

¿Qué nos dicen las observaciones cosmológicas sobre el Universo?

L. Arturo Ureña-López

*Instituto de Física de la Universidad de Guanajuato,
Apartado Postal 150, C.P. 37150, León, Guanajuato, México.*

Recibido el 18 de julio de 2005; aceptado el 14 de marzo de 2005

Las observaciones cosmológicas actuales comienzan a guiar la especulación teórica alrededor del origen, evolución y composición del universo. Se presenta aquí un pequeño resumen de cómo las observaciones pueden utilizarse para validar y sugerir cambios a los modelos cosmológicos que se han construido hasta ahora.

Descriptores: Cosmología.

Current cosmological observations begin to guide theoretical speculation about the origin, evolution and composition of the universe. This is a small review of how observations can be used to validate and to make changes to the cosmological models that have been built up to now.

Keywords: Cosmology.

PACS: 98.80.-k

1. Introducción

Recientemente se ha vuelto un lugar común el afirmar que la Cosmología ha experimentado un renacimiento importante con el advenimiento de nuevas y precisas observaciones cosmológicas. En particular, se mencionan con insistencia las observaciones de las anisotropías de la temperatura de la radiación cósmica de fondo (RCF) [1], y las observaciones en supernovas tipo Ia (SNIa) [2]. También sorprendente es la imagen real que ahora podemos tener del Universo observable, tal y como es presentado en el mapa del universo en la Ref. 3

El propósito de este artículo es dar un resumen de varias de las observaciones cosmológicas recientes y de cómo ellas pueden darnos evidencia experimental de nuestros modelos cosmológicos. Aún cuando las cartas fuertes son la RCF y las SNIa, tomaremos en cuenta otras más que no pueden ser dejadas a un lado. Una discusión más completa de lo que aquí se expodrá se puede encontrar en las Refs. 4 y 5

2. El principio cosmológico y la relatividad general

Comencemos con las bases de la cosmología teórica, las cuáles son muy simples. Por una lado, tenemos el llamado *principio cosmológico* (PC): el Universo es espacialmente homogéneo e isótropo. Por otro lado, asumimos como hipótesis que la interacción gravitacional es descrita por la teoría de la relatividad general (RG) de Einstein. Es sorprendente que la unión de estas dos hipótesis (tal y como se realiza en numerosos libros, [6-11]) nos permitan construir un modelo cosmológico simple cuyas predicciones pueden ser contrastadas con observaciones del Cosmos.

La primera precaución que debe hacerse acerca de la afirmación anterior es que nos referimos al Universo en *grandes escalas*, que son las escalas mayores que el tamaño de una galaxia típica. Es decir, la cosmología estudia la estructura a

gran escala del Universo, de la cual las galaxias que observamos son las unidades básicas.

Las observaciones cosmológicas como la RCF y el alejamiento de otras galaxias respecto de la Vía Láctea indican que el Universo es isótropo con respecto a nosotros. Sin embargo, la observación de isotropía alrededor nuestro no implica que el universo en su conjunto sea homogéneo e isótropo.

La hipótesis de homogeneidad es importante porque nos permite extrapolar nuestras mediciones locales al resto del universo. Una forma de probar esta hipótesis, de acuerdo a los libros de texto, es verificar si otros observadores cosmológicos también observan un Universo isótropo a su alrededor.

Existe, de hecho, una forma de verificar el enunciado anterior [12, 13] con el llamado efecto de Sunyaev-Zel'dovich (SZ). Éste consiste en la observación de fotones de la RCF dispersados por el gas caliente en cúmulos de galaxias. En otras palabras, el SZ nos permitiría “ver” la RCF tal y como la verían otros observadores en el Universo.

Sin embargo, la conclusión sobre la homogeneidad del Cosmos (aun con mediciones precisas del SZ) no sería tan directa, ya que, por ejemplo, debiéramos también verificar que nuestro alejamiento del flujo de Hubble es debido sólo a efectos gravitacionales locales, y que esta llamada nuestra *velocidad peculiar* no es una característica intrínseca del Universoⁱ [13].

