

EL NEUTRINO DE 17 KEV Y DISTINTAS EXTENSIONES DEL MODELO ESTANDAR

Lamas, A. Gattone

Departamento de física, TANDAR, Comisión Nacional de Energía Atómica,
Libertador 8250, 1425 Buenos Aires.

Se estudian las restricciones para las propiedades del neutrino de 17 KeV (reportado recientemente en varias experiencias de decaimiento β) debidas a resultados experimentales en aceleradores y por sus consecuencias en cosmología. Además, se demuestra que en las extensiones más sencillas del modelo estándar electrodébil para neutrinos de Dirac se contradicen dichas restricciones y se analiza la posibilidad de incluir este neutrino en extensiones del modelo del singlete mayorón, que permite considerar neutrinos de Majorana.

I. INTRODUCCION

Aunque siempre se ha creído que los neutrinos no tienen masa, en varias experiencias de decaimiento β se encontraron anomalías que se explicarían si el neutrino del electrón (ν_e) fuera una mezcla de un neutrino muy liviano (ν_1) y otro con una masa de 17 KeV (ν_2):

$$|\nu_e\rangle = \cos\theta |\nu_1\rangle + \sin\theta |\nu_2\rangle \quad (1)$$

donde $\sin^2\theta \approx 0.01$ es la "mezcla".

El primero en "observar" al neutrino de 17 KeV fue J. Simpson en 1985 estudiando el decaimiento β del tritio¹, pero posteriores resultados negativos dejaron el tema de lado. La controversia resurgió hace poco tiempo cuando nuevamente se observó el "simsino" (nombre que se suele dar al neutrino de Simpson) en los decaimientos β de los núcleos de tritio², ³⁵S, ¹⁴C, ⁵⁵Fe y ⁷¹Ge. Sin embargo, en este año se han reportado otras experiencias que descartan su existencia con un nivel de confianza muy alto³, por lo cual el interés en el problema del neutrino de 17 KeV ha decaído. A pesar esto, un neutrino de 17 KeV tendría consecuencias tan importantes que merece ser estudiado en detalle.

II. RESTRICCIONES PARA LAS PROPIEDADES DEL NEUTRINO DE 17 KEV

Hay dos clases de restricciones que se deben considerar: restricciones por resultados experimentales de aceleradores y restricciones de cosmología. Los resultados de aceleradores nos sirven para entender la "naturaleza" del simsino:

- El simsino no puede estar asociado al neutrino del muón, pues la cota para la mezcla entre los neutrinos del electrón y del muón es $\sin^2\theta \leq 0.001$ (por la ausencia de oscilaciones entre ellos). Pero podría estar asociado al neutrino del tau. Por otra parte, resultados recientes del ancho del pico de decaimiento de Z^0 no permiten incluir nuevas familias de neutrinos.

- La ausencia de decaimientos β doble sin emisión de neutrinos del ⁷⁶Ge en ⁷⁶Se ha puesto límites a la "masa de Majorana efectiva":

$$\langle m_{\nu_e} \rangle = \sum_i m_i \xi_i |U_{ei}|^2 \leq 3 \text{ eV} \quad (2)$$

para una mezcla de neutrinos de Majorana:

$$|\nu_e\rangle = \sum_i U_{ei} \nu_i, \text{ siendo } \nu_i \text{ los autoestados}$$

de masa m_i con $m_i \leq \text{MeV}$ y $\xi_i = \pm 1$ signos relacionados con las propiedades CP de los neutrinos ν_i . Para un neutrino de Dirac, $\langle m_{\nu_e} \rangle = 0$ pues entra en esta fórmula como dos estados degenerados, un estado de helicidad con signo + y el otro con signo -. Esto parece mostrar que el neutrino de 17 KeV no puede ser de Majorana pues si suponemos que ν_e es una mezcla de un neutrino liviano y otro de 17 KeV en un 1%, $\langle m_{\nu_e} \rangle \approx 17 \text{ KeV} \times 0.01 \approx 170 \text{ eV}$. Sin embargo, el simsino podría ser una mezcla de más neutrinos y que debido a los signos ξ_i se reduzca el valor de $\langle m_{\nu_e} \rangle$.

