Anales Acad. Nac. de Cs. Ex., Fís. y Nat., tomo 66 (2014): 5-21.

NUCLEOSÍNTESIS PRIMORDIAL CON NEUTRINOS MASIVOS

Mercedes E. Mosquera[a] *y Osvaldo Civitarese*[b]

[a]Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, Universidad Nacional de La Plata, Paseo del Bosque s/n, 1900-La Plata, Argentina - Email: mmosquera@fcaglp.unlp.edu.ar
[b]Departamento de Física, Universidad Nacional de La Plata - C.C. 67, 1900-La Plata, Argentina

Resumen

Consideramos la incorporación de neutrinos masivos y estériles en el universo primitivo, durante el proceso de nucleosíntesis primordial. Para ello, calculamos la función de distribución de neutrinos y las abundancias primordiales como función de los parámetros de mezcla de neutrinos activos y estériles. Usando datos observacionales de D, ^{4}He, y ^{7}Li, establecimos límites tanto en la densidad bariónica como en los parámetros de mezcla entre neutrinos activos y estériles. Encontramos que el valor para la densidad bariónica depende fuertemente de la inclusión de los datos de ^{7}Li.

Palabras clave: nucleosíntesis primordial; neutrinos masivos; neutrinos estériles

Abstract

Primordial nucleosynthesis with massive neutrinos. We consider the presence of massive and sterile neutrinos during the primordial nucleosynthesis. We compute the distribution functions of light neutrinos and the primordial abundances as a function of the mixing parameter between active and sterile neutrinos. Using observable data of D, ^{4}He, y ^{7}Li, we set constrains on the baryon density and the mixing parameters. We find that the value of the baryon density strongly depends on the inclusion of the ^{7}Li data in the analysis.

Key words: primordial nucleosynthesis; massive neutrinos; sterile neutrinos

I. Introducción

Una de las herramientas más importantes para estudiar el Universo temprano es la nucleosíntesis primordial. Se llama nucleosíntesis primordial al proceso en el cual se forman los núcleos de elementos livianos (deuterio, tritio, ^{3}He, ^{4}He, ^{6}Li, ^{7}Li, ^{7}Be). Este proceso, en el SBBM (Standard Big Bang Model) ocurre durante los tres primeros minutos del Universo. El modelo depende solamente de un parámetro, la densidad bariónica, $\Omega_B h^2$, y puede ser determinado al comparar las abundancias de los elementos livianos predichas, con las observadas, o bien de forma independiente utilizando datos del fondo cósmico de radiación [1, 2]. Varios autores estudiaron la consistencia de los métodos de determinación de $\Omega_B h^2$ [3–8]. Los resultados del estudio del fondo cósmico de radiación (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe, WMAP), coinciden con las abundancias medidas para el deuterio y helio (nuevas observaciones de la abundancia de ^{4}He dan como resultado, densidades bariónicas más cercanas a la predicha por WMAP [6, 9, 10]), pero no con los datos de ^{7}Li. Con respecto a la abundancia de ^{7}Li, los autores de Ref. [11] encontraron que, para la determinación de la abundancia de ese isótopo del litio, es necesario entender mejor el transporte turbulento en las zonas radiativas en el interior de las estrellas, otros autores sugieren que existe una reducción del litio estelar que puede depender de la masa de la estrella [12]. Otros estudios recientes indican que la cantidad de ^{7}Li observado es un tercio del reportado usualmente [13]. Sin embargo, si las abundancias de estos elementos se encuentran bien determinadas, se podría estar en presencia de nueva física, como por ejemplo neutrinos masivos y estériles [14, 15]. Por este motivo, el proceso de formación de núcleos livianos no sólo es una herramienta importante para verificar la teoría del Big Bang, sino también para establecer cotas a teorías alternativas al Modelo Estándar de las Interacciones Fundamentales [16].