De lo expuesto anteriormente, vemos que las observaciones cosmológicas actuales no nos permiten confirmar o descartar directamente el principio cosmológico. Sin embargo, lo seguimos conservando, ya que nos permite escribir una métrica para el universo que es de una sencillez muy atractiva; nos referimos a la métrica de Friedmann-Lemaitre-

Robertson-Walker [6]:

$$ds^2 = -dt^2 + a^2(t) [d\psi^2 + f(\psi)d\Omega^2], \quad (1)$$

$$f(\psi) = \begin{cases} \sin^2 \psi & K = 1 \\ \psi^2 & K = 0 \\ \sinh^2 \psi & K = -1 \end{cases}.$$

Estos universos homogéneos e isótropos tienen curvatura constante, y son llamados cerrados ($K = 1$), planos ($K = 0$) o abiertos ($K = -1$).

La dinámica de la métrica está contenida en una sola función que es llamado el factor de escala, el cual está relacionado con el corrimiento al rojo z de la luz que nos llega de otras galaxias en la forma $a = 1/(1+z)$. También podemos definir el parámetro de Hubble, que nos da la razón de expansión del Universo, $H \equiv \dot{a}/a$, y con el cual escribimos la llamada *ley de Hubble* $v = \dot{\ell} = H\ell$. Aquí $\ell = a\psi$ es la distancia física y ψ es la distancia coordenada.

La siguiente hipótesis, la aplicación de las ecuaciones de Einstein al Universo, debiera también verificarse en algún punto de la construcción de los modelos cosmológicos. Si el contenido material del Universo es representado por el tensor de energía-momento de un fluido perfecto, RG nos dice que la dinámica del factor de escala es determinada por el contenido material del Universo en la forma

$$H^2 = \frac{8\pi G}{3} \sum_i \rho_i - \frac{K}{a^2}, \quad (2)$$

donde ρ_i es la densidad de energía de cada componente de materia del Cosmos (radiación, bariones, neutrinos, etc.)

Hay varias consecuencias que se derivan de esta última ecuación. En primer lugar, predice que el Universo no puede ser estático. En segundo lugar, vemos que la curvatura K puede ser determinada si logramos medir el contenido material del Universo. Reacomodando términos en la Ec. (2), llegamos a la relación

$$\Omega_K \equiv \frac{K}{a^2 H^2} = \sum_i \Omega_i - 1, \quad (3)$$

en donde los parámetros de densidad son definidos como $\Omega_i = \rho_i / \rho_{\text{crit}}$, donde la densidad crítica es $\rho_{\text{crit}} = 3H^2/(8\pi G)$.

Pasemos ahora a la pregunta: ¿qué observaciones cosmológicas apoyan las conclusiones conjuntas del PC y la RG? La más conocida es el corrimiento al rojo de la luz que nos llega de las galaxias cercanas. Considerando el caso de velocidades pequeñas (o $z \ll 1$), las observaciones confirman la ley de Hubble enunciada anteriormente [8–11].

2.1. Enfriamiento de la RCF

Para el caso de corrimientos al rojo grandes, se puede medir la temperatura de la RCF a diferentes z , ya que su temperatura debe variar como $T = T_0(1+z)$. Estas mediciones se han llevado a cabo sistemáticamente, sin embargo los resultados no permiten asegurar que la temperatura de la RCF ha variado según lo esperado, (ver las referencias en Ref. 5).

2.2. Dilatación del tiempo

Hay muchas más observaciones que podrían verificar que z es un corrimiento al rojo gravitacional. Pero la evidencia más fuerte hasta hoy es la dilatación del tiempo observada en la curvas de luminosidad de las SnIa. De acuerdo a la teoría, tal dilatación debe ser proporcional a $(1+z)$: en la Ref. 14 se encontró que la dilatación del tiempo en las SnIa es proporcional a $(1+z)^{1.07 \pm 0.06}$.

