

Trabajo de Fin de Grado
**FÍSICA DE PARTÍCULAS EN EL
UNIVERSO CALIENTE**

2015-2016
Universidad de Zaragoza

Díaz Gutiérrez, Anabel
Trabajo dirigido por Antonio Seguí

Índice general

1. Introducción	2
2. Conocimientos previos	4
2.1. Última superficie de scattering	4
2.2. Bariogenesis	5
2.3. Temperatura de los neutrinos	6
2.4. Distancia comovil	7
2.5. Oscilaciones de los neutrinos	8
3. Superficie del último scattering de neutrinos masivos	10
4. Experimentos que tratan de detectar neutrinos	16
5. Conclusión	21

Capítulo 1

Introducción

El modelo estándar de partículas describe las interacciones fuerte y electrodébil y junto a la relatividad general que describe la interacción gravitatoria constituyen el marco gracias al cual se ha avanzado mucho en la cosmología teórica y observacional. Las ideas de esta teoría han ayudado en el estudio de los sucesos más tempranos del universo como la bariogénesis, la inflación, la producción de partículas desconocidas antes del modelo o incluso a la existencia de dimensiones extra. También el uso de las observaciones y experimentos para contrastar teorías de la física de partículas han sido un gran avance. Actualmente, se están llevando a cabo numerosos experimentos en aceleradores de partículas en los que se trabaja con energías muy altas simulando las condiciones del universo primitivo. A pesar de los grandes avances en la cosmología, aun existen muchas preguntas sin resolver, como el origen de la antisimetría entre materia y antimateria, la naturaleza de la materia oscura, el origen de la planitud del universo... y es aceptado que los procesos que explicarían todas estas preguntas ocurrieron en el primer instante de la historia del universo.

En este trabajo nos centraremos más en la cosmología de los neutrinos, partículas que ya existían en los primeros instantes del universo y cuyo estudio podría dar respuesta a muchas de las incógnitas que aún no se han podido resolver en el estudio de la cosmología. Los neutrinos son partículas que apenas interactúan con la materia y de las que nos habla el modelo estándar, tratándolas como partículas sin masa que pueden tener tres sabores leptónicos distintos y que forman parte de las interacciones débiles. Sin embargo, aunque el modelo estándar no se la asigna, los neutrinos son partículas con masa y a pesar de que esta es muy pequeña, esto trae consecuencias muy importantes. El último scattering del neutrino ocurrió cuando la temperatura del universo era de unos pocos MeV y el universo tenía menos de un segundo, mientras que el último scattering de los fotones ocurrió mucho más tarde, cuando el universo tenía una temperatura de $1/3$ eV y una edad de 380000 años, por lo que es lógico asumir que la superficie del último scattering de neutrinos (LSS) está mucho más lejos que la de la CMB. Sin embargo, los cálculos nos llevan a un resultado que no

esperábamos; la CMB viene de una distancia comovil de $9540h^{-1}Mpc$, mientras que los neutrinos sin masa vienen de una distancia comovil de $9735h^{-1}Mpc$, es decir, los neutrinos recorren solo $200h^{-1}Mpc$ en los primeros 380000 años. La CNB llega a nosotros desde una distancia más cercana que la CMB si consideramos neutrinos masivos. [7] Además, debido a la masa de los neutrinos, la densidad de energía de la CNB es mucho mayor que la de la CMB.

Actualmente existen varios observatorios en los que se llevan a cabo experimentos para detectar neutrinos tanto solares como procedentes de distancias mucho más lejanas al sistema solar. Algunos de estos experimentos pretenden crear un mapa de flujo de neutrinos similar a los mapas que ya se han producido de la CMB. Con estos experimentos se podría arrojar luz sobre diversos aspectos de la cosmología.[11] [17]

En este trabajo trataremos algunos de estos asuntos. En el capítulo 2, realizaremos un breve repaso de algunos de los conceptos que necesitaremos saber para entender mejor la física de los neutrinos masivos. Comenzaremos explicando que es la superficie del último scattering y que condiciones tuvieron que cumplirse para que esta se produjese, explicaremos también la importancia de la bariogénesis y porqué esta tuvo que tener lugar en algún momento en los orígenes del universo, deduciremos la temperatura actual de los neutrinos a partir de la relación de temperaturas de los fotones antes y después de su recalentamiento, explicaremos el concepto de distancia comovil y por último introduciremos el concepto de oscilaciones de neutrinos. En el capítulo 3, nos centraremos en la superficie de último scattering de los neutrinos y veremos cómo esta se modifica cuando tenemos en cuenta que los neutrinos son partículas con masa. Por último en el capítulo 4, explicaremos dos experimentos que tratan de detectar neutrinos reliquia y cual sería la probabilidad de conseguirlo.

Capítulo 2

Conocimientos previos

En este capítulo revisamos los principales conceptos que necesitaremos para comprender cómo es la física de partículas en el universo y, en concreto, cómo es la física de los neutrinos con masa.

2.1. Última superficie de scattering

El desacoplo de una partícula se produce cuando el tiempo típico en el que se produce una interacción es mayor que el tiempo de Hubble en un determinado lugar del espacio-tiempo, es decir, es imposible que se produzca interacción. El recorrido libre medio que tiene una partícula para una determinada interacción es inversamente proporcional a la temperatura, por lo que conforme el universo se enfría, el recorrido libre medio crece y puede hacerse más grande que el universo en ese momento. A las partículas que les ocurre esto dejan de interaccionar. Estos desacoplos establecen cuántos neutrinos o fotones cósmicos hay en el universo.

En el universo primitivo, los neutrinos se encontraban en equilibrio térmico con electrones positrones y fotones mediante procesos de scattering[17]

$$\nu e \longleftrightarrow \nu e \quad y \quad e^+ e^- \longleftrightarrow \nu \bar{\nu} \quad (2.1)$$

Estos procesos están mediados por interacciones débiles, y la tasa de scattering del proceso depende de la temperatura

$$\Gamma \approx G_F^2 T^5 \quad (2.2)$$

donde $G_F \approx 1,2 \cdot 10^{-5} GeV^{-2}$.

