamiento mínimo de este campo a la gravedad. Como resultado, se obtienen los escenarios inflacionarios que son muy similares a la simple inflación caótica con un campo escalar masivo [28] y N-inflación. La inflación de campo escalar predice un universo casi completamente isótropico. La anisotropía puede ser obtenida a expensas de las condiciones iniciales y el acomodamiento de la duración de la etapa inflacionaria. En este modelo de inflación por campos vectoriales, podría dar, ya sea un universo totalmente isótropo (con tripletes ortogonales de los campos vectoriales) o un universo con algo de anisotropía (con N campos vectoriales orientados al azar). El modelo contiene sólo una mínima complejidad y no requiere ningún tipo de ajuste de las condiciones potenciales o iniciales. Para llevar a cabo la expansión inflacionaria de los campos vectoriales, dos ingredientes esenciales se han añadido a la teoría estándar de los campos vectoriales masivos. En primer lugar, para obtener el régimen de lento rodar de los campos vectoriales hemos acoplado la gravedad a ellos de forma mínima. En segundo lugar, para evitar una gran anisotropía se considera un gran número de campos mutuamente desacoplados orientados al azar. El mismo modelo puede, en principio, explicar la aceleración del universo observada en los últimos años. De hecho, este modelo combina naturalmente la inflación y la energía oscura en el mismo marco. Sin embargo, las predicciones del modelo unificado dependerán fundamentalmente de la distribución de masas de los campos vectoriales. Según lo anterior, es ahora evidente que existen varios candidatos posibles para que "encarnen" el campo de inflatón, originalmente en las diversas teorías competentes más allá del modelo estándar, tales como GUTs, SUSY, SUGRA, supercuerdas, entre otras, pero hasta el momento ninguna de estas sugerencias tiene credibilidad completa. Quizá se este forzando el concepto de inflación ya que puede surgir de muchas maneras diferentes, y por esta razón no ayuda a discriminar

entre las diferentes teorías existentes.

### 13 Formación de Estructura

Hasta ahora ha sido considerado el campo de inflatón como espacialmente homogéneo, al menos dentro de un dominio causal, en consecuencia, para producir un universo homogéneo de acuerdo con el principio cosmológico, se requiere modificar el esquema ilustrado anteriormente. Sin embargo, es evidente que si se permite explicar la formación de estructuras como planetas, estrellas, galaxia, clusters de galaxias, supersclusters, redes cósmicas, entre otros elementos, se requiere introducir algún grado de inhomogeneidad espacial en el campo de inflatón.

No obstante, este es un hecho natural de la inflación debido a que durante el periodo de "slow roll-over" existen fluctuaciones cuánticas de la magnitud de  $\phi$

$$\langle \delta\phi \rangle \approx \frac{H_\Lambda}{2\pi} = T_H, \quad (113)$$

es decir que tenemos fluctuaciones que corresponden a la "temperatura de Hawking" de el espacio de Sitter. Estas fluctuaciones se consideran fuera del horizonte debido a la rápida inflación, además no son "suavizadas" por interacciones subsecuentes, es decir que otras interacciones no alteraran las fluctuaciones originadas inicialmente, salvo que ellas ingresen otra vez al horizonte. En consecuencia, ello conduce a través de  $\rho = \frac{1}{2}\dot{\phi}^2 + V(\phi)$  a unas inhomogeneidades de magnitud

$$\frac{\delta\rho}{\rho} \approx \frac{\delta V}{V} \approx \frac{\frac{\partial V}{\partial \phi} \delta\phi}{V} \approx \frac{3\dot{\phi}H^2}{2\pi V}, \quad (114)$$

donde  $\dot{\phi} \approx -\frac{\partial V}{\partial \phi} \frac{1}{3H}$ ,  $\langle \delta\phi \rangle \approx \frac{H_\Lambda}{2\pi} = T_H$ , hasta que las perturbaciones crucen más allá del horizonte. Después de esto ellas efectivamente se liberan mientras el universo se infla con  $\rho \approx \frac{1}{2}\dot{\phi}^2$  y así cuando eventualmente ellas reingresan al horizonte se tiene

$$\frac{\delta\rho}{\rho} \approx \frac{\dot{\phi}H^2}{\frac{1}{2}\dot{\phi}^2} = -\frac{3H^3}{\frac{\partial V}{\partial \phi}}, \quad (115)$$

las cuales serán las mismas sobre todas las escalas de tamaño porque durante la inflación  $H$ ,  $\phi$ , y  $\frac{\partial V}{\partial \phi}$  son esencialmente independientes del tiempo  $t$ .

La inflación entonces predice aproximadamente un espectro de perturbaciones de densidad que es invariante de escala. Sin embargo, debe ser consistente con

la isotropía observada de la radiación de fondo de microondas CMB,  $\Delta T/T \lesssim 3 \times 10^{-5}$  sobre todas las escalas angulares, requiriendo  $\Delta\rho/\rho \lesssim 10^{-4}$  en la época del desacople, ya que estas son perturbaciones adiabáticas. Por lo tanto debemos tener  $H^2/\dot{\phi} \lesssim 10^{-4}$ . Con un potencial de la forma  $V(\phi) \approx \frac{1}{2}A\sigma^4 - \frac{\lambda}{4}\phi^4$ , se encuentra que

$$\frac{\delta\rho}{\rho} \approx \frac{3H^3}{\lambda\phi^3} \approx \frac{3}{\lambda} \left( \frac{2\lambda N}{3} \right)^{3/2}. \quad (116)$$

Así, ya que el número de "e-folds" de inflación es  $N \gtrsim 69$ , debemos tener  $\lambda \lesssim 10^{-14}$ . Esto demuestra aun más vividamente que el potencial de inflación debe tener una región plana. No existe manera natural de producir tal parámetro pequeño para que se de este potencial en GUTs. Cualquier valor normal de  $\lambda$  acotado parece apropiado para producir  $\delta\rho/\rho \sim 10^2 - 10^3$  y de este modo un universo altamente inhomogéneo. Pero el potencial inspirado en SUGRA con  $\sigma \simeq 10^{-4}M \simeq 10^{14}GeV$  puede producir inhomogeneidades de la magnitud requerida.

Existen aun varios problemas por resolver, sin embargo la inevitable ocurrencia de estas fluctuaciones cuánticas nos recuerda que el uso de la ecuación semiclásica de movimiento para la evolución de  $\phi$  no está necesariamente justificada. De otra parte, el acople débil requiere producir fluctuaciones pequeñas que pueden muy bien inhibir el establecimiento del equilibrio térmico en el universo muy temprano.

Una vez una perturbación de una escala dada ha cruzado el horizonte, esta comenzará a crecer bajo su atracción gravitacional mutua. En la era de dominio de radiación,  $\rho \sim R^{-4}$ , pero  $\delta\rho$  se comporta como una fluctuación local de la curvatura en la ecuación de Friedmann, y así  $\delta\rho \sim R^{-2}$ . De este modo  $\delta\rho/\rho$  crecerá como  $R^2$ . Sin embargo debe notarse que los efectos de flujo de partículas evitaran la formación de pequeñas estructuras. Entonces, en la era de dominio de radiación la masa de Jeans es menor que la masa que colapsará gravitacionalmente, la cual es aproximadamente igual a

$$M_J \approx \frac{4\pi\rho_m d^3}{3}, \quad (117)$$

donde  $\rho_m$  es la densidad de materia y  $d = ct$  es la máxima distancia que la radiación dispersada puede haber viajado durante la edad del universo,  $t \approx (32\pi G_N \rho/3)^{-1/2}$ , donde  $\rho$  es la densidad de energía total. Ya que

$$d \approx \left( \frac{3c^2}{32\pi G_N \rho} \right)^{1/2}, \quad (118)$$

y de este modo obtenemos

$$M_J \approx \frac{4\pi\rho_m}{3} \left( \frac{3c^2}{32\pi G_N \rho} \right)^{3/2}. \quad (119)$$

En la era de radiación, cuando  $\rho_m \sim t^{-3/2}$  y  $\rho \approx \rho_r \sim t^{-2}$ , la masa  $M_J$  crecerá como  $\sim t^{3/2}$  y finalizará en  $t \approx t_d$ , cuando la materia se desacopla de la radiación y  $\rho \approx \rho_m$  por lo tanto encontramos que

$$M_J \approx \frac{\pi c^3}{48\rho^{1/2}} \left( \frac{3}{2\pi G_N} \right)^{3/2} \simeq \frac{c^3 t_d}{8G_N} \simeq 10^{19} M_\odot, \quad (120)$$

y  $\rho = (3/32\pi G_N)t^{-2}$ , y el tiempo de desacople  $t_d \approx 10^{13} s$ , entonces existe un periodo antes del desacople cuando las inhomogeneidades de tamaño galáctico  $\sim 10^{11} M_\odot$  no pueden crecer. Sin embargo después del desacople, cuando la materia predomina, la velocidad de transmisión de los bariones es  $v \approx (kT/m_p)^{1/2}$ , así que para materia bariónica

$$d \approx \left( \frac{3kT}{32\pi G_N \rho_m m_p} \right)^{1/2}, \quad (121)$$

y además la masa de Jeans se expresa de la siguiente forma

$$M_J \approx \frac{4\pi}{3\rho_m^{1/2}} \left( \frac{3kT}{32\pi G_N m_p} \right)^{3/2}, \quad (122)$$

la cual es solo del tamaño de un cluster globular  $\sim 10^5 M_\odot$ , incluso al comienzo de la era de recombinación cuando  $T \simeq 3 \times 10^{13} K$ . Ya que  $\rho_m \sim t^{-2}$  y  $T \sim t^{-4/3}$  por lo cual tenemos  $M_J \sim t^{-1}$ , y así como pasa siempre con las estructuras menores pueden comenzar a formarse y por supuesto el equilibrio térmico se empieza a romper también.

Parece entonces que las inhomogeneidades primordiales de casi cualquier tamaño pueden ser capaces de colapsar después de la recombinación. Sin embargo, la radiación se ha suavizado fuera de las inhomogeneidades a pequeña escala casi completamente durante la época de dominio de radiación, principalmente a través de la dispersión  $\gamma e$ , ya que la dispersión  $\gamma p$  transfiere un pequeño momentum. El camino libre medio de un fotón a través de una nube de electrones de densidad de número  $n_e$  es  $L = (n_e \sigma_T)^{-1}$ , donde

$$\sigma_T = \frac{8\pi\alpha^2 \hbar^2}{3m_e^2 c^2} = 0.67 \times 10^{-28} m^2, \quad (123)$$

que es la sección eficaz de dispersión  $\gamma e$  de Thomson. Así, de este modo sobre un promedio temporal que se someterá a  $N = ctL^{-1}$  número de colisiones, y por tanto en

un "camino aleatorio" se habrá difundido una distancia  $d = L\sqrt{N} = (ct)^{1/2}$ . Parece razonable suponer que solamente las fluctuaciones de densidad mayores que  $d/10$  probablemente sobrevivan a este efecto de suavizado, y donde la masa total contenida en tales regiones sea

$$M = \frac{4\pi}{3} \rho_m \left( \frac{d}{10} \right)^3, \quad (124)$$

como la densidad de número electrónica es  $n_e = n_p \approx \rho_m(t)m_p^{-1}$  para materia bariónica, encontramos que

$$M(t) \approx \frac{4\pi}{3\rho_m(t)^{1/2}} \left( \frac{ctm_p}{\sigma_T} \right)^{3/2} \times 10^{-3}, \quad (125)$$

la cual crece con el tiempo  $\sim t^{-9/4}$  hasta el desacople en  $t = t_d$ , mientras la materia se hace transparente a la radiación. Por lo tanto, la "masa de Silk", la cual se relaciona con el amortiguamiento de la intensidad de difusión de los fotones y que se rige principalmente por la distancia de viaje de los fotones antes de ser dispersados, longitud de difusión, lo que afecta a la longitud de difusión son principalmente las propiedades del plasma que se considere. La escala en la que se amortigua la difusión se llama la escala de Silk y su valor se corresponde con el tamaño de las galaxias de hoy en día. La masa contenida dentro de la escala de Silk se llama la masa de Silk y que corresponde a la masa de las galaxias, es decir la masa mínima de una fluctuación de materia bariónica que probablemente sobrevivirá cuando  $t = t_d$ , esto es  $M(t_d) \simeq 10^{12} M_\odot$ , la cual es aproximadamente la masa de una galaxia grande. Aunque la aproximación que se ha hecho es excesivamente cruda, será evidente que el tamaño de la escala de las galaxias tal vez la estructura primaria más pequeña en el universo, depende directamente de la magnitud de las constantes fundamentales ( $G_N$ ,  $\alpha$ ,  $m_p$ ,  $m_e$ ) que determinan  $\rho$ ,  $t_d$ , y  $\sigma_T$ .

Si tales fluctuaciones estaban presentes en el momento del desacople, ellas iniciarían el crecimiento a través de su atracción gravitacional mutua. En la época de dominio de materia,  $\rho \sim R^{-3}$ , pero  $\delta\rho$  aun se comportará como una fluctuación local de la curvatura en la ecuación de Friedman  $\left( \frac{\dot{R}}{R} \right) = \frac{8\pi G_N \rho}{3} - \frac{k}{R^2}$ , y por lo tanto  $\delta\rho \sim R^{-2}$ . Así  $\delta\rho/\rho$  crecerá como  $R$  hasta llegar a ser del orden de la unidad, después de lo cual se iniciará el crecimiento más rápido de las no linealidades, y una vez que  $\rho > \rho_c$  las inhomogeneidades locales colapsarán, conduciendo, presumiblemente, a los clusters de galaxias, galaxias y estrellas que observamos hoy día. Aun no entendemos en detalle como es que pasa esto, y en cualquier caso el tema está más allá de este corto escrito, pero es alentador que la simulación en

computadoras del movimiento de cuerpos gravitantes en un universo en expansión pueda producir algunas cosas como la distribución de galaxias observadas con relativa facilidad, partiendo de una fluctuación adiabática aleatoria (Gausiana) de tipo Harrison-Zeldovich en el desacople.