Pero la razón más importante por la cual causó impacto el neutrino de 17 KeV es por sus implicaciones para la cosmología:

- Comparando la edad del universo que resulta del modelo de la Gran Explosión con la que se estima por evolución estelar o por cronología isotópica, se encuentra que $\Omega_0 h^2 \leq 1$, donde Ω_0 es el cociente entre la densidad actual de materia del universo y la

densidad crítica del modelo de la Gran Explosión, y h la constante de Hubble en unidades de 100 km/(seg Mpc) ($0.4 \leq h \leq 1$). Pero, un neutrino de 17 KeV estable con las interacciones del modelo estándar cumple⁴: $\Omega_0 h^2 \approx 190$. Esto podría resolverse si el simpino fuera inestable, decayendo con una vida media⁵ $\tau \leq 4 \times 10^{12}$ seg.

- Si el simpino decae emitiendo fotones, consideraciones sobre la radiación cósmica de fondo de microondas imponen⁴: $\tau \leq 10^6$ seg.

- Otra cota para la vida media de un neutrino de 17 KeV inestable se obtiene a partir de modelos de formación de estructuras: debe cumplir⁶ $\tau \leq 10^7$ seg. Pero como la formación de estructuras aún no se comprende bien, se presta poca atención a este resultado.

- Otro resultado importante de la cosmología se refiere al “número efectivo de familias de neutrinos” $N_{\nu ef}$ presentes en nucleosíntesis. De la abundancia de helio 4 resulta:

$$N_{\nu ef} = N_\nu + (4/7) \sum_{\substack{\text{nuevos} \\ \text{bosones}}} g_i (T_i / T)^4 + (1/2) \sum_{\substack{\text{nuevos} \\ \text{fermiones}}} g_i (T_i / T)^4 \leq 3.3 \quad (3)$$

donde N_ν es el número de familias de neutrinos con dos grados de libertad, g_i es el número de grados de la partícula i , T_i es su temperatura y T es la temperatura de los fotones (se incluye cualquier partícula que esté en equilibrio con los fotones, electrones, positrones y neutrinos durante la nucleosíntesis). De aquí vemos que si el simpino fuera un neutrino de Dirac los estados de helicidad “equivocada” ν_+ y ν_- no podrían estar en equilibrio en nucleosíntesis pues contarían como otra familia de neutrinos.

II. EXTENSIONES SENCILLAS DEL MODELO ESTANDAR

El modelo estándar electrodébil puede extenderse para tener mezcla de neutrinos con masa de Dirac usando el mecanismo de Higgs:

$$L = - \sum_{i,j} g_{ij} (\bar{D}_{iL} \Phi \nu_{jR} + \bar{\nu}_{jR} \Phi^+ D_{iL}) \quad (4)$$

donde g_{ij} son constantes de acoplamiento, Φ es un campo doblete de Higgs, D_i son los dobletes de $SU(2)_L$ que agrupan las componentes izquierdas de los leptones cargados y de los neutrinos asociados, y ν_R es la componente derecha del campo del neutrino considerado. Los índices i,j suman sobre las familias de leptones e, μ y τ . Si Φ tiene un valor de expectación de vacío de la forma:

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v \\ 0 \end{pmatrix} \quad (5)$$

resultan términos de masa: $L_{\text{masa}} = - \sum_{i,j} M_{ij} \bar{\nu}_i \nu_j$;

$\nu_i = (\nu_i)_L + (\nu_i)_R$ y M_{ij} es la matriz de masa, dada

por: $M_{ij} = (g_{ij} v / \sqrt{2})$. Para encontrar los autoestados de masa se diagonaliza M y resulta: $|\nu_i\rangle =$

$\sum_j U_{ij} |\nu_j\rangle$ donde ν_i son los autoestados débiles,

ν_j los autoestados de masa y U_{ij} es la matriz de mezcla de los neutrinos.

se podría incluir al neutrino de 17 KeV en esta clase de modelos, pero resultan serios conflictos con cosmología. Ya vimos que un neutrino de 17 KeV estable contradice estimaciones de la edad del universo. Hay dos soluciones simples a este problema⁵:

(i) ANIQUILACION: Una posibilidad es disminuir la abundancia del neutrino de 17 KeV por procesos de aniquilación. Pero la sección eficaz necesaria es once órdenes de magnitud mayor que la sección eficaz de aniquilación de las interacciones electrodébiles.