Cuando el universo se enfrió a una temperatura del orden del MeV, la tasa de scattering se hizo

menor que la tasa de expansión de Hubble

$$H \approx T^2/M_P \quad (2.3)$$

donde la masa de Planck $M_P \approx 2,4 \cdot 10^{18} GeV$.

Por ello, los neutrinos dejaron de estar en equilibrio térmico con el plasma y se desacoplaron.

Los fotones no interactúan de forma tan débil, por lo que no necesitan temperaturas tan altas para estar en equilibrio térmico. Es por esto que su desacoplo ocurrió mucho más tarde, cuando el fenómeno de recombinación tuvo lugar y se formaron los átomos neutros.

2.2. Bariogénesis

El sistema solar está compuesto por materia, al igual que los rayos cósmicos procedentes de toda la galaxia y probablemente de todas las galaxias. Por el contrario, la antimateria se ha detectado en una cantidad muy por debajo. Por ejemplo, los antiprotones se han visto en rayos cósmicos en una cantidad de 10^{-4} comparado con los protones.[1] Los rayos cósmicos son una evidencia de que hay una clara asimetría entre bariones y antibariones. A grandes escalas, si tenemos un cluster de galaxias, sabemos que estas no pueden contener materia y antimateria, pues de ser así, habría una emisión de rayos γ por la aniquilación de estas, que no vemos. También existen evidencias que contradicen la existencia de grandes cantidades de antimateria en el universo. Con todo esto, podemos afirmar que actualmente la antisimetría bariónica es muy grande. Sin embargo esta antisimetría observada hoy corresponde a una pequeña antisimetría en los orígenes del universo ($t \leq 10^{-6} seg$). Entonces, por cada 30 millones de antiquarks, había 30 millones y un quark. La bariogénesis es el proceso por el cual se produjo esta antisimetría entre materia y antimateria en el universo temprano. Las tres condiciones que deben cumplirse para que se produjese esta antisimetría en el universo temprano las propuso Sakharov: [5] [6]

- Tiene que haber algún mecanismo que viole la conservación del número bariónico (positivo para materia y negativo para antimateria)
- La interacción tiene que violar C y CP ((C es la conservación de carga, P es la paridad y CP cambia una partícula por su antipartícula)
- La situación donde se produzca esta antisimetría no puede estar en equilibrio térmico.

Es importante que este suceso de bariogénesis se produjese, pues gracias a este proceso podemos

explicar porqué actualmente existen más electrones que positrones a pesar de que, como veremos a continuación, estos se aniquilaron unos con otros, produciendo además el recalentamiento de los fotones.

2.3. Temperatura de los neutrinos

Los neutrinos actualmente poseen un espectro térmico. Para calcular su temperatura y compararla con la temperatura de los fotones usamos el hecho de que la expansión del universo es adiabática y con entropía constante.

La densidad de entropía:

$$s \propto g_{*s} T^3 = cte \quad (2.4)$$

no es constante, sin embargo, multiplicando la temperatura por el factor de escala aT , este valor si es constante durante la expansión del universo, por lo que si reescalamos la densidad de entropía, multiplicándola por el cubo del factor de escala obtenemos un valor que se mantiene constante [1]:

$$s' \propto g_{*s} (aT)^3 = cte \quad (2.5)$$

En esta ecuación g_{*s} es el número efectivo de especies en equilibrio térmico. Este se calcula como:

$$g_{*s} = \sum_{i=bosones} g_i + \frac{7}{8} \sum_{i=fermiones} g_i \quad (2.6)$$

El factor $\frac{7}{8}$ se deduce al comparar las estadísticas de Fermi Dirac y Bose Einstein.

Tras el desacoplo de los neutrinos, fotones y neutrinos tenían la misma temperatura, sin embargo cuando electrones y positrones se aniquilaron, transfiriendo calor a los fotones, estos sufrieron un recalentamiento. La relación de temperatura de los fotones antes y después de este recalentamiento, es la misma que la relación de temperaturas de fotones y neutrinos hoy. Por ello, conociendo la temperatura de los fotones hoy ($T_\gamma = 2,73K$) podemos calcular la de los neutrinos.

Antes del recalentamiento, todas las partículas estaban en equilibrio:

$$g_{*s,0} = \sum_{i=bosones} g_i + \frac{7}{8} \sum_{i=fermiones} g_i = 2 + \frac{7}{8}4 = \frac{11}{2} \quad (2.7)$$

Después, los pares electrónicos dejan de estar en equilibrio por lo que

$$g_{*s,1} = \sum_{i=bosones} g_i = 2 \quad (2.8)$$

La relación de temperaturas antes y después del desacoplo la calculamos como:

$$g_{*s,0}(aT_0)^3 = g_{*s,1}(aT_1)^3 \longleftrightarrow \frac{T_1}{T_0} = \left(\frac{g_{*s,0}}{g_{*s,1}} \right)^{1/3} = \left(\frac{11}{4} \right)^{1/3} = 1,4 \quad (2.9)$$

