

Connexió spin-estadística, neutrinos i nucleosíntesi primordial

Lídia Cucurull*

Institut d'Estudis Espacials de Catalunya (IEEC)

Introducció

Un resultat fonamental de la teoria quàntica de camps relativistes és el teorema de spin-estadística, del qual no es coneix cap excepció a la natura: *les partícules amb spin semienter obeeixen l'estadística de Fermi-Dirac i les partícules amb spin enter obeeixen l'estadística de Bose-Einstein.*

Aquesta connexió spin-estadística ha estat posada en evidència experimental per la matèria ordinària en sistemes macroscòpics. Algunes propietats elèctriques (per exemple superconductivitat) i tèrmiques (per exemple calor específica) dels metalls a baixes temperatures només poden ser explicades si els electrons de la matèria obeeixen l'estadística de Fermi-Dirac. La superfluïdesa també és un exemple de les propietats de l'spin de la matèria. L'espectre planckia de la collectivitat de fotons és una altra evidència fenomenològica d'aquest teorema perquè posa de manifest el seu comportament estadístic de caràcter bosònic.

A diferència del que passa amb els electrons, és molt difícil establir experimentalment el comportament estadístic dels neutrinos, i així doncs manca, des d'un punt de vista termodinàmic, una verificació directa de la connexió spin-estadística. Gràcies als reactors nuclears i als acceleradors de partícules, sabem que els neutrinos són partícules de spin 1/2. Hauríem de comprovar-ne també el comportament estadístic per poder decidir si aquestes partícules verifiquen el teorema de spin-estadística. En primer lloc necessitem una gran collectivitat macroscòpica de neutrinos en equilibri tèrmic. Això ho podem trobar en dos sistemes a la natura: el nucli d'una supernova i l'Univers primitiu. En el primer cas, la temperatura del nucli abans que els neutrinos abandonin l'estrella de neutrons és massa alta (30-60 MeV) per poder observar-ne les propietats quàntiques estadístiques. En canvi, en el sistema còsmic, podem trobar un període en l'Univers primitiu on la connexió spin-estadística pels neutrinos té conseqüències que es poden observar. En aquest estudi, hem dut a terme un resseguiment temporal de l'evolució de l'Univers des de l'època en què les reaccions eren governades per les interaccions febles fins a la síntesi dels elements primordials; hem utilitzat

l'estadística de Bose-Einstein com a comportament alternatiu dels neutrinos, i hem analitzat la dependència de l'abundància d'heli amb les funcions de distribució de Fermi-Dirac. En els càlculs hem hagut de suprimir arreu el factor de bloqueig de Pauli per als neutrinos i afegir-hi l'efecte d'emissió estimulada i hem substituït els termes estadístics de Fermi-Dirac pels de Bose-Einstein. Hem vist que l'abundància del ${}^4\text{He}$ és sensible a l'estadística dels neutrinos i, en comparar els resultats obtinguts amb les dades observacionals, hem pogut concloure que una col·lecció macroscòpica de neutrinos en equilibri tèrmic obeeix l'estadística de Fermi-Dirac.

Neutrinos que obeeixen l'estadística de Fermi-Dirac

En aquest apartat hem calculat l'abundància cosmològica d'heli suposant que els neutrinos obeeixen l'estadística de Fermi-Dirac.

Retardem els nostres rellotges i situem-nos en el temps en què la temperatura era de l'ordre de 10^{12} K. És el període dominat per les interaccions electrofebles i on comença tot el nostre estudi. En aquesta època, l'Univers contenia fotons, muons, antimuons, electrons, positrons, neutrinos i antineutrinos. També hi havia neutrons i protons, en igualtat de nombre, i en una petita proporció respecte de les altres partícules. Totes elles estaven en equilibri tèrmic. En disminuir una mica la temperatura, els muons i antimuons començaren a anihilar-se.