Al considerar a los neutrinos como partículas sin masa, las observaciones de neutrinos solares difieren de las predicciones obtenidas a partir del Modelo Estándar del Sol (modelo solar confirmado por diversas mediciones astronómicas), así mismo, existen, observaciones de neutrinos atmosféricos, producidos por colisiones hadrónicas en la atmósfera en las que se evidencia un déficit en la cantidad de neutrinos de un determinado sabor. Si los neutrinos poseen masa, la probabilidad de que oscilen es no nula (un neutrino liviano pasa a uno medio o pesado y viceversa). Al permitir la oscilación entre los diferentes estados de sabor, las observaciones, tanto de neutrinos solares como atmosféricos, no discrepan con la teoría [17, 18]. Las observaciones demuestran la existencia del fenómeno de oscilaciones entre autoestados de masa y por ende pueden ser interpretadas como evidencia de la existencia de neutrinos masivos [19]. El fenómeno de oscilaciones de neutrinos ha sido comprobado por diversos experimentos, SNO (Sudbury Neutrino Observatory), SK (SuperKamiokande) [20, 21], entre otros [22–27]. El realizado por el LSND (Large Scincillator Neutrino Detector) estableció límites para la existencia de otro tipo de neutrino, el neutrino estéril [28, 29]. Experimentos recientes [30] han fijado límites más restrictivos [31, 32]. Los resultados del experimento MiniBooNE [33] concuerdan con los reportados por el LSND, y por estos resultados varios autores han estudiado los efectos de las oscilaciones entre neutrinos activos y estériles en el esquema de 3+1 (tres neutrinos activos y un neutrino estéril), 3+2 (tres neutrinos activos y dos neutrinos estériles) y 3+3 (tres neutrinos activos y tres neutrinos estériles) [31, 34, 35]. La existencia de neutrinos masivos implica la necesidad de extender el modelo estándar de las interacciones electrodébiles y posee consecuencias directas sobre la observación de procesos electrodébiles exóticos [36].

En la Ref. [37] se estudió la abundancia primordial de ^{4}He suponiendo la existencia de oscilaciones entre neutrinos activos y estériles, en función de los grados de libertad y los parámetros de mezcla, encontrando que la abundancia primordial de ^{4}He varía notablemente como función de los parámetros de mezcla de neutrinos. Otros aspectos del problema fueron analizados por los autores de las Refs. [38, 39] que estudiaron las correcciones al espectro de neutrinos activos debido a las interacciones entre neutrinos y electrones y positrones. En la Ref. [40] los autores estudiaron la influencia de las oscilaciones entre neutrinos activos en nucleosíntesis primordial. Hallaron que el número efectivo de neutrinos permanece sin cambio, mientras que la abundancia primordial de ^{4}He aumenta al considerar oscilaciones. En trabajos recientes [14, 15] se estudió la sensibilidad de la abundancia primordial de ^{4}He por distorsiones del espectro de neutrinos livianos producido por acoplamientos con neutrinos estériles. Los efectos de la mezcla entre neutrinos estériles y livianos se reflejan en nucleosíntesis primordial en forma importante. Los resultados de la Ref. [14] muestran que se puede analizar sistemáticamente la mezcla de neutrinos estériles y livianos en observables cosmológicos, como nucleosíntesis primordial. El mecanismo de oscilación entre neutrinos estériles y activos fue estudiado en detalle en Ref. [41].

En este trabajo, estudiaremos los efectos de la incorporación de oscilaciones entre neutrinos activos y estériles durante el proceso de nucleosíntesis primordial. Para ello, trabajaremos en el esquema de dos estados (un neutrino activo y uno estéril), y en el esquema

3+1 y 3+2. Calcularemos la función de distribución de los neutrinos livianos en función de los parámetros de mezcla entre neutrinos activos y estériles para obtener las velocidades de decaimiento beta simple. Estas reacciones son importantes para el cálculo de las abundancias primordiales ya que son las responsables de determinar la cantidad de neutrones y protones al inicio del proceso de nucleosíntesis primordial. Una vez calculadas las abundancias primordiales es posible establecer rangos para los parámetros de mezcla entre neutrinos al comparar los resultados teóricos con los datos experimentales.

Este trabajo se organiza de la siguiente manera. En la Sección II describimos el formalismo para calcular las funciones de distribución de los neutrinos livianos en los diferentes esquemas adoptados y las correspondientes velocidades de las reacciones que transforman neutrones en protones. Así mismo, en esta sección explicamos cómo se calculan las abundancias de los elementos primordiales. En la Sección III presentamos lo resultados obtenidos y finalmente presentamos las conclusiones en la Sección IV.

II. Formalismo

A. Esquema de dos estados

En el equilibrio y sin la presencia de oscilaciones, el número de ocupación de los neutrinos en la base de sabor corresponde a una distribución de Fermi-Dirac. Al incorporar oscilaciones entre neutrinos activos y estériles, la función distribución deja de ser diagonal. Los neutrinos livianos (ν_l) y estériles (ν_s) se pueden escribir como combinación lineal de neutrinos en los autoestados de masa (ν_1, ν^2):

$$\begin{aligned} \nu_l &= \cos\phi\,\nu_1 + \sin\phi\,\nu_2 \\ \nu_s &= -\sin\phi\,\nu_1 + \cos\phi\,\nu_2 \end{aligned} \qquad (1)$$

La ecuación para la matriz densidad, , en la base de masa, en un Universo en expansión resulta [37]:

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t} - H_H E_\nu \frac{\partial f}{\partial E_\nu} \right) = i\left[H_0, f\right] \qquad (2)$$

donde con indicamos el tiempo, H_H es la constante de expansión del Universo (proporcional a la temperatura al cuadrado: $H_H = \mu_p T^2$), Ev, es la energía del neutrino y H_0 es el Hamiltoniano del sistema, f es la matriz:

$$f = \begin{pmatrix} f_{11} & f_{12} \\ f_{21} & f_{22} \end{pmatrix} \qquad (3)$$

En este caso, el Hamiltoniano del sistema es, simplemente, el correspondiente a neutrinos libres. La condición inicial resulta:

$$\begin{pmatrix} f_{11} & f_{12} \\ f_{21} & f_{22} \end{pmatrix}_{T_0} = \frac{1}{1+e^{E_\nu/T_0}} \begin{pmatrix} \cos^2\phi & \frac{1}{2}\sin 2\phi \\ \frac{1}{2}\sin 2\phi & \sin^2\phi \end{pmatrix} \quad (4)$$

en $T_0 = 5MeV$.

Suponemos que los neutrinos poseen el mismo momento y desarrollando en serie, a primer orden, la energía (ya que la masa de los neutrinos es pequeña comparada con el impulso), introduciendo el cambio de variables $z = \frac{1}{T},\ y = \frac{p}{T}$ y, y utilizando la igualdad $\frac{\partial T}{\partial t} - H_H T)$ encontramos la ecuación a resolver:

$$H_H z \frac{\partial}{\partial E_\nu} \begin{pmatrix} f_{11} & f_{12} \\ f_{21} & f_{22} \end{pmatrix} = i \frac{\Delta m^2}{2} \frac{z}{y} \begin{pmatrix} 0 & f_{12} \\ -f_{21} & 0 \end{pmatrix} \quad (5)$$

con $\Delta m^2 = m_1^2 - m_2^2$. Resolvemos el sistema de ecuaciones con la condición inicial mostrada anteriormente y retornando a las variables originales del problema, tenemos:

$$\begin{aligned}
f_{11} &= \cos^2\phi \frac{1}{1+e^{E_\nu/T}} \\
f_{12} &= \frac{1}{2}\sin 2\phi \frac{1}{1+e^{E_\nu/T}} e^{i\frac{\Delta m^2}{6\mu_P}\frac{T}{E_\nu}\left(\frac{1}{T^3}-\frac{1}{T_0^3}\right)} \\
f_{12} &= \frac{1}{2}\sin 2\phi \frac{1}{1+e^{E_\nu/T}} e^{-i\frac{\Delta m^2}{6\mu_P}\frac{T}{E_\nu}\left(\frac{1}{T^3}-\frac{1}{T_0^3}\right)} \\
f_{22} &= \sin^2\phi \frac{1}{1+e^{E_\nu/T}}
\end{aligned} \quad (6)$$

Volviendo a la base de sabor [42]:

$$f_{ll} = U f_{ij} U^{+}{}_{l} = \frac{1}{1+e^{E_\nu/T}} \left\{ 1 + \frac{1}{2}\sin^2 2\phi \right.$$
$$\left. \mathrm{x} \left[\cos\left(\frac{\Delta m^2}{6\mu_P} \frac{T}{E_\nu} \left(\frac{1}{T^3} - \frac{1}{T_0^3} \right) \right) - 1 \right] \right\} \quad (7)$$

Observamos que la función de distribución, al considerar oscilaciones entre neutrinos activos y estériles, difiere de la función de distribución sin considerar oscilaciones. Esta diferencia disminuye al disminuir la temperatura y depende oscilatoriamente de la temperatura y de la energía de los neutrinos.

B. Esquema de 3+1 y 3+2

En el esquema de tres estados, la matriz de mezcla entre los autoestados de masa de los neutrinos activos ν*i* (*i*,=1, 2, 3), es representada por U [43]

$$U = \begin{pmatrix} c_{13}c_{12} & c_{13}s_{12} & s_{13} \\ -s_{12}c_{23} - s_{23}s_{13}c_{12} & c_{12}c_{23} - s_{23}s_{13}s_{12} & c_{13}s_{23} \\ s_{12}s_{23} - c_{23}s_{13}c_{12} & -c_{12}s_{23} - c_{23}s_{13}s_{12} & c_{13}c_{23} \end{pmatrix} \quad (8)$$

