
2. L'ORIGEN D'ESTRUCTURA A L'UNIVERS

Enric Verdaguer*

L'Univers actual presenta estructures com ara galàxies, cúmuls de galàxies, supercúmuls i grans buits. També s'observa estructura a la radiació còsmica de fons tal com va descobrir el satèl·lit COBE l'any passat i s'ha confirmat recentment. L'origen de totes aquestes estructures és un dels problemes de més actualitat de la cosmologia moderna. Avui dintre del model cosmològic estàndard, tenim dues possibles explicacions per a l'origen d'estructura, ambdues es basen en possibles transicions de fase que tingueren lloc a l'univers molt primitiu i en la possible existència de matèria fosca encara no observada. Aquestes transicions poden haver donat lloc a una expansió molt ràpida (inflacionària) de l'Univers durant un breu període de temps o poden haver produït certs defectes topològics com ara cordes còsmiques i altres. En el model inflacionari l'origen d'estructura són fluctuacions quàntiques que tenen lloc a l'època de ràpida expansió i creixen ràpidament fins a convertir-se en les llavors sobre les quals la matèria s'acumula. En el model amb defectes topològics són les cordes còsmiques les llavors de l'acumulació de matèria per a formar estructures.

2.1. INTRODUCCIÓ

L'Univers actual sembla remarcablement homogeni a escales superiors als 200 Mpc ($1\text{pc} = 3,1 \times 10^{16}\text{ m}$ o, aproximadament, 3 anys

* Grup de Física Teòrica. Departament de Física. Universitat Autònoma de Barcelona. 08193 Bellaterra.

llum) tal com es comprova a partir de les observacions de la matèria lluminosa i de la radiació còsmica de fons de microones i de raigs X. Aquestes darreres indiquen una gran homogeneïtat fins a 10^3 - 10^4 Mpc, la radiació de microones mostra una homogeneïtat d'una part a 10^5 i la radiació X d'un 1% com a mínim. Però a escales més petites observem estructures còsmiques com ara galàxies amb grandàries de 10-50 kpc, cúmuls de galàxies amb grandàries de 10 Mpc, supercúmuls i grans buits des de 100 Mpc i fins a 200 Mpc. L'any passat l'anàlisi de les observacions del satèl·lit COBE, (*cosmic background explorer*) (Smoot *et al.* 1992) va evidenciar fluctuacions en la temperatura de la radiació de fons de microones de l'ordre del micrograu, aquestes fluctuacions evidencien estructures en les escales més grans mai vistes. L'origen de totes aquestes estructures és un dels principals problemes de la cosmologia del *Big Bang* estàndard.

Fins fa pocs anys l'origen d'aquestes estructures es desconeixia. En el model estàndard la dinàmica de l'Univers a gran escala es tracta de manera purament clàssica, tant pel que fa al camp gravitatori (el qual fins avui encara no sabem com quantificar) com pel que fa a la matèria, la qual es tracta com un fluid perfecte: un fluid de radiació abans del desacoblament, quan la matèria i la radiació es troben en equilibri, i un fluid pols des del desacoblament fins avui. L'origen de les estructures es suposava que eren fluctuacions en la densitat d'energia de l'univers radiatiu, aquestes fluctuacions es dividien en dos tipus: adiabàtiques i isotèrmiques. En les primeres la densitat d'energia i la radiació fluctuen conjuntament, mentre que en les segones només la densitat d'energia fluctua. L'origen d'aquestes fluctuacions, però, era desconegut. Avui la dinàmica de l'univers molt primitiu es tracta considerant el camp gravitacional com un camp clàssic, però la matèria es tracta quànticament. L'aplicació de les teories de gran unificació per a descriure la matèria en l'univers molt primitiu ha donat lloc a dues possibles teories per a l'origen de les fluctuacions esmentades.

Independentment de l'origen d'aquestes fluctuacions encara cal un altre ingredient per a explicar les estructures de la matèria visible avui: la matèria fosca. Les fluctuacions que s'han observat en el moment del desacoblament de la matèria i la radiació, quan l'Univers tenia uns 10^5 anys, són insuficients per a explicar la formació de les galàxies i cal suposar l'existència de matèria fosca. L'evidència per a l'existència de matèria fosca, d'altra banda, també es mani-

fa en l'estudi de la dinàmica de les galàxies, cúmuls i supercúmuls. La matèria fosca pot consistir en neutrins massius o altres partícules més exòtiques encara no descobertes. Així doncs, l'origen d'estructura còsmica sembla que necessita ingredients que estan a la frontera de la física: les teories de gran unificació encara no han estat contrastades pels experiments i la naturalesa de la matèria fosca és desconeguda.