Les densitats d'electrons i neutrinos, prenent nul el potencial químic ($\mu_i = 0$), vénen donades per l'estadística de Fermi-Dirac:

$$\begin{aligned}n_{e^-}(p)dp &= n_{e^+}(p)dp = \\ &8\pi h^{-3} p^2 dp [\exp(E_e(p)/kT) + 1]^{-1}, \\ n_{\nu}(p)dp &= n_{\bar{\nu}}(p)dp = \\ &4\pi h^{-3} p^2 dp [\exp(E_{\nu}(p)/kT_{\nu}) + 1]^{-1},\end{aligned}$$

on p és el moment de la partícula, T la temperatura dels e^{\pm} i fotons, i T_{ν} la dels $\nu, \bar{\nu}$. (Hi ha un factor 2 en el cas dels electrons a causa dels graus de llibertat de spin.) Cal destacar que en un principi $T_{\nu} = T$, ja que els neutrinos formaven part de la gran "sopa" còsmica. És en el moment en què es desacoblen els neutrinos quan cal

* Lídia Cucurull (Sabadell, 1971) és llicenciada en Física per la Universitat Autònoma de Barcelona (1994) i actualment realitza la seva tesi doctoral a l'IEEC.

distingir entre les dues temperatures. Això es produeix quan el ritme d'expansió de l'Univers, que ve donat per la component temporal de les equacions d'Einstein en l'era dominada per la radiació, és de l'ordre del ritme de les reaccions electrofebles. És en aquest moment quan els neutrinos es desacoblen de la collectivitat. El ritme d'expansió ve donat per:

$$H \equiv \frac{\dot{R}}{R} = \sqrt{\frac{8\pi G\rho}{3}}, \quad (1)$$

on \dot{R} indica la derivada respecte el temps, t , de R , G és la constant gravitacional i ρ la densitat d'energia de l'Univers (que conté electrons, positrons, fotons, neutrinos i antineutrinos). Per a temps petits, es verifica que $H(t) \propto t^{-1}$ i el ritme en què es produeixen les reaccions ve donat per la mitjana tèrmica $\lambda = \langle \sigma n v \rangle$, on σ és la secció eficaç de les reaccions en les quals intervenen neutrinos, n la densitat de partícules i v la velocitat relativa entre elles. Es donarà doncs la situació d'equilibri sempre que es verifiqui la relació $\lambda t \gg 1$. Però arribarà un moment en què $H \sim \lambda$ i l'equilibri es trencarà. Aquesta igualtat ens permet obtenir la temperatura de desacoblament dels neutrinos, que correspon a un valor de $T_d \sim 1$ MeV.

En el rang de temperatures en què ens movem, els neutrons i els protons ja han deixat de ser partícules relativistes i per tant el seu quocient (n/p) pot ser aproximat per la llei de Maxwell-Boltzmann

$$\frac{n}{p} = \exp\left(\frac{-Q}{T}\right), \quad (2)$$

on $Q = m_n - m_p$.

Observant l'expressió anterior semblaria que la proporció de neutrons sobre protons aniria disminuint indefinidament en baixar la temperatura. Ara bé, com que és necessària la presència de neutrinos per permetre les reaccions $n \leftrightarrow p$ (conversió de neutrons en protons i a l'inrevés), quan la temperatura assoleixi el valor en què es desacoblen els neutrinos aquest quocient quedarà congelat, llevat de la lliure desintegració del neutró. D'altra banda, com que tant T com T_ν segueixen la llei R^{-1} i valien el mateix en el moment en què els neutrinos abandonaren la collectivitat, ambdues temperatures aniran evolucionant de la mateixa manera fins a la desintegració dels electrons-positrons, la qual tindrà com a efecte un increment de T , però no de T_ν , atès que els neutrinos ja no estan en equilibri tèrmic amb la resta de partícules (això succeeix a $\langle T \rangle \approx 0,2$ MeV.)

Per calcular els ritmes dels processos $n \leftrightarrow p$ cal tenir presents les supressions imposades pel principi d'exclusió de Pauli. Llavors, els ritmes (per nucleó) que intercanvien protons i neutrons vindran donats per expressions del tipus següent:

$$\lambda^F (n + \nu \rightarrow p + e^-) = A \int v_e E_e^2 p_\nu^2 dp_\nu.$$

$$\left[\exp\left(\frac{E_\nu}{kT_\nu}\right) + 1 \right]^{-1} \left[1 + \exp\left(\frac{-E_e}{kT}\right) \right]^{-1}, \quad (3)$$

on el superíndex F indica que els neutrinos obeeixen l'estadística de Fermi-Dirac. Aquests ritmes contenen microfísica (les probabilitats de les interaccions electrofebles) i macrofísica (els factors estadístics).