donde se conserva CP. En la matriz anterior utilizamos la notación usual para las funciones trigonométricas de los ángulos de mezcla, $c_{ij}(s_{ij})$ representa a cos θ_{ij}(sin θ_{ij}) donde θ_{ij} es el ángulo de mezcla entre los autoestados de masa *i* y *j*. Consideramos dos nuevos autoestados de masa que se pueden mezclar con el autoestado de masa 1, mediante los ángulos φ_1 y φ_2 (esquema 3+2). A continuación presentaremos el formalismo correspondiente al esquema 3+2 estados. El desarrollo para obtener las ecuaciones necesarias para el cálculo de las abundancias primordiales en el caso del esquema de 3+1 estados es análogo [44]. La nueva matriz de mezcla es escrita como

$$U(\phi_1, \phi_2) =$$

$$\begin{pmatrix} c_{13}c_{12}c_1c_2 & c_{13}s_{12} & s_{13} & c_{12}c_{13}s_1 & c_{12}c_{13}c_1s_2 \\ -\alpha c_1c_2 & \gamma & c_{13}s_{23} & -\alpha s_1 & -\alpha c_1s_2 \\ \beta c_1c_2 & \varepsilon & c_{13}c_{23} & \beta s_1 & \beta c_1s_2 \\ -s_1c_2 & 0 & 0 & c_1 & -s_1s_2 \\ -s_2 & 0 & 0 & 0 & c_2 \end{pmatrix} \quad (9)$$

donde, siguiendo con la notación anterior, c_i y s_i representan a cos φ_i y sin φ_i respectivamente, $\alpha = s_{12}c_{23} + s_{23}s_{13}c_{12}$, $\beta = s_{12}s_{23} - s_{23}s_{13}s_{12}$, $\varepsilon = -c_{12}s_{23} - c_{23}s_{13}s_{12}$. Al igual que en el desarrollo anterior, la inclusión de neutrinos estériles afecta a la función de distribución de los neutrinos activos, y para su cálculo debemos resolver la ecuación que determina los factores de ocupación en el Universo en expansión (2). Realizando los mismos cambios de variables que en el caso de dos estados, encontramos que las soluciones de la ecuación diferencial tienen la forma

$$f_{ii} = \frac{\varsigma_{ii}}{1+e^{E_\nu/T}}$$

$$f_{ij} = \frac{\varsigma_{ij}}{1+e^{E_\nu/T}} e^{i\frac{\delta_{ij}}{6\mu_P}\frac{T}{E_\nu}\left(\frac{1}{T^3}-\frac{1}{T_0^3}\right)} \qquad (10)$$

donde y las constantes ς_{ij} son determinadas a partir de la condición inicial de forma usual [45]. Finalmente, al realizar la transformación a la base de sabor encontramos el factor de ocupación de neutrinos livianos

$$f_{ll} = \frac{1}{1+e^{E_\nu/T}}\left(1+g\left(\frac{E_\nu}{T},T\right)\right) \qquad (11)$$

Al considerar $\Delta_{ij} = \frac{\delta_{ij}}{6\mu_P}\frac{T}{E_\nu}\left(\frac{1}{T^3}-\frac{1}{T_0^3}\right)$,

Al considerar $g\left(\frac{E_\nu}{T},T\right)$, la función se escribe como:

$$g\left(\frac{E_\nu}{T},T\right) = -\frac{1}{2}c_{13}^2 c_{12}^2\left[\sin^2 2\phi_1\left(1-c_2^2\cos\Delta_{14} - s_2^2\cos\Delta_{45}\right)+c_1^4\sin^2 2\phi_2\left(1-\cos\Delta_{15}\right)\right] \qquad (12)$$

C. Nucleosíntesis primordial

Para calcular las abundancias de los elementos livianos, es necesario resolver las ecuaciones de balance [46]:

$$\dot{Y}_i = J(t) - \Gamma(t) Y_i \qquad (13)$$

donde *J*(*t*) y G(t) y son los términos fuente y sumidero que dependen del tiempo y de la abundancia de otros elementos, es la abundancia del elemento *Yi*, el punto indica derivada respecto del tiempo. Estas ecuaciones pueden ser resueltas utilizando el método semianalítico desarrollado en la Ref. [46] o bien numéricamente, utilizando el código numérico de Kawano [47, 48]. El método semianalítico consiste en calcular las abundancias en etapas caracterizadas por la importancia de las reacciones y por el elemento de mayor producción y/o destrucción. Para el elemento de mayor producción se resuelve la ecuación anterior. Para los otros resolvemos las ecuaciones planteando equilibrio cuasi estático (es decir igualando la derivada temporal de la abundancia a cero). Cuando el término sumidero, para un cierto núcleo, es del orden de la velocidad de expansión del universo, el valor de la abundancia se "congela". El régimen cuasi estático se mantiene y se puede escribir a la abundancia final como:

$$Y_i(t_f) \cong \frac{J(t_f)}{\Gamma(t_f)} \qquad (14)$$

con t_f el tiempo en el que se produce el congelamiento.