La primera i la més estudiada de les teories per a la formació d'estructura es fonamenta en el model inflacionari d'univers (Brandenberger, 1985). En aquesta teoria les llavors per a la formació d'estructura són les fluctuacions quàntiques del camp escalar, el qual és responsable de l'anomenada *ruptura de simetria*, que dóna lloc a la inflació. Les longituds d'ona d'aquestes fluctuacions microscòpiques que es produeixen durant el període inflacionari són inflades exponencialment, deixen l'horitzó i, després, tornen a entrar a l'horitzó de l'univers radiatiu (el període que segueix la inflació) com a pertorbacions del camp gravitatori a escales macroscòpiques. Aquestes pertorbacions donen lloc en certa manera a les fluctuacions adiabàtiques clàssiques.

La segona teoria es basa en els defectes topològics que es poden haver format en algunes transicions de fase a l'univers primitiu (Vilenkin, 1985). Els defectes que més prometen són les cordes còsmiques, el camp gravitacional d'aquestes cordes provoca les fluctuacions de densitat de matèria a l'univers radiatiu. Aquestes fluctuacions corresponen bàsicament a les fluctuacions isotèrmiques clàssiques. Encara que les cordes produeixen fluctuacions a escales més petites que l'horitzó, el mecanisme de generació de fluctuacions segueix tot el temps i pot donar lloc a les estructures a gran escala que veiem avui en la radiació de fons. En aquest article ens concentrarem en el model d'univers inflacionari.

2.2. EL MODEL INFLACIONARI

El model inflacionari d'univers va ésser proposat fa poc més de deu anys per A. Guth (1981), quan va aplicar alguns dels aspectes de les teories de gran unificació (teories que pretenen unificar les interaccions fortes amb les electrofebles) a l'univers primitiu. Aquestes teories prediuen que quan l'Univers tenia uns 10^{-34} s, o equivalentment, una temperatura de 10^{26} K (o 10^{16} GeV) va sofrir un curt pe-

riode d'expansió molt ràpida. Aquest model solucionava de cop alguns dels problemes del model del *Big Bang* estàndard.

Un d'aquests problemes és explicar per què l'Univers és tan pla espacialment. El model estàndard és un model cosmològic espacialment homogeni i isòtrop, i matemàticament només tenim 3 possibles geometries per a l'espai: espais amb curvatura positiva, nul·la (espai pla) i negativa. El primer dóna lloc a un univers tancat, un univers finit en expansió que es tornarà a col·lapsar, el segon i tercer donen lloc a universos oberts. Per a saber observacionalment en quin tipus d'Univers vivim és suficient mesurar la densitat d'energia, ρ , i comparar-la amb la densitat d'energia crítica, ρ_c , corresponent a la densitat de l'univers espacialment pla. La quantitat $\Omega = \rho / \rho_c$ que hom mesura observacionalment és $\Omega = 1 \pm 1$, això vol dir que l'Univers pot ésser tancat, si $\Omega > 1$, o obert, si $\Omega \leq 1$. Però el fet que Ω sigui tant a prop d'1 (espai pla) ara, vol dir que quan aquest tenia, per exemple, un segon el valor de Ω era molt més a prop d'1: $\Omega = 1 \pm O(10^{-16})$ (Fusteró i Verdager, 1989). Aquesta gran proximitat a 1 havia estat sempre un problema, ja que implicava unes condicions inicials molt especials. Doncs bé, el model inflacionari prediu que ara $\Omega \approx 1$ i que, per tant, l'Univers és pla. Si tenim en compte que la nucleosíntesi prediu que com a màxim la matèria bariònica pot arribar a donar Ω (barions) $\leq 0,1 - 0,2$, arribem a la conclusió que la major part de matèria fosca de l'Univers és no bariònica (Schramm, 1993).