La raó entre els neutrons i tots els nucleons, que és designada per X_n , ve donada per l'equació diferencial

$$\frac{dX_n}{dt} = -\lambda^F (n \rightarrow p) X_n + \lambda^F (p \rightarrow n) (1 - X_n). \quad (4)$$

Per a altes temperatures, és a dir quan $kT \gg Q$, podem igualar $T = T_\nu$ i fer l'aproximació $Q = m_e = 0$. En aquest límit, la fracció de neutrons sobre nucleons ve aproximada per:

$$X_n \simeq \left[1 + \exp\left(\frac{Q}{kT}\right) \right]^{-1}. \quad (5)$$

D'aquesta expressió s'observa que $X_n \simeq 1/2$ quan $t \rightarrow 0$ o, el que és equivalent, quan $T \rightarrow \infty$, la qual cosa ens indica que no hi ha afavoriment sobre la producció de neutrons o de protons en el temps inicial, tal com ha de ser en la situació d'equilibri.

Centrem-nos ara en les reaccions nuclears que permeten la síntesi de l'heli. Perquè l'abundància d'un nucli complex sigui significant necessitem que la temperatura del sistema baixi fins a un cert valor que permeti l'estabilitat del nucli en qüestió. De tots els elements lleugers, el ${}^4\text{He}$ és al que li correspon una temperatura més alta; per tant, hauria de ser el primer nucli a aparèixer. Però això no és així atès que a aquestes temperatures ja s'ha trencat l'equilibri i les densitats de n, p són massa baixes per produir directament heli via $2n + 2p \rightarrow {}^4\text{He}$. Necessitem altres reaccions per construir nuclis complexos, les quals comporten la producció de deuteri. En l'època en què ens trobem, el ritme de producció d'aquest element (per neutró lliure) λ_d domina al ritme d'expansió de l'Univers, és a dir $\lambda_d \gg t^{-1}$. En aquest cas, els deuterons (nuclis de deuteri) estaran en equilibri en una abundància de

$$X_d = \frac{3}{\sqrt{2}} X_p X_n \epsilon \exp\left(\frac{B_d}{kT}\right), \quad (6)$$

on ϵ és una certa constant adimensional i B_d és l'energia de lligam del deuteri ($B_d \simeq 2,225$ MeV). Sembla doncs, que a una temperatura de l'ordre de $T \simeq 2,2$ MeV ja hauríem de tenir deuteri format. Però això no és cert; hem d'esperar més temps perquè aquest s'estabilitzi. Això és degut al fet que el valor $kT = \langle E_\gamma \rangle$ és una energia mitjana i, en tenir de l'ordre de 10^{10} fotons per cada nucleó, sempre hi haurà una fracció de fotons que superarà el llindar B_d i desestabilitzarà el deuteri. Cal esperar el moment en què la temperatura ha disminuït suficientment i permet només l'existència d'un

fotó per cada nucleó. Això correspon a una temperatura de $T_D \approx 0,1$ MeV.

Un cop comença el mecanisme de la nucleosíntesi tot passa molt de pressa, ja que ens trobem a una temperatura que permet altes concentracions de nuclis més pesants que els deuterons. Com que un cop acabada la nucleosíntesi tots els neutrons hauran passat a formar nuclis de ${}^4\text{He}$, la fracció de neutrons sobre tots els nucleons valdrà just la meitat de la fracció de tots els nucleons lligats formant heli o, el que és el mateix, la meitat de l'abundància en pes d'heli (Y_P). És a dir: $Y_P \equiv X_{4\text{He}}$ (just després de la nucleosíntesi) = $2X_n$ (just abans de la nucleosíntesi).

Neutrinos que obeeixen l'estadística de Bose-Einstein

Suposem ara que els neutrinos obeeixen l'estadística de Bose-Einstein en lloc de la de Fermi-Dirac. Això comportaria canvis significatius en el càlcul teòric de l'evolució de la fracció de neutrons sobre tots els nucleons, cosa que alteraria la quantitat d'heli sintetitzat en l'Univers primitiu.

