

TESIS  
CARRERA DEL DOCTORADO EN FÍSICA

# El sabor y otros efectos relevantes en teorías de leptogénesis

Juan Diego Racker

Dr. Esteban Roulet  
Director

Lic. Juan Diego Racker  
Doctorando

Instituto Balseiro  
Comisión Nacional de Energía Atómica  
Universidad Nacional de Cuyo  
S.C. de Bariloche, Argentina

Septiembre de 2008



*A Katia ...*



# Agradecimientos

A Esteban, por todo lo aprendido y por interesarse en que reciba una buena formación.

A Enrico Nardi, Yosef Nir y nuevamente Esteban, por integrarme a su grupo de trabajo en leptogénesis.

Al grupo de partículas, por darme un lugar, por su amabilidad y su ayuda.

Debo a mis profesores lo que sé de ciencia y a algunos de ellos debo mucho más.

A mi profesora Adriana Galli, por darme la oportunidad de iniciarme en la docencia.

A mis amigos, por los momentos compartidos, porque me hicieron y me hacen feliz y a algunos de ellos por ser indispensables.

A mi familia, por todo.



# Resumen

La leptogénesis es una teoría sobre el origen de la asimetría materia-antimateria que además vincula estrechamente este misterio con el origen de los valores tan pequeños de las masas de los neutrinos. La asimetría bariónica observada se genera por un reprocesamiento mediado por procesos no perturbativos del Modelo Estándar (esfalerones) de la asimetría leptónica generada en el decaimiento de neutrinos pesados de Majorana en el universo primitivo. Luego de una introducción sobre aspectos generales de las teorías de bariogénesis (capítulo 1) y una revisión detallada de los principios básicos de la leptogénesis (capítulo 2), exponemos los resultados originales de nuestro trabajo (capítulos 3, 4 y 5).

En el capítulo 3 estudiamos la forma en que las interacciones rápidas y asimetrías en las densidades de las distintas partículas del baño térmico, influyen en la evolución de la asimetría leptónica al afectar la acción neta de los procesos que tienden a borrar la asimetría que se va generando. Definimos distintos regímenes de temperatura de acuerdo a las interacciones que están en equilibrio (incluyendo en el análisis las interacciones de Yukawa, los esfalerones fuertes y de QCD) y determinamos cuanto cambia la asimetría bariónica final generada, dependiendo de la temperatura a la cual ocurre la leptogénesis.

Cuando las interacciones de Yukawa del tau y eventualmente del muón derechos están en equilibrio y son más rápidas que las interacciones de Yukawa de los neutrinos pesados, debe considerarse la estructura de sabor leptónico del problema. Esto se analiza en el capítulo 4, donde determinamos el impacto de los efectos del sabor en la asimetría total generada de acuerdo a las orientaciones (no necesariamente opuestas) en el espacio de sabor del leptón y antileptón producidos en los decaimientos de los neutrinos pesados. La importancia del sabor se revela al descubrir que la asimetría bariónica final puede ser típicamente 2 o 3 veces más grande que la obtenida cuando no se tienen en cuenta los efectos del sabor y en algunos casos las diferencias son de más de un orden de magnitud.

El capítulo 5 trata sobre la violación de CP en los procesos de dispersión (*scatterings*). La asimetría CP en estos procesos fue considerada en pocos trabajos y nunca se calculó, simplemente se dieron algunos argumentos en sostén de una igualdad aproximada con la asimetría CP de los decaimientos. Presentamos aquí los resultados de un cálculo explícito de la asimetría CP en los scatterings que involucran al quark top. Comparamos estos resultados con las expresiones aproximadas y finalmente estudiamos los efectos de estas fuentes adicionales de violación de CP. En particular mostramos que es crucial tenerlas en cuenta cuando los neutrinos pesados decaen muy fuera del equilibrio, es decir, cuando sus interacciones de Yukawa son débiles.





# Abstract

Leptogenesis is a theory about the origin of the matter-antimatter asymmetry that is closely related to the origin of the tiny values of neutrino masses. A lepton asymmetry is produced in the out of equilibrium decay of heavy Majorana neutrinos in the early universe, which is then partially converted into a baryon asymmetry by the action of non perturbative processes of the Standard Model (sphalerons). After an introduction about some general aspects of baryogenesis theories (chapter 1) and a detailed review of the basic principles of leptogenesis (chapter 2), we present the original results of our work (chapters 3, 4 y 5).