Esta relación de temperaturas es la misma que la de neutrinos y fotones hoy por lo que

$$\frac{T_1}{T_0} = \frac{T_\gamma}{T_\nu} = 1,4 \quad (2.10)$$

Con lo que finalmente obtenemos que la temperatura de los neutrinos es:

$$T_\nu = \frac{T_\gamma}{1,4} = \frac{2,73}{1,4} = 1,96K \quad (2.11)$$

2.4. Distancia comovil

En un universo homogéneo e isotrópico la métrica de Friedman Lemaitre Robertson Walker (FLRW) es

$$ds^2 = -c^2 dt^2 + a^2(t)[d\chi^2 + S_k^2(\chi)d\psi^2] \quad (2.12)$$

donde c es la velocidad de la luz dt es la separación temporal, $d\chi$ es la coordenada de separación comovil y $d\psi^2 = d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2$, donde θ y ϕ son ángulos polares y azimutales en coordenadas esféricas. El factor de escala a tiene dimensiones de distancia. La función $S_k^2(\chi) = \sin\chi$, χ o $\sinh\chi$ dependiendo de si el universo es cerrado ($k = +1$), plano ($k = 0$) o abierto ($k = -1$). Como nuestro universo es espacialmente llano (debido a la era inflacionaria) podemos trasladar las dimensiones de $a(t)$ a χ . La distancia propia D entre nosotros y una galaxia (elemento del fluido cósmico) en un tiempo t en un universo en expansión se define en un tiempo constante ($dt = 0$). Estamos interesados en distancias radiales así que $d\psi = 0$. Con todo esto la métrica de FLRW se reduce a $ds = ad\chi$, e integrando obtenemos la distancia propia:

$$D(t) = a(t)\chi \quad (2.13)$$

Diferenciando esta expresión y con la constante de Hubble ($H = \frac{\dot{a}}{a}$) obtenemos;

$$v_{rec}(t, z) = \dot{a}(t)\chi(z) \quad (2.14)$$

$$v_{rec}(t, z) = H(t)D(t) \quad (2.15)$$

donde z es el corrimiento al rojo de la galaxia y $v_{rec} = \dot{D}$ ($\dot{\chi} = 0$)

Sin embargo, la χ puede cambiar a lo largo del tiempo, por lo que la velocidad total consta de dos términos [10]

$$\dot{D} = \dot{a}\chi + a\dot{\chi} \quad (2.16)$$

$$v_{tot} = v_{rec} + v_{pec} \quad (2.17)$$

Es decir, la velocidad total es la suma de los términos; la de recesión y la peculiar.

Los fotones viajan a través de geodésicas nulas ($ds = 0$). Para obtener la distancia comovil χ , recorrida por la luz, hacemos $ds = 0$ y $d\psi = 0$ para medir distancias radiales en 2.12 :

$$cdt = a(t)d\chi \quad (2.18)$$

Integrando esto obtenemos la distancia comovil a un objeto que emite la luz que nosotros observamos ahora (t_0), en el tiempo (t_{em}) en el que el objeto emitía la luz (Distancia de cono de luz):

$$\chi_{lc}(t_{em}) = c \int_{t_{em}}^{t_0} \frac{dt'}{a(t')} \quad (2.19)$$

También obtenemos la distancia comovil al horizonte de partículas (distancia que la luz puede haber viajado desde $t = 0$ hasta un tiempo dado t)

$$\chi_{ph}(t) = c \int_0^t \frac{dt'}{a(t')} \quad (2.20)$$

y al horizonte de sucesos (distancia que la luz puede viajar desde un tiempo t hasta $t = \infty$)

$$\chi_{eh}(t) = c \int_t^{t_{end}} \frac{dt'}{a(t')} \quad (2.21)$$

2.5. Oscilaciones de los neutrinos

El neutrino es una partícula que interactúa débilmente con la materia y puede aparecer con tres sabores: neutrino electrónico (ν_e), muónico (ν_μ) y neutrino tau (ν_τ), cada uno de los cuales interactúa de forma débil con sus leptones correspondientes (electrón, muón o tau)

El descubrimiento de que los neutrinos tienen masa, se realizó cuando surgió el problema de los neutrinos solares. El número de neutrinos detectados no era el mismo que correspondía con el modelo teórico del sol, el cual se sabía era correcto. Los neutrinos que se trataba de detectar eran

electrónicos y el número detectado era menor pues estos sufrían oscilaciones y podían llegar a la tierra en forma de neutrinos muónicos o tau.

La oscilación del neutrino es un fenómeno por el que uno de ellos con un determinado sabor, en otro instante de tiempo puede ser medido con otro sabor distinto. La probabilidad de medir el neutrino con un sabor u otro cambia periódicamente conforme este se propaga en el espacio. Esta oscilación de neutrinos implica que estos tienen una masa no nula.

Los estados de los neutrinos que interactúan con cada leptón son una superposición de tres estados de masa definida. Debido a que los neutrinos con distintas masas se propagan a velocidades diferentes, hay una mezcla de estados cuando el neutrino viaja. Las diferencias de masa entre sabores son pequeñas en comparación con la longitud de coherencia de las oscilaciones, por lo que este efecto microscópico solo se observa a distancias macroscópicas.

La matriz de mezcla de neutrinos es importante para la comprensión de sus oscilaciones. Los estados propios leptónicos forman una base ortonormal, y de igual forma se puede formar una base de estados propios de masa. Mientras que los neutrinos con sabor interactúan de forma débil, son los neutrinos de masa los que interactúan con el campo gravitatorio. La matriz relaciona estas dos bases:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad (2.22)$$

Debido a estas oscilaciones, podemos conocer la diferencia de masas entre neutrinos, pero no su masa real.