Vale la pena mencionar aquí la existencia de corrimientos al rojo anómalos en la observaciones de cuasares. Entre ellos podemos mencionar la existencia de cuasares *cercanos* cuya luz tiene un *alto* corrimiento al rojo, cuasares *muy luminosos* aparentemente *lejanos*, y un ejemplo más es que la luminosidad aparente parece ser la misma para todos los cuasares independientemente del corrimiento al rojo (ver referencias en la Ref. 5).

Aún cuando las observaciones de SnIa parecen dar un soporte fuerte al modelo cosmológico basado en el PC y en la RG, la evidencia experimental no puede ser completamente concluyente si antes no se encuentra explicación (teórica u observacional) a los casos con corrimientos al rojo anómalos.

2.3. El cronómetro bariónico

Volviendo a la RG, ¿qué nos asegura que podemos aplicar sus ecuaciones al Universo observable?. Se dice comúnmente, y es cierto, que la RG ha sido probada sólo en el régimen de gravedad débil y a nivel local. Si nos atenemos a que el Universo es homogéneo, la extrapolación a todo el Universo observable en el uso de la RG parece justificado.

Sin embargo, existe una observación cosmológica que nos permite verificar las predicciones de la RG en el Universo joven; me refiero aquí a la llamada Nucleosíntesis del Big Bang (NBB) [15]. Mientras el universo temprano se expandía y enfriaba, se formaron los primeros núcleos compuestos: deuterio, helio-3, helio-4 y litio-7. La cantidad residual de estos compuestos depende tanto de las densidades relativas de nucleones y fotones, así como de la velocidad de expansión del Universo en aquella época.

En particular, se sabe que la abundancia primordial de ^4He es determinada, en buena aproximación, por la cantidad inicial de neutrones. Pero su abundancia final es sensible a la velocidad de expansión del Universo durante la NBB, por lo que puede utilizarse como cronómetro de la expansión.

En lo que respecta a la teoría de gravedad, ésta solamente modifica la velocidad de expansión. La comparación más sencilla es confrontar la teoría newtoniana con la RG en caso de la NBB [4]. La ecuación de aceleración de la expansión del universo durante la NBB viene dada, respectivamente, por

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3} \rho_\gamma \times \begin{cases} 1 & \text{Newton} \\ 2 & \text{RG} \end{cases}, \quad (4)$$