(ii) DECAIMIENTO: Vimos que en este caso el simpino debe decaer con $\tau \leq 4 \times 10^{12}$ seg. y si lo hace emitiendo fotones $\tau \leq 10^6$ seg. Pero en estos modelos ν_τ sólo puede decaer en ν_e y ν_μ emitiendo fotones con $\tau \approx 4 \times 10^{22}$ seg. para $m = 17$ KeV y $\sin^2 \theta = 0.01$.

Estos resultados nos obligan a considerar otros modelos, por ejemplo aquellos que incluyan neutrinos de Majorana.

IV. EL MODELO DEL SINGULETE MAJORON Y POSIBLES EXTENSIONES

Este modelo⁷ es una generalización del modelo estándar que admite neutrinos de Majorana. se considera que la conservación del número leptónico es

una simetría global que se rompe espontáneamente cuando un nuevo campo de Higgs (ahora un singulete) adquiere su valor de expectación de vacío. Por la rotura espontánea de dicha simetría aparece un bosón de Goldstone sin masa llamado "majorón".

Repasemos las características del modelo original para una familia de neutrinos. Consideremos dos campos de Higgs, un doblete Φ y un singulete ϕ , que se acoplan a D_L y ν_R de la forma:

$$L_1 = -h_1 (\bar{D}_L \Phi \nu_R + \bar{\nu}_R \Phi^+ D_L) \quad (6)$$

$$L_2 = -h_2 (\phi \bar{\nu}_L^c \nu_R + \Phi^+ \bar{\nu}_R \bar{\nu}_L^c) \quad (7)$$

donde $\nu_L^c = (\nu^c)_L$. Cuando Φ toma su valor de expectación de vacío da lugar a términos de masa de Dirac y ϕ origina términos de Majorana:

$$L_{\text{masa}} = -(\bar{\nu}_L, \bar{\nu}_L^c) \begin{bmatrix} 0 & m \\ m & M \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \bar{\nu}_R \\ \nu_R \end{bmatrix} - (\bar{\nu}_R^c, \bar{\nu}_R) \begin{bmatrix} 0 & m \\ m & M \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \nu_L \\ \nu_L^c \end{bmatrix} \quad (8)$$

donde $m = h_1 v / \sqrt{2}$ y $M = h_1 w / \sqrt{2}$. Diagonalizando la matriz de masa se obtienen dos autoestados que llamaremos N y η que son neutrinos de Majorana y tienen masas m^2/M y M , respectivamente (si $m \ll M$). En este modelo ν_L es una mezcla de N_L y $\eta_L^c \approx N_L + (m/M)\eta_L^c$.

Escribiendo ϕ de la forma $\phi = 2^{-1/2}(w + \rho + ix)$ donde ρ es un campo masivo y x es un campo de Goldstone sin masa (el majorón), resulta que el neutrino pesado decae en el liviano emitiendo un majorón con una probabilidad de decaimiento proporcional a m^2/M : $\Gamma(\eta \rightarrow N + x) = (h_2^2 / 32\pi) m^2/M$.

Este modelo parece interesante para tratar de incluir al simplesino, pero para ello debería cumplirse que $M \approx 17 \text{ KeV}$ y $(m/M)^2 \approx 0.01$, y entonces la masa del neutrino liviano sería $m^2/M \approx 170 \text{ eV}$, que es mucho mayor que el límite experimental. Además, el neutrino de 17 KeV debería ser un neutrino liviano pues una masa natural para el pesado es 300 GeV (energía de unificación de las interacciones electromagnética y débil en el modelo estándar). Entonces, para no entrar en conflictos con la cosmología necesitamos una extensión en la cual el neutrino liviano de una familia decaiga en el neutrino liviano de otra, con masa menor.