Capítulo 3

Superficie del último scattering de neutrinos masivos

Los neutrinos dejaron de sufrir scattering cuando la temperatura del universo fue de unos pocos MeV, aproximadamente un segundo después del Big Bang. En ese momento, cada especie de neutrino tenía una distribución de Fermi-Dirac para una partícula sin masa, con potencial químico nulo y sin calentamiento de la aniquilación electrón-positrón.[7] En primer lugar calculamos la superficie del último scattering de un neutrino sin masa. La distancia comovil recorrida por una partícula sin masa desde que se produjo el último scattering ($t_i = 1seg$) hasta hoy (t_0) la calculamos a partir de la métrica de FLRW:

$$ds^2 = -c^2 dt^2 + a^2(t)[d\chi^2 + S_k^2(\chi)d\psi^2] \quad (3.1)$$

Si tomamos la velocidad de la luz ($c = 1$) tomamos $ds = 0$ por ser partículas sin masa y nos centramos en distancias radiales($d\psi = 0$) la métrica se reduce a $dt = a d\chi$ por lo que, integrando entre t_i y t_0 , obtenemos la distancia comovil:

$$\chi = \int_{t_i}^{t_0} \frac{dt}{a(t)} \quad (3.2)$$

Introducimos la constante de Hubble $H = \frac{\dot{a}}{a}$ y normalizando $a_0(hoy) = 1$ obtenemos la siguiente ecuación para la distancia comovil:

$$\chi = \int_{a_i}^1 \frac{da}{a^2 H(a)} \quad (3.3)$$

Podemos escribir la constante de Hubble en función de la densidad de radiación hoy, teniendo en cuenta que esta densidad en un universo dominado por radiación era $\Omega_r = \frac{\rho_r}{\rho_c} = 1$, de la siguiente

forma:

$$\left. \begin{aligned} \rho_r &\sim a(t)^{-4} \\ \rho_{r,0} &\sim a_0(t_0)^{-4} \end{aligned} \right\} \longrightarrow \rho_r = \rho_{r,0} a^{-4} \quad (3.4)$$

$$\left. \begin{aligned} \rho_c &= \frac{3H^2}{8\pi G} \\ \rho_{c,0} &= \frac{3H_0^2}{8\pi G} \end{aligned} \right\} \longrightarrow \rho_c = \rho_{c,0} \left(\frac{H}{H_0} \right)^2 \quad (3.5)$$

$$\Omega_r = \frac{\rho_r}{\rho_c} = \frac{\rho_{r,0} a^{-4}}{\rho_{c,0} \left(\frac{H}{H_0} \right)^2} = \Omega_{r,0} \left(\frac{H_0}{H} \right)^2 a^{-4} = 1 \longrightarrow H = H_0 \Omega_{r,0}^{1/2} a^{-2} \quad (3.6)$$

Donde $\Omega_r^0 = 8,310^{-5}$ [9] es la densidad de radiación hoy en unidades de densidad critica. La integral de la distancia comovil tiene un pico para tiempos tardíos y su contribución es despreciable para tiempos lejanos ($t_i \sim 1seg$) donde el factor de escala era muy pequeño. Esto explica también porqué la última superficie de scattering de las tres especies de neutrinos es la misma, aunque los neutrinos electrónicos se desacoplaran un poco más tarde que las otras dos especies (Al ser las otras dos menos energéticas dejan de interaccionar antes)

La distancia comovil que viajaron los neutrinos hasta el tiempo del ultimo scattering de los fotones, el cual se dio para $a_*^{-1} = 1090,5 \pm 0,95$ [8] es

$$\chi_* = \frac{1}{\Omega_{m,0}^{1/2} H_0} \int_{a_i}^{a_*} \frac{da}{\sqrt{a + a_{eq}}} = \frac{2}{\Omega_{m,0}^{1/2} H_0} [\sqrt{a_* + a_{eq}} - \sqrt{a_{eq}}] \quad (3.7)$$

Donde Ω_m^0 es la densidad de materia hoy en unidades de la densidad crítica y a_{eq} es el factor de escala cuando la densidad de materia y de radiación eran iguales. (Apéndice 1) Sustituyendo los datos observados con $H_0 = 100 h Kms^{-1} Mpc^{-1}$ se obtiene $\chi_* = 200 Mpc (h = 0,7)$ es decir, la CNB se encuentra unicamente 200 Mpc más alejada que la CMB (comovil)

Corrección relativista

Cuando hemos calculado la distancia comovil, hemos supuesto que los neutrinos viajan a la velocidad de la luz, es decir, que son partículas ultrarelativistas con masa despreciable frente a su energía. Sin embargo, esto no es siempre así.

Existen distintos tipos de regímenes cinemáticos según su masa y su energía:

· *Ultrarelativistas*: Son aquellas en las que la masa es despreciable frente a la energía de la partícula ($E \gg m$). En este caso la partícula tiene la velocidad de la luz c y la energía es igual al momento.

· *Relativistas*: La energía y la masa de la partícula son del mismo orden de magnitud, y esta se mueve a velocidades cercanas a las de la luz pero no llegan a ser tan altas. En este caso la energía de la partícula se calcula a partir de su masa y de su momento:

$$E^2 = p^2 + m^2 \quad (3.8)$$

· *No relativistas*: La energía de la partícula es mucho menor que su masa $E \ll m$. En este caso la energía se obtiene como

$$E = \frac{p^2}{2m} + O\left(\frac{v}{c}\right) \quad (3.9)$$

Donde $O\left(\frac{v}{c}\right)$ son correcciones proporcionales a $\frac{v}{c}$.

Los neutrinos con masa se mueven más lentos que la luz. Por ello, para determinar la distancia comovil a la superficie de último scattering debemos generalizar la integral que la calcula, para lo que multiplicamos esta por la velocidad de corrimiento al rojo de los neutrinos p/E .

Podemos escribir el momento del neutrino a partir de su momento hoy y del factor de escala a partir del principio de De Broglie que relaciona la longitud de onda de una partícula con su momento $\left(\lambda = \frac{h}{p}\right)$

La longitud de onda es proporcional al factor de escala por lo que:

$$\frac{\lambda_0}{\lambda(t)} = \frac{a_0}{a(t)} = \frac{1}{a(t)} \quad (3.10)$$

$$\frac{p_0}{p(t)} = \frac{\lambda(t)}{\lambda_0} = a(t) \implies p(t) = \frac{p_0}{a(t)} \quad (3.11)$$

Con todo esto obtenemos finalmente una expresión para la distancia comovil de los neutrinos relativistas de la forma:

$$\chi = \int_{t_i}^{t_0} \frac{dt}{a(t)} \frac{p_0/a(t)}{\sqrt{(p_0/a(t))^2 + m_\nu^2}} \quad (3.12)$$

Donde m_ν es la masa del neutrino.