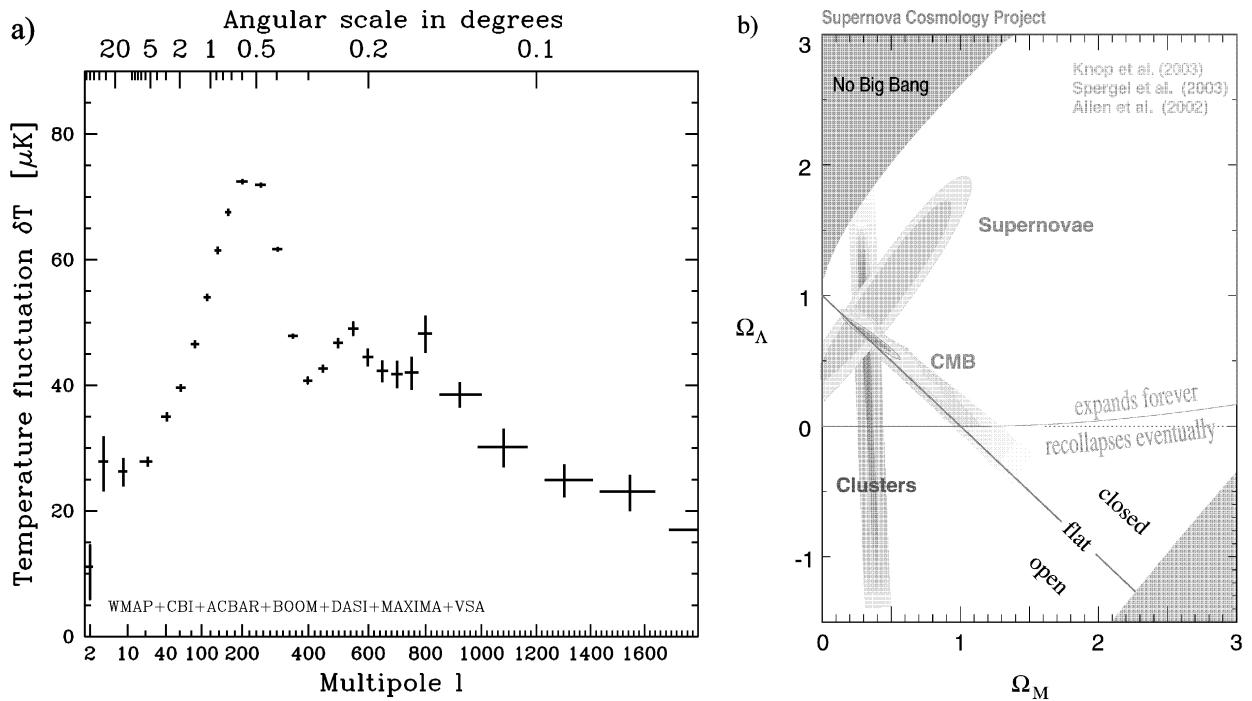


FIGURA 1. El espectro angular (6) de las anisotropías de la RCF (figura tomada de la Ref. 18). (Fig. a la der.) Determinación de Ω_Λ a partir de tres diferentes observaciones cosmológicas (figura tomada de la Ref. 2).

donde $\rho_\gamma \sim a^{-4}$. En consecuencia, la razón de los tiempos de expansión correspondientes es

$$t_{\text{RG}}/t_{\text{Newton}} = H_{\text{Newton}}/H_{\text{RG}} = 2^{-1/2}.$$

Un tiempo de expansión mayor permite, por ejemplo, más tiempo para el decaimiento de los neutrones. En consecuencia, la abundancia relativa de helio se reduce hasta $Y \sim 0.2$, en desacuerdo con la cantidad observada de $Y_{\text{obs}} = 0.238 \pm 0.005$ [15]. Por tanto, las predicciones de la RG para la expansión del Universo parecen dar los resultados correctos hasta tiempos correspondientes a $z \sim 10^{10}$ [4].

3. La Gran Explosión (Big Bang theory)

De acuerdo al modelo teórico de evolución del Universo, éste en el pasado debió haber sido más denso y por ende más caliente, lo que se conoce como el modelo del Big Bang (BB). Esta visión de un universo temprano caliente tiene base observational en la mera existencia de la RCF. Las mismas mediciones de la temperatura de la RCF a z 's grandes, parecen confirmar nuestras expectativas [14], aún cuando debemos tener en mente las dificultades observacionales mencionadas anteriormente.

Hay varias alternativas para la existencia de una RCF diferentes a la del BB, pero ninguna de ellas es tan satisfactoria como esta últimaⁱⁱ [5]. De cualquier manera, una verificación mucho más satisfactoria se tendrá una vez que las observaciones de la RCF a grandes z 's nos permita dar por sentada la evolución de la temperatura de acuerdo a $T = T_0(1 + z)$.

4. ¿De qué está hecho el Universo?

Si seguimos consistentemente un modelo donde la RCF tiene origen en un Big Bang cosmológico, entonces debemos poder observar anisotropías en ella que nos indiquen desviaciones del Universo real con respecto a la idealización homogénea e isótropa. Esto es necesario, ya que de otra manera no observaríamos estructura cosmológica.