Una de las mayores incertidumbres de tales simulaciones, es la naturaleza de la materia oscura no observada[36] [37]. Si esta consiste de partículas frías masivas CDM, entonces el aglutinamiento puede ocurrir a escalas muy pequeñas en tiempos primitivos y hasta que las galaxias puedan haberse formado antes de los clusters. De otro lado, si el universo está dominado por la materia oscura caliente HDM, tales como neutrinos, las primeras estructuras se formarían a escalas de galaxias y clusters, y solamente se romperían en galaxias individuales posteriormente. En este caso, como las galaxias que son observadas son bastante viejas, ellas debieron estar fuertemente agrupadas y la evolución de sus propiedades de agrupamiento serán evidentes cuando miramos hacia atrás en el tiempo. Se espera que la observación sea capaz de resolver estas cuestiones en poco tiempo.

## 14 Cosmología en Altas Dimensiones

Historicamente se sabe que los modelos teóricos de Kaluza-Klein y de supercuerdas sugieren que el espacio-tiempo pueda resultar teniendo más de las 1 + 3 dimensiones observadas, las dimensiones espaciales internas adicionales son compactificadas en una escala de tamaño del orden de la longitud de Planck  $l_P$ , esta es en verdad la escala de longitud natural en la ecuación de Friedmann[30] [31] [32]

$$\left(\frac{\dot{R}}{R}\right) = \frac{8\pi G_N \rho}{3} - \frac{k}{R^2} + \frac{\Lambda}{3} = \frac{8\pi \rho}{3M_P^2} - \frac{k}{R^2} + \frac{\Lambda}{3}, \quad (126)$$

y una de las razones para introducir la inflación fue explicar por qué las tres dimensiones espaciales normales han crecido mucho más de lo esperado. Sin embargo, es aun bastante posible que existan dimensiones espaciales adicionales que por alguna razón no han sufrido la inflación, aunque también podemos pensar que otras dimensiones espaciales adicionales han sufrido una inflación mucho más severa que la sufrida por las dimensiones espaciales normales, pero que por alguna razón no son observables hoy día.

En estas dimensiones adicionales, modeladas bajo las teorías de Kaluza-Klein, se supone que suministran

la dinámica (es decir, los acoples, las ecuaciones de movimiento, etc) a baja energía,  $E \ll M_P c^2$ , de un universo 3 + 1 dimensional. Una consecuencia puede ser que, si el tamaño del espacio interno D-dimensional varía, entonces la magnitud de las así llamadas "constantes fundamentales" tales como  $\alpha$  y  $G_N$  pueden variar con el tiempo, también. Por ejemplo, los acoples gauge que tienen la forma

$$\alpha \equiv \frac{e^2}{4\pi\hbar c} = \frac{2\kappa^2}{4\pi\phi r^2\hbar c} = \frac{4G_N\hbar}{\phi r^2 c^3} = \frac{4l_p^2}{\phi r^2}, \quad (127)$$

$$\alpha = C \left(\frac{l_p}{R_D}\right)^2, \quad (128)$$

si asumimos por simplicidad que todas las dimensiones extras tienen el mismo radio  $R_D$ , de forma similar la constante de Newton se hace

$$G_N = l_P^2 \left(\frac{C l_p}{R_D}\right)^D, \quad (129)$$

donde  $C$  y  $C'$  son constantes del orden de la unidad. Igualmente, en teorías de supercuerdas de 10-dimensiones encontramos que  $\alpha$ ,  $G_N \sim (l_p/R_D)^6$ . De este modo, en uno u otro tipo de teoría cualquier cambio de  $R_D$  conduce a un cambio en  $\alpha$  y  $G_N$ .

Posiblemente variaciones en el valor de  $\alpha$  con el tiempo pueden ser estudiadas en los espectros de cuasares distantes, por ejemplo, con el espaciado de los niveles de energía atómicos los cuales dependen de  $\alpha^2$ , o en las tasas de decaimiento- $\beta$  de radioisótopos en la historia de la Tierra. El límite más fuerte se obtiene del "reactor nuclear" de Oklo (Lugar famoso de Africa Occidental por albergar una cantidad de sitios en los cuales tuvieron lugar reacciones de fisión nuclear auto-sostenidas hace aproximadamente dos mil millones de años. Este hecho fue descubierto en 1972 cuando mediciones de la abundancia relativa de los dos isótopos más significativos del uranio extraído allí arrojaron resultados anómalos comparados con los obtenidos del uranio de otras minas. El reactor nuclear natural se formó cuando un depósito rico en mineral de uranio se inundó de agua subterránea, la cual actuó como un moderador de neutrones, y una fuerte reacción en cadena tuvo lugar. El moderador de agua herviría a medida que se incrementara la reacción, retardándola nuevamente y así evitando una fusión. La reacción de fisión se mantuvo durante cientos de miles de años. La clave para la creación de los reactores naturales fue que, en esa época, la abundancia de U-235 fisible era de aproximadamente el 3%. Gracias a que la vida media del U-235 es más corta comparada con la del U-238, la abundancia actual de U-235 en uranio natural es de

aproximadamente 0.7%. Por tanto, un reactor nuclear natural ya no es posible en la Tierra. El reactor nuclear natural de Oklo permanecerá inactivo indefinidamente, en dicho reactor se estima que los depósitos de uranio tienen  $2 \times 10^9$  años.). De la composición isotópica de muestras de samario y europio (el samario es un elemento químico de la tabla periódica cuyo símbolo es Sm y su número atómico es 62 y el europio es un elemento químico de la tabla periódica cuyo símbolo es Eu y su número atómico es 63) se ha determinado que la sección eficaz para la captura de neutrones térmicos puede haber cambiado muy poco desde los valores medidos corrientemente los cuales requieren que  $\dot{\alpha}/\alpha \lesssim 10^{-17}y^{-1}$  sobre este lapso temporal. Sin embargo las pruebas que tomamos más atrás en el tiempo es el efecto de los cambios de  $\alpha$  que pudo haber sufrido durante la nucleosíntesis primordial. Hemos de mirar que la cantidad de helio producido depende crucialmente de las diferencias de masas neutrón-protón a través de

$$r = \frac{n_n}{n_p} = e^{-(m_n - m_p)c^2/kT}, \quad (130)$$

y, críticamente menos de los acoples  $G_N$  y  $G_F$  (constante de acople débil de Fermi). Ya que estas diferencias de masa son debidas, al menos en parte, a las diferencias de auto-energía electromagnética de estos núcleos, por lo cual se puede esperar que  $(m_n - m_p) \sim \alpha$  por lo que si requerimos una abundancia de helio primordial  $Y_p = 0.24 \pm 0.01$ , entonces  $\alpha$  no puede haber cambiado alrededor de  $\pm 2\%$ , o  $R_D$  no más de  $\pm 1\%$  cuando el universo tenía alrededor de  $1s$  de edad, dando  $|\dot{\alpha}/\alpha| \lesssim 10^{-10}y^{-1}$ , mientras que la estabilidad de los periodos de rotación de los pulsares binarios requiere  $|\dot{G}_N/G| \lesssim 2 \times 10^{-11}y^{-1}$ .

Por lo tanto, es claro que para que sean compatibles con estos límites observacionales cualquier variación de  $R_D$  con  $t \approx 1s$  debe haber sido excesivamente pequeña. Debemos por lo tanto estar interesados en la solución de la ecuación de Einstein en la cual las tres dimensiones espaciales normales se han inflado y están aun creciendo mientras las dimensiones internas  $D$  se han compactado con un radio esencialmente estable.

Por simplicidad, consideremos el caso de la métrica espaciotemporal de  $d = (D + 4)$ -dimensiones la cual tiene la simetría  $R^1 \times S^3 \times S^D$ , así que el tensor métrico puede ser escrito en la forma

$$g_{MN} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -R(t)^2 g_{ij} & 0 \\ 0 & 0 & -R_D(t)^2 g_{\alpha\beta} \end{pmatrix}, \quad (131)$$

donde  $M, N$  van de 0 a  $D + 3$ , mientras  $i, j = 1, 2, 3$  representan las coordenadas de 3-espacio ordinario, y  $\alpha, \beta = 4, 5, 6, \dots, D + 3$  representan aquel espacio interno  $D$ -dimensional.  $R(t)$  es el radio de la 3-esfera,  $R_D(t)$  es el radio de la  $D$ -esfera,  $g_{ij}$  es el tensor métrico de la 3-esfera unitaria,  $g_{\alpha\beta}$  es el tensor métrico de la  $D$ -esfera unitaria. Por consiguiente las componentes no cero del tensor de Ricci son (en unidades fundamentales  $k = c = 1$ )

$$\bar{R}_{00} = 3 \frac{\ddot{R}}{R} + D \frac{\ddot{R}_D}{R_D}, \quad (132)$$

$$\bar{R}_{ij} = \left[ \frac{\ddot{R}}{R} + 2 \frac{\dot{R}^2}{R^2} + D \frac{\dot{R}}{R} \frac{\dot{R}_D}{R_D} + \frac{2}{R^2} \right] g_{ij}, \quad (133)$$

$$\bar{R}_{\alpha\beta} = \left[ \frac{\ddot{R}_D}{R_D} + (D-1) \frac{\dot{R}_D^2}{R_D^2} + 3 \frac{\dot{R}}{R} \frac{\dot{R}_D}{R_D} + \frac{(D-1)}{R_D^2} \right] g_{\alpha\beta}. \quad (134)$$

Las componentes no cero del tensor energía-esfuerzo son

$$T_{00} = \rho, \quad (135)$$

$$T_{ij} = p_3 g_{ij}, \quad (136)$$

$$T_{\alpha\beta} = p_D g_{\alpha\beta}, \quad (137)$$

donde  $\rho$  es la densidad de masa,  $p_3$  es la presión en el 3-espacio,  $p_D$  es la presión en el  $D$ -espacio. Cuando se sustituye esto en la ecuación de Einstein

$$\bar{R}_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} \bar{R} + \frac{\Lambda}{c^2} g_{\mu\nu} = \frac{-8\pi G_N}{c^4} T_{\mu\nu}, \quad (138)$$

haciendo  $\mu, \nu \rightarrow M, N$ , esto nos conduce a

$$\begin{aligned} & 3 \frac{\ddot{R}}{R} + D \frac{\ddot{R}_D}{R_D} \\ &= \frac{-8\pi \tilde{G}}{D+2} [(D+1)\rho + 3p_3 + Dp_D - 2\rho_\Lambda], \end{aligned} \quad (139)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\ddot{R}}{R} + 2 \frac{\dot{R}^2}{R^2} + D \frac{\dot{R}}{R} \frac{\dot{R}_D}{R_D} + \frac{2}{R^2} \\ &= \frac{-8\pi \tilde{G}}{D+2} [\rho + (D-1)p_3 - Dp_D + 2\rho_\Lambda], \end{aligned} \quad (140)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\ddot{R}_D}{R_D} + (D-1) \frac{\dot{R}_D^2}{R_D^2} + 3 \frac{\dot{R}}{R} \frac{\dot{R}_D}{R_D} + \frac{(D-1)}{R_D^2} \\ &= \frac{-8\pi\tilde{G}}{D+2} [\rho - 3p_3 + 2p_D + 2\rho_\Lambda] , \end{aligned} \quad (141)$$

donde  $\tilde{G}$  es la constante gravitacional en  $D+4$  dimensiones, es decir  $\tilde{G} = G_N V_D$ , siendo  $V_D$  el volumen del espacio interno, y  $\rho_\Lambda = \Lambda/8\pi\tilde{G}$  es la densidad de materia equivalente al término de la constante cosmológica. Las primeras dos de estas ecuaciones se reducen a

$$\frac{\ddot{R}}{R} = -\frac{4\pi G_N}{3} (\rho + 3\frac{p}{c^2}) + \frac{\Lambda}{3} , \quad (142)$$

$$(\frac{\dot{R}}{R})^2 = \frac{8\pi G_N \rho}{3} - \frac{kc^2}{R^2} + \frac{\Lambda}{3} , \quad (143)$$

cuando  $D=0$  y  $\tilde{G} = G_N$ .

Para explorar algunas soluciones, se puede comenzar ignorando el efecto de la materia, la radiación y la constante cosmológica colocando  $\rho = p_3 = p_D = p_\Lambda = 0$  de tal forma que los miembros derechos de las ecuaciones se hacen cero. La solución de los términos restantes, son geométricamente puros, son ecuaciones llamadas soluciones de Kasner, para la cual la métrica es

$$ds^2 = dt^2 - R(t)^2 d\mathbf{x}^2 - R_D(t)^2 d\mathbf{x}_D^2 , \quad (144)$$

donde  $\mathbf{x}$  y  $\mathbf{x}_D$  son las coordenadas espaciales en 3 y  $D$  dimensiones respectivamente, con

$$R(t) = (\frac{t}{t_0})^\gamma \quad \text{y} \quad R_D(t) = (\frac{t}{t_0})^{\gamma_D} ,$$

sujetas a las condiciones de que

$$3\gamma + D\gamma_D = 1 \quad \text{y} \quad 3\gamma^2 + D\gamma_D^2 = 1 . \quad (145)$$

Ahora, se requiere que las condiciones anotadas puedan ser reunidas sólo si una u otra  $\gamma$  o  $\gamma_D$  es negativa, y asegurar que en el 3-espacio que se esta expandiendo podamos tomar

$$\gamma = \frac{3 + (3D^2 + 6D)^{1/2}}{3(D+3)} , \quad (146)$$

$$\gamma_D = \frac{D - (3D^2 + 6D)^{1/2}}{D(D+3)} , \quad (147)$$

y entonces de hecho el  $D$ -espacio en la métrica considerada se contrae. Infortunadamente, no existe solución del tipo que se esta buscando con espacio interno estático y así acoplar efectiva y estáticamente a  $\alpha$  y  $G_N$ .