De la integral se puede ver como la distancia comovil de los neutrinos disminuye cuando aumentamos la masa de estos. Esto explica porque la superficie de último scattering de neutrinos se encuentra más cerca que la CMB a pesar de que los fotones se desacoplasen antes.

Si representamos la distancia comovil en función de la masa de los neutrinos para dos valores distintos de su momento, vemos como esta disminuye conforme aumentamos su masa, y que la distancia aumenta para neutrinos con mayor momento. En la gráfica se representa también la distancia de la CMB que permanece constante respecto de la masa de los neutrinos.

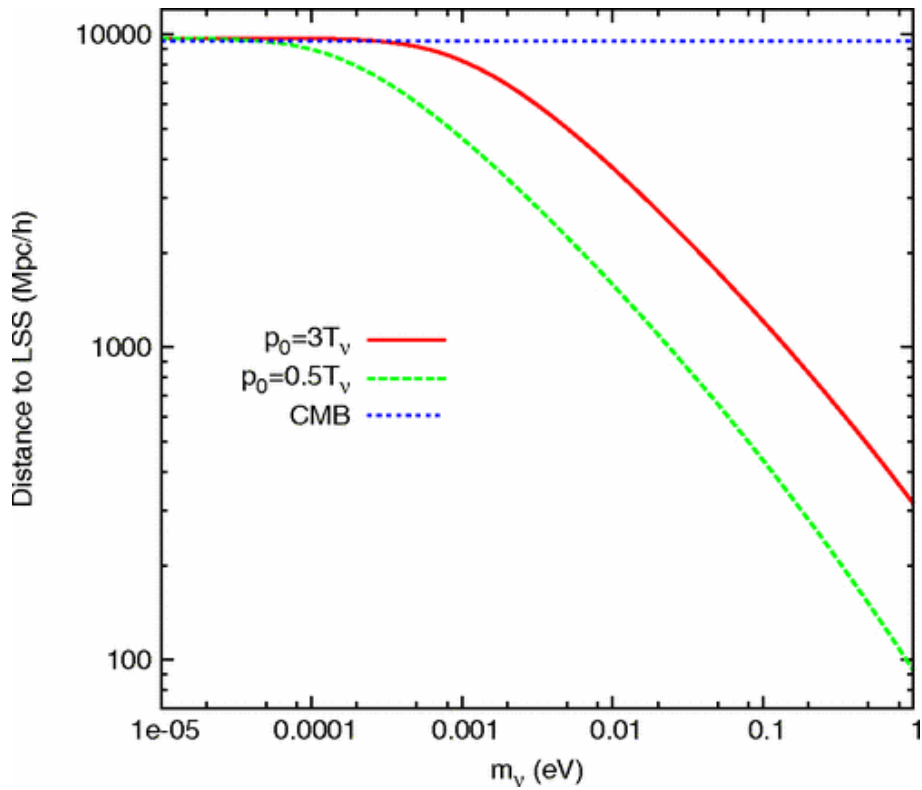


Figura 3.1: Distancia comovil en función de la masa(Tomado de [7])

Habrá un rango de momentos que puedan tener los neutrinos (según la distribución de Fermi Dirac) cada uno de los cuales estará asociado a una determinada distancia a la última superficie de scattering.

Debido a que los neutrinos con distintos momentos llegan a nosotros desde distancias diferentes, la superficie de último scattering de estos es algo ancha en comparación con la del fondo de microondas. Definimos la probabilidad diferencial de que el último scattering de un neutrino se produzca a una

distancia χ de nosotros como:

$$\frac{dP}{d\chi} = \frac{dP}{dp_0} \left(\frac{d\chi}{dp_0} \right)^{-1} \quad (3.13)$$

Para calcular la primera probabilidad diferencial utilizamos la distribución de Fermi-Dirac para una partícula sin masa:

$$P = \frac{g}{2\pi^2} \int_0^\infty \frac{p^2 dp}{e^{p/T} + 1} = \frac{3\zeta(3)gT^3}{4\pi^2} \quad (3.14)$$

Puesto que la probabilidad total es 1 y la integral debe estar normalizada, esta constante de normalización es $\frac{4\pi^2}{3\zeta(3)gT^3}$

La probabilidad de que un neutrino tenga momento ente p_0 y $p_0 + dp_0$ es:

$$\frac{dP}{dp_0} = \frac{4\pi^2}{3\zeta(3)gT_\nu^3} \frac{g}{2\pi^2} \frac{p_0^2}{e^{p_0/T_\nu} + 1} = \frac{2}{3\zeta(3)T_\nu^3} \frac{p_0^2}{e^{p_0/T_\nu} + 1} \quad (3.15)$$

Si representamos la probabilidad de que un neutrino con una determinada masa tenga su último scattering a una distancia χ de nosotros, vemos como, cuando aumentamos la masa estos se encuentran a una distancia menor de nosotros, con un rango mayor de posibles distancias comoviles, y para masas despreciables, estos tienen un rango menor de posibles distancias, y estarían practicamente en su totalidad a una distancia comovil de nosotros igual a la de la CMB.