El código numérico, desarrollado por Kawano [47, 48], calcula las abundancias de los elementos livianos producidos durante nucleosíntesis primordial, en función del tiempo. Para realizar este cálculo, en cada instante, se obtienen la temperatura, el potencial químico de los electrones, y las abundancias, entre otras cantidades. Para calcular la evolución temporal, se resuelven las ecuaciones diferenciales por el método de Runge-Kutta de orden 2 con paso variable (se controla el paso de forma tal que el error en las cantidades involucradas se encuentre limitado por una precisión predeterminada).

Sin importar el método que se utilice para resolver las ecuaciones diferenciales correspondientes a las abundancias primordiales, es necesario calcular la abundancia inicial de neutrones presentes en función de los parámetros de mezcla de los neutrinos activos y estériles. Para ello, observamos que las velocidades de las reacciones que convierten neutrones en protones dependen de los factores de ocupación de los neutrinos livianos. Las velocidades de los decaimientos beta simple pueden ser calculadas mediante

$$\begin{aligned}
\lambda_1 &= A\int dppEp_e E_e f_{ll}(1-f_e) \\
\lambda_2 &= A\int dp_e E^2 p_e^2 f_e (1-f_{ll}) \\
\lambda_3 &= A\int dp_e E^2 p_e^2 f_e (1-f_{ll}) \\
\lambda_4 &= A\int dppEp_e E_e f_{ll}(1-f_e)
\end{aligned} \qquad (15)$$

En la expresión anterior p y E (p_e y E_e) son el momento y la energía del neutrino liviano (electrón), f_e es la función distribución de los electrones y A corresponde a la constante de normalización que se determina a partir de la vida media del neutrón. Para λ_{l1} y λ_{l3} y la relación entre las energías es $E_e - E = Q$, mientras que para λ_{l2} y λ_{l4} *es* $E - E_e = Q$ donde Q es la diferencia de masa entre neutrón y protón. A partir de estas cantidades, calculamos los decaimientos de neutrones y protones mediante $\lambda_{ln\to p} = \lambda_{l1} + \lambda_{l2}$ y $\lambda_{ln\to p} = \lambda_{l3} + \lambda_{l4}$. Finalmente, una vez encontradas estas cantidades en función de los parámetros de mezcla entre neutrinos activos y estériles calculamos las abundancias de los elementos primordiales ya sea mediante el cálculo semianalítico o bien modificando el código numérico.

III. Resultados

Para los ángulos de mezcla y las diferencias de masas al cuadrado de los neutrinos activos, tomamos los valores determinados por los experimentos SNO, SK, GNO y CHOOZ [20–27, 49].

Los datos proporcionados por WMAP permiten la determinación de la densidad bariónica $\Omega_B h_2$ (relacionada con el cociente entre bariones y fotones η_B) con gran precisión. Sin embargo en los ajuste se encuentra cierta degeneración entre los parámetros del modelo. Por esta razón, calculamos las abundancias primordiales permitiendo que el valor de la densidad bariónica durante la nucleosíntesis primordial pueda variar libremente (es decir ser un parámetro más en el ajuste). Para determinar el mejor valor para los ángulos de mezcla y el cociente entre bariones y fotones realizamos una minimización del X_2 calculado entre los valores teóricos y los datos observacionales.

Los datos observacionales para el deuterio fueron extraídos de las Refs. [50–60], mientras que para el ^{4}He utilizamos los valores proporcionados por [61–64] y, finalmente, para el ^{7}Li consultamos a las Refs. [12, 65–67]. Estudiamos la consistencia de los datos siguiendo el tratamiento de Ref. [68] y aumentamos los errores por un factor fijo: Θ_D = 2.23 para el deuterio, para los datos de ^{4}He. En el caso del ^{7}Li, el valor de Θ es menor a uno y los errores no son modificados.