In chapter 3 we study the way in which the fast interactions affect the evolution of the lepton asymmetry by altering the net action of the processes which tend to erase the generated asymmetry. We define different temperature regimes according to the interactions that are in equilibrium (including in our analysis the Yukawa interactions, the electroweak sphalerons and the QCD ones) and we determine the amount of change of the final baryon asymmetry depending on the Leptogenesis temperature.

When the Yukawa interactions of the right tau and eventually the right muon are in equilibrium and have higher rates than the Yukawa interactions of the heavy neutrinos, the flavor structure of the problem must be considered. This is analyzed in chapter 4, where we determine the impact of flavor effects in the final asymmetry according to the orientations (which are not necessarily opposite) of the lepton and antilepton produced in the heavy neutrino decays. The importance of flavor is revealed when it's discovered that the final baryon asymmetry can be typically 2 or 3 times larger than the one obtained when flavor effects are not taken into account and in some cases the enhancement can be greater than one order of magnitude.

Chapter 5 deals with CP violation in scatterings. The CP asymmetry in these processes was considered in few works and it was never calculated, rather some arguments were given in support of an approximate equality between the scatterings and the decay asymmetries. Here we present the results of an explicit computation of the CP asymmetries in scatterings involving the top quark. We compare these results with the approximate expressions and finally we study the effects of these additional sources of CP violation. In particular, we show that it's crucial to take them into account when the heavy neutrinos decay strongly out of equilibrium, i.e. when their Yukawa interactions are weak.



# Índice general

<b>Agradecimientos</b>	<b>I</b>
<b>Resumen</b>	<b>III</b>
<b>Abstract</b>	<b>v</b>
<b>1. Introducción</b>	<b>1</b>
1.1. El misterio de la asimetría materia-antimateria . . . . .	1
1.2. Condiciones de Sakharov . . . . .	3
1.3. La expansión del universo y el apartamiento del equilibrio . . . . .	3
1.4. ¿Es posible la bariogénesis en el Modelo Estándar? . . . . .	4
1.4.1. Esfalerones . . . . .	4
1.4.2. Transición de fase electrodébil y violación de CP . . . . .	8
1.5. Algunas teorías de bariogénesis . . . . .	9
<b>2. Elementos básicos de leptogénesis</b>	<b>11</b>
2.1. La conexión entre dos misterios . . . . .	11
2.2. El nuevo lagrangiano . . . . .	12
2.3. Los nuevos parámetros . . . . .	12
2.4. Las condiciones de Sakharov en leptogénesis . . . . .	14
2.5. La violación de CP en los decaimientos . . . . .	16
2.6. Ecuaciones de Boltzmann . . . . .	19
2.7. Unitariedad, apartamiento del equilibrio y generación de asimetría . . . . .	26
2.8. El rol de $M_1$ . . . . .	29
2.9. El rol de $\tilde{m}_1$ . . . . .	31
2.9.1. Régimen de washout fuerte . . . . .	33
2.9.2. Régimen de washout débil . . . . .	35
2.10. Aproximaciones y modelos particulares . . . . .	39
<b>3. Efectos del Higgs y los esfalerones</b>	<b>41</b>
3.1. Introducción . . . . .	41
3.2. Ecuaciones de Boltzmann con todas las asimetrías . . . . .	42
3.3. Equilibrio químico . . . . .	44
3.3.1. Consideraciones generales . . . . .	44