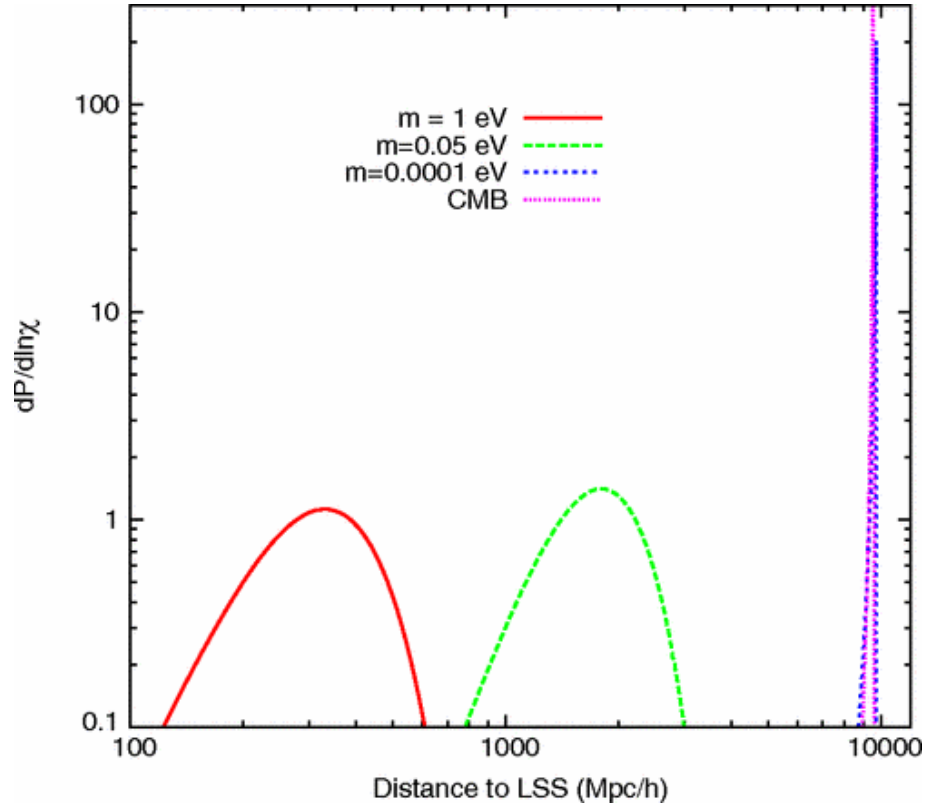


Figura 3.2: Probabilidad de que un neutrino con masa m se encuentre a una distancia comovil determinada (Tomado de [7])

Capítulo 4

Experimentos que tratan de detectar neutrinos

Gracias al descubrimiento del fondo cósmico de microondas en 1964, podemos conocer una imagen del universo 380000 años después del Big Bang, en el momento del desacoplo de los fotones. Sin embargo, no podemos mas que realizar suposiciones teóricas de lo que ocurrió antes de este momento. Si consiguiésemos descubrir el fondo cósmico de neutrinos, podríamos obtener una imagen de nuestro universo cuando solo habían pasado tres segundos del Big Bang. Actualmente hay varios experimentos tratando de detectarlos. Discutiremos dos de ellos

KATRIN [11] es un experimento que se realiza en la ciudad de Karlsruhe, en el sudeste de Alemania, que comenzó en 2013 y en el que colaboran científicos de Alemania, Reino Unido, Rusia, República Checa y Estados Unidos. Este experimento trata de medir la masa del antineutrino electrónico midiendo el espectro de electrones emitidos en la desintegración beta del tritio (isotopo del Hidrógeno).

$${}^3H \rightarrow {}^3He + e^- + \bar{\nu}_e; \quad Q = 18,562keV \quad (4.1)$$

El experimento se realiza con tritio ya que este tiene baja energía en el punto final y el efecto de los neutrinos masivos en la energía cinética de los electrones es más significativa, además, su tiempo de vida es bastante largo, siendo este de 12,3 años.

En el caso de que los neutrinos no tuviesen masa, el espectro del electrón alcanzaría el límite de 18,562 keV, sin embargo este queda por debajo de este límite dado que los neutrinos son masivos. La cantidad de energía restante es la del neutrino, que es proporcional a su masa $E = mc^2$

La probabilidad de que ocurra este decaimiento se calcula con la regla de oro de Fermi:

$$\Gamma_{decay}^{\beta}(^3H) = \frac{1}{2\pi^3} \sum \int |\langle ^3He | T | ^3H \rangle|^2 2\pi\delta(E_{\nu} + E_e + E_f - E_i) \frac{d\vec{p}_e}{2\pi^3} \frac{d\vec{p}_{\nu}}{2\pi^3} \quad (4.2)$$

Donde T es la matriz de transición entre los estados inicial de tritio y final de helio. Esta transición será probable únicamente si se conserva la energía del proceso, de ahí la delta d Kroneker. La integral se realiza sobre los posibles momentos del electrón y del neutrino.

Con esto podemos calcular teóricamente la vida media del proceso:

$$T_{1/2}^{\beta} = \frac{\ln 2}{\Gamma_{decay}^{\beta}(^3H)} = 12,32 \text{ años} \quad (4.3)$$

Se necesitan las mismas transiciones para determinar reacción inducida de captura de neutrinos reliquia

$$\nu_e + ^3H \rightarrow ^3He + e^{-} \quad (4.4)$$

Obteniendo la siguiente probabilidad para que esto ocurra:

$$\begin{aligned} \Gamma_{capture}^{\beta}(^3H) &= \frac{1}{\pi} (G_f \cos(\vartheta_C))^2 F_0(Z+1, T_e) [B_F(^3H) + B_{GT}(^3H)] p_e T_e \langle n_{\nu,e} \rangle \frac{n_{\nu,e}}{\langle n_{\nu,e} \rangle} \\ &= 4,2 \cdot 10^{-25} \frac{n_{\nu,e}}{\langle n_{\nu,e} \rangle} \end{aligned} \quad (4.5)$$

Donde $F_0(Z+1, T_e)$ es la función de Fermi que da cuenta de la interacción de coulomb entre electrones y los núcleos de tritio y $[B_F(^3H) = |M_{Fermi}|^2, B_{GT}(^3H) = |M_{Gamow-Teller}|^2]$ las matrices de transición de Fermi y Gamow-Teller.