Els processos que permeten la conversió $n \leftrightarrow p$ seran modificats en canviar els factors estadístics dels neutrinos. És a dir, haurem d'emprar distribucions de Bose-Einstein i incloure l'efecte d'emissió estimulada característic de les collectivitats de bosons. Explícitament en calcular la fracció de neutrons sobre tots els nucleons ens apareixeran termes del tipus

$$\lambda^B(n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}) = A \int v_e E_\nu^2 E_e^2 dp_\nu \left[1 + \exp\left(\frac{-E_e}{kT}\right) \right]^{-1} \left[1 - \exp\left(\frac{-E_\nu}{kT_\nu}\right) \right]^{-1} \quad (7)$$

Signi X_n^F la fracció de neutrons sobre tots els nucleons en el cas en què els neutrinos verifiquin l'estadística de Fermi-Dirac i X_n^B si verifiquen l'estadística de Bose-Einstein. Definim per δX_n la diferència entre les dues fraccions, $\delta X_n \equiv X_n^B - X_n^F$. Com que sabem que la proporció d'heli sintetitzat en l'Univers primitiu està directament relacionada amb la fracció de neutrons sobre nucleons just abans de la nucleosíntesi, l'expressió anterior ens indueix trivialment una relació entre les proporcions d'heli en ambdós casos:

$$Y_P^B = Y_P^F \left(1 + \frac{\delta Y_P}{Y_P^F} \right), \quad (8)$$

on $\delta Y_P = Y_P^B - Y_P^F$. Necessitem doncs calcular la quantitat

$$\frac{\delta Y_P}{Y_P^F} = \frac{\delta X_n}{X_n^F} \quad (9)$$

L'evolució temporal de les fraccions X_n^F i X_n^B ve donada

per les equacions diferencials següents:

$$\frac{dX_n^F}{dt} = -\lambda^F(n \rightarrow p)X_n^F + \lambda^F(p \rightarrow n)(1 - X_n^F) \quad (10)$$

per al cas Fermi-Dirac, i

$$\frac{dX_n^B}{dt} = -\lambda^B(n \rightarrow p)X_n^B + \lambda^B(p \rightarrow n)(1 - X_n^B) \quad (11)$$

per al cas Bose-Einstein.

Haviem vist en el punt anterior que en el cas fermiònic $X_n^F \approx 1/2$ per a altes temperatures. De la mateixa manera, es pot comprovar que en el cas bosònic, a altes temperatures tampoc hi ha un afavoriment de la producció de neutrons sobre la de protons (ni a l'inrevés). Això garanteix la consistència del treball, ja que, en aquest límit, l'estadística de Fermi-Dirac i la de Bose-Einstein tendeixen totes dues a la de Maxwell-Boltzmann i per tant no hem d'obtenir resultats diferents sigui quina sigui l'estadística utilitzada per als neutrinos.

Com que temps i temperatura estan relacionats per la solució de l'equació (1), podem donar l'evolució de la fracció X_n^B en funció de la temperatura:

$$\frac{dX_n^B}{dt} = \frac{dX_n^B}{dT} \frac{dT}{dt}; \quad (12)$$

$$\frac{dX_n^B}{dT} = AT^5 \left[\tilde{\lambda}^B(p \rightarrow n) - (\tilde{\lambda}^B(n \rightarrow p) + \tilde{\lambda}^B(p \rightarrow n)) X_n^B \right] \frac{dT}{dt} \quad (13)$$

La relació temps-temperatura ve donada per:

$$\frac{1}{t} = \sqrt{\frac{32\pi G\rho}{3}}, \quad (14)$$

on ρ és la densitat d'energia que és proporcional a T^4 (on T és la temperatura de la collectivitat) i als graus de llibertat efectius g .

Per calcular $X_n^B(T_{NUC})$ i $X_n^F(T_{NUC})$ s'ha de distingir entre dues èpoques clarament diferenciades per la desigual relació temps-temperatura:

(1) Des de temperatures de l'ordre de $T \sim 9$ MeV fins a $T \sim 0,2$ MeV, temperatura a la qual es produeix l'anihilació dels electrons.