Otra posibilidad es generalizar la solución de big bang caliente isotrópico dominado por radiación, para  $D+4$  dimensiones, tenemos

$$\rho = (D+3)a_D T^{D+4} , \quad (148)$$

$$p_3 = p_D = p = a_D T^{D+4} , \quad (149)$$

donde

$$a_D = \frac{2\zeta(D+4)}{\pi^{3/2}} \frac{\Gamma(\frac{D+4}{2})}{\Gamma(\frac{D+1}{2})\Omega_D} , \quad (150)$$

es la constante de Stefan-Boltzman  $a = \pi^2 k^4 / 15 c^3 \hbar^{-3} = 7.5659 \times 10^{-16} J m^{-3} K^{-4}$ , generalizada a  $D+4$  dimensiones en unidades donde  $k = \hbar = c = 1$  y con la función  $\zeta$ -Riemann en  $\zeta(4) = \pi^4/90$ , y donde  $\Gamma$  es la función usual gamma y  $\Omega_D$  es el volumen de la  $D$ -esfera, el cual está dado por

$$\Omega_D = \frac{2\pi^{(D+1)/2}}{\Gamma(\frac{D+1}{2})} . \quad (151)$$

El resultado de lo anterior es que mientras  $R$  se incrementa con el tiempo,  $R_D$  alcanza un máximo y entonces se contrae una vez más, y  $T$  correspondientemente cae pero entonces se incrementa una vez más debido a que decrece el volumen de la dimensión compacta cuando  $R_D \rightarrow 0$ . Ahora bien, cuando  $R_D$  se haga muy pequeño, tanto como  $kT < \hbar c / R_D$ , el efecto de la radiación se hace despreciable y la solución retorna o vuelve a la forma de Kasner indicada anteriormente. Es evidente que no hay ninguna posibilidad de reproducir la forma de nuestro universo con este modelo. A fin de lograr una solución estable se requiere un mecanismo mediante el cual se pueda alcanzar esto basado sobre la observación de las fluctuaciones cuánticas en las dimensiones compactificadas las cuales darán origen a la llamada "energía de Casimir" es decir la energía de punto cero del vacío. Esto se basa en el hecho de que todas las funciones de onda tienen que ser periódicas en el espacio interno de coordenadas, tal como  $\psi(y) = \psi(y + 2\pi R_D)$  y de esta forma las frecuencias propias son

$$\omega = \frac{n}{R_D} , \quad \text{con } n = 1, 2, 3, \dots \quad (152)$$



La densidad de energía resultante en este espacio curvo tiene la siguiente forma en el  $R \gg R_D$ ,

$$\rho = \frac{C_D}{V_D R_D^4} = -p_3, \quad p_D = \frac{4\rho}{D}, \quad (153)$$

donde  $C_D$  es un coeficiente numérico. Si también se incluye una constante cosmológica finita para balancear esta presión de Casimir, la ecuación de Einstein o de Friedmann puede ser escrita como

$$3\frac{\ddot{R}}{R} + D\frac{\ddot{R}_D}{R_D} = \frac{-8\pi\tilde{G}}{D+2} \left[ \frac{(D+2)C_D}{\Omega_D R_D^{D+4}} - 2\rho_\Lambda \right], \quad (154)$$

donde, como antes  $\Omega_D$  es el volumen de la D-esfera unitaria, así  $V_D = \Omega_D (R_D)^D$ , obtenemos

$$\begin{aligned} R_D &= R_{0D} = \left( \frac{C_D(D+2)}{2\Omega_D \rho_\Lambda} \right)^{1/(D+4)} \\ &= \left[ \frac{8\pi C_D(D+4)}{D(D-1)} \right]^{1/2} l_P, \end{aligned} \quad (155)$$

entonces con esto podemos escribir lo siguiente

$$\begin{aligned} \frac{\ddot{R}_D}{R_D} + (D-1)\frac{\dot{R}_D^2}{R_D^2} + 3\frac{\dot{R}}{R}\frac{\dot{R}_D}{R_D} &= \frac{(D-1)}{R_{0D}^2} \\ &= \left[ \frac{4}{4+D} \left( \frac{R_{0D}}{R_D} \right)^{4+D} + \frac{D}{4+D} - \left( \frac{R_{0D}}{R_D} \right)^2 \right] \end{aligned} \quad (156)$$

y una vez más cuando  $R_D = R_{0D}$  se obtiene un mínimo estable.

La energía asociada con este espacio interno puede actuar como un campo de inflatón y causar la inflación de las dimensiones normales,  $R(t)$ . Entonces, si se introduce el campo escalar  $\phi(R_D)$  definido por

$$\phi(R_D) = \left( \frac{D-1}{2\pi D} \right)^{1/2} \left( \frac{R_D}{R_{0D}} \right)^{D/2} M_P, \quad (157)$$

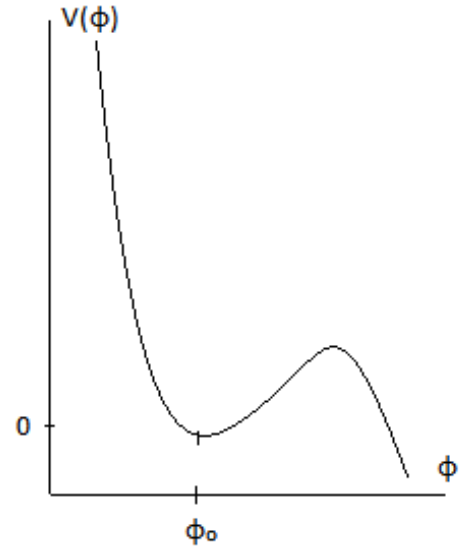
con lo cual obtenemos la siguiente expresión

$$\ddot{\phi} + 3\frac{\dot{R}}{R}\dot{\phi} + \frac{\ddot{\phi}}{\phi} = -\frac{dV}{d\phi}, \quad (158)$$

expresión que es muy similar a la obtenida muy anteriormente. Entonces, integrando respecto a  $\phi$ , y con la redefinición  $\phi(R_{0D}) = \phi_0$  obtenemos el potencial del campo  $\phi$

$$\begin{aligned} V(\phi) &= \left[ \frac{D(D-1)}{8\pi(D+4)} \right]^2 \frac{(D-1)}{C_D} M_P^2 \\ &\times \left\{ \left( \frac{\phi}{\phi_0} \right)^{-8/D} - \left( \frac{\phi}{\phi_0} \right)^2 \right. \\ &\left. + \left( \frac{D+4}{D-2} \right) \left[ \left( \frac{\phi}{\phi_0} \right)^{2(D-2)/D} - 1 \right] \right\} \end{aligned} \quad (159)$$

la constante de integración ha sido usada para colocar  $V(\phi_0) = 0$ . Este potencial es ilustrado en la figura siguiente



con su mínimo cuasiestable en  $\phi = \phi_0$ , este potencial presenta ciertas características necesarias para cumplir con las condiciones requeridas por el potencial de inflatón. Sin embargo,  $\phi = \phi_0$  no es el mínimo absoluto, en efecto el potencial no es acotado hacia abajo, y por consiguiente eventualmente  $\phi$  realizará tunelamiento a través de la barrera y las dimensiones internas iniciarán la expansión otra vez.

Varios modelos más complicados han sido sugeridos los cuales pueden alcanzar la estabilidad al menos una cuasiestabilidad de larga duración en  $R = R_{0D}$ . Entonces si existe un periodo anterior cuando  $R \neq R_{0D}$  tal que  $V(\phi) \neq 0$ , existirá una constante cosmológica efectiva la cual producirá inflación de las tres dimensiones normales. Esto llegará a su final cuando  $R \rightarrow R_{0D}$  y  $V \rightarrow 0$ . Por supuesto, todo esto es extremadamente artificial en esto los valores de la constante cosmológica  $\Lambda$  en 4+D dimensiones, la cual es esencial para alcanzar la estabilidad, ha sido escogida para que  $V(\phi) = 0$  en el mínimo  $\phi = \phi_0$ , es decir

cuando  $R = R_{0D}$  para asegurar que la constante cosmológica de nuestro espacio 4-dimensional normal sea despreciable. El valor más natural de  $\Lambda$  es claramente del orden de la unidad en unidades de Planck, ya que  $R_{0D} \simeq O(l_P)$ .

Algo relacionado con el problema es que, si alguna vez  $kT \gtrsim \hbar c R_D^{-1}$ , los modos de alta energía,  $n > 1$ , pueden estar excitados. Ello corresponde a partículas, algunas veces referidas como "partículas primordiales", con masas  $\approx n R_D^{-1} \simeq n M_P$ . Si ellas fueran estables dominarían la densidad de energía del universo, ya que ellas producirían más o menos la misma abundancia de fotones, y existiría un pequeño cambio que subsecuentemente las haría colisionar y aniquilarse. Esto podría dar entonces  $\rho \approx 10^{26} \rho_c$ . Por lo que es esencial que ellas deban ser inestables y que decaigan en partículas ordinarias, de este modo no permitir llevar ninguna cantidad conservada interna o números cuánticos topológicos.

Es evidente del breve esquema ilustrado anteriormente que si la idea de Kaluza-Klein para explicar la dinámica del universo a través de los efectos de las dimensiones extras compactificadas tiene alguna validez, entonces, las consecuencias para el universo muy temprano, cuando el tamaño de las tres dimensiones espaciales normales era comparable al de las dimensiones compactas, sería particularmente interesante. Sin embargo, la necesidad de producir los requerimientos de la inflación de las dimensiones normales mientras se mantiene estable la compactación de algunas otras dimensiones, por lo tanto, para alcanzar esto se desprecia o se hace cero la constante cosmológica para los tiempos posteriores o para la evolución posterior, además debe permitirse un exceso de partículas primitivas. Es muy difícil demandar que alguno de los modelos sugeridos a la fecha puedan satisfacer de manera natural y convincente dichos todos los requerimientos anotados[29].

## 15 Inflación en el Braneworld

En la física del siglo XX se presenta un problema. Dos de las más importantes teorías de la física, la mecánica cuántica y la relatividad general en sus formulaciones se contradicen, en general la relatividad describe un universo que es muy suave (si no es plano), y la mecánica cuántica sugiere que la naturaleza a muy pequeña escala se comporta de forma compleja y ambigua, por ejemplo la relatividad general describe la gravedad como una curvatura del espaciotiempo, y la mecánica cuántica describe la interacción gravitacional como un intercambio de partículas, gravitones, conciliar estas dos ideas es supremamente complicado. Estos problemas han

sido (someramente) resueltos por nuevas teorías: por ejemplo, la teoría de supercuerdas (o la teoría de cuerdas) y la más reciente teoría M, que trata de unificar las diversas teorías de cuerdas. Esencialmente las dificultades con la mecánica cuántica y la relatividad general se desvanecen cuando se toma en consideración la extensión espacial de las cuerdas, que se cree son los constituyentes fundamentales del universo. Resulta imposible realizar mediciones a escalas muy pequeñas (es decir, por debajo de la Longitud de Planck). Con lo cual el conflicto entre la relatividad general y mecánica cuántica no se ha podido zanjar. Sin embargo, estas teorías introducen nuevas complicaciones para el universo: la teoría de las dimensiones extra, tenemos que es supersimétrica, lo que significa que son simétricas, no sólo con respecto a la posición, la velocidad y la gravedad, sino también en relación con el espín de las partículas en la mecánica cuántica. Las teorías supersimétricas (por ejemplo, la teoría de supercuerdas, de ahí el nombre) son, naturalmente, formuladas en más de cuatro dimensiones. La teoría de cuerdas suministra un modelo de universo en diez dimensiones en total (nueve espaciales y el tiempo).

La Teoría M se formula en un universo de once dimensiones (diez espaciales, y una temporal). La idea de que hay más dimensiones que las familiares cuatro (una temporal y tres espaciales) no era nuevo en la teoría de cuerdas, la cual se desarrolló hacia el final del siglo XX. De hecho había sido propuesta en 1919 por Kaluza, quien, en una carta a Einstein, descubrieron que la formulación de la relatividad general en cinco dimensiones (en lugar de cuatro) conducía a una forma elegante de combinar la relatividad general con la teoría electromagnética de Maxwell. Esta investigación fue publicada por Kaluza (1921), y fue desarrollado por Klein (1926), pero, después de encontrarse con algunos problemas graves, la investigación de dimensiones adicionales cesó en gran medida. Las dimensiones extra en el trabajo de Kaluza y Klein, así como en la teoría de cuerdas y la teoría M, se considera que son muy pequeñas o compactas. Esto es análogo a una manguera, que tiene una dimensión extendida, su longitud, y una dimensión compacta, su circunferencia. Sin embargo, recientemente se ha sugerido (Arkani-Hamed et al, 1998; Antoniadis et al, 1998), que si los campos de la materia ordinaria se limitan a las tres dimensiones extendidas como de costumbre, solamente, con la gravedad permitiéndole actuar en todas las dimensiones, entonces las dimensiones extra podrían no ser necesariamente pequeñas, incluso podrían ser muy grandes, o hasta infinitas. El espacio tridimensional en el que la materia existe se denomina la membrana, y el

espacio de dimensión superior se llama el bulk. Durante los últimos años, se han propuesto diversos modelos de este tipo, por ejemplo en el caso de una dimensión extra extendida (tal vez sin límites), llamado modelo de Randall-Sundrum tipo I, el cual ha recibido notable atención, donde se hace posible considerar un universo de cinco dimensiones (cuatro espaciales, y una temporal), caracterizado por contar con dos membranas, una de las cuales contiene los campos del modelo estándar. Posteriormente se propuso un segundo modelo, Randall-Sundrum tipo II, que tiene una única membrana, éste es equivalente al primer modelo, pero con una de las membranas llevada hasta el infinito. Estos son los modelos de Randall-Sundrum del universo-membrana, denominados en lo sucesivo el escenario del universo-membrana o braneworlds[30] [31] [32].

### 15.1 Inflación sobre el Braneworld

La inflación caótica en el modelo de Randall-Sundrum para un universo-membrana tipo II se puede desarrollar de forma paralela a la cosmología estándar. A bajas energías, es decir, cuando  $\rho \ll \lambda$ , y donde  $\lambda$  representa la tensión sobre la membrana, la inflación en el escenario del universo-membrana se comporta exactamente de la misma manera que la inflación estándar. Sin embargo, a altas energías esperaríamos que la dinámica de la inflación se modifique. Los detalles de esta modificación se mostrarán en lo que sigue. Con el fin de hacer esto, se seguirá la ecuación modificada de Friedmann[30] [36]

$$H^2 = \frac{8\pi}{3M_4^2} \rho \left(1 + \frac{\rho}{2\lambda}\right), \quad (160)$$

donde, primero se encuentran las condiciones para que la inflación pueda tomar lugar, entonces tenemos

$$\dot{\rho} = -3H(\rho + p), \quad (161)$$

en la cual  $\rho$  y  $p$  son la densidad de energía y la presión del campo escalar, respectivamente, definidas según las siguientes expresiones

$$\rho = \frac{1}{2} \dot{\phi}^2 + V(\phi), \quad (162)$$

$$p = \frac{1}{2} \dot{\phi}^2 - V(\phi), \quad (163)$$

ahora bien, diferenciando la ecuación de Friedmann respecto al tiempo se obtienen las siguientes expresiones

$$2H\dot{H} = 2H \left( \frac{\dot{a}}{a} + \frac{\dot{a}^2}{a^2} \right), \quad (164)$$

$$2H\dot{H} = \frac{8\pi}{3M_4^2} \left[ \dot{\rho} + \dot{\rho} \frac{\rho}{\lambda} \right], \quad (165)$$

donde  $a$  representa el factor de escala, finalmente se puede expresar como

$$2H\dot{H} = -\frac{8\pi H}{M_4^2} (\rho + p) \left(1 + \frac{\rho}{\lambda}\right), \quad (166)$$

utilizando la ecuación del fluido, se obtiene una ecuación para la aceleración

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi}{3M_4^2} \left[ (\rho + 3p) + (2\rho + 3p) \frac{\rho}{\lambda} \right]. \quad (167)$$

Durante la inflación  $\ddot{a} > 0$ , por consiguiente las condiciones para la inflación son

$$0 < -[\lambda(\rho + 3p) + \rho(2\rho + 3p)], \quad (168)$$

$$p < -\frac{\lambda\rho + 2\rho^2}{3(\lambda + \rho)} = -\frac{\rho}{3} \left( \frac{\lambda + 2\rho}{\lambda + \rho} \right), \quad (169)$$

puede encontrarse que para  $\rho \ll \lambda$ , esta expresión se reduce a la condición de inflación estándar,  $p < -\rho/3$ . En el caso  $\rho \gg \lambda$ , tenemos la condición fuerte

$$p < -\frac{2\rho}{3}, \quad (170)$$

ya que no existe un cambio cualitativo en la definición de inflación, se puede definir la condición de slow-roll como

$$\frac{1}{2} \dot{\phi}^2 \ll V, \quad (171)$$

$$\left| \frac{\ddot{\phi}}{\dot{\phi}} \right| \ll \left| 3H\dot{\phi} \right|, \quad (172)$$

por lo tanto se considera que la inflación tomará lugar cuando estas condiciones se satisfacen. Entonces se encuentran dos ecuaciones que describen la dinámica de la inflación slow-roll

$$H^2 \simeq \frac{8\pi}{3M_4^2} V \left( 1 + \frac{V}{2\lambda} \right), \quad (173)$$

$$3H\dot{\phi} \simeq -V', \quad (174)$$

con estas dos expresiones, asumiendo que la tercera derivada es pequeña, permiten la condición de slow-roll, las cuales ahora pueden ser escritas como

$$\frac{M_4^2}{16\pi} \left( \frac{V'}{V} \right)^2 \frac{1}{1 + V/2\lambda} \ll 1, \quad (175)$$

$$\left| \frac{M_4^2}{8\pi} \frac{V'}{V} \frac{1}{1+V/\lambda} \right| \ll 1, \quad (176)$$

donde  $M_4$  representa masa de Planck en cuatro dimensiones. Con lo anterior en mente podemos definir dos parámetros de slow-roll sobre la brane como sigue

$$\varepsilon \equiv \frac{M_4^2}{16\pi} \left( \frac{V'}{V} \right)^2 \frac{1+V/\lambda}{(1+V/2\lambda)^2}, \quad (177)$$

$$\eta \equiv \frac{M_4^2}{8\pi} \frac{V''}{V} \frac{1}{1+V/2\lambda}, \quad (178)$$

los cuales se reducen a los parámetros estándar en el límite de baja energía, estos parámetros se han tomado de las condiciones de slow-roll, excepto que es ligeramente diferente de la expresión en la ecuación  $\frac{M_4^2}{16\pi} \left( \frac{V'}{V} \right)^2 \frac{1}{1+V/2\lambda} \ll 1$  un cambio que equivale a un aumento que no es superior a 2. La razón de esta alteración es mantener la misma ecuación para  $n$ -términos de los parámetros de slow-roll como en la cosmología estándar. El slow-roll implica que  $\varepsilon \ll 1$ , y que  $|\eta| \ll 1$  como en la cosmología estándar. Entonces, el número de e-foldings, se modifica agregando una vez más un factor extra, mostrado aquí entre paréntesis

$$N \simeq -\frac{8\pi}{M_4^2} \int_{\phi_i}^{\phi_f} \frac{V}{V'} \left( 1 + \frac{V}{2\lambda} \right) d\phi, \quad (179)$$

donde  $\phi_i$  y  $\phi_f$  son los valores del campo escalar al comienzo y final de la respectiva expansión [34] [35] [36].

## 15.2 Crecimiento de Estructura en el Braneworld

No existe cambio en el espectro de la perturbación escalar en términos de  $H$ , por lo tanto, para el caso de la cosmología estándar tenemos

$$A_s^2 = \frac{4}{25} \left[ \left( \frac{H}{\dot{\phi}} \right) \left( \frac{H}{2\pi} \right) \right]^2 = \frac{512\pi}{75M_P^6} \frac{V^3}{V'^2}, \quad (180)$$

ahora en el caso de una brane, encontramos

$$A_s^2 = \frac{4}{25} \left[ \left( \frac{H}{\dot{\phi}} \right) \left( \frac{H}{2\pi} \right) \right]_{k=aH}^2 \simeq \frac{512\pi}{75M_P^6} \frac{V^3}{V'^2} \left( 1 + \frac{V}{2\lambda} \right)^3, \quad (181)$$

esto bajo la aproximación de slow-roll. En el caso de una perturbación tensorial, en cosmología estándar se expresa como

$$A_T^2 = \frac{4H^2}{25\pi M_P^2} \simeq \frac{4}{25\pi M_P^2} \left( \frac{8\pi}{3M_P^2} V \right) = \frac{32}{75M_P^4} V, \quad (182)$$

ahora para el caso de un universo-membrana

$$A_T^2 = \frac{4H^2}{25\pi M_P^2} H^2 F^2 \left( \frac{H}{\mu} \right) \Big|_{k=aH} \simeq \frac{32}{75M_4^4} V \left( 1 + \frac{V}{2\lambda} \right) F^2 \left( \frac{H}{\mu} \right), \quad (183)$$

donde

$$F\left(\frac{H}{\mu}\right) = \left[ \sqrt{1 + \left(\frac{H}{\mu}\right)^2} - \left(\frac{H}{\mu}\right) \right]^2 \ln \left( \frac{\mu}{H} + \sqrt{1 + \left(\frac{\mu}{H}\right)^2} \right)^{-1/2}, \quad (184)$$

y donde  $\mu$  es la escala de masa que está dada por

$$\mu = \frac{1}{M_4} \sqrt{\frac{4\pi\lambda}{3}}, \quad (185)$$

se puede mostrar que

$$\frac{H^2}{\mu^2} \simeq \frac{2V}{\lambda} \left( 1 + \frac{V}{2\lambda} \right). \quad (186)$$

Bueno, la ecuación para  $F$  se simplifica en los límites de baja y alta energía.

En el límite de baja energía  $\left(\frac{H}{\mu}\right)^2 \simeq \frac{2V}{\lambda} \ll 1$ , y por consiguiente en este límite tenemos

$$F^2 \simeq \left[ 1 - \left(\frac{H}{\mu}\right)^2 \ln \left( \frac{2\mu}{H} \right) \right]^{-1} \simeq 1, \quad (187)$$

la cual se puede justificar de la siguiente forma, tenemos que  $2\mu/H > \ln(2\mu/H)$  o  $(H/2\mu) \ln(2\mu/H) < 1$  y de este modo  $(H/\mu)^2 \ln(2\mu/H) = 2(H/\mu)(H/2\mu) \ln(2\mu/H) < (2H/\mu) \ll 1$ . Esto es lo que se esperaba, ya que en el límite de baja energía, la expresión debe ser la misma que aquella derivada sin consideración de los efectos de la brane.

En el límite de altas energías tenemos  $\left(\frac{H}{\mu}\right)^2 \simeq \left(\frac{V}{\lambda}\right)^2 \gg 1$ , y además  $\sinh^{-1} y \simeq y - y^2/6$  para  $y$  pequeño, entonces encontramos

$$F^2 \simeq \left[ \sqrt{1 + \left(\frac{V}{\lambda}\right)^2} - \left(\frac{V}{\lambda}\right)^2 \sinh^{-1} \left(\frac{\lambda}{V}\right) \right]^{-1}, \quad d \ln k \simeq -dN \simeq -\frac{8\pi}{M_4^2} \frac{V}{V'} \left(1 + \frac{V}{2\lambda}\right) d\phi. \quad (188)$$

Así se puede deducir lo siguiente

$$\simeq \left[ \left(\frac{V}{\lambda}\right) \sqrt{1 + \left(\frac{V}{\lambda}\right)^2} - \left(\frac{V}{\lambda}\right)^2 \left(\frac{\lambda}{V} - \frac{\lambda^3}{6V^3}\right) \right]^{-1}, \quad n-1 \simeq -\left(3 \frac{d \ln V}{d\phi} - 2 \frac{d \ln V'}{d\phi} + 3 \frac{d \ln(1 + V/2\lambda)}{d\phi}\right) \frac{M_4^2}{8\pi} \frac{V'}{V} \frac{1}{1 + V/2\lambda}, \quad (189)$$

$$\simeq \left[ \left(\frac{V}{\lambda}\right) \left(1 + \frac{\lambda^2}{2V^2}\right) - \frac{V}{\lambda} + \frac{\lambda}{6V} \right]^{-1}, \quad = -\left(3 \frac{V'}{V} - 2 \frac{V''}{V} + 3 \frac{V/2\lambda}{1 + V/2\lambda}\right) \frac{M_4^2}{8\pi} \frac{V'}{V} \frac{1}{1 + V/2\lambda}, \quad (190)$$

$$= \left(\frac{\lambda}{V} + \frac{\lambda}{6V}\right)^{-1}, \quad (191)$$

$$= \frac{3V}{2\lambda} \gg 1, \quad (192)$$

Debe esperarse que si se quiere incrementar, por ejemplo la amplitud de las ondas gravitacionales en el régimen de alta energía esto depende del valor del campo escalar en el cual se este evaluando. Para algunos potenciales la amplitud se incrementa, en el límite de alta energía, mientras que para otros potenciales, existe realmente una disminución en la perturbación tensorial. Por consiguiente la razón entre las perturbaciones escalares y tensoriales es definida como en la cosmología estándar

$$R \equiv 16 \frac{A_T^2}{A_S^2}, \quad (193)$$

para el cual se ha encontrado que obedece la misma ecuación de consistencia estándar

$$R = -8n_T, \quad (194)$$

donde  $n_T$  es el índice espectral tensorial, definido como en el caso estándar. Para el índice espectral escalar, se deriva una expresión bajo la aproximación de slow-roll,

$$n-1 \simeq \frac{d \ln A_S^2}{d \ln k} = \frac{d \ln A_S^2}{d\phi} \frac{d\phi}{\ln k}, \quad (195)$$

$$\simeq \left( \frac{d \ln V^3}{d\phi} - \frac{d \ln V^2}{d\phi} + \frac{d \ln(1 + V/2\lambda)^3}{d\phi} \right) \frac{d\phi}{d \ln k}. \quad (196)$$

En el escenario braneworld, tenemos

$$= -6 \frac{M_4^2}{16\pi} \left(\frac{V'}{V}\right)^2 \left( \frac{1}{1 + V/2\lambda} + \frac{V/2\lambda}{(1 + V/2\lambda)^2} \right) + 2 \frac{M_4^2}{8\pi} \left(\frac{V'}{V}\right) \frac{1}{1 + V/2\lambda}, \quad (200)$$

$$n-1 = -6\epsilon + 2\eta, \quad (201)$$

Por lo tanto en el escenario braneworld se ha encontrado una descripción plausible del universo. A bajas energías tenemos una descripción idéntica a la encontrada en la cosmología estándar. Durante el universo temprano, en especial durante la etapa inflacionaria, se debe considerar que la densidad de energía debe ser suficientemente alta comparada con la tensión en la brane, para obtener perturbaciones similares a las obtenidas en el modelo estándar [34] [35] [36] [37].

El modelo de braneworld, es una alternativa para explicar diferentes fenomenologías que son explicables de forma más natural bajo esquemas de alta dimensionalidad, por ejemplo podría suponerse que la expansión acelerada observada hoy día, se podría adjudicar a la dinámica propia de la brane, no hay pruebas sobre esto, pero la ausencia de observación de los constituyentes de la energía oscura, hacen plausibles estos modelos. El modelo puede explicar la debilidad de la gravedad en relación con las otras fuerzas fundamentales de la naturaleza, resolviendo así el problema de la llamada jerarquía de la física de partículas. En la imagen de membrana, las otras tres fuerzas (electromagnetismo y las fuerzas nucleares débil y fuerte) se localizan en la membrana, pero la gravedad como no tiene tales restricciones, gran parte de su poder de atracción "fugas" se da en la mayor parte del espaciotiempo de altas dimensiones. Como consecuencia, la fuerza de gravedad debe

aparecer mucho más fuerte en las pequeñas escalas subatómicas o al menos sub-milimétricas, en la que menos fuerza de la gravedad se ha "filtrado". Desde el punto de vista de la inflación en principio no aporta una comprensión mayor, claro está que bajo un modelo muy simple, quizá con un modelo más completo se pueda determinar aspectos ocultos de la inflación.