L'altre problema del model del *Big Bang* estàndard és el de la homogeneïtat de l'Univers. Si mirem regions llunyanes de l'Univers veiem que aquest és aproximadament igual en regions que mai han estat en contacte causal les unes amb les altres. Per exemple, si mirem l'Univers quan aquest tenia 10^5 anys en el moment del desacoblament (els fotons desacoblats aleshores són els que veiem amb la radiació de fons de microones), l'horitzó de l'Univers en aquell moment són les petites regions que s'observen en un angle de 2° ($1' \approx 1$ Mpc ara) però, en canvi, veiem que hi ha homogeneïtat en angles molt més grans. Novament l'única explicació que pot donar el model estàndard és que amb molta precisió l'Univers va començar espacialment homogeni, però això sempre ha semblat poc natural. En el model inflacionari tot l'univers visible ha estat dins l'horitzó, i per tant en contacte causal, durant el període d'inflació.

Per veure com es pot originar un univers inflacionari començarem per escriure la mètrica de l'espai-temps per a un model cos-

mològic espacialment pla (per simplificar oblidem els altres 2 possibles models isòtrops),

$$[1] \quad ds^2 = -dt^2 + a(t)^2(dx^2 + dy^2 + dz^2)$$

on t és el temps cosmològic, x, y, z són les coordenades espacials i $a(t)$ és la funció escalar de l'Univers; si dos punts comòbils de l'espai es troben separats per una diferència de coordenades $\vec{x}_i - \vec{x}_j$, la distància física entre els punts és $a(t) |\vec{x}_i - \vec{x}_j|$. Observem que en un univers en expansió $a(t)$ és una funció creixent i que aquest es fa singular si existeix un temps, t_i , en el qual $a(t_i) = 0$. Les equacions d'Einstein es redueixen a equacions que relacionen $a(t)$ amb la densitat d'energia ρ i la pressió p d'un fluid que ha d'ésser perfecte a conseqüència de la simetria de l'espai-temps. Es suposa, a més, que el fluid verifica una equació d'estat $p = \gamma\rho$ on γ és un paràmetre útil per a descriure els fluids cosmològics més interessants, així, $\gamma = 1/3$ representa un fluid radiatiu que descriu l'univers abans del desacoblament i $\gamma = 0$ representa un fluid pols que descriu l'univers dominat per la matèria des del desacoblament fins ara. Aquestes equacions es poden escriure com (Weinberg, 1972; Peebles, 1990)

$$[2] \quad 3\dot{a}^2 = 8\pi G\rho a^2$$

$$[3] \quad 3\ddot{a} = -4\pi G(\rho + 3p)a$$

on $G = 6,67 \times 10^{-11} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-2}$ és la constant de Newton, i un punt sobre una funció significa derivada temporal. És convenient definir la funció de Hubble:

$$[4] \quad H(t) \equiv \frac{\dot{a}(t)}{a(t)}$$

Aquesta funció actualment s'anomena *constant de Hubble* i val $75 \pm 25 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$. Fixem-nos que del fet que la funció de Hubble sigui positiva (univers en expansió) i del fet que la matèria ordinària sempre verifiqui que $\rho + 3p > 0$, hom pot deduir de l'equació [3] que sempre existirà un temps t_i en el qual $a(t_i) = 0$, és a dir,

que l'Univers tindrà una singularitat. De les equacions [2] i [3] veiem que en l'univers radiatiu $a(t)$ creix com $a(t) \sim t^{1/2}$ i en l'univers dominat per matèria creix com $a(t) \sim t^{2/3}$.

Una quantitat que tindrà un paper important és el radi de Hubble $H^{-1}(t)$, aquest radi també anomenat *horitzó efectiu* dona la longitud màxima sobre la qual la microfísica pot actuar coherentment. Fixem-nos que el radi de Hubble creix en l'univers radiatiu com $H^{-1}(t) = 2t$, mentre que en l'univers de matèria $H^{-1}(t) = 3/2 t$. Veiem doncs que el radi de Hubble creix en ambdós casos més ràpidament que les escales comòbils, és a dir, la distància entre dues galàxies típiques que es moguin amb el fluid còsmic. Això vol dir que a través de l'horitzó efectiu contínuament entra informació que no ha estat mai en contacte causal amb el nostre entorn. Per aconseguir que l'horitzó creixi menys ràpidament que les distàncies comòbils caldria que $a(t) \sim t^q$ amb $q > 1$. De les equacions [2] i [3] es veu fàcilment que això es pot aconseguir si $\gamma < -1/3$, però un fluid d'aquest tipus no pot ésser ordinari, ja que tindrà pressió negativa. Fixem-nos que en aquest cas tindríem $\rho + 3p < 0$ i la singularitat cosmològica ja no seria inevitable.