(2) El període que va des de l'anihilació e^+e^- fins a la temperatura de nucleosíntesi, T_{NUC} ; ($T_{NUC} \sim 0,1$ MeV).

La resolució de les expressions analítiques per a $X_n^F(T)$ i $X_n^B(T)$ ens ha permès calcular el valor desitjat

$$\frac{\delta X_n(T_{NUC})}{X_n^F(T_{NUC})} \equiv \frac{X_n^B(T_{NUC}) - X_n^F(T_{NUC})}{X_n^F(T_{NUC})} \quad (15)$$

És important fer notar que en variar lleugerament la temperatura d'anihilació dels electrons-positrons el valor del quocient (15) no en resulta afectat.

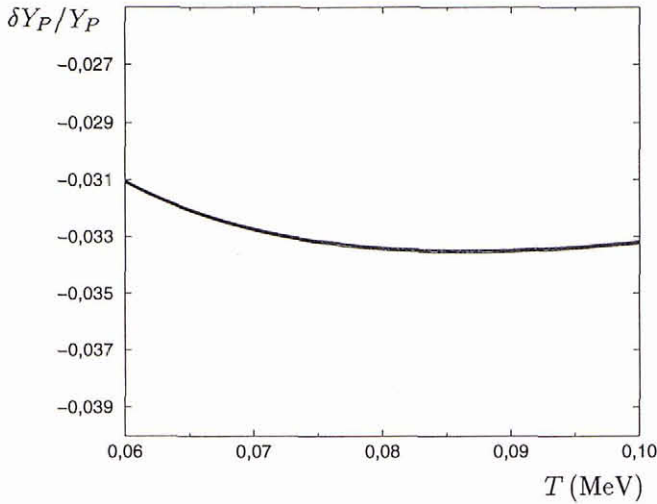


Figura 1: Quocient $\frac{\delta Y_P}{Y_P}$ per a diferents valors de la temperatura de nucleosíntesi T_{NUC} . Cada gràfic correspon a un valor del paràmetre τ_n (en el superior $\tau_n = 889$ s, en el mitjà $\tau_n = 887$ s i en l'inferior $\tau_n = 885$ s). Observem que la dependència en τ_n és pràcticament nul·la, les tres corbes estan quasi superposades

Resultats

En la figura 1 s'ha representat la fracció $\delta Y_P/Y_P$ per a diferents valors de T_{NUC} . Cal comentar que un valor de T_{NUC} implica un valor de η_{10} ($\eta_{10} = \eta \times 10^{10}$, on η és el quocient entre barions i fotons a l'Univers) i a l'inrevés. Això és degut al fet que la nucleosíntesi depèn del nombre de barions: a més valor del paràmetre η_{10} (és a dir, a major nombre de barions) més alt serà el ritme de producció de deuteri i per tant a una temperatura més alta tindrem deuteri en abundància suficient per permetre, tot seguit, la síntesi de l'heli. Destaquen en el gràfic el valor proper al 3% (aquest resultat comporta canvis significatius en la quantitat d'heli primordial sintetitzat) i el signe negatiu del quocient $\delta Y_P/Y_P$, la qual cosa indica que $Y_P^B(T_{NUC}) < Y_P^F(T_{NUC})$. També és important la quasiindependència d'aquesta fracció respecte a T_{NUC} . En la representació hem pres $\tau_n = 887 \pm 2$ s per a la vida mitjana del neutró. La corba superior correspon al valor $\tau_n = 889$ s, la central a $\tau_n = 887$ s i la inferior a $\tau_n = 885$ s. Observem que la dependència en τ_n és pràcticament nul·la (les tres corbes estan quasi superposades). Això és fàcil d'entendre: en aquests temps llunyans (o a aquestes baixes temperatures) les fraccions X_n^F i X_n^B vénen bàsicament governades pel factor exponencial del decaïment del neutró. En fer el quocient de δX_n entre X_n^F , aquest factor és cancel·lat. Aquesta independència de $\delta Y_P/Y_P$ en τ_n és un tret molt important ja que la incertesa experimental en el temps de vida mitjana del neutró és una de les fonts de major error en les

prediccions de l'abundància d'heli fetes per la teoria de la nucleosíntesi del BBN (*Big Bang*).