Consideremos extensiones de este modelo para dos familias de neutrinos (a y b), que se mezclan debido a los campos de Higgs:

$$L_1 = -h_{1aa} (\bar{D}_{aL} \Phi \nu_{aR} + \bar{\nu}_{aR} \Phi^+ D_{aL}) - h_{1bb} (\bar{D}_{bL} \Phi \nu_{bR} + \bar{\nu}_{bR} \Phi^+ D_{bL}) - h_{1ab} (\bar{D}_{aL} \Phi \nu_{bR} + \bar{\nu}_{bR} \Phi^+ D_{aL} + \bar{D}_{bL} \Phi \nu_{aR} + \bar{\nu}_{aR} \Phi^+ D_{bL}) \quad (9)$$

$$L_2 = -h_{2aa} (\phi \bar{\nu}_{aL}^c \nu_{aR} + \phi^+ \bar{\nu}_{aR} \nu_{aL}^c) - h_{2bb} (\phi \bar{\nu}_{bL}^c \nu_{bR} + \phi^+ \bar{\nu}_{bR} \nu_{bL}^c) - h_{2ab} (\phi \bar{\nu}_{aL}^c \nu_{bR} + \phi^+ \bar{\nu}_{bR} \nu_{aL}^c + \phi \bar{\nu}_{bL}^c \nu_{aR} + \phi^+ \bar{\nu}_{aR} \nu_{bL}^c) \quad (10)$$

Cuando Φ y ϕ adquieren sus valores de expectación de vacío resulta:

$$L_{\text{masa}} = -(\bar{\nu}_{Da}, \bar{\nu}_{Db}, \bar{\nu}_{Sa}, \bar{\nu}_{Sb}) \begin{bmatrix} 0 & 0 & m_{aa} & m_{ab} \\ 0 & 0 & m_{ab} & m_{bb} \\ m_{aa} & m_{ab} & M_{aa} & M_{ab} \\ m_{ab} & m_{bb} & M_{ab} & M_{bb} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \nu_{Da} \\ \nu_{Db} \\ \nu_{Sa} \\ \nu_{Sb} \end{bmatrix} \quad (11)$$

donde $m_{aa} = h_{1aa} v / \sqrt{2}$, $m_{bb} = h_{1bb} v / \sqrt{2}$, $m_{ab} = h_{1ab} v / \sqrt{2}$, $M_{aa} = h_{2aa} w / \sqrt{2}$, $M_{bb} = h_{2bb} w / \sqrt{2}$ y $M_{ab} = h_{2ab} w / \sqrt{2}$, y $\nu_{Di} = \nu_{iL} + \nu_{iR}^c$, $\nu_{Si} = \nu_{iR} + \nu_{iL}^c$ ($i = a, b$). Si se diagonaliza esta matriz de masa se pueden encontrar los autoestados de masa N_i (neutrinos livianos), η_i (pesados) y se puede ver que la componente izquierda del neutrino del electrón es principalmente una mezcla de los livianos.

En este modelo, los neutrinos pesados decaen rápidamente en los respectivos neutrinos livianos como en el modelo original, pero los neutrinos livianos no decaen en otros de masa menor a nivel de "diagramas de árbol" (teorema de J.Schechter y J.W.F.Valle⁸). Para demostrar este teorema se necesita que m (matriz de los coeficientes m_{ij}) y M (matriz de los coeficientes M_{ij}) sean del mismo tamaño (es decir, que se incluyan tantos neutrinos

izquierdos como derechos en las interacciones con Φ y φ) y que $\det(M) \neq 0$.