Suposem ara que podem descriure la matèria en termes d'un camp escalar Φ autoacoblat amb un potencial $V(\Phi)$, aquests tipus de camps s'esperen en les teories de gran unificació i poden donar lloc a transicions de fase, Φ podria ésser l'escalar de Higgs, però en el context cosmològic se l'anomena *inflató*. Les densitats d'energia i de pressió d'aquest camp són fàcils de calcular i vénen donades per,

$$[5] \quad \rho = \frac{1}{2} \dot{\Phi}^2 - \frac{1}{2} a^{-2} (\nabla\Phi)^2 + V(\Phi)$$

$$p = \frac{1}{2} \dot{\Phi}^2 - \frac{1}{6} a^{-2} (\nabla\Phi)^2 - V(\Phi)$$

Si el camp $\Phi(t, \vec{x})$ és aproximadament estàtic, $\dot{\Phi}^2 \ll V(\Phi)$; i homogeni, $(\nabla\Phi)^2 \ll V(\Phi)$, en un cert període de temps, i $V(\Phi) > 0$, aleshores de [5] tenim una equació d'estat aproximada $p \approx -\rho (= V(\Phi))$, és a dir, $\gamma = -1$, i quan resollem les equacions [2] i [3] trobem que $a(t) = a_0 e^{H_0 t}$, on $H_0 = 8\pi G/3 V(\Phi)$. De manera que les distàncies comòbils creixen exponencialment i en canvi el radi de Hubble és constant $H^{-1}(t) = H_0^{-1}$. Si l'Univers ha passat per un període d'in-

flació i aquest ha tingut una durada suficient aleshores tot l'Univers que veiem (el nostre horitzó) pot haver estat en contacte causal durant el període inflacionari, aquest és el «miracle» de la inflació. Com veurem, això té conseqüències en la formació d'estructura.

El model inicial d'A. Guth es basa en un potencial $V(\Phi)$ que té un mínim relatiu a $\Phi = 0$ (buit fals) i uns mínims absoluts a $\Phi = \pm \sigma$, on $V(\sigma) = 0$ (buit veritable) i la inflació dura mentre Φ es mou per l'efecte túnel entre $\Phi = 0$ i $\Phi = \sigma$. Aquest model, avui anomenat *inflació vella*, té problemes perquè al final del període inflacionari tindriem moltes bombolles de buit veritable, que acabarien per donar un univers poc homogeni. Això es va corregir amb el nou model, *inflació nova* (Linde, 1982; Albrecht i Steinhardt, 1982), en el qual el potencial té un màxim relatiu a $\Phi = 0$ i dos mínims absoluts a $\Phi = \pm \sigma$, en aquest model també es produeix inflació mentre el camp passa del buit fals al nou buit; però és difícil explicar com pot començar amb $\Phi = 0$ tenint en compte que inicialment la temperatura de l'Univers és molt alta i cal esperar que el camp fluctuï violentament entorn de $\Phi = 0$. Finalment s'ha proposat un nou model anomenat *inflació caòtica* (Linde, 1983) que ve caracteritzat per un camp que en una certa regió arbitrària (aquesta regió després s'inflarà i formarà el nostre Univers) pren valors inicials molt grans, $\Phi = m_p$ ($m_p = 2,2 \times 10^{-5}$ g és la massa de Planck), i per un potencial amb un sol mínim a $\Phi = 0$ però molt aplanat, el més popular és $V(\Phi) = \lambda \Phi^4$ on el paràmetre λ és molt petit. Més endavant veurem que hi ha un límit per a λ .

La inflació acaba quan el camp escalar Φ de l'inflató pren el seu veritable mínim. Al voltant d'aquest mínim l'inflató oscil·la violentament i produeix, per interacció amb altres camps, tota la matèria de l'Univers. D'aquesta manera es dona pas a l'univers radiatiu del model estàndard.