Les prediccions del model BBN depenen de les seccions eficaces nuclears a baixes energies i de tres paràmetres addicionals: el nombre de *flavours* de neutrinos lleugers N_ν , el temps de vida mitjana del neutró τ_n i el quocient η_{10} . A partir de mesures fetes en el laboratori, es coneixen els valors d'aquestes seccions eficaces; l'LEP (*Large Electron-Positron collider*) ens proporciona el valor de $N_\nu = 3,04 \pm 0,04$; el valor més recent per a τ_n és $\tau_n = 887 \pm 2,0$ s i, finalment, les mesures de la radiació de fons de microones dutes a terme pel COBE (*COsmic Background Explorer*) ens proporcionen $T = 2,726 \pm 0,017$ K, cosa que ens dona un valor de $n_\gamma = 20,28T^3 \approx 411 \pm 8 \text{ cm}^{-3}$ per a la densitat de fotons de l'Univers. Fixant $N_\nu = 3$ i $\tau_n = 887$ s es poden comparar les prediccions teòriques de l'abundància primordial dels elements ^4He , D , ^3He i ^7Li que fa el model BBN amb els valors inferits a partir de les dades observacionals d'aquests elements i extreure'n així la fracció η_{10} .

Darrerament s'han refinat molt les observacions i les anàlisis teòriques sobre l'abundància de ^4He . Concretament, la recent detecció de la línia d'absorció Lyman α de deuteri en el quàsar Q0014+813 a l'alt desplaçament cap al vermell, $z=3,32$, es pot utilitzar per estimar la quantitat de deuteri primordial:

$$\left(\frac{D}{H}\right)_P = (1,9 - 2,5) \times 10^{-4}, \quad (16)$$

que és d'un ordre de magnitud superior a l'abundància de deuteri en el medi local interestel·lar (LISM) mesurada pel telescopi Hubble:

$$\left(\frac{D}{H}\right)_{LISM} = 1,6^{+0,07}_{-0,18} \times 10^{-5}. \quad (17)$$

Tot i que sembla que no hi ha cap contradicció entre les dades (16) i (17), ja que aquest darrer valor ha de ser interpretat com un límit inferior,

$$\left(\frac{D}{H}\right)_P \geq 1,5 \times 10^{-5}, \quad (18)$$

en extrapolar a partir de (17) l'abundància de deuteri en l'Univers primitiu mitjançant models d'evolució galàctics, s'arriba a resultats que estan en desacord. L'abundància d'aquest element segueix sent motiu de polèmica entre els físics.

Considerant vàlida l'expressió (16), observació (mesurant deuteri en QAS (*Quasar Absorption System*)) i teoria (prediccions BBN) coincideixen si la fracció entre barions i fotons de l'Univers val $\eta_{10} = 1,6 \pm 0,1$. Un valor determinat de la fracció η_{10} implica a la vegada un valor de la fracció d'heli primordial Y_P . Això és fàcil d'entendre si pensem el següent: un augment de la densitat bariònica (això és, paràmetre η_{10} més alt) produeix