Una posibilidad interesante para eludir las hipótesis del teorema de Schechter-Valle es incluir un único singulete derecho ν_{aR} . En este caso resultan los siguientes términos de masa:

$$L_{\text{masa}} = -(\bar{\nu}_{Da}, \bar{\nu}_{Db}, \bar{\nu}_{Sa}) \begin{bmatrix} 0 & 0 & m_{aa} \\ 0 & 0 & m_{ab} \\ m_{aa} & m_{ab} & M \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \nu_{Da} \\ \nu_{Db} \\ \nu_{Sa} \end{bmatrix} \quad (12)$$

donde utilizamos la notación del modelo anterior. Si buscamos los autovalores de la matriz de masa y los correspondientes autoestados (suponiendo $M \gg m_{aa}, m_{ab}$), encontramos que hay un neutrino sin masa, otro con masa $\approx (m_{aa}^2 + m_{ab}^2) / M$ (liviano) y otro de masa $\approx M$ (pesado). Pero en este modelo tampoco tenemos el modo de decaimiento buscado pues el neutrino liviano no decae en el neutrino sin masa a nivel de diagramas de árbol⁹.

S.L.Glashow propuso una extensión del modelo del singulete majorón¹⁰ con tres neutrinos izquierdos y tres derechos que elude el teorema de Schechter-Valle tomando M tal que $\det(M) = 0$. El simpino decae emitiendo un majorón con $\tau \approx 10^{10}$ seg, que entra en conflicto con los modelos de formación de estructuras. En este modelo tampoco se cumple la restricción de la nucleosíntesis⁹.

Debe destacarse que ninguno de los modelos propuestos¹¹ cumple todas las restricciones presentadas en este trabajo.

CONCLUSIONES

En este trabajo se hacen las siguientes contribuciones:

- Se ordenan y discuten las restricciones de cosmología y de experiencias de aceleradores que deben considerarse para "acomodar" al neutrino de 17 KeV en alguna extensión del modelo estándar.

- Se estudia la posibilidad de incluir a este neutrino en alguna extensión del modelo del singulete majorón.

Los modelos estudiados no cumplen todas las restricciones anteriores para el neutrino de 17 KeV, pero es importante destacar que pueden aplicarse para incluir neutrinos con otras masas.

REFERENCIAS

1. J.J.Simpson, Phys.Rev.Lett. **54** 1891 (1985).
2. Ver, por ejemplo, A.Hime and J.J.Simpson, Phys.Rev. D **39** 1837 (1989); J.J.Simpson and A.Hime, Phys.Rev. D **39** 1825 (1989); A.Hime and N.A.Jelley, Phys.Lett. B **257** 441 (1991); E.B.Norman et al., Proceedings of the Fourteenth Europhysics Conference in Nuclear Physics, Bratislava, Czechoslovakia, (1990).
3. D.E.Di Gregorio et al., TANDAR preprint (1992). H.Kawakami et al., KEK preprint 92-14 (1992).
4. E.W.Kolb and M.S.Turner, *The Early Universe*, Addison Wesley, Redwood City, California (1990).
5. E.W.Kolb and M.S.Turner, Phys.Rev.Lett. **67** 5 (1991).
6. G.Steigman and M.S.Turner, Nucl.Phys. B **253** 375 (1985).
7. Y.Chikashige, R.N.Mohapatra and R.D.Peccei, Phys.Lett. **98** B, 265 (1981).
8. J.Schechter and J.M.F.Valle, phys.Rev. D **25**, 774 (1982).
9. D.Lamas, "FISICA DE PARTICULAS, COSMOLOGIA, ASTROFISICA Y EL NEUTRINO DE 17 KEV", Tesis de Licenciatura, Universidad de Buenos Aires (1992).
10. S.L.Glashow, Phys.Lett. B **256**, 255 (1991).
11. E.Karlsón and L.Randall, Phys.Rev.Lett. **66**, 2947 (1991).
K.S.Babu and R.N.Mohapatra, Phys.Rev.Lett. **67**, 1498 (1991);
K.S.Babu, R.N.Mohapatra and I.Z.Rothstein, Phys.Rev.Lett. **67**, 545 (1991).