3.3.2. Regímenes de temperatura . . . . .	46
3.4. Discusión . . . . .	50
<b>4. La importancia del sabor en leptogénesis</b>	<b>53</b>
4.1. Introducción . . . . .	53
4.2. Parámetros para describir la estructura de sabor . . . . .	54
4.3. Asimetría CP . . . . .	56
4.4. Ecuaciones de Boltzmann con sabor . . . . .	58
4.5. Equilibrio químico . . . . .	61
4.6. Resultados y discusión . . . . .	66
4.6.1. Las eficiencias . . . . .	66
4.6.2. Casos con $\Delta K_i = 0$ . . . . .	68
4.6.3. Casos dominados por los términos $\Delta K_i$ . . . . .	70
<b>5. Violación de CP en los scatterings</b>	<b>75</b>
5.1. Introducción . . . . .	75
5.2. La asimetría CP en los scatterings . . . . .	75
5.3. Ecuaciones de Boltzmann con las asimetrías CP de los scatterings . . . . .	79
5.4. Los efectos . . . . .	82
5.4.1. Régimen de washout fuerte . . . . .	83
5.4.2. Régimen de washout débil . . . . .	84
<b>6. Conclusiones</b>	<b>91</b>
<b>A. Neutrinos de Majorana</b>	<b>95</b>
A.1. Definición . . . . .	95
A.2. Propiedades electromagnéticas . . . . .	96
<b>B. Masa de neutrinos</b>	<b>99</b>
<b>C. Decaimientos y secciones eficaces</b>	<b>103</b>
C.1. Notación, convenciones y reglas de Feynman . . . . .	103
C.2. Algunas propiedades . . . . .	106
C.3. Las secciones eficaces . . . . .	107
<b>D. Ecuaciones de Boltzmann</b>	<b>113</b>
D.1. Notación . . . . .	113
D.2. Algunas Propiedades . . . . .	114
D.3. Los procesos . . . . .	115
D.3.1. Decaimiento de $N$ . . . . .	115
D.3.2. Intercambio de $H$ en el canal $s$ ( $\Delta L = 1$ ) . . . . .	116
D.3.3. Intercambio de $H$ en el canal $t$ ( $\Delta L = 1$ ) . . . . .	116
D.3.4. $LL \leftrightarrow \bar{H}\bar{H}$ : Intercambio de $N$ en los canales $t$ y $u$ ( $\Delta L = 2$ ) . . . . .	117
D.3.5. $LH \leftrightarrow \bar{L}\bar{H}$ : Intercambio de $N$ en los canales $s$ y $t$ ( $\Delta L = 2$ ) . . . . .	118
D.3.6. Procesos con bosones de gauge ( $\Delta L = 1$ ) . . . . .	119

---

D.3.7. Procesos con $\Delta L_i \neq 0$ y $\Delta L = 0$ . . . . .	120
D.4. Las ecuaciones de Boltzmann . . . . .	120
<b>E. Cota para la asimetría CP dependiente del sabor</b>	<b>123</b>
<b>Bibliografía</b>	<b>125</b>
<b>Trabajos Publicados</b>	<b>131</b>



# Capítulo 1

## Introducción

### 1.1. El misterio de la asimetría materia-antimateria

Hasta donde se sabe todas las estructuras del Universo observable están compuestas de materia, la cantidad de antimateria es despreciable [1], [2], [3], [4], [5]. En el sistema solar esto está muy claro, por ejemplo ninguna nave espacial fue destruida por interacciones entre materia y antimateria. Los rayos cósmicos proveen muestras de materia de nuestra y otras galaxias. Por cada 10000 protones se encuentra un antiprotón, lo cual es consistente con la hipótesis de que los antiprotones surgen como productos secundarios de las colisiones entre rayos cósmicos y material interestelar. La evidencia en escalas más grande es menos directa. Si un cúmulo de galaxias tuviera galaxias y antigalaxias es de esperar que se produzca un flujo intenso de rayos  $\gamma$  producto de la aniquilación entre nucleones y antinucleones. Nunca se ha observado un flujo de esta naturaleza, lo cual es evidencia de que los cúmulos cercanos están compuestos enteramente por materia o antimateria.

Supongamos que hubiera en el universo una cantidad significativa de antimateria. Por lo dicho anteriormente esta debe estar separada de la materia en escalas de por lo menos  $10^{12}$  a  $10^{14}$  masas solares (estas son las masas típicas de los cúmulos de galaxias)<sup>1</sup>. Por otro lado, en un universo con contenido simétrico de partículas y antipartículas, cuando la temperatura cae por debajo de la masa de ellas su densidad disminuye exponencialmente debido a las aniquilaciones. Este proceso continúa hasta que la densidad es tan baja que el tiempo necesario para que haya una aniquilación es mayor que la edad del universo en ese momento. La cantidad de partículas y antipartículas sobrevivientes puede calcularse usando las ecuaciones de Boltzmann. Lo que se obtiene [1] es que los núcleos y antinúcleos permanecerían en equilibrio químico (densidad decayendo exponencialmente) hasta una temperatura de aproximadamente 22 MeV y la cantidad de bariones sobreviviente sería unos 9 órdenes de magnitud menor a la observada: esta es la llamada “*catástrofe de aniquilación*”. Por lo tanto debería haber un mecanismo que separe materia de antimateria y actúe a una temperatura mayor a 38 MeV (cuando la

---

<sup>1</sup>Bajo algunas hipótesis el trabajo [4] da una cota inferior mucho mayor, del orden del tamaño del universo observable.

cantidad de materia era consistente con la observada actualmente). Sin embargo a esa temperatura el horizonte sólo contenía aproximadamente  $10^{-7}$  masas solares, es decir, cualquier mecanismo que actúe bajo las leyes causales conocidas podría separar regiones con a lo sumo esa cantidad de materia, unos 20 órdenes de magnitud por debajo del límite observacional.