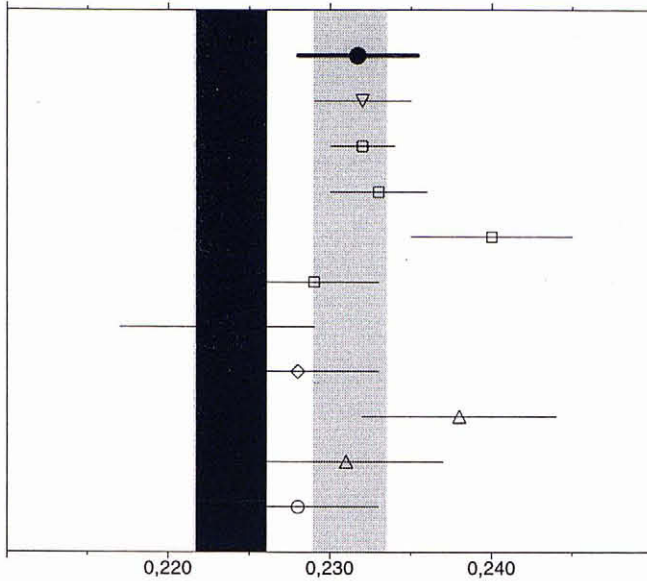


Figura 2: Representació de les proporcions d'heli primordial predites teòricament per $\eta_{10} = 1,6 \pm 0,1$ i de l'abundància observacional d'aquest element. La columna de la dreta, en gris clar, correspon als neutrinos que obeeixen l'estadística de Fermi-Dirac, i la de l'esquerra, en gris fosc, als neutrinos que obeeixen la de Bose-Einstein. El cercle més obscur és la mitjana de les dades observacionals

un augment dels ritmes de les interaccions electrofebles. Això vol dir que tot passarà més de pressa i, com a conseqüència, la igualtat $\lambda \sim H$ es produirà abans, (recordem que, per a temps petits, $H \sim 1/t$). Les reaccions que involucren la conversió $n \leftrightarrow p$ deixaran doncs de competir amb el ritme d'expansió de l'Univers en un temps anterior o, el que és equivalent, a una temperatura més alta. Això comportarà un congelament de la fracció de protons sobre neutrons a un valor menor i, a la vegada, se sintetitzarà més heli primordial,

$$Y_P(T_{NUC}) = 2 X_n(T_{NUC}) = \frac{2 n_{NUC}}{(n+p)_{NUC}} = \frac{2}{1 + (p/n)_{NUC}} \quad (19)$$

i així sobreviurà menys deuteri.

En la figura 2 hi ha representades les dues bandes teòriques predites pel BBN per a l'abundància d'heli primordial. La columna de la dreta (en color gris clar) correspon a Y_P^F (neutrinos obeint l'estadística de Fermi-Dirac) i la de l'esquerra (en color gris fosc) correspon a Y_P^B (estadística de Bose-Einstein). També hi són recopilades les dades més recents de l'abundància d'heli inferides a partir dels resultats observacionals. Els errors donats corresponen a 1σ . El cercle més obscur correspon a la mitjana de tots aquests valors:

$$\langle Y_P \rangle = \frac{\sum_i Y_i / (\Delta Y_i)^2}{\sum_i 1 / (\Delta Y_i)^2}, \quad (20)$$

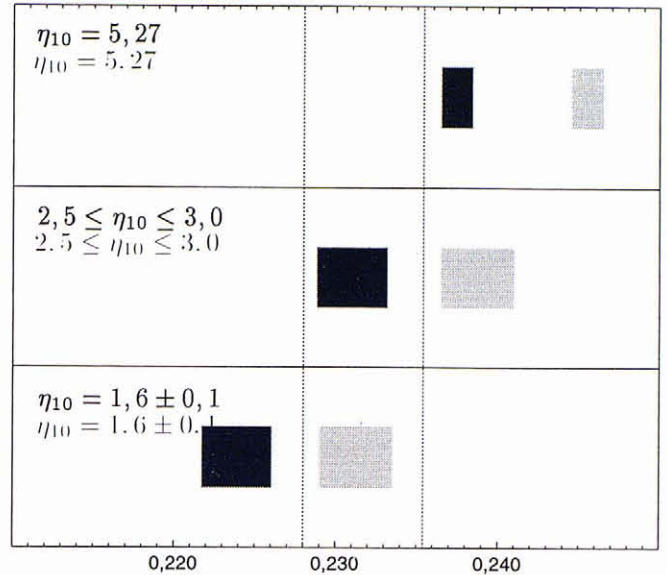


Figura 3: Abundància d'heli segons les prediccions teòriques (neutrinos que obeeixen Fermi-Dirac en gris clar i neutrinos que obeeixen Bose-Einstein en gris fosc). Han estat considerats diferents valors pel paràmetre η_{10} dependent de les dades observacionals. Les línies en punts continus corresponen als límits (a 1σ) del valor mitjà de l'abundància observacional d'heli

on ΔY_i és l'error associat a cada dada observacional. I l'error mitjà vindrà donat per:

$$\frac{1}{(\Delta Y_P)^2} = \left(\frac{1}{N} \right) \sum_i \frac{1}{(\Delta Y_i)^2}, \quad (21)$$

on N és el nombre d'observacions realitzades. Observem que aquest valor mitjà cau just dins de la franja associada a l'estadística de Fermi-Dirac. Això ens posa de manifest quin és el comportament estadístic dels neutrinos i descarta definitivament, a 1σ , l'estadística de Bose-Einstein.