Esta expresión da el número de neutrinos capturados por año con un solo átomo de tritio. Este dato es proporcional a la sobredensidad local, siendo hoy el promedio de neutrinos electrónicos reliquia $\langle n_{\nu,e} \rangle = 56 \text{ neutrinos/cm}^3$ con una temperatura del universo de $T_0 = 1,95K$ (Obtenida en el capítulo 2)

Si la masa efectiva disponible de tritio fuese de $20\mu g$ tendríamos $2 \cdot 10^{18}$ moléculas de tritio, lo que aumentaría la tasa de neutrinos reliquia capturados

$$N_{\nu}(KATRIN) = 1,7 \cdot 10^{-6} \frac{n_{\nu,e}}{\langle n_{\nu,e} \rangle} \quad (4.6)$$

Es decir, una única cuenta cada 590000 años.

Esto podría mejorar debido al incremento de la densidad de numero de neutrinos reliquia en los clusters gravitacionales. De hecho, por tener masa, aunque esta sea muy pequeña, los neutrinos se acumulan en estos clusters, y su número aumenta en nuestra galaxia y en concreto en nuestro sistema solar.

Una investigación realizada por Ringwald y Wong[13], estudia los clusters de neutrinos reliquia a partir de la ecuación de Vlasof.

$$\frac{Df_i}{D\tau} = \frac{\partial f_i}{\partial \tau} + \dot{x} \frac{\partial f_i}{\partial x} + \dot{p} \frac{\partial f_i}{\partial p} = 0 \quad (4.7)$$

Esta ecuación es equivalente a la ecuación de Boltzmann sin colisiones de partículas y expresa que no hay variación de la densidad de fases, es decir, el volumen del espacio de fases permanece constante. Podemos reescribir esta ecuación en el límite Newtoniano no relativista, escribiendo la velocidad en función del momento y la variación de este con el tiempo en función de la fuerza, ambos reescalados con el factor de escala a :

$$\frac{\partial f_i}{\partial \tau} + \frac{p}{am_i} \frac{\partial f_i}{\partial x} - am_i \nabla \phi \frac{\partial f_i}{\partial p} = 0 \quad (4.8)$$

Con la ecuación de Poisson relacionando el potencial gravitacional con la densidad de fluctuaciones $\delta_i(x, \tau)$ respecto al promedio físico $\bar{\rho}_i(\tau)$:

$$\nabla^2 = 4\pi G a^2 \sum_i \bar{\rho}_i(\tau) \delta_i(x, \tau) \quad (4.9)$$

$$\delta_i(x, \tau) = \frac{\rho_i(x, \tau)}{\bar{\rho}_i(\tau)} - 1, \quad \rho_i(x, \tau) = \frac{m_i}{a^3} \int d^3p f_i(x, p, \tau) \quad (4.10)$$

Las posibles soluciones de esta ecuación dependerán del potencial ϕ .

En la siguiente gráfica se muestra, para distintas masas de neutrinos los límites superiores e inferiores a la posible sobredensidad de neutrinos (realizados con dos aproximaciones distintas para la ecuación de Vlasof) en función de la distancia al centro de nuestra galaxia. La región interior representa un posible rango de sobredensidad.

El sistema solar se encuentra a una distancia de aproximadamente 8 kpc del centro del centro

galáctico, por lo que, en nuestro caso, la sobredensidad correspondiente que encontraríamos de neutrinos que podríamos detectar en la tierra, correspondería al rango de las gráficas que correspondan a esta distancia.

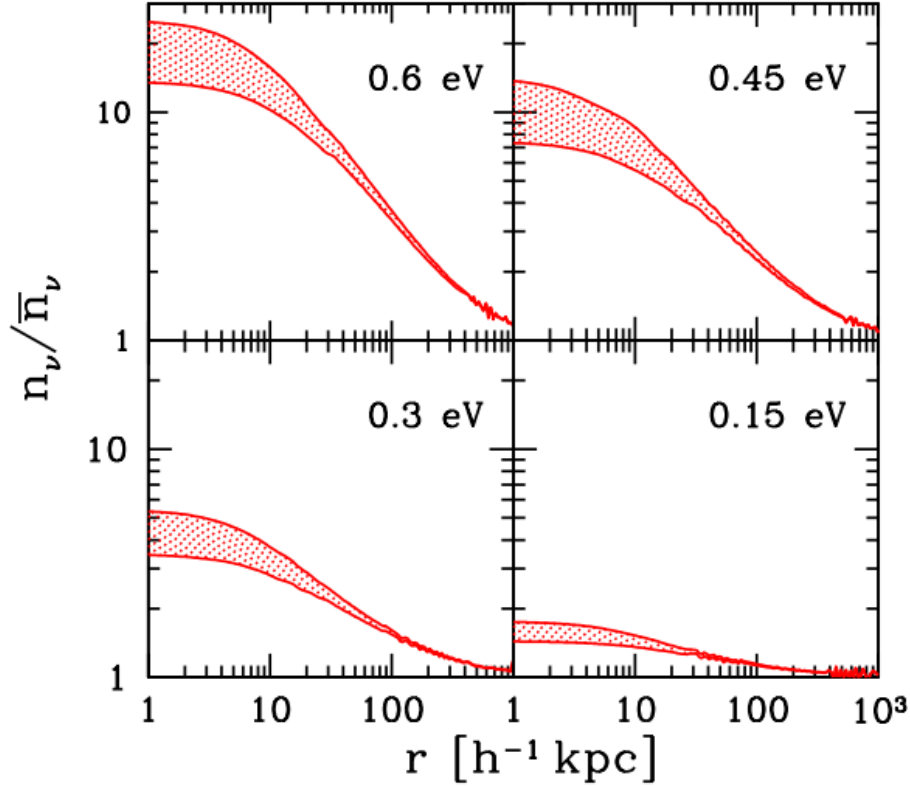


Figura 4.1: Sobredensidad neutrinos para distintas masas en función a la distancia al centro de nuestra galaxia. (Tomado de [13])