4.1. Curvatura total del universo

La observación de las anisotropías de la RCF tiene ahora una larga tradición, lo que la ha colocado como uno de los pilares observacionales de la Cosmología contemporánea [1, 16]. Las anisotropías en la RCF, de acuerdo a su posición en el cielo, son escritas usualmente como una expansión en armónicos esféricos de la forma [4, 17]

$$\delta T(\theta, \phi) = T(\theta, \phi) - \langle T \rangle = \sum_{l,m} a_l^m Y_{lm}(\theta, \phi). \quad (5)$$

El cuadrado de la expresión anterior promediado sobre todo el cielo viene dado por

$$\langle \delta T^2 \rangle = \sum_l \frac{\delta T_l}{l}, \quad \delta T_l = \frac{l(l+1)}{2\pi} \langle |a_l^m|^2 \rangle. \quad (6)$$

En la Fig. 1 se muestran los resultados observacionales sobre los distintos δT_l . La relación entre el ángulo observado y el índice del multipolo es $\theta = \pi/l$.

Los *picos acústicos* del espectro son los modos de Fourier del plasma primordial en el cual estaban acoplados la

radiación y los bariones. Básicamente, el espectro muestra la evolución de la amplitud de los modos hasta el momento del desacoplamiento. En el caso que el potencial gravitacional Ψ es constante [17], una anisotropía $\Theta \equiv \Delta T/T$ en el modo k evoluciona bajo la ecuación

$$\begin{aligned} m_{\text{ef}} \ddot{\Theta} + k^2 c_s^2 \Theta &= m_{\text{ef}} g_{\text{ef}}, \\ m_{\text{ef}}^2 = 1 + \frac{3}{4} \frac{\rho_b}{\rho_\gamma}, & \quad g \simeq -\frac{1}{3} k^2 c_s^2 \Psi, \end{aligned} \quad (7)$$

donde $c_s \equiv \dot{p}/\dot{\rho} = 1/(\sqrt{3}m_{\text{ef}})$, y los puntos son derivadas respecto del tiempo conformal $\eta = \int dt/a$. Asumiendo condiciones iniciales adiabáticas, $\Theta(0) = -\frac{2}{3}\Psi$ y $\dot{\Theta} = 0$, entonces, la *fluctuación efectiva de temperatura* es

$$\Theta + \Psi = \frac{1}{3} \Psi \cos(k c_s \eta) \quad \left(\frac{\rho_b}{\rho_\gamma} \ll 1 \right). \quad (8)$$

El primer pico acústico se encuentra en el modo con longitud de onda comóvil $\lambda_* = 2\pi k_*^{-1} \simeq 2c_s \eta_{\text{dec}}$, donde $\eta_{\text{dec}} = \psi_{\text{H}}^{\text{dec}}$ es el tiempo conformal cuando bariones y radiación se desacoplan, y entonces también es el horizonte coordenado $\psi_{\text{H}}^{\text{dec}}$ a ese tiempo. Modos menores $k < k_*$ ($\lambda > \lambda_*$) no tuvieron tiempo de evolucionar, mientras que modos mayores $k > k_*$ ($\lambda < \lambda_*$) se quedaron congelados en diferentes fases de su oscilación.

El multipolo *observado* en el primer pico acústico está dado por

$$\begin{aligned} l_{\text{obs}}^{\text{primer}} &\sim \frac{\pi}{2c_s} \frac{\sinh [\sqrt{\Omega_{K0}} H_0 (\psi_{\text{H}}^0 - \psi_{\text{H}}^{\text{dec}})]}{\sqrt{\Omega_{K0}} H_0 \psi_{\text{H}}^{\text{dec}}}, \\ \psi_{\text{H}}^z &= \int_z^\infty \frac{dz}{H(z)}, \end{aligned} \quad (9)$$

donde $H(z)$ es el parámetro de Hubble en términos z de acuerdo a la Ec. (2).

Aún cuando un cálculo más detallado sería necesario para la integración de la Ec. (7) en el caso real, la Ec.(9) permite ver que la localización del primer pico acústico nos da información básicamente sobre la *curvatura total* del universo. En el límite $\Omega_{K0} \rightarrow 0$, obtenemos un número único determinado por los tamaños del horizonte de partículas actual y el de la época de desacoplamiento. De hecho, si $\Omega_{K0} = 0$ entonces $l_{\text{obs}}^{\text{primer}} \simeq 220$; de acuerdo a [1], $l \sim 200$, lo cual nos dice que vivimos en un universo de curvatura pequeña $\Omega_{K0} = 0,02 \pm 0,02$.