Hauríem, però, d'investigar la dependència d'aquests resultats en el valor del paràmetre η_{10} . Tal com hem comentat abans, altres observacions indiquen una abundància menor de deuteri i conseqüentment una proporció més alta de barions sobre fotons. Un interval raonable per a η_{10} seria prendre $2,5 \leq \eta_{10} \leq 3$. Ja com a límit extrem, podríem escollir el valor $\eta_{10} = 5,27$.

En la figura 3 es mostren aquests tres dominis (baix, mitjà i alt) del paràmetre η_{10} . Les línies dibuixades en punts continus corresponen als límits (a 1σ) del valor mitjà de l'abundància d'heli primordial. Les caixes representades en gris clar manifesten els resultats BBN (neutrinos amb estadística de Fermi-Dirac) i les dibuixades en gris fosc són les obtingudes mitjançant la nostra anàlisi (neutrinos amb estadística de Bose-Einstein). És una altra manera de representar la figura 2, però estent el rang de valors del paràmetre η . La pregunta que

ens hem de formular és la següent: obeeixen els neutrinos l'estadística de Fermi-Dirac?

La part corresponent al valor més baix per a η_{10} respon afirmativament a la qüestió. El model BBN posa de manifest que els neutrinos han de verificar el teorema de spin-estadística. Observant la zona central, no podem pas concloure que els neutrinos hagin d'obeir l'estadística de Bose-Einstein. La interpretació que n'hem de fer és que el model BBN no pot evidenciar empíricament el teorema de spin-estadística. En tot cas, per

fer-ho, seria necessària una millora de les dades observacionals de les abundàncies dels elements primordials. La interpretació dels resultats a 1σ ens obligaria a qüestionar-nos la validesa del model BBN. Finalment, la part superior ens indica que la teoria BBN (fins i tot a 2σ) no funciona (a causa de l'alt valor de η_{10}) i, en aquest cas, no té sentit parlar de l'estadística que obeeixen els neutrinos. Com que l'error comès en la fracció $\delta X_n / X_n^F$ és de 0,0002 i el valor d'aquest quocient oscilla al voltant del 3%, la vàlua dels resultats queda assegurada.

Referències

- KOLB, E. W. i TURNER, M. S., *The Early Universe*, Addison Wesley, (Reading, 1990).
WEINBERG, S., *Gravitation and Cosmology*, Wiley, (New York, 1972).
-

(Ve de la pàgina 1)

És significatiu que cap sector científic, tècnic o polític català no hagi fet cap manifestació reclamant el reconeixement d'una Espanya diversa, multicultural i multilingüe, també en el camp de la recerca. Per què Espanya és un bon marc per a la recerca? Hi ha alguna anàlisi sociològica i històrica que avaluï aquesta tesi? Per què no ho hauria de ser, per exemple, el conjunt d'Ibèria, com es deia els anys trenta, incloent-hi Portugal? Més clar encara: no s'hauria de pensar en una Europa plural, respectuosa amb la diversitat, potenciant-se en la diversitat?

En nom del pragmatisme, potser hauríem de publicar la *Revista de Física* en anglès? De fet, si ens sentíssim amb força o amb capacitat de gestió per llançar una revista de física al mercat internacional —com ho fan des de fa anys, per exemple, grups editorials dels Països Baixos— ho hauríem de fer... sense deixar de publicar la nostra revista. Estem oferint als que treballen en física als Països Catalans una oportunitat d'expressar-se en la seva llengua, d'enfortir els lligams amb els seus col·legues i conciutadans amb vista a una aventura del coneixement, la física en aquest cas, d'abast universal. De fet, la qualitat de la nostra revista és en part proporcional al grau d'integració dels nostres autors a la comunitat científica internacional. La nostra convicció és que aquesta dualitat és enriquidora i estimulante.

És a dir: també és pràctic continuar publicant la *Revista de Física* en català.