La conclusión más razonable parece ser que había en el universo temprano una asimetría entre la cantidad de materia y antimateria. Lo que sobrevivió al período de aniquilación fue esencialmente el exceso de materia. De acuerdo a los datos observacionales sobre la densidad de bariones, esa asimetría debió ser muy pequeña: ¡por cada  $10^8$  antiquarks había aproximadamente  $10^8 + 1$  quarks!

Suponiendo entonces que la cantidad de antimateria en nuestro universo es despreciable, la densidad bariónica promedio es también una medida de la asimetría materia-antimateria. Respecto al contenido bariónico del universo, este puede obtenerse de dos formas distintas y se obtiene el mismo valor (dentro de los errores existentes)[6]:

$$\left. \frac{n_B - n_{\bar{B}}}{n_\gamma} \right|_0 = \left. \frac{n_B}{n_\gamma} \right|_0 = (6,15 \pm 0,25) \times 10^{-10} \quad (1.1.1)$$

o equivalentemente

$$\left. \frac{n_B - n_{\bar{B}}}{s} \right|_0 = \left. \frac{n_B}{s} \right|_0 = (8,66 \pm 0,35) \times 10^{-11}, \quad (1.1.2)$$

donde  $n_B, n_{\bar{B}}$  y  $n_\gamma$  son las densidades numéricas de bariones, antibariones y fotones respectivamente, mientras que  $s$  es la densidad de entropía. El subíndice “0” indica que son los valores actuales de dichas cantidades.

Una de las formas de obtener esta cantidad es a través de la nucleosíntesis primordial [6], [7], [8]. La teoría del big bang predice las abundancias de los elementos livianos, D,  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$  y  $^7\text{Li}$ . Estas predicciones dependen esencialmente de  $\eta \equiv n_B/n_\gamma$ . Por otro lado las abundancias pueden inferirse mediante distintas observaciones y hay un rango de  $\eta$  compatible con todas [6]:  $4,7 \times 10^{-10} \leq \eta \leq 6,5 \times 10^{-10}$ .

La otra forma es con el fondo cósmico de radiación. El espectro de anisotropías depende de distintos parámetros, entre ellos la densidad bariónica. El mejor ajuste se obtiene en el rango de valores dado más arriba.

La coincidencia entre los valores obtenidos por ambos caminos consituye un fuerte respaldo a la teoría del Big Bang, pero ¿cómo explicar el origen de esta asimetría? Su valor es tan pequeño que resulta muy poco natural postularla como una condición inicial. Además hay buena evidencia observacional sobre la existencia del período inflacionario en el universo primitivo, con lo cual cualquier asimetría inicial sería diluida a prácticamente cero. Esto lleva a pensar que la asimetría se generó dinámicamente a partir de un estado inicial simétrico luego del período inflacionario. El fenómeno se denomina *bariogénesis*.



## 1.2. Condiciones de Sakharov

Hay tres condiciones básicas necesarias para generar dinámicamente una asimetría bariónica a partir de un estado inicial simétrico (suponiendo que no hay violación de CPT). Fueron enunciadas en 1967 por A. D. Sakharov [9]:

- **Violación de número bariónico:** El número bariónico ( $B$ ) de un sistema es el número total de bariones menos el de antibariones. Para pasar de un estado simétrico ( $B = 0$ ) a uno antisimétrico ( $B \neq 0$ ) debe haber interacciones que violen  $B$ .
- **Violación de C y CP:** Si las interacciones fueran simétricas frente a la conjugación de carga (C), partículas y antipartículas serían producidas o destruidas por igual. El mismo razonamiento se aplica a la simetría conjunta conjugación de carga y paridad (CP), ya que el efecto de  $P$  es cambiar la helicidad y este grado de libertad no interesa en el conteo de partículas y antipartículas.

Es claro que aún en la presencia de interacciones que violan  $B$  es necesario que haya una “flecha preferencial” en la dirección de la