A. Esquema de dos estados

En este caso consideramos solamente mezcla entre un neutrino activo y uno estéril. Los parámetros a determinar fueron el ángulo de mezcla φ y la densidad bariónica. Como primera aproximación supusimos que el término oscilatorio que incluyen a la diferencia de masa, oscila rápidamente, reemplazándolo por su valor medio del mismo. Al realizar el análisis estadístico obtuvimos

$$\begin{aligned} \eta_B &= (4.58 \pm 0.16) \times 10^{-10} \\ \phi &= 0.00 \pm 0.04 \\ \frac{\chi^2}{N-2} &= 5.56 \end{aligned} \tag{16}$$

al considerar todos los datos observacionales en el ajuste (N es la cantidad de datos usados en el ajuste), mientras que al eliminar los datos del ^{7}Li en el análisis estadístico obtuvimos

$$\begin{aligned} \eta_B &= (6.25 \pm 0.21) \times 10^{-10} \\ \phi &= 0.00 \pm 0.05 \\ \frac{\chi^2}{N-2} &= 1.94 \end{aligned} \tag{17}$$

Como se puede observar, no se encuentran ajustes razonables y el valor de c2 decrece notablemente al excluir los datos del litio en el análisis. En este último caso, el valor obtenido para el cociente entre bariones y fotones acuerda con el valor obtenido por la colaboración WMAP a una desviación estándar.

A continuación realizamos el mismo procedimiento considerando que la diferencia de masa entre los autoestados de masa pueda tomar valores del orden de 1 eV^2, 10^{-5} eV^2 y 10^{-10} eV^2 [31, 35, 41]. No encontramos modificación alguna en los valores obtenidos ni en la calidad del ajuste en este caso.

B. Esquema de 3+1 estados

En este caso consideramos al ángulo de mezcla entre neutrinos activos y estériles φ_1 y la densidad bariónica como parámetros a determinar. Como primera aproximación supusimos que los términos oscilatorios que incluyen a la diferencia de masa entre los estados de masa 1 y 4, oscilan rápidamente, por este motivo reemplazamos los términos por el valor medio del mismo. Al realizar el análisis estadístico obtuvimos [45]

$$\begin{aligned} \eta_B &= (5.09 \pm 0.12) \times 10^{-10} \\ \phi_1 &= 0.03 \pm 0.11 \\ \frac{\chi^2}{N-2} &= 2.39 \end{aligned} \tag{18}$$

al considerar todos los datos observacionales en el ajuste, mientras que al eliminar los datos del ^{7}Li en el análisis estadístico obtuvimos

$$\begin{aligned} \eta_B &= (5.85 \pm 0.27) \times 10^{-10} \\ \phi_1 &= 0.01 \pm 0.14 \\ \frac{\chi^2}{N-2} &= 0.85 \end{aligned} \tag{19}$$

Como se puede observar, se encuentran ajustes razonable y el valor de X^2 decrece notablemente al excluir los datos del litio en el análisis. En este último caso, el valor obtenido para el cociente entre bariones y fotones acuerda con el valor obtenido por la colaboración WMAP a una desviación estándar.

A continuación realizamos el mismo procedimiento considerando que la diferencia de masa entre los estados 1 y 4 pueda tomar valores del orden de 1 eV^2, 10^{-5} eV^2 y 10^{-10} eV^2 [31, 35, 41]. No encontramos modificación alguna en los valores obtenidos ni en la calidad del ajuste en este caso.

C. Esquema de 3+2 estados

Consideramos los ángulos de mezcla, φ_1 y φ_2 como variables desconocidas. En primer caso, consideramos los valores medios de los términos oscilatorios que contienen a las diferencias de masas entre los autoestados de masa 1 y 4 y entre los autoestados 1 y 5. A continuación, consideramos valores diferentes para las diferencias de masas cuadradas, del orden de 1 eV^2, 10^{-5} eV^2 y 10^{-10} eV^2 [31, 35, 41].

Calculamos las abundancias de los elementos primordiales para valores diferentes de ηB, $\varphi 1$ y $\varphi 2$, manteniendo constante los valores de las diferencias de masa. Realizamos el análisis estadístico para obtener los mejores valores que ajustan a los ángulos de mezcla, obteniendo

$$
\begin{aligned}
\eta_B &= (5.09 \pm 0.18) \times 10^{-10} \\
\phi_1 &= 0.01 \pm 0.13 \\
\phi_2 &= 0.01 \pm 0.13 \\
\frac{\chi^2}{N-3} &= 2.55
\end{aligned}
\qquad (20)
$$

al considerar todos los datos observacionales en el ajuste, mientras que al eliminar los datos del ^{7}Li en el análisis estadístico obtuvimos [45]

$$
\begin{aligned}
\eta_B &= 5.85^{+0.31}_{-0.29} \times 10^{-10} \\
\phi_1 &= 0.00 \pm 0.16 \\
\phi_2 &= 0.00 \pm 0.16 \\
\frac{\chi^2}{N-3} &= 0.93
\end{aligned}
\qquad (21)
$$

Los valores de η_B y c_2 y son similares al caso anterior, cuando un solo neutrino estéril es incorporado, sin embargo los ángulos resultan menores al caso anterior. Al realizar el mismo procedimiento al mantener valores fijos para las diferencias de masas cuadradas no encontramos modificación alguna en los valores obtenido ni en la calidad del ajuste.