2.3. GENERACIÓ DE FLUCTUACIONS

Hem vist que l'Univers s'expansiona exponencialment durant el període inflacionari (aquest període s'anomena *era de de Sitter*), però el camp escalar no és un camp clàssic sinó quàntic. Anem a veure ara quines conseqüències té que el camp sigui quàntic. Per a simplificar el problema separarem Φ en una part clàssica i homogènia, Φ_0 , i en unes fluctuacions quàntiques, $\delta\Phi$, sobre aquest valor:

$$[6] \quad \Phi(t, \vec{x}) = \Phi_0(t) + \delta\Phi(t, \vec{x})$$

Aquest camp verifica en l'espai-temps [1] l'equació

$$[7] \quad \ddot{\Phi} + 3H\dot{\Phi} - a^{-2}\nabla^2\Phi = -\frac{\partial V}{\partial\Phi}$$

en la fase de de Sitter hem vist que $H(t) = H_0$ i $a(t) = a_0 e^{H_0 t}$. Incidentalment, de l'equació [7] on $3H\dot{\Phi}$ és un terme d'esmoreïment es veu que el radi de Hubble representa la longitud màxima en la qual les forces microscòpiques poden actuar coherentment en un temps d'expansió. L'equació [7] implica que les fluctuacions del camp verifiquen

$$[8] \quad \delta\ddot{\Phi} + 3H_0\delta\dot{\Phi} - a_0^{-2}e^{-2H_0 t}\nabla^2\delta\Phi = -\frac{\partial^2 V}{\partial\Phi^2}\delta\Phi$$

A mesura que el temps t es fa gran el terme amb ∇ de l'equació [8] es fa més i més petit i es pot negligir, aleshores $\delta\Phi$ satisfà la mateixa equació que $\dot{\Phi}_0(t)$. Per tant $\delta\dot{\Phi}/\dot{\Phi}_0(t) \rightarrow \text{const.}$ quan t es fa gran i podem escriure, aproximadament,

$$[9] \quad \Phi(t, \vec{x}) \approx \Phi_0(t) + \dot{\Phi}_0\delta t(\vec{x}) = \Phi_0(t - \delta t(\vec{x}))$$

on $\delta t(\vec{x}) = -\delta\Phi(t, \vec{x})/\dot{\Phi}_0$, això ho podem interpretar com que la transició de l'era de de Sitter a l'era de radiació comença a diferents temps en diferents regions de l'espai, la qual cosa implica que hi haurà pertorbacions a la mètrica, és a dir, al camp gravitatori δg , de l'ordre de

$$[10] \quad \delta g(t, \vec{x}) \sim H_0\delta t(\vec{x})$$

Aquestes pertorbacions produiran fluctuacions a la densitat de la matèria del mateix ordre, $\delta\rho/\rho = H_0\delta t$, quan la longitud d'ona de les fluctuacions és més gran, o de l'ordre del radi de Hubble, H^{-1} . Això es pot veure fàcilment a partir de l'equació que relaciona les pertorbacions del camp gravitatori i de la matèria: $\nabla^2\delta g - 3Ha^2\delta\dot{g} - 3H^2a^2\delta g = 4\pi Ga^2\delta\rho$ (aquesta equació generalitza

l'equació de Poisson pertorbada) (Mukhanov *et al.*, 1992). Per a aquestes longituds d'ona podem negligir el primer i el segon terme i, fent servir que de [2] $3H^2 = 8\pi G\rho$, tenim $-2\delta g = \delta\rho/\rho$.

Per a fer una estimació d'aquestes fluctuacions cal saber l'amplitud de les fluctuacions quàntiques $\delta\Phi$. Un argument intuïtiu per a estimar aquesta amplitud es fonamenta en el fet que en l'univers de de Sitter tenim una temperatura de Hawking $T_H = H_0/2\pi$, això vol dir que un observador comòbil (en una galàxia típica, per exemple) amb un detector de partícules observaria radiació amb un espectre tèrmic a una temperatura T_H . Aquest és un resultat ben conegut per a quantificar un camp a l'univers de de Sitter, la radiació observada correspon a les partícules del camp (s'interpreta que són originades per les fluctuacions del buit quàntic). Doncs bé, amb aquesta radiació hom espera fluctuacions tèrmiques d'amplitud $\delta\Phi \sim H_0$. Cal afegir que aquest argument no és completament correcte perquè l'univers de de Sitter no és ple de radiació, l'equació d'estat és la del buit quàntic $p = -\rho$ i no la de radiació. Així doncs, tenim que