4.2. Materia bariónica

Una vez que se ha determinado el valor de Ω_{K0} , queda por determinar la contribución de otras componentes en la Ec. (3). Por lo que respecta a la materia bariónica (de la cual estamos hechos), ya mencionamos anteriormente que la NBB predice las abundancias finales de ciertos núcleos complejos dependiendo de la velocidad de expansión del Universo y a la densidad relativa entre bariones y fotones, dada por $\eta_{10} \equiv 10^{10}(\eta_b/\eta_\gamma) = 274\Omega_{b0}h^2$.

Utilizando las observaciones sobre *deuterio*, que se toma entonces como *baríometro*, se ha determinado que $\eta_{10} = 6,1_{-0,5}^{+0,7}$ de acuerdo a la NBB; en consecuencia, $\Omega_{b0}^{\text{NBB}} = 0,045$ ($h \simeq 0,71$). Este valor también puede determinarse a través de las anisotropías de la RCF, ya que la densidad de bariones afecta el valor de c_s en la Ec. (7), lo que provoca que la altura relativa de los picos acústicos sea diferente a lo previsto por la Ec. (8) [17]. El resultado observado es [1] $\Omega_{b0}^{\text{RCF}} = 0,044 \pm 0,004$, lo cual está en buen acuerdo con el cálculo de la NBB.

4.3. Materia oscura fría

La observación actual de la abundancia de materia bariónica, la cual es la materia de estudio del exitoso modelo estándar de partículas (MEP), junto con la determinación de la curvatura de nuestro Universo, nos lleva irremediablemente a la conclusión de que nuestro Universo está dominado, en un 96 %, por materia cuya naturaleza desconocemos. Esto se ha llamado el *problema de la materia oscura*, ya que la hemos podido detectar, hasta ahora, por sus efectos gravitacionales solamente; se ha convertido, en mi opinión, en uno de los problemas más fascinantes de la física contemporánea.

Tal y como fue expuesto arriba, la RCF y la NBB no dejan lugar para materia oscura bariónica (en forma de objetos bariónicos “apagados” vagando por el Universo), a menos que renunciemos a la concordancia entre aquellas observaciones y las predicciones hechas por el MEP, lo cual sería un precio demasiado alto.

Entonces, si la materia oscura existe, ¿qué otras observaciones cosmológicas nos permiten detectar su presencia?. Una de las primeras evidencias de la existencia de materia oscura se dio al observar la dinámica gravitacional dentro de galaxias individuales y de éstas en cúmulos de galaxias [19]. Básicamente, objetos en regiones alejadas del centro de las galaxias se mueven en órbitas que no pueden ser explicadas asumiendo en ellas sólo la existencia de la materia bariónica luminosa y la mecánica newtoniana. La misma situación se presenta en los cúmulos de galaxias.

Otra evidencia de la existencia de materia oscura es más bien una necesidad de la cosmología. Si asumimos que las anisotropías de la RCF son del mismo orden de magnitud que las anisotropías primordiales existentes en el Universo temprano, y que éstas crecieron gravitacionalmente para formar la estructura cosmológica actual, entonces también necesitamos materia oscura.

Las anisotropías primordiales en la densidad de energía del Universo son del orden de $\delta\rho/\rho \sim 10^{-5}$, mientras que actualmente $\delta\rho/\rho \gg 1$. Mientras bariones y fotones estuvieron acoplados, no hubo crecimiento de estas inhomogeneidades en la materia bariónica; una vez desacoplados, las inhomogeneidades bariónicas no pudieron haber crecido después al ritmo suficiente para formar estructura [9].