IV. Conclusiones

En este trabajo calculamos los efectos de incorporar neutrinos estériles y masivos sobre las abundancias de los elementos primordiales. Consideramos diferentes tipos de mezcla, en dos estados entre un neutrino activo y uno estéril, en el esquema 3+1 (tres neutrinos activos y uno estéril) y también incorporamos dos neutrinos estériles a la mezcla. Calculamos las funciones de distribución de los neutrinos livianos y las velocidades de los decaimientos débiles. A partir de estas cantidades, obtuvimos las abundancias de los elementos primordiales. Encontramos que la sensibilidad de las abundancias de los elementos producidos durante BBN es apreciable [14, 42, 44]. Encontramos que si la abundancia del ^{7}Li es excluida del análisis estadístico, los resultados son consistentes con el valor determinado por WMAP para la densidad bariónica y, además, los ángulos de mezcla resultan ser pequeños. Sin embargo, si este grupo de datos se incorpora en el análisis, el valor de η_B no concuerda con el proporcionado por WMAP pero los ángulos de mezcla permanecen pequeños.

Agradecimientos

Este trabajo fue realizado en el marco del PIP 0740 otorgado por CONICET. Los autores son miembros de la Carrera del Investigador Científico de CONICET.

Referencias

[1] D. N. Spergel *et al., Astrophys. J. Suppl. Ser.* **170**, 377 (2007).
[2] D. Larson *et al., Astrophys. J. Suppl. Ser.* **192**, 16 (2011).
[3] R. H. Cyburt, B. D. Fields & K. A. Olive, *Phys. Lett. B* **567**, 227 (2003).
[4] D. Romano, M. Tosi, F. Matteucci & C. Chiappini, *MNRAS* **346**, 295 (2003).
[5] A. Cuoco, F. Iocco, G. Mangano, G. Miele, O. Pisanti & P. D. Serpico, *International Journal of Modern Physics A* **19**, 4431 (2004).
[6] R. H. Cyburt, *Phys. Rev. D* **70**, 023505 (2004).
[7] A. Coc, E. Vangioni-Flam, P. Descouvemont, A. Adahchour & C. Angulo, *AIP Conf. Proc.***704**: Tours Symposium on Nuclear Physics V, 341 (2004).
[8] A. Coc, E. Vangioni-Flam, P. Descouvemont, A. Adahchour & C. Angulo, *Astrophys. J.* **600**, 544 (2004).
[9] K. A. Olive, *Phys. Rev. D* **69**, 027701 (2004).
[10] K. A. Olive & E. D. Skillman, *Astrophys. J.* **617**, 29 (2004).
[11] O. Richard, G. Michaud & J. Richer, *Astrophys. J.* **619**, 538 (2005).
[12] J. Meléndez, L. Casagrande, I. Ramírez, M. Asplund & W. Schuster, *Astron. Astrophys.* ***515***, L3 (2010).
[13] T. Prodanovic & B. D. Fields, *Phys. Rev. D* **76**, 083003 (2007).
[14] G. Kishimoto, Fuller & C. Smith, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 141301 (2006).
[15] C. J. Smith, G. M. Fuller, C. T. Kishimoto & K. N. Abazajian, *Phys. Rev. D* **74**, 085008 (2006).
[16] U. Sarkar, *Rept. Prog. Phys.* **59**, 1493 (1996).
[17] J. Bahcall, M. H. Pinsonneault & S. Basu, *Astrophys. J.* **555**, 990 (2001).
[18] J. Bahcall & C. Peña Garay, *New. J. Phys.* **6**, 63 (2004).
[19] R. N. Mohapatra, in *Particle physics and cosmology at the interface*, 47 (1993).
[20] I. Ahmad *et al.* ((SNO Collaboration)), *Phys. Rev. Lett.* **87**, 071301 (2001).
[21] Y. Fukuda *et al.* ((Super-Kamiokande Collaboration)), *Phys. Rev. Lett.* **81**, 1562 (1998).
[22] J. N. Abdurashitov *et al.* (SAGE Collaboration), *Phys. Rev. C* **80**, 015807 (2009).
[23] M. Altmann *et al.* (Gno Collaboration), *Phys. Lett. B* **616**, 174 (2005).
[24] C. Arpesella *et al.* (Borexino Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **101**, 091302 (2008).
[25] T. Eguchi *et al.* (KamLAND Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **90**, 021802 (2003).
[26] M. Ahn *et al.* (K2K Collaboration), *Phys. Rev. D* **74**, 072003 (2006).
[27] M. Apollonio *et al.*, *Phys. Lett. B* **466**, 415 (1999).
[28] K. Eitel, *New Journal of Physics* **2**, 1 (2000).
[29] C. Athanassopoulos *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 2650 (1995).
[30] G. McGregor, en *AIP Conf Ser.* **655**: Particle Physics and Cosmology, 58 (2003).
[31] M. Maltoni & T. Schwetz, *Phys. Rev. D* **76**, 093005 (2007).
[32] T. Goldman, G. J. Stephenson, Jr. & B. H. J. McKellar, *Phys. Rev. D* **75**, 091301 (2007).
[33] A. A. Aguilar-Arevalo *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 231801 (2007).
[34] D. Meloni, J. Tang & W. Winter, *Phys. Rev. D* **82**, 093008 (2010).
[35] E. Akhmedov & T. Schwetz, *Journal of High Energy Physics* **10**, 115 (2010).
[36] O. Civitarese & J. Suhonen, *Phys. Rep.* **300**, 123 (1998).
[37] D. P. Kirilova, JINR-E2-88-301 (1988).
[38] A. D. Dolgov, S. H. Hansen & D. V. Semikoz, *Nucl. Phys. B* **503**, 426 (1997).
[39] A. D. Dolgov, S. H. Hansen & A. Y. Smirnov, *Journal of Cosmology and Astro-Particle Physics* **6**, 4 (2005).
[40] Mangano *et al.*, *Nucl. Phys. B* **729**, 221 (2005).
[41] P. Keränen, J. Maalampi, M. Myyryläinen & J. Riittinen, *Phys. Lett. B* **574**, 162 (2003).
[42] O. Civitarese & M. E. Mosquera, *IJMP E* **17**, 351 (2008).
[43] A. Bandyopadhyay, S. Choubey, S. Goswami & K. Kar, *Phys. Rev. D* **65**, 073031 (2002).
[44] O. Civitarese & M. E. Mosquera, *Phys. Rev. C* **77**, 045806 (2008).