$$[11] \quad \frac{\delta\rho}{\rho} = \frac{H_0^2}{\Phi_0(t)}$$

El valor de $\Phi_0(t)$ es pot calcular fàcilment a partir de l'equació [7], suposant un potencial $V(\Phi) = \lambda\Phi^4$. El resultat és $\Phi_0(t) = (3H_0/2\lambda\tau)^{1/2}$ on $\tau = t_0 - t$ i t_0 és el temps del final de la inflació. Si considerem una fluctuació amb una longitud d'ona igual a l'horitzó $k^{-1} = H_0^{-1}$, aquesta s'estira fins a $k_0^{-1} = H_0^{-1}e^{H_0 t}$ quan la inflació acaba. Aquesta última expressió relaciona τ amb k_0 i es pot utilitzar juntament amb la derivada $\Phi_0(t)$ per a escriure les fluctuacions de densitat a l'escala de l'horitzó com a

$$[12] \quad \frac{\delta\rho}{\rho} \sim \lambda^{1/2} \left(\ln \frac{H_0}{k_0} \right)^{3/2}$$

Atès que, perquè hi hagi suficient inflació, cal que $\ln(H_0/k_0) \gg 50 - 100$ i que, a partir de les dades de la radiació de fons de microones, $\delta\rho/\rho < 10^{-4}$, hom pugui donar el límit $\lambda < 10^{-12}$ per al potencial de l'inflató.

Dels resultats del satèl·lit COBE, que donen l'amplitud de les fluctuacions de temperatura $\delta T/T \approx 6 \times 10^{-6}$ (la temperatura de la ra-

diació de fons és $T = 2,736 \pm 0,017$ K) es poden deduir restriccions sobre l'amplitud de les fluctuacions de densitat d'energia dels barions, ρ_b , a l'era de desacoblament, ja que en aquest cas $\delta\rho_b/\rho_b = 3\delta T/T$. Aquest límit sobre les fluctuacions de densitat bariònica és un altre dels arguments a favor de la matèria fosca no bariònica, ja que aquestes fluctuacions adiabàtiques són insuficients perquè tinguin temps de créixer i formar galàxies (Salvador, 1993). Cal notar que les fluctuacions observades pel COBE són a escales grans, a partir de separacions angulars de 8° , i per tant molt per sobre de les que han donat lloc a les galàxies, que són de menys d' $1'$, però l'amplitud que s'espera és la mateixa: l'espectre de les fluctuacions és invariant d'escala. És interessant observar que les fluctuacions quàntiques que donen lloc a pertorbacions del camp gravitatori produeixen fluctuacions de la matèria sigui o no bariònica, atès que aquestes tenen naturalesa gravitatòria, i que les fluctuacions no bariòniques com que no s'acoblen a la radiació poden haver crescut durant l'era de radiació.

Ara comentarem com podem explicar les fluctuacions de la temperatura de la radiació de fons a partir de les fluctuacions quàntiques produïdes a l'era de radiació.

Ara comentarem com podem explicar les fluctuacions de la temperatura de la radiació de fons a partir de les fluctuacions quàntiques produïdes a l'era de la radiació. Ja hem vist que aquestes produeixen pertorbacions en el camp gravitatori δg . Les pertorbacions del camp gravitatori induïxen variacions a les freqüències ν dels fotons de la radiació de l'ordre de $\delta\nu/\nu \sim \delta g$, i, per tant, variacions a la temperatura d'aquests fotons $\delta T/T \sim \delta\nu/\nu$; això es coneix com *l'efecte Sachs-Wolfe*. Algunes de les pertorbacions del camp gravitatori poden donar lloc a fluctuacions de densitat de matèria, d'altres simplement donen lloc a ones gravitatòries, totes, però, contribueixen a les fluctuacions tèrmiques de la radiació de fons.

L'espectre de fluctuacions que prediu el model inflacionari és invariant d'escala. Per veure què significa això, suposem que tenim pertorbacions del camp gravitatori $\delta g(t, \vec{x})$ (i de la densitat de matèria $\delta\rho$) completament aleatòries i per tant la seva mitjana espacial és $\langle \delta g(\vec{x}) \rangle = 0$. La distribució espacial de les pertorbacions ve donada per $G(\vec{x}, \vec{y}) = \langle \delta g(\vec{x}) \delta g(\vec{y}) \rangle$ i, per homogeneïtat, podem suposar que $G(\vec{x}, \vec{y}) = G(\vec{x} - \vec{y})$. L'espectre de potència es defineix com *la transformada de Fourier*,

$$[13] \quad \Phi_k^2 \equiv \int d^3\vec{x} e^{i\vec{k}\cdot\vec{x}} G(\vec{k})$$