Los enigmas anteriores quedan resueltos si asumimos simplemente la existencia de materia oscura *fría* (MOF), es decir, que es capaz de colapsar gravitacionalmente como polvo, y que además no interacciona de forma alguna (o muy débilmente) ni con los fotones ni con los bariones. Agregando este ingrediente en la Ec. (3), la RCF nos dice que la contribución actual de MOF es $\Omega_{\text{MOF}0} = 0,22 \pm 0,04$ [1].

4.4. Energía oscura

Hasta ahora, el recuento de la materia del Universo nos arroja un 26.4 % del total. Si el Universo tiene una curvatura casi nula, ¿a qué corresponde el 73.6 % restante?

Una posible respuesta llegó en 1998, cuando se publicaron los resultados de una colección de SnIa [2, 20]. Éstas parecen indicar que el Universo se está expandiendo ahora a una velocidad mayor de como lo hacía en el pasado, es decir, la expansión del Universo parece estar sujeta a una aceleración positiva. Al tipo de materia que podría ser responsable de esta aceleración se le da el nombre genérico de *energía oscura*.

Tomando el ejemplo más sencillo para un universo acelerado, que es el agregar una constante cosmológica cuya densidad de energía es tal que $\rho_\Lambda = -p_\Lambda = \Lambda g_{\mu\nu}$, las observaciones cosmológicas parecen dar indicios positivos de su existencia, (ver Fig. 1). En combinación con los datos de la RCF, se puede indicar que $\Omega_\Lambda = 0,74 \pm 0,04$ [1, 2].

5. Conclusiones

De acuerdo al recuento hecho en esta revisión, puede afirmarse que las observaciones cosmológicas parecen indicarnos un modelo estándar cosmológico (MEC). Este modelo, aun cuando no es el mejor que ajusta las observaciones todas, es el único, hasta donde sabemos, que es consistente con todas ellas y además nos indica una pauta a seguir para interpretar la mayoría de los datos que tenemos hasta ahora.

Este MEC, que también se ha llamado “modelo de la coincidencia”, se ha convertido en el paradigma de los modelos cosmológicos por venir, o de los que ya han sido presentados (en los cuales la materia oscura es algún otro tipo de campo diferente a la MOF y Λ). La ventaja del mismo, por el lado teórico, es que es muy sencillo de manejar, con pocos parámetros y muchas predicciones que otros modelos deben al menos igualar [21].

Por falta de espacio, quedan varios temas en el tintero, los cuales sólo mencionaré brevemente. El primero de ellos, in-

flación [11, 22], se ha convertido también en parte del MEC, ya que provee la parte del Universo temprano que nos hace falta para que lo descrito arriba tenga las condiciones iniciales adecuadas. Aparte de dar una solución a los problemas clásicos de la cosmología tales como la planitud del Universo, el problema del horizonte, etc., inflación nos proporciona un mecanismo para la creación de las inhomogeneidades primordiales necesarias para que en el Universo se pueda formar estructura. Al igual que otras partes del MEC, inflación debe incluirse dentro del paradigma de modelo cosmológico actual.

Un tema que ha recibido bastante atención en la literatura actual, es la búsqueda de la topología del Universo [23]. El llamado *Circles in the Sky Method* (CSM) [24], que hace uso de los datos en la RCF es el método hasta ahora más poderoso para lograrlo. De hecho, el CSM ha sido usado para excluir la posibilidad de que nuestro espacio sea un dodecaedro de Poincaré [25]. La búsqueda de la topología del Universo es una nueva área en cosmología que será necesario seguir de cerca en el futuro.

Por último, es necesario terminar esta revisión haciendo hincapié en algunas preguntas que quedaron nada más sugeridas en el texto principal, pero que es mejor declararlas explícitamente. Podemos ahora decir que el 96 % de la materia en el universo es de naturaleza no bariónica, pero ¿de qué están hechas la materia y la energía oscuras?. Si hasta ahora el mejor modelo de energía oscura que tenemos a la mano parece ser una constante cosmológica, ¿cuál es su origen? Inflación es una respuesta al universo temprano, ¿pero cuál fué el mecanismo exacto de inflación? ¿Cómo se formaron las galaxias y por qué parece haber hoyos negros supermasivos en el centro de muchas de ellas? Muchas más preguntas existen, lo que asegura que la cosmología seguirá siendo un campo interesantísimo en el futuro cercano, tanto a nivel teórico como observacional.