[45] M. E. Mosquera & O. Civitarese, *Phys. Rev. C* **84**, 065803 (2011).
[46] R. Esmailzadeh, G. D. Starknam & S. Dimopoulos, *Astrophys. J.* **378**, 504 (1991).
[47] L. Kawano (1988), fERMILAB-PUB-88-034-A.
[48] L. Kawano (1992), fERMILAB-PUB-92-004-A.
[49] I. Ahmad *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 011301 (2002).
[50] S. Burles & D. Tytler, *Astrophys. J.* **499**, 699 (1998).
[51] S. Burles & D. Tytler, *Astrophys. J.* **507**, 732 (1998).
[52] J. M. O'Meara *et al.*, *Astrophys. J.* **552**, 718 (2001).
[53] M. Pettini & D. V. Bowen, *Astrophys. J.* **560**, 41 (2001).
[54] S. A. Levshakov *et al.*, *Astrophys. J.* **565**, 696 (2002).
[55] D. Kirkman *et al.*, *Astrophys. J. SS.* **149**, 1 (2003).
[56] N. H. M. Crighton *et al.*, *MNRAS* **355**, 1042 (2004).
[57] J. M. O'Meara *et al.*, *Astrophys. J.* **649**, L61 (2006).
[58] M. Pettini *et al.*, *MNRAS* **391**, 1499 (2008).
[59] A. V. Ivanchik *et al.*, *MNRAS* **404**, 1583 (2010).
[60] S. A. Balashev, A. V. Ivanchik & D. A. Varshalovich, *Astronomy Letters* **36**, 761 (2010).
[61] Y. I. Izotov *et al.*, *A&A* **459**, 71 (2006).
[62] M. Peimbert, V. Luridiana & A. Peimbert, *Astrophys. J.* **666**, 636 (2007).
[63] Y. I. Izotov, T. X. Thuan & G. Stasinska, *Astrophys. J.* **662**, 15 (2007).
[64] Y. I. Izotov & T. X. Thuan, *Astrophys. J.* **710**, L67 (2010).
[65] P. Bonifacio *et al.*, *Astrophys. J.* **390**, 91 (2002).
[66] A. M. Boesgaard, M. C. Novicki & A. Stephens, *IAU Symposium* **228**: *From Lithium to Uranium: Elemental Tracers of Early Cosmic Evolution*, 29 (2005).
[67] L. Monaco, S. Villanova, P. Bonifacio, E. Caffau, D. Geisler, G. Marconi, Y. Momany & H. Ludwig, ArXiv e-prints (2011), 1108.0138.
[68] K. Nakamura *et al.*, *J. Phys. G* **37**, 075021 (2010).

Manuscrito recibido el 16 de marzo de 2012
Aceptado el 20 de abril de 2012