Suposarem, també, que aquest es pot expressar en potències del mòdul del moment: $\Phi_k^2 \sim K^{2n}$. Les fluctuacions espacials de densitat de matèria es poden escriure com $\rho(t, \vec{x}) = \rho(t)(1 + \sum_k \delta_k e^{-i\vec{k}\cdot\vec{x}})$ i en aquest cas l'espectre de potència és $(\delta\rho/\rho)_k^2 \equiv |\delta_k|^2 \sim k^{-2n}$. Considerem ara una esfera de radi $r \sim k^{-1}$, la fluctuació de la massa dintre d'aquest radi es pot escriure aproximadament com,

$$[14] \quad \left(\frac{\delta M}{M}\right)^2 \sim \sum_k \left(\frac{\delta\rho}{\rho}\right)_k^2 \sim k^3 k^{-2n}$$

el qual és independent de k quan $n = 3/2$. Aquest és el tipus d'espectre que prediu la inflació, ja que a [12] veiem que $(\delta\rho/\rho)^2$ (proporcional a $(\delta M/M)^2$) és, essencialment, independent de k . Des del punt de vista observacional aquest tipus d'espectre és el que millor s'adapta a totes les escales i, a més, és compatible amb els resultats del COBE. Efectivament, si $n > 3/2$ l'Univers seria menys isòtrop a grans escales del que s'observa i si fos $n < 3/2$ la densitat a petites escales seria massa gran (es trobarien molts forats negres) (Dolgov *et al.*, 1990).

Hem vist, doncs, que el model inflacionari d'univers prediu fluctuacions quàntiques, les correlacions espacials de les quals poden donar lloc a les fluctuacions clàssiques de matèria que produeixen galàxies, cúmuls i supercúmuls i també a les fluctuacions de la radiació de fons de microones amb un espectre independent d'escala com el que s'ha descobert recentment. Per a la formació de les galàxies, però, cal matèria fosca forçosament no bariònica. Aquesta matèria podria ésser formada per neutrins massius o altres partícules encara per descobrir que s'acoblin dèbilment amb la matèria ordinària. El model inflacionari ha estat inspirat per les teories de gran unificació i aquestes encara no-han estat corroborades per l'experiència. D'altra banda, el potencial de l'inflató que es necessita, té una constant d'acoblament tan petita que no sembla un potencial natural dintre de les teories d'unificació. De totes maneres, és remarcable que amb tan pocs paràmetres lliures es puguin explicar tantes i tan diverses dades observacionals. La cosmologia es troba, sens dubte, en un dels moments més excitants de la seva existència: necessita teories que estan avui a les fronte-

res de la física per a explicar dades que cada dia són més precises i aquestes teories, a la vegada, prediuen noves observacions que cal contrastar.

AGRAÏMENTS

Agraïixo l'amable invitació dels organitzadors de la Universitat Catalana d'Estiu per l'oportunitat que m'han ofert de participar en els seminaris sobre les fronteres de la ciència.

BIBLIOGRAFIA

- ALBRECHT, A. i STEINHARDT, P. *Phys. Rev. Lett.*, 48 (1982), p. 1220.
- BRANDENBERGER, R. H. *Rev. Mod. Phys.*, 57 (1985), p. 1.
- DOLGOV, A. D.; SAZHIN, M. V.; ZELDOVICH, Ya. B. *Basics of modern cosmology*. E. Frontières, 1990.
- FUSTERO, X.; VERDAGUER, E.; MEYERSTEIN, F. W. *Foundations of big bang cosmology*. World Scientific, 1989.
- GUTH, A. *Phys. Rev.*, D23 (1981), p. 347.
- LINDE, A. *Phys. Lett*, 108B (1982), p. 389.
- LINDE, A. *Phys. Lett*, 129B (1983), p. 177.
- MUKHANOV, V. F.; FELDMAN, H. A.; BRANDENBERGER, R. H. *Phys. Rep.*, 215 (1982), p. 203.
- PEEBLES, P. J. E. *The large scale structure of the Universe*. Princeton University Press, 1980.
- SALVADOR, E. *Revista de Física*, 4 (1993), p. 5.
- SCHRAMM, D. N. *Phys. Rep.*, 227 (1993), p. 13.
- SMOOT, G. F. [et al.] *Astrophys. J. Lett.*, 396 (1992), L1.
- VILENKIN, A. *Phys. Rep.*, 121 (1985), p. 263.
- WEINBERG, S. *Gravitation and cosmology*. John Wiley, 1972.