Además de esto, podemos asumir que la sobredensidad de neutrinos es proporcional a la sobredensidad bariónica en los clusters. Lazauskas, Vogel y Volpe [16] asumen una sobredensidad de $n_{\nu,e} = 10^3$ a 10^4

Si asumimos estos dos resultados, podemos esperar una sobredensidad $n_{\nu,e} / \langle n_{\nu,e} \rangle \leq 10^6$ a una distancia del centro de la galaxia a la que se encuentra la tierra. Con este resultado aumentaría el número de neutrinos que podríamos detectar:

$$N_{\nu}(KATRIN) = 1,7 \cdot 10^{-6} \frac{n_{\nu,e}}{\langle n_{\nu,e} \rangle} \approx 1,7 \text{ cuentas por año} \quad (4.11)$$

Sin embargo esta sigue siendo una cantidad pequeña para poder ser detectada. Podríamos aumentar este número si aumentásemos la actividad de la fuente de Tritio. Esto se conseguiría incrementando su masa efectiva. Una masa efectiva de 2 miligramos podría significar unas 170 cuenta por año, que deberían ser suficientes. Cómo no se conoce la naturaleza del neutrino, de Dirac o Majorana, los cálculos teóricos se corregirían con un factor $\frac{1}{2}$ en el caso de los primeros.

Además del experimento KATRIN, entre los años 2012 y 2013 se comenzó a desarrollar la tecnología para realizar otro experimento similar pero con mayor resolución. Actualmente solo existe una versión de este a pequeña escala llamada PTOLOMEY [17], que se encuentra en la universidad de Princeton, con el fin de validar las tecnologías que permitan la construcción de un experimento que trabajará con 100 gramos de tritio y con el que se espera conseguir resolución de energía de $\Delta \sim 0,15\text{eV}$.

Capítulo 5

Conclusión

En este trabajo hemos realizado un estudio de los neutrinos, tratando de comprender cómo estos pueden darnos información sobre diferentes aspectos de la cosmología.

En primer lugar hemos realizado un estudio de la cinemática de los neutrinos y hemos comprobado cómo, por el hecho de tener masa, la distancia comovil recorrida por los neutrinos reliquia, los que se desacoplaron en los orígenes del universo, es menor de lo esperado y como consecuencia, la superficie de ultimo scattering de los neutrinos se encuentra a una distancia comovil menor que la de los fotones, a pesar de que se desacoplaron antes.

La importancia de detectar neutrinos reliquia es muy importante, ya que el hecho de que aun estén presentes en el universo serviría para probar efectos ocurridos en el origen del universo, como la agrupación de neutrinos y su acoplamiento a la gravedad o los cambios de sabor de neutrinos. Además detectar estos neutrinos sería la primera prueba de que estos son no relativistas. Actualmente existen diversos experimentos que tratan de detectar estos neutrinos. En este trabajo hemos estudiado dos; los experimentos KATRIN y PTOLOMEY. Ambos se basan en la captura beta del tritio y aunque aún no hayan conseguido capturar ningún neutrino reliquia, las probabilidades de capturar alguno gracias a la acumulación de estos en nuestra galaxia y a las técnicas que aumentan la masa efectiva del tritio hacen que las expectativas de esta captura sean cada vez más optimistas.

Bibliografía

- [1] E.W. Kolb and M.S. Turner, *The Early Universe* Westview Press, Boulder, CO, 1994.
- [2] S. Weinberg, *Gravitation and Cosmology*, John Wiley, New York, 1972.
- [3] S.Carroll, *An introduction to General Relativity Spacetime and Geometry* Addison Wesley, San Francisco, 2004
- [4] M.P.Hobson, G.Efstathiou and A.N.Lasneby, *General Relativity. An introduction for Physicist* Cambridge University Press, New York, 2006
- [5] E.W.Kolb and M.S.Turner, *Ann. Rev. Nuc. Part. Sci* **33**, 645 (1983)
- [6] A.D.Sakharov, *JETP Letters* **5**, 24 (1967)
- [7] S.Dodelson and M.Vesterinen, *Cosmic Neutrino Last Scattering Surface*, *Phys.Rev.Lett* **103**(2009)17
- [8] E. Komatsu et al (WMAP Collaboration), *Aatrophys.J.Suppl. Ser.* **180**, 330 (2009)
- [9] Collaboration, P. Ade et.al., *Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters*, arXiv:1303.5076.
- [10] T.M.Davis and C.H.Lineweaver, *Publ. Astron. Soc. Austral.* **21**(2003)97 arXiv:astro-ph/0310808v2
- [11] A.Faessler, R. Hodak, S.Kovalenko and F.Simkovic *Beta Decay and the Cosmic Neutrino Background*(1013) arXiv:1304.5632v4 (nucl-th)
- [12] A.Ringwald, Y.Y. Y.Wong, *JCAP* **0412**(2004)005 [arXiv:hep-ph/0408241]
- [13] A.Ringwald, Y.Y. Y.Wong, *JCAP* **0412**(2004)005; arXiv:hep-ph/0412256
- [14] A.Ringwald, *Prospects for the direct detection of the cosmic neutrino background*, *Nucl. Phys* **827** (2009) arXiv:0901.1529

- [15] S.Singh and C.P.Ma, *Neutrino clustering in cold dark matter halos: Implications for ultrahigh energy cosmic rays*, *Physical Review D* **67** (Jan., 2003) 023506 arXiv:astro-ph/0208419
- [16] R.Lazauskas,P.Vogel and C.Volpe, *Charged current cross section for massive cosmological neutrinos impinging on radioactive nuclei*,*J. Phys.G.***35**(2008)025001
- [17] A.J. Long, C. Lunardini, and E. Sabancilar, *Detecting non-relativistic cosmicy neutrinos by capture on tritium: phenomenology and physics potential*, *JCAP* **1408**(2014)038 arXiv:1405.7654