## 16 Épocas Tempranas del Universo

Continuando con las diferentes etapas que ha atravesado el universo, podemos considerar las siguientes, en primer lugar se extrapola hasta corrimientos al rojo de  $z \approx 3 \times 10^8$  cuando la temperatura de la radiación era de alrededor de  $T_r = 10^9 K$ , esta temperatura es suficientemente alta para que el fondo de fotones, fundamentalmente conformado por rayos gama, con energías del orden de  $\varepsilon_r = k_B T_r = 100 keV$ , por ello, a esta alta temperatura, la alta energía de los fotones en la cola de la distribución de Planck son energías suficientes para que la luz disocie los núcleos de helio o de deuterio, recordando que el deuterio es un isótopo estable del hidrógeno que se encuentra en la naturaleza con una abundancia del 0,015% átomos de hidrógeno (uno de cada 6500). El núcleo del deuterio está formado por un protón y un neutrón (el hidrógeno tiene solamente un protón). Cuando el isótopo pierde su electrón el ion resultante recibe el nombre de deuterón. El deuterio también recibe el nombre de hidrógeno pesado. Se puede nombrar como D. Aunque no es un elemento diferenciado en el sentido estricto (es hidrógeno), la diferenciación entre las propiedades de los isótopos es tanto más acusada cuanto más ligero sea el elemento químico al que pertenecen, en épocas muy tempranas todos los núcleos estaban disociados en protones y neutrones. Ahora para corrimientos al rojo de  $z \approx 3 \times 10^9$ , la producción de pares electrón-positrón desde la radiación térmica de fondo tomo lugar y el universo quedo inundado de pares electrón-positrón, pero con el paso del tiempo los pares se aniquilan y su energía es transferida al campo de fotones, esto explica la poca discontinuidad en la historia térmica en la época de aniquilación, además, para una época ligeramente anterior la opacidad del universo para la interacción débil se hacia unitaria, conocido esto como la barrera de neutrinos, similar a la barrera fotónica donde  $z \approx 1 \times 10^3$ . Podemos, aun extrapolar el corrimiento al rojo a  $z \approx 1 \times 10^{12}$  cuando la temperatura de la radiación de fondo era suficientemente alta para que la producción de pares barión-antibarión tome lugar,

entonces similar a lo anterior el universo ahora se encontraba sumergido en bariones y antibariones, una vez más existe una pequeña discontinuidad en la historia térmica del universo, conduciendo esto a uno de los grandes problemas cosmológicos, el problema de la asimetría barionica (Los bariones son una familia de partículas subatómicas formadas por tres quarks, donde los más representativos son el neutrón y el protón, pero también existe otro gran número de bariones, aunque éstos son todos inestables, los bariones son fermiones afectados por la interacción nuclear fuerte, por lo tanto están sometidos al principio de exclusión de Pauli y pueden ser descritos mediante la estadística de Fermi-Dirac, contrario a los bosones, que no satisfacen el principio de exclusión, los bariones pertenecen, junto con los mesones, a la familia de partículas llamadas hadrones, es decir, aquellas compuestas por quarks, pero se diferencian de los mesones por estar compuestos por tres quarks, mientras que los últimos están compuestos por un quark y un antiquark). En consecuencia, para producir un universo dominado por materia, que se considera que es en el cual vivimos, debe haber existido una pequeña asimetría entre materia y antimateria en el universo muy temprano, en la cual por cada  $10^9$  antibariones debían existir  $10^9 + 1$  barión, por ende cuando evolucionó el universo  $10^9$  antibariones se aniquilaron con  $10^9$  bariones, dejando un barión el cual llego a ser el universo que se conoce con la razón adecuada de fotón-barión. Si el universo temprano hubiese sido completamente simétrico respecto a la materia y antimateria, la razón de fotones-barión debería ser de  $10^9$  veces mayor de lo que es hoy en día y debería ser igual la cantidad de materia y antimateria en el universo, por fortuna, se sabe que existe una leve asimetría entre materia y antimateria debido a la violación CP observada en el decaimiento de mesones  $K^0$ , para recordar, en física de partículas, un kaón, conocido como mesón K y representado como K es cualquier partícula del grupo de cuatro mesones que tienen un número cuántico llamado extrañeza, entonces a pesar de que se generan mediante interacción fuerte el hecho inesperado de que decayeran por interacción débil hacía que estos tuvieran una vida media mayor de la prevista, por este motivo fueron llamadas en un inicio como "partículas extrañas" lo que acabó por dar nombre al nuevo número cuántico descubierto, la extrañeza, de este modo en el modelo de quarks los kaones contienen dos quarks, siendo uno de ellos un quark o antiquark extraño. Ahora se sabe de cuatro kaones los cuales son: El kaón cargado negativamente  $K^-$ , que contiene un quark extraño y un antiquark arriba, tiene una masa de  $493.667 \pm 0.012 MeV$  y una vida media de  $(1.2384 \pm 0.0024) \times 10^{-8}$  s. Su

antipartícula, el kaón cargado positivamente  $K^+$ , formado por un quark arriba y un antiquark extraño, debido a la invariancia CPT, debe tener una masa y vida media idéntica a la del  $K^-$ , su masa difiere en  $0.0320 \pm 0.090 \text{ MeV}$ , y su diferencia en vida media es de  $(0.110 \pm 0.09) \times 10^{-8} \text{ s}$ . El otro kaón llamado  $K^0$ , consistente en un quark abajo y un antiquark extraño, con una masa de  $497.648 \pm 0.022 \text{ MeV}$ . Tiene un radio cuadrático medio de carga de  $-0.0760 \pm 0.18 \text{ fm}^2$ . Su antipartícula, que contiene un quark extraño y un antiquark abajo, con la misma masa, queda claro, que a partir del modelo de quarks, los kaones están formados por dobletes de isoespín, esto es, que pertenecen a la representación fundamental de  $SU(2)$ . Un doblete de extrañeza +1 contiene al  $K^+$  y al  $K^0$ , donde sus respectivas antipartículas forman el otro doblete.

Aunque el  $K^0$  y su antipartícula se forman a partir de la fuerza fuerte, decaen débilmente, como se había mencionado, así, una vez creados los dos se comprenden mejor como compuestos de dos autoestados con vidas medias notablemente diferentes, los kaones neutros de vida media larga son conocidos como  $KL$  ("K-largos"), decaen principalmente en forma de tres piones y su vida media es de unos  $5.18 \times 10^{-8} \text{ s}$ . Los kaones neutros de vida media más corta son los llamados  $KS$  ("K-cortos"), decaen en dos piones y su vida media es de  $8.958 \times 10^{-11} \text{ s}$  [19][20][21].

## 17 Historia Térmica del Universo

Surge una de las mayores preguntas en cosmología astrofísica ¿cómo podemos explicar el origen y evolución de las galaxias y de las estructuras a gran escala de nuestro universo?, esta es una de las áreas más excitantes de la cosmología moderna. El primer aspecto que debemos considerar es mostrar la historia térmica de la materia y la radiación contenida en la imagen estándar del big-bang, para ello se consideraran las siguientes subsecciones [20][21][22][23].

### 17.1 universo dominado por radiación

Si consideramos un gas de fotones, partículas sin masa o un gas relativista en el límite ultrarelativista  $E \gg mc^2$ , entonces, la presión  $p$  se relaciona con la densidad de energía  $\epsilon$  por  $p = \frac{1}{3}\epsilon$  y la densidad de masa inercial de la radiación  $\rho_r$  se relaciona a su densidad de energía  $\epsilon$  por  $\epsilon = \rho_r c^2$ . Si  $N(\nu)$  es la densidad de número de fotones de energía  $h\nu$ , por lo tanto la densidad de energía de la radiación se encuentra sumando sobre las

frecuencias de cada foton

$$\epsilon = \sum_{\nu} N(\nu) h\nu. \quad (202)$$

Ahora bien, si el número de fotones se conserva, entonces la densidad de número varia como  $N_0 R^{-3} = N_0(1+z)^3$  y la energía de cada foton cambia con el corrimiento al rojo por el factor de corrimiento usual  $\nu = \nu_0(1+z)$ . De este modo, la variación de la densidad de energía de radiación cambia según la época de acuerdo a

$$\epsilon = \sum_{\nu_0} N_0(\nu_0)(1+z)^4 h\nu_0, \quad (203)$$

$$\epsilon = \epsilon_0(1+z)^4 = \epsilon_0 R^{-4}. \quad (204)$$

En el caso de la radiación de un cuerpo negro, la densidad de energía de la radiación está dada por la ley de Stefan-Boltzmann  $\epsilon = aT^4$  y su densidad de energía espectral, es decir su densidad de energía por rango de unidad de frecuencia, dada por la ley de distribución de Planck

erso es un

$$\epsilon(\nu)d\nu = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{k_B T}} - 1} d\nu. \quad (205)$$

Con esto en mente, inmediatamente se sigue que, para la radiación de un cuerpo negro, la temperatura de radiación  $T_r$  varia con el corrimiento al rojo  $T_r = T_0(1+z)$  y el espectro de la radiación cambia como

$$\begin{aligned} \epsilon(\nu_1)d\nu_1 &= \frac{8\pi h\nu_1^3}{c^3} \frac{1}{e^{\frac{h\nu_1}{k_B T_1}} - 1} d\nu_1 \\ &= \frac{8\pi h\nu_0^3}{c^3} \frac{1}{e^{\frac{h\nu_0}{k_B T_0}} - 1} (1+z)^4 d\nu_0 \\ &= (1+z)^4 \epsilon(v_0) d\nu_0. \end{aligned} \quad (206)$$

Entonces el espectro de un cuerpo negro preserva su forma cuando el universo se expande pero la temperatura de radiación cambia como  $T_r = T_0(1+z)$  y la frecuencia de cada fotón como  $\nu = \nu_0(1+z)$ . Una forma alterna de observar este resultado es en términos de una expansión adiabática de un gas de fotones, en la cual tenemos que la razón de calor específico  $\gamma$  para un gas relativista en límite ultrarelativista es  $\gamma = \frac{4}{3}$ , ya que en una expansión adiabática  $T \propto V^{-(\gamma-1)} = V^{-1/3} \propto R^{-1}$ , lo cual corresponde al resultado anterior, además de decir que la expansión del universo es una expansión adiabática.

Un prueba crucial de la imagen del big-bang estándar es observar si la temperatura de la Radiación de Microondas Cósmica de Fondo sigue o no la radiación

predicha  $T_r = T_0(1+z)$ . La división de la estructura fina de los átomos de carbon neutro permite llevar a cabo esta prueba. los fotones de la radiación de fondo excitan los niveles de estructura fina del estado base de los átomos de carbon neutro y la intensidad relativa de las líneas de absorción originadas desde el estado base hasta los primeros estados excitados están determinadas por la densidad de energía y la temperatura de la radiación de fondo.

La variación de  $p$  y  $\rho$  con  $R$  se pueden sustituir en las ecuaciones de campo de Einstein

$$\ddot{R} = -\frac{4\pi G R}{3}(\rho + \frac{3p}{c^2}) + (\frac{1}{3}\Lambda R), \quad (207)$$

$$\dot{R} = \frac{8\pi G \rho}{3} R^2 - \frac{c^2}{\mathfrak{R}^2} + (\frac{1}{3}\Lambda R^2). \quad (208)$$

Por lo tanto, colocando la cosntante cosmológica  $\Lambda = 0$  tenemos

$$\ddot{R} = -\frac{4\pi G \varepsilon_0}{3c^2} \frac{1}{R^3}, \quad (209)$$

$$\dot{R} = \frac{8\pi G \varepsilon_0 \rho}{3c^2} \frac{1}{R^2} - \frac{c^2}{\mathfrak{R}^2}.$$

Para un universo temprano, se puede despreciar el término  $\frac{c^2}{\mathfrak{R}^2}$  e integrar

$$R = (\frac{32\pi G \varepsilon_0}{3c^2})^{1/4} t^{1/2}, \quad (210)$$

$$\varepsilon = \varepsilon_0 R^{-4} = (\frac{3c^2}{32\pi G}) t^{-2}. \quad (211)$$

La dinámica de los modelos dominados por radiación,  $R \propto t^{1/2}$ , depende unicamente de la densidad de masa inercial total en forma relativista sin masa. Entonces, para determinar la dinámica del universo temprano, se ha de incluir todas las componentes sin masa y relativistas en la densidad de energía total. La fuerza de gravedad actuando sobre la suma de estas componentes determina la rata de desaceleración del universo temprano[22][23].

## 17.2 La época de la recombinación

Para corrimientos al rojo  $z \approx 1500$ , la temperatura de radiación de la Radiación de Microondas Cósmicas de Fondo era de  $T \approx 4000K$  entonces habían suficientes fotones con energías  $h\nu \geq 13.6 \text{ eV}$  en la cola de la distribución de Planck para ionizar mucho del hidrógeno neutro presente en el medio intergaláctico. Puede parecer extraño que la temperatura no sea cercana a  $150000 \text{ K}$ , que corresponde a la temperatura en la cual

$\langle h\nu \rangle = k_B T = 13.6 \text{ eV}$ , el cual es el potencial de ionización del hidrógeno neutro. Los puntos importantes para notar es que los fotones son mucho más numerosos que los bariones en el medio intergaláctico y hay un amplio rango de energía de los fotones presente en la distribución de Planck.

Es usual calcular el trabajo hecho por la fracción de fotones de la cola de la distribución de Planck, es decir en la región de Wien, con energías de  $h\nu \gg k_B T$ ,

$$\begin{aligned} n(\geq E) &= \int_{E/h}^{\infty} \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \frac{d\nu}{e^{\frac{h\nu}{k_B T}}} \\ &= (\frac{2\pi^{1/3} k_B T}{hc})^3 e^{-\frac{h\nu}{k_B T}} ((\frac{h\nu}{k_B T})^2 + 2\frac{h\nu}{k_B T} + 2), \end{aligned} \quad (212)$$

Ahora, la densidad de número total de fotones en un espectro de cuerpo negro a la temperatura  $T$  es

$$N = 0.244 (\frac{2\pi k_B T}{hc})^3 m^{-3}. \quad (213)$$

Por tanto, la fracción de los fotones del espectro de cuerpo negro con energías mayores de  $E$  es

$$\frac{n(\geq E)}{n_{ph}} = \frac{e^{-\frac{h\nu}{k_B T}} ((\frac{h\nu}{k_B T})^2 + 2\frac{h\nu}{k_B T} + 2)}{0.244\pi^2}. \quad (214)$$

En términos generales, el gas intergaláctico será ionizado, producida por muchos fotones ionizantes con  $h\nu \geq 13.6 \text{ eV}$ , pero como tenemos muchos átomos de hidrógeno, sólo se requiere un fotón en  $3.6 \times 10^7 / \Omega_0 h^2$  de la Radiación Cósmica de Fondo para tener mayor energía que  $13.6 \text{ eV}$  para ionizar el gas. Para propósitos ilustrativos consideremos que la razón es de una parte en  $10^9$ . Por lo tanto se necesita solucionar

$$\frac{1}{10^9} = \frac{e^{-\frac{h\nu}{k_B T}} ((\frac{h\nu}{k_B T})^2 + 2\frac{h\nu}{k_B T} + 2)}{0.244\pi^2} \quad (215)$$

de donde encontramos que  $\frac{h\nu}{k_B T} \approx 26.5$ , esto es muy importante ya que existen muchos fotones relativos a los átomos de hidrógeno cuya temperatura de radiación puede ser 26.5 veces mayor que la encontrada desde la creación  $E = k_B T$  y todavía hay suficientes fotones con energía  $E > 13.6 \text{ eV}$  para ionizar el gas. Por lo tanto, el gas intergaláctico en gran parte fue ionizado a la temperatura de  $150000/26.5K \approx 5600K$ , pero como la temperatura presente de la Radiación Cósmica de Fondo es de  $2.728K$ , significa esto que el universo llego a ionizarse al factor de escala de  $R = 2.728/5600 = 5 \times 10^{-4}$  o a un corrimiento al rojo



de  $z \approx 2000$ . Este tipo de cálculos disfrazado de forma diferente astrofísica-la reacción nuclear la cual suministra la potencia al Sol toma lugar a una temperatura menor a la esperada, la temperatura a la cual las regiones de hidrógeno ionizado se hace totalmente ionizado es de  $10000\text{ K}$ , los núcleos livianos son destruidos en el universo temprano a una temperatura mucho más inferior de lo esperado. En todos los casos en la cola de la distribución de Planck-Maxwell contiene una gran cantidad de fotones y partículas con energías mucho mayor que la media.

Cálculos detallados muestran que el gas pregaláctico estaba 50% ionizado a un corrimiento al rojo de  $z \approx 1500$  a esta época es la que le llama de recombinación, ya que el gas pregaláctico se encontraba ionizado anterior a esta época, y cuando el tiempo avanza hacia adelante, el plasma universal se recombina en este momento. Para épocas anteriores,  $z \approx 6000$ , el 50 % de helio se encontraba ionizado y rápidamente llego a ionizarse completamente antes de esta época. La consecuencia más importante es que a corrimientos al rojo grandes al rededor de 1000, el universo se hacía opaco a la llamada dispersión de Thomson. Esta es la más simple de los procesos de dispersión la cual impide la propagación de fotones desde su fuente hasta la Tierra a través de un plasma ionizado. Los fotones son dispersados sin ninguna pérdida de energía por los electrones libres, por lo tanto la profundidad óptica del gas intergaláctico en la dispersión de Thomson puede ser escrita como

$$d\tau_T = \sigma_T N_e(z) dx = \sigma_T N_e(z) \frac{dr}{(1+z)} = \sigma_T N_e(z) c \frac{dt}{dz} dz, \quad (216)$$

donde  $\sigma_T$  es la sección eficaz de la dispersión de Thomson la cual toma el valor de  $\sigma_T = 6.653 \times 10^{-29} \text{ m}^2$ , y  $dx = \frac{dr}{(1+z)}$  es un incremento en la distancia propia a un corrimiento al rojo  $z$ . Si se evalúa la integral para corrimientos al rojo grandes asumiendo que el universo estaba dominado por materia en la época de recombinación, por lo tanto la relación tiempo corrimiento al rojo-tiempo puede ser escrita como

$$\frac{dz}{dt} = -H_0 \Omega_0^{1/2} z^{5/2}, \quad (217)$$

además, es importante distinguir entre la densidad de masa total  $\rho_0$  y la densidad de masa bariónica  $\rho_B$ . Asumiendo que el 25% de la materia primordial es helio se encuentra que  $N_H = (3/4)\rho_B/m_p$  y de este modo se puede escribir el parámetro de densidad de bariones  $\Omega_B = 8\pi G \rho_B / 3H_0^2 = 32\pi G m_p N_H / 9H_0^2$ . Entoces, si  $x(z)$  es la fracción de hidrógeno ionizado, la densidad

numérica de electrones es  $N_H x(z)(1+z)^3$  y así la profundidad óptica para la dispersión de Thomson en el límite de  $z \gg 1$  es

$$\begin{aligned} \tau_T &= \frac{9\sigma_T H_0 c}{32\pi G m_p} \frac{\Omega_B}{\Omega_0^{1/2}} \int \frac{z^3 x(z)}{z^{5/2}} \\ &= 0.052 \frac{\Omega_B h}{\Omega_0^{1/2}} \int x(z) z^{1/2} dz. \end{aligned} \quad (218)$$

Parece ser que, tan pronto el hidrógeno pregaláctico estuvo completamente ionizado a  $z \approx 1500$ , la profundidad óptica para la dispersión de Thomson se hizo muy grande. Por ejemplo si asumimos que el gas intergaláctico fue más o menos completamente ionizado en  $z > 1000$ , la profundidad óptica para este corrimiento al rojo es de

$$\tau_T = 0.035 \frac{\Omega_B}{\Omega_0^{1/2}} h z^{3/2}. \quad (219)$$

Se puede mostrar que la profundidad óptica se hace cercana a uno para corrimientos al rojo cercanos a 1000, por lo tanto el universo más allá de corrimientos al rojo de 1000 se hace inobservable. Cualquier foton originado a un corrimiento al rojo grande fue dispersado muchas veces antes de que se propagara hacia la Tierra y consecuentemente toda la información que él llevaba de su origen se pierde rápidamente. Por tanto hay una barrera de fotones para un corrimiento al rojo más allá de 1000 para la cual no podemos obtener información usando directamente fotones[21][22][23].

### 17.3 La era de dominio de radiación

Para corrimientos al rojo  $z \gg 4 \times 10^4 \Omega_0 h^2$ , el universo estaba dominado por radiación. Si la materia y la radiación no estaban térmicamente acopladas, podían enfriarse independientemente cada una, es decir el gas caliente con una razón de calores específicos de  $\gamma = 5/3$  y la radiación con  $\gamma = 4/3$ . Como el enfriamiento es adiabático involucramos el factor de escala para obtener  $T \propto R^{-2}$  y  $T \propto R^{-1}$  para materia bariónica difusa y radiación respectivamente. Por tanto se espera que la materia se enfrie más rápidamente que la radiación y esto es ciertamente lo que se espera que tome lugar durante la era de post-recombinación. Este no es el caso, sin embargo, durante las eras de pre-recombinación y post-recombinación debido a que la materia y la radiación están fuertemente acopladas por la dispersión Compton. Se puede mostrar que la profundidad óptica en el plasma de pre-recombinación para la dispersión de Thomson es mucho mayor, tan

grande que ya no se puede ignorar la pequeña transferencia de energía la cual toma lugar entre los fotones y los electrones en la colisión Compton. Resulta que esta dispersión Compton es suficiente para mantener la materia y la radiación a la misma temperatura.

La ecuación para la rata de intercambio de energía entre un campo de radiación térmico a una temperatura de radiación  $T_r$  y un plasma con temperatura electrónica  $T_e$  interactuando únicamente por dispersión Compton se expresa mediante

$$\frac{d\varepsilon_r}{dt} = -\frac{d\varepsilon_m}{dt} = 4N_e\sigma_T c\varepsilon_r \left( \frac{k_B T_e - k_B T_r}{m_e c^2} \right), \quad (220)$$

deducida por Weymann, donde  $\varepsilon_r, \varepsilon_m$  son las densidades de energía para la radiación y la materia. Si se considera el caso en el que la temperatura de los electrones es mayor que la temperatura de la radiación, por lo tanto el número de colisiones por electron por segundo con los fotones del campo es  $N_\gamma \sigma_T c$ , donde  $N_\gamma$  es la densidad de número de los fotones, entonces, en cada colisión, la transferencia de energía promedio para el campo de fotones es  $\frac{4}{3} \frac{v^2}{c^2} h\bar{\nu}$ , donde  $h\bar{\nu}$  es la energía media de los fotones y como la energía promedio de los electrones es  $\frac{1}{2} m_e v^2 = \frac{3}{2} k_B T_e$ , entonces la rata de perdida de energía por electron es

$$-\frac{d\varepsilon_m}{dt} = 4N_\gamma \sigma_T c h\bar{\nu} \left( \frac{k_B T_e}{m_e c^2} \right) = 4\sigma_T c \varepsilon_r \left( \frac{k_B T_e}{m_e c^2} \right), \quad (221)$$

en pocas palabras la expresión general de transferencia de energía dice que si los electrones están más calientes que la radiación, la radiación es calentada por la materia y viceversa. Por lo tanto, la diferencia astrofísica entre los dos casos surge de la enorme diferencia en las densidades de número de fotones y electrones  $\frac{N_\gamma}{N_e} = 3.6 \times 10^7 (\Omega_B h^2)^{-1}$ . Si se observa esta diferencia desde el punto de vista de la profundidad óptica para la interacción de un electron con el campo de radiación y de un fotón con los electrones del gas intergaláctico. En el primer caso, la profundidad óptica para la interacción de un electron con el campo de radiación es  $\tau_e = \sigma_T c N_\gamma t$ , mientras que la profundidad óptica del foton con el campo electrónico es  $\tau_\gamma = \sigma_T c N_e t$  donde identificamos  $\sigma_T$  con la sección eficaz de Thomson y  $t$  la edad del universo. Entonces, debido a que  $N_\gamma \gg N_e$ , es mucho más difícil modificar el espectro de los fotones comparado con la distribución de energía de los electrones debido a que en cualquier momento un foton es dispersado por un electrón, los electrones han sido dispersados  $3.6 \times 10^7 (\Omega_B h^2)^{-1}$  veces por los fotones. Otra manera de expresar esto es decir que la capacidad

calórica de la radiación es mucho más grande que la capacidad calórica de la materia.

Si se considera el calentamiento de los electrones por dispersión Compton de los fotones de la Radiación Cómica de Fondo, los tiempos de colisión entre los electrones, protones y átomos es siempre mucho más corto que la edad del universo y de este modo, cuando la energía es transferida desde el campo de radiación a los electrones, esta es comunicada rápidamente a la materia como un todo, por lo tanto este es el proceso por el cual la materia y la radiación se mantienen a la misma temperatura en el universo temprano, entonces si se considera que la densidad de energía termica del plasma es  $\varepsilon_m = 3N_e k_B T_e$ , dado que los electrones y los protones son mantenidos a la misma temperatura, entonces

$$\frac{dT_e}{dt} = \frac{4}{3} \sigma_T \varepsilon_r \left( \frac{T_r - T_e}{m_e c} \right). \quad (222)$$

Como se anotó anteriormente, debido a la enorme capacidad calórica de la radiación,  $T_r$  apenas cambia en la expresión anterior conduce a una característica exponencial en la escala temporal  $\tau$  para el intercambio de energía entre la radiación y el plasma.

Si se asume un corrimiento al rojo grande es decir  $z \gg 1$ , tenemos

$$\tau = \frac{3m_e c}{4\sigma_T a T_r^4} = \frac{3m_e c}{4\sigma_T a T_0^4} (1+z)^{-4} = 7.4 \times 10^{19} z^{-4} \text{ s}. \quad (223)$$

Entonces, cuando el plasma estaba totalmente ionizado en  $z \gg 1000$ , la escala temporal estaba en  $\tau = 7.4 \times 10^7 \text{ s} = 2.7 \text{ años}$ , esto corresponde a una edad muy pequeña o muy temprana del universo y así la materia y la radiación se mantenían a la misma temperatura durante la era de dominio de radiación.

Cuando la temperatura cae por debajo de  $4000 \text{ K}$  muchos de los protones se recombinan con los electrones para formar hidrógeno neutro, pero existe un remanente pequeño y finito de electrones libres los cuales no se recombinan, se considera una fracción  $x \approx 2.5 \times 10^{-5}$  a un corrimiento al rojo de  $z < 700$ . Esta energía disponible es transferida desde los fotones al gas incluso en la era de la post-recombinación. La densidad de energía del gas estuvo predominantemente asociada de la energía cinética de los átomos de hidrógeno  $\varepsilon_H = \frac{3}{2} N_H k_B T$ , y la densidad de número de electrones libres era de  $x(z) N_H$ . Ahora bien, considerando la era de post-recombinación, la rata de cambio de la temperatura para el hidrógeno neutro está dada por

$$\frac{dT_H}{dt} = \frac{8}{3} \sigma_T \varepsilon_r x(z) \left( \frac{T_r - T_H}{m_e c} \right), \quad (224)$$

y la escala temporal característica  $\tau$  para el intercambio de energía era

$$\tau = \frac{3m_e c}{8\sigma_T a x(z) T_r^4} = \frac{3m_e c}{8\sigma_T a x(z) T_0^4} (1+z)^{-4} = 1.47 \times 10^{24} z^{-4} \quad (225)$$

Durante la época de dominio de materia, cuando  $\Omega_0 z \gg 1$ , la edad del universo era

$$t = \frac{2.06 \times 10^{17}}{h\Omega_0^{-1/2}} z^{-3/2} \text{ s.} \quad (226)$$

Por tanto la escala temporal  $\tau$  para el intercambio de energía, desde la radiación de fondo hasta el hidrógeno neutro, era igual a la edad del universo a un corrimiento al rojo

$$z = 550 h^{2/5} \Omega_0^{1/5}, \quad (227)$$

entonces, existió un periodo después de la época de recombinación cuando la materia y la radiación se enfriaban a la misma rata pero, a un corrimiento al rojo menor de  $550 h^{2/5} \Omega_0^{1/5}$ , la materia y la radiación se enfriaron independientemente, la temperatura de la materia como  $T_H \propto R^{-2}$  y la temperatura de la radiación como  $T_r \propto R^{-1}$ .

Ahora tenemos que derivar la condición necesaria para que tome lugar una distorsión significativa del espectro de Radiación Cósmica de Fondo. Entonces supongamos que los electrones son calentados a una temperatura mayor que la temperatura de la radiación por algún proceso. Este puede ser, por ejemplo, la disipación por ondas de sonido primordiales o turbulencias, aniquilación materia-antimateria, evaporación de agujeros negros primordiales por el mecanismo de Hawking o el decaimiento de leptones inestables pesados. Si ningún fotón hubiese sido creado, el espectro de la radiación el espectro de la radiación pudiera distorsionarse de su forma de espectro de cuerpo-negro por la dispersión Compton. La interacción de los electrones calientes con los fotones conduce a un cambio de frecuencia promedio de  $\Delta\nu/\nu = 4k_B T_e/m_e c^2$ , por lo tanto para obtener un cambio significativo en la energía de los fotones,  $\Delta\nu/\nu \approx 1$ , no solamente es necesario que el espesor óptico para la dispersión de Thomson sea mucho mayor que uno, también la dispersión Compton debe ser suficiente para que cambie la energía de los fotones significativamente y así obtener  $\Delta\nu/\nu \approx 1$ . Evidentemente, la profundidad óptica de Compton se obtener como

$$\tau_C = \int \frac{k_B T_e}{m_e c^2} N_e \sigma_T c dt, \quad (228)$$

debe ser mayor o igual a uno. Sabemos que las condiciones para la dispersión Thomson se satisfacían durante la era de pre-recombinación y también que la temperatura de los electrones se mantenía a la de la radiación cósmica de fondo, de este modo asumiendo que  $T_e = T_0(1+z)$  y  $N_e = N_0(1+z)^3$ , entonces la profundidad óptica de Compton es

$$\tau_C = \frac{k_B T_0}{m_e c^2} \frac{N_0 \sigma_T c}{H_0} \int \frac{(1+z)^2}{(\Omega_0 z + 1)^{1/2}} dz, \quad (229)$$

la cual en el caso de  $z \gg 1$  conduce a

$$\tau_C = \frac{k_B T_0}{m_e c^2} \frac{2N_0 \sigma_T c}{5\Omega_0^{1/2} H_0} z^{5/2}, \quad (230)$$

esta expresión se puede escribir en términos de los parámetros de densidad de materia bariónica en la época presente, donde se asume que 25% de la masa bariónica esta en la forma de helio y que el plasma está totalmente ionizado en los rangos relevantes de corrimiento al rojo, por lo tanto  $\Omega_B = (64\pi G m_p / 21 H_0^2) N_e$  y así

$$\tau_C = \frac{k_B T_0}{m_e c^2} \frac{21 \sigma_T}{160\pi G m_p} \frac{\Omega_B H_0}{\Omega_0^{1/2}} z^{5/2} = 1.1 \times 10^{-11} \frac{h\Omega_B}{\Omega_0^{1/2}} z^{5/2}, \quad (231)$$

de este modo la profundidad óptica era unitaria a un corrimiento al rojo de

$$z = 2.4 \times 10^4 \left( \frac{\Omega_0}{h^2 \Omega_B^2} \right)^{1/5}, \quad (232)$$

ahora bien, para observar una distorsión del espectro de cuerpo negro, la temperatura de los electrones debe haberse incrementado significativamente por encima de la temperatura  $T_e = T_0(1+z)$ , si esto ocurriera, el espectro podría distenderse desde un espectro de Planck hasta un espectro de Bose-Einstein con un potencial químico sin dimensiones finito  $\mu$ , es decir que se obtendría una intensidad dada por

$$I_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} [\exp(\frac{h\nu}{k_B T_r} + \mu) - 1]^{-1}, \quad (233)$$

lo cual corresponde a la forma esperada del espectro en equilibrio cuando hay falta de coincidencia entre el número de fotones y la energía para distribuirse entre ellos para crear un espectro de Planck. En la época presente, la energía de los fotones se distribuye por la dispersión Compton. Aun en épocas anteriores,  $z \sim 10^7$ , la doble dispersión de Compton puede crear fotones de baja energía adicionales y así, a estos muy altos corrimientos al rojo, el espectro de cuerpo negro

es reestablecido, existen ahora muy buenos límites superiores al valor de  $\mu$  proveniente de las observaciones espectrales de COBE para la Radiación Cósmica de Fondo,  $|\mu| \leq 10^{-4}$ . En términos generales, esto significa que allí no puede darse una mayor inyección de energía en el gas intergaláctico en el intervalo de corrimientos al rojo dados por  $2 \times 10^4 \leq z \leq 10^7$  [21][22][23].

## 18 Velocidad del Sonido como Función de la Época Cósmica

Un resultado crucial para entender la física de la formación de estructura en el universo es la variación de la velocidad del sonido con la época cósmica, particularmente a través de las épocas cuando el universo cambiaba desde el dominio de radiación al dominio de materia. Se sabe que la velocidad del sonido en general es proporcional a la raíz cuadrada de la razón de la presión a la densidad de masa inercial del medio, en forma analítica se puede expresar como

$$v_s^2 = \left( \frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_S, \quad (234)$$

donde el sub-índice  $S$  significa a ‘entropía constante’, es decir considerar ondas sonoras adiabáticas. La complicación es que cuando la densidad de materia y de radiación eran iguales más allá de la época de recombinación las contribuciones dominantes de  $p$  y de  $\rho$  cambiaban dramáticamente cuando el universo cambiaba de dominio de radiación a dominio de materia. El punto clave es que la materia y la radiación estaban cercanamente acopladas durante era de pre-recombinación y el cuadrado de la velocidad del sonido puede ser escrita como

$$v_s^2 = \frac{(\partial p / \partial T)_r}{(\partial \rho / \partial T)_r + (\partial \rho / \partial T)_m}, \quad (235)$$

considerado esto a entropía constante, y donde de forma directa se puede mostrar que se reduce a

$$v_s^2 = \frac{c^2}{3} \frac{4\rho_r}{4\rho_r + 3\rho_m}, \quad (236)$$

de este modo, en la era de dominio de radiación,  $z \gg 4 \times 10^4 h^2 \Omega_0$ ,  $\rho_r \gg \rho_m$ , entonces la velocidad del sonido tiende a la velocidad del sonido relativista  $v_s = \frac{c}{\sqrt{3}}$ , y para corrimientos al rojo pequeños, la velocidad del sonido decrece cuando la contribución de densidad de masa inercial se hace más importante. Específicamente, entre la época de igualdad entre la densidad de energía de materia y de radiación en la época

de recombinación, la presión de las ondas sonoras es suministrada por la radiación, pero la inercia es suministrada por la materia. Por lo tanto, la velocidad del sonido decrece desde el valor relativista  $v_s = \frac{c}{\sqrt{3}}$  hasta

$$v_s = \left( \frac{4c^2}{9} \frac{\rho_r}{\rho_m} \right)^{1/2} = \left[ \frac{4aT_0^4(1+z)}{9\Omega_m\rho_m} \right]^{1/2} = \frac{10^6 z^{1/2}}{(\Omega_m h^2)^{1/2}} \text{ m s}^{-1}. \quad (237)$$

Después de la recombinación, la velocidad del sonido es justo la velocidad la velocidad térmica del sonido de la materia la cual, debido al acople entre materia y radiación, tiene la temperatura  $T_r = T_m$  a un corrimiento al rojo de  $z \geq 550 h^{2/5} \Omega_0^{1/5}$ , por ende a un corrimiento al rojo de 500, la temperatura del gas era de 1300K, si nada más pasara a la materia se espera que estuviese muy fría en la época presente, alrededor de 500 veces más fría de 2.728K. En efecto, sin embargo el gas intergaláctico existente hoy día debe estar mucho más caliente que esto, esto debio haber sido por la acción de algún proceso de formación galáctica[23].

## 19 Anisotropías de la CMB

Los estudios iniciales de la radiación cósmica de fondo se presentan en una primera aproximación de forma isotrópica, es decir, independiente de la dirección en la que se mida o se observe, este hecho era de difícil explicación según el modelo original del big bang y fue una de las causas que llevó a la formulación del modelo inflacionario del big bang, comentado en algunos aspectos anteriormente. Es así como, el modelo inflacionario predice la existencia de pequeñas variaciones en la temperatura del fondo cósmico de microondas, lo que se conoce como anisotropías o inhomogeneidades, las cuales fueron detectadas finalmente en los años 90 por varios experimentos, especialmente, por el satélite de la NASA COBE (Cosmic Background Explorer) entre 1989 y 1996 que fue la primera experiencia capaz de detectar irregularidades y anisotropías en esta radiación. Las irregularidades se consideran variaciones de densidad de energía del universo primitivo y su descubrimiento arroja indicios sobre la formación de las primeras estructuras de gran escala y la distribución de galaxias del universo actual. En el año 2001 la agencia espacial americana NASA lanzó el WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe), consistente en un nuevo satélite el cual era capaz de estudiar con gran detalle la radiación cósmica de fondo, y por lo tanto consiguió elaborar el mapa más completo de las anisotropías en la radiación de fondo de microondas. Posteriormente, otros instrumentos han detectado aún con más detalle

y a mayor resolución angular las anisotropías del CMB, como el Cosmic Background Imager pero sólo en ciertas zonas del cielo. Los datos aportados por el WMAP en 2003 y 2006 revelan un universo en expansión formado por un 4% de materia bariónica, un 22% de materia oscura y un 74% de energía oscura. En el año 2009 la ESA lanzó el Planck, un satélite de capacidades mucho mayores todavía que el WMAP. Entonces, según los resultados obtenidos con estos instrumentos, se sabe que las anisotropías del fondo de radiación de microondas están divididas en dos tipos: anisotropía primaria – debida a efectos que ocurren en la última superficie de dispersión y en la anterior – y la anisotropía secundaria – que es debida a efectos, como las interacciones con gases calientes o potenciales gravitacionales, entre la última superficie de dispersión y el observador.

En las anisotropías primarias, la estructura es determinada principalmente por dos efectos: oscilaciones acústicas y difusión húmeda (también llamada humedad sin colisiones o seda húmeda). Las oscilaciones acústicas surgen a partir de la competencia en el plasma fotón-barión en el Universo primigenio. La presión de los fotones tienden a eliminar las anisotropías, mientras que la atracción gravitacional de los bariones – que se mueven a velocidades mucho menores que la velocidad de la luz – los hace tender a colapsar para formar densos halos. Estos dos efectos compiten para crear oscilaciones acústicas que dan al fondo de radiación de microondas su característica estructura de pico. Los picos se corresponden, aproximadamente, con resonancias en las que los fotones se desacoplan cuando un modo particular se encuentra en su pico de amplitud. Los picos observados en las gráficas correspondientes, contienen importantes registros físicos, en los cuales tenemos que la escala angular del primer pico determina la curvatura del universo, sin considerar la topología del mismo. El segundo pico determina la densidad bariónica disminuida. El tercer pico se puede utilizar para extraer información sobre la densidad de materia oscura. Entonces, las localizaciones de los picos también dan importante información sobre la naturaleza de la densidad de perturbaciones primigenias. También se sabe que hay dos tipos fundamentales de densidad de perturbaciones – llamadas "adiabática" e "isocurvatura". Una densidad de perturbación general es una mezcla de estos dos tipos y existen diferentes teorías que aparentan explicar el espectro de densidad de perturbación primigenio que predice diferentes mezclas. Para densidades de perturbación adiabáticas, la sobredensidad fraccional en cada componente de materia (bariones, fotones...) es la misma. Es decir, si hay un 1% más de energía en bariones que la media en

un punto, entonces con una densidad de perturbación adiabática pura hay también un 1% más de energía en los fotones y un 1% más de energía en neutrinos, que la media. La inflación cósmica predice que las perturbaciones primigenias son adiabáticas. Con la densidad de perturbaciones de la isocurvatura, la suma de las sobredensidades fraccionales es cero. Es decir, una perturbación donde en algún punto hay un 1% más de energía en bariones que la media, un 1% más de energía en fotones que la media y un 2% menos energía en neutrinos que la media, sería una perturbación de isocurvatura pura. Las cuerdas cósmicas se producirían principalmente por perturbaciones de isocurvatura primigenias, y además, en el espectro del CMB se pueden distinguir estos dos tipos de perturbaciones porque los picos se producen en diferentes localizaciones. La densidad de perturbaciones de isocurvatura producen una serie de picos cuyas escalas angulares están aproximadamente en las relaciones  $1 : 3 : 5...$ , mientras que la densidad de perturbaciones adiabáticas producen picos cuyas ubicaciones están en las relaciones  $1 : 2 : 3.23$ . Las observaciones son consistentes con las densidades de perturbaciones primigenias las cuales son completamente adiabáticas, proporcionando la clave para el soporte de la inflación y posiblemente permitirá descartar muchos modelos de formación de estructuras incluyendo, por ejemplo, las cuerdas cósmicas.

Otro elemento importante en la radiación cósmica de fondo es el de la polarización la cual se sabe que está polarizada con un nivel de unos cuantos microkelvins, y como ocurre con las ondas electromagnéticas, se conocen dos tipos de polarización, llamados modos E y B, esto presenta una analogía con la electrostática, en que el campo eléctrico (campo E) tiene un rotacional evanescente mientras que el campo magnético (campo B) tiene una divergencia evanescente. Los modos E aparecen de forma natural a partir de la difusión Thomson en un plasma heterogéneo. Los modos B, que no han sido medidos y se piensa que tienen una amplitud de como mucho  $0,1 \mu K$ , no se producen únicamente a partir del plasma. Son una señal de la inflación cósmica y son determinados a partir de la densidad de las ondas gravitacionales primigenias. La detección de los modos B es extremadamente difícil, particularmente dado que el grado de contaminación de fondo es desconocido y la señal de las lentes gravitacionales mezclan la fuerza relativa del modo E con el modo B.

## 20 Conclusiones

Según lo ilustrado anteriormente podemos considerar las siguientes conclusiones

Bueno para iniciar, pienso que hay un supuesto gigantesco o una fé ciega en todo el análisis anterior, y es el de basarnos en la deducción analítica que proporcionan las leyes naturales, pero, que tal si no conocemos todas las leyes físicas o peor aun que tal si no las comprendemos completamente, o si estas evolucionan y aun no hemos determinado esto, sea como sea tenemos algunos acercamientos que los consideramos válidos y completos, pero se debe tener esto en consideración y no pensar que tenemos todas las respuestas, ya que consideraciones de tipo observacional, teórica, y físicas entre otras, permiten decir que el modelo estándar de la cosmología es el mejor modelo del que disponemos, debido a que ajusta bastante bien aspectos fundamentales y observacionales, pero a un mismo tiempo, se sabe que presenta una serie de limitaciones y problemas que no permiten determinar el origen, estructura y evolución completa y exacta del universo.

Para continuar, debe ser claro que, aunque muchos detalles de la cosmología temprana permanecen sin ser explorados, ella es una muy fructífera fuente de "experimentos" de física de altas energías. Se ha encontrado que puede ayudar a discriminar entre teorías que postulan escalas de energía muy altas o nuevos tipos estables de partículas. Inversamente se ha mostrado como la física de partículas ha sugerido soluciones para alguno de los problemas más fundamentales como la edad y planitud del universo, la formación de estructuras como galaxias y clusters.

Siguiendo, un hecho muy usual de la cosmología inflacionaria es que debido a que alguna estructura pueda haberse originado inicialmente será amortiguada o diluida por el factor  $Z$ , y como por hipótesis el equilibrio térmico fue restaurado después del recalentamiento, la naturaleza de la configuración inicial es casi irrelevante para lo que ha ocurrido desde el recalentamiento. Esto es particularmente confortable porque de nuestra imposibilidad de seguir la física hacia atrás del tiempo de Planck sin una teoría cuántica de la gravedad. En verdad existe una profunda incertidumbre en el rol jugado por la mecánica cuántica en el universo muy temprano cuando no existía "observación" del sistema.

La inflación no es una teoría probada, a la fecha no se ha demostrado experimentalmente ni observacionalmente, por lo tanto existen otras teorías que obvian el modelo inflacionario, claro está que este modelo permite resolver un gran número de problemas cosmológicos, nombrados algunos de ellos anteriormente.

La creación de materia a través de la expansión del falso vacío se encuentra bastante cerca de "explicar" la creación del universo en si mismo "ex nihilo". También, parece posible que sólo tenemos la ilusión de que vivimos en un mundo 3-dimensional debido a que tres de las dimensiones espaciales se han inflado mientras las restantes son demasiado pequeñas para ser observadas.

No es obvio en ninguno de estos modelos por qué la constante cosmológica  $\Lambda \simeq 0$  hoy día. En el esquema teórico ilustrado el mínimo del potencial simplemente se ha asumido que es  $V \simeq 0$  para estar de acuerdo con la observación, aunque  $V_{\min} = O(M_x^4 c^5 / \hbar^3)$  propio de las fluctuaciones cuánticas, donde  $M_x^4$  es la escala de rompimiento de la simetría, puede evidentemente ser más natural. Esto ilustra una vez más la urgente necesidad de entender más profundamente como combinar la teoría de campos cuánticos con la relatividad general.

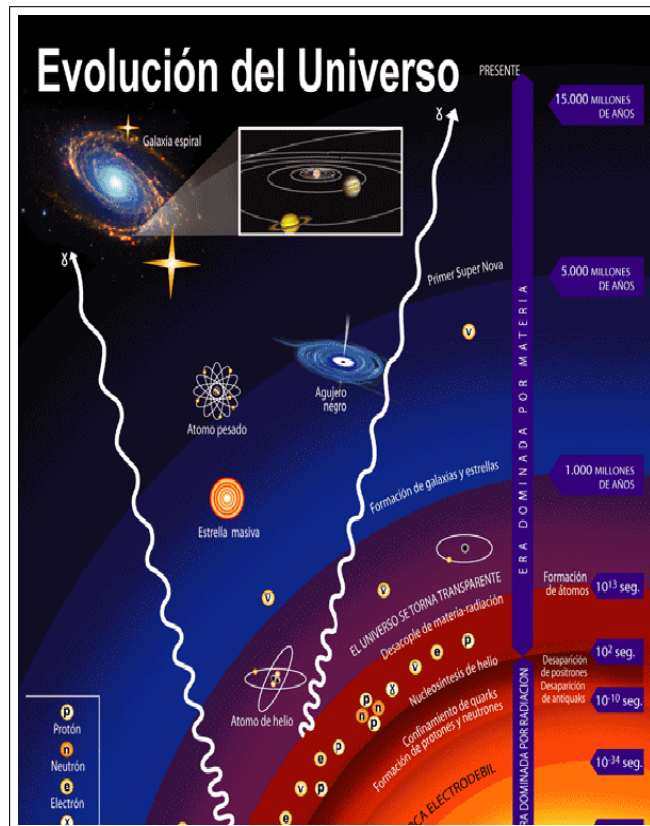
En el análisis de la evolución térmica del universo se hacen desarrollos bajo dos aproximaciones una se considera una escala temporal universal la otra se asume una descripción clásica de la dispersión, pero debería considerarse una descripción relativista es decir bajo la idea del espaciotiempo como tambien una descripción cuántica de la dispersión, en pocas palabras desarrollar una descripción mecánico-cuántica sobre una variedad curva, y además podemos pensar que en los modelos de altas dimensiones algunas dimensiones no se inflaron, que otras, como las tres dimensiones normales sufrieron un proceso de inflación, y que, siendo un poco arriesgados, otras dimensiones sufrieron un proceso de hiperinflación, es decir que se inflarón mucho más que las dimensiones ordinarias, de esto no hay ninguna prueba, pero valdría la pena considerar esta posibilidad.

Cuando se hace la descripción del campo de inflatón, se obtienen las condiciones y requerimientos que debe satisfacer dicho campo para que pueda suministrar una explicación satisfactoria, pero como puede observarse se trata el campo de inflatón como un "fantasma", ya que nunca, por lo menos acá, se muestra su forma, esto hace pensar que existen multiples formas que en principio pueden satisfacer los requerimientos de la teoría, por lo tanto esto dificulta el trabajo de encontrar una descripción completa y adecuada que permita explicar la etapa inflacionaria del universo.

Con todo lo dicho anteriormente, por lo menos tenemos certeza que el modelo cosmológico más aceptado es el llamado modelo de big bang inflacionario, que como se dijo anteriormente, el universo nació a partir de una creación instantánea de materia y energía, no obstante, desde el punto de vista filosófico o si se quiere teológico constituye esto al equivalente moderno del

antiguo dogma religioso de la creación del mundo a partir de la nada, el big bang consideramos sería el principio del espacio, la materia y el tiempo, bueno y de otros constituyentes oscuros, y donde la dinámica dominante es la expansión del universo. La expansión potencialmente podría continuar para siempre, como se ha mostrado recientemente se acelera a un ritmo cada vez mayor, esta es una de las dudas actuales “La idea de la inflación ha tenido una tremenda influencia”, escribe Robert P. Kirshner, un astrofísico de la Universidad de Harvard. “No se ha encontrado ninguna observación que demuestre lo contrario”. Pero añade lo siguiente: “pero eso tampoco significa que sea correcto”. (National Geographic News, 25 de abril de 2002), entonces el mensaje aquí es que no tenemos en realidad una teoría total y completa y lo que en otros tiempos considerabamos dogmas, es hoy en día similar en nuestros acercamientos científicos, un eterno retorno y cambio de forma. En realidad, hay serios problemas con esta teoría. En particular, las preguntas relacionadas con lo que ocurrió “antes” del big bang, que no se pueden responder porque, supuestamente, no existió el “antes” ya que no existía el tiempo. En este sentido, se ha puesto un límite absoluto a la posibilidad de comprender el universo, y deja la puerta abierta a todo tipo de ideas místicas, que durante los últimos años han aparecido en abundancia. Sin embargo, la teoría del big bang inflacionario ha sobrevivido desde su aparición a finales de los años setenta, mientras que los cosmólogos han desacreditado una por una todas las ideas que competían con ella. Sin embargo, cada vez son mayores los problemas de la teoría. El último apareció en 1998, cuando los estudios de explosiones de estrellas lejanas demostraron que el universo se estaba expandiendo a un ritmo acelerado. Esto fue una gran sorpresa ya que la mayoría de los investigadores creían que, aunque el universo se expandiera para siempre al mismo ritmo o se desacelerara, finalmente, se contraería para producir un “gran crujido” [39].

Pienso, finalmente, que hemos avanzado intelectualmente en la comprensión del origen del universo; pero como el explorador que se pierde en el bosque y que angustiado entonces camina, camina, y camina descubriendo nuevos panoramas y cosas, pero que de repente después de mucho caminar llega nuevamente al punto de donde partió, bueno,... en fin...



Esta imagen representa la historia térmica del universo, muestra algunos datos y da idea de la evolución seguida por el mismo. Figura tomada de Imagenes Google.

## References

- [1] Kühn, Th. (1981). La estructura de las revoluciones científicas. Mexico. Fondo de Cultura Económica.
- [2] Popper, Karl (1983). Conjeturas y refutaciones : el desarrollo del conocimiento científico. Barcelona. Paidós
- [3] Quine, Willard Van Orman (2001). Acerca del conocimiento científico y otros dogmas. Barcelona.Paidós : I.C.E. de la Universidad Autónoma de Barcelona..
- [4] Bunge, M. (1975). Teoría y realidad. Barcelona. Aruiel.
- [5] Aarseth S J 1963 Mon. Not. R. Astron. Soc. 126 223
- [6] Multiple Time Scales ed J W Brackbill and B J Cohen (New York: AcademicPress) p 377,1985

- [7] Aarseth S J, Gott J R and Turner E L 1979 *Astrophys. J.* 228 664
- [8] Appel A 1985 *SIAM J. Sci. Stat. Comput.* 6 85
- [9] Avila-Reese et al 1999 *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 310 527
- [10] Barnes J and Hut P 1986 *Nature* 324 446
- [11] Benson A J, Cole S, Frenk C S, Baugh C M and Lacey C D 2000 *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 311 793 (astro-ph/9903343)
- [12] Bertschinger E 1998 *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* 36 599
- [13] ——— 2001 Preprint astro-ph/0103301
- [14] Bertschinger E and Gelb J 1991 *Comput. Phys.* 5 164
- [15] Binney J and Tremaine S 1987 *Galactic Dynamics* (Princeton, NJ: Princeton University Press)
- [16] Bouchet F R and Hernquist L 1988 *Astrophys. J. Suppl.* 68 521
- [17] Bullock J S, Kolatt T S, Sigad Y, Somerville R S, Kravtsov A V, Klypin A, Primack J P and Dekel A 2001 *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 321 559 (astro-ph/9908159)
- [18] Bullock J S, Kravtsov A V and Weinberg D H 2000 *Astrophys. J.* 539 517 (astro-ph/0002214)
- [19] Narlikar, J. V., *Introduction to Cosmology*, (2002)
- [20] Linder, E. V., *First Principles of Cosmology*, Addison-Wesley, (1997)
- [21] Peebles, P. J. E. 1993, *Principles of Physical Cosmology*. Princeton: Princeton University Press
- [22] Coles, P. and Lucchin, F. (1995). *Cosmology-the Origin and Evolution of Cosmic Structure*. Chichester: John Wiley and Sons.
- [23] Guth, A. (1997). *The Inflationary Universe. The Quest for a New Theory of Cosmic Origins*. Reading, MA: Addison-Wesley.
- [24] Turner, M. S. (1997). In *Relativistic Astrophysics*, (eds. B.J.T Jones and D. Markovic), 83. Cambridge University Press.
- [25] Kolb, E.W. and Turner, M.S. (1990). *The Early Universe*. Redwood City, California: Addison-Wesley Publishing Co.
- [26] Longair, M.S. (1994). *Theoretical Concepts In Physics*. Cambridge: Cambridge University Press.
- [27] Weinberg, S. (1997). In *Critical Dialogues in Cosmology*, (ed. N. Turok), 195. Singapore: World Scientific.
- [28] For a review, see e.g., A. Linde, *Particle Physics and Inflationary Cosmology*, (1990) Harwood, N. J.
- [29] Collins. P. D. B, Martin A. D, Squires. E. J, *Particle Physics and Cosmology*, (1989) John Wiley and Son.
- [30] Martens, R., “Brane-World Gravity”, *Living Reviews in Relativity*, gr-qc/0101059
- [31] Randall, L., and Sundrum, R., “An Alternative to Compactification”, *Phys. Rev. Lett.*, **83**, 4690-4693, (1999)
- [32] Randall, L., and Sundrum, R., “Large Mass Hierarchy from a Small Extra Dimension”, *Phys. Rev. Lett.*, **83**, 3370-3373, (1999).
- [33] Maeda, K., Mizumo., and Torii, T., “Effective Gravitational equations on a brane world with induced gravity”, *Phys. Rev. D*, **68**, 024033-1-8, (2003)
- [34] Éanna, É., S. H. Henry, Tye., and Ira Wasserman, “Cosmological expansion in the Randall-Sundrum brane world scenari”, *Phys. Rev. D*, **62**, 044039, (2000)
- [35] Malcolm S. Longair, “Galaxie Formation”, Springer 1998
- [36] T. Padmanabhan, T. Roy Choudhury, *Ganeshkhind, Pune, India*, astro-ph/0212573v2, 2003.
- [37] T. Padmanabhan, *Dark Energy and Gravity*, IUCAA, Post Bag 4, Ganeshkhind, Pune - 411 007, India, 2007.
- [38] Ford L H, Inflation driven by a vector field, 1989 *Phys. Rev. D* 40 967.
- [39] <http://www.marxismoeducar.cl/awoods01.htm>.