Agradecimientos

Agradezco los interesantes comentarios de Tonatiuh Matos sobre Cosmología contemporánea, y los de Alfredo Montaña sobre la RCF. Quiero agradecer la invitación de los organizadores a participar en el V Taller de la DGFM-SMF. Este trabajo fue financiado parcialmente por PROMEP y por proyectos de la Universidad de Guanajuato.

- i. Al observar las anisotropías de la RCF, se asume que la contribución mayor proviene de nuestra velocidad peculiar con respecto al marco comóvil de la RCF. Eliminando esta componente, nos quedamos con las anisotropías intrínsecas de la RCF.
- ii. En la Ref. 5 se argumenta que la existencia de rayos cósmicos con energías arriba de 10^{19} eV no está de acuerdo con nuestra interpretación cosmológica de la RCF, ya que aquél es el límite

teórico impuesto sobre cualquier partícula que pueda interaccionar con la misma RCF.

1. LAMBDA, *Legacy Archive for Microwave Background Analysis*, URL: <http://lambda.gsfc.nasa.gov/>.
2. SCP, *Supernova Cosmology Project*, URL: <http://supernova.lbl.gov/>.
3. J.R.I. Gott *et al*, *Astrophys. J.* **624** (2005) 463.

4. P.J.E. Peebles and B. Ratra, *Rev. Mod. Phys.* **75** (2003) 559.
5. M. López-Corredoira, astro-ph/0310214.
6. S. Weinberg, *Gravitation and Cosmology*, (John Wiley & Sons, 1972).
7. C.W. Misner, K.S. Thorne, and J.A. Wheeler, *Gravitation*, (Freeman, 1973).
8. P.J.E. Peebles, *Principles of Physical Cosmology*, (Princeton University Press, 1993).
9. T. Padmanabhan, *Structure formation in the universe*, (Cambridge University Press, 1994).
10. J.A. Peacock, *Cosmological Physics*, (Cambridge University Press, 2000).
11. D. Lyth and A.R. Liddle, *Cosmological Inflation and Large-Scale Structure*, (Cambridge University Press, 2000).
12. J. Goodman, *Phys. Rev. D* **52** (1995) 1821.
13. C.A. Clarkson *et al.*, *Gen. Rel. Grav.* **35** (2003) 969.
14. G. Goldhaber *et al.*, *Astrophys. J.* **558** (2001) 359.
15. G. Steigman, astro-ph/0308511.
16. E. Gaztañaga, J. Wagg, T. Multamaki, A. Montaña and D.H. Hughes, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **346** (2003) 47.
17. W. Hu, N. Sugiyama, and J. Silk, *Nature* **386** (1997) 37.
18. M. Tegmark, URL:<http://www.hep.upenn.edu/max/>.
19. V. Sahni, *Lect. Notes Phys.* **653** (2004) 141.
20. P. Ruiz-Lapuente, *Astrophys. Space Sci.* **290** (2004) 43.
21. A.R. Liddle, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **351** (2004) L49.
22. C.H. Lineweaver, astro-ph/0305179.
23. M.J. Rebouças and G.I. Gomero, *Braz. J. Phys.* **34** (2004) 1358; J. Levin, astro-ph/0403036; E. Gausmann and R. Opher, astro-ph/0403111.
24. N.J. Cornish, D. Spergel, G. Starkman, and E. Komatsu, *Class. Quantum Grav.* **15** (1998) 2657.
25. J.-P. Luminet, J.R. Weeks, A. Riazuelo, R. Lehoucq, and J.-P. Uzan, *Nature* **425** (2003) 593; N.J. Cornish, D. Spergel, G.D. Starkman, and E. Komatsu, *Phys. Rev. Lett.* **92** (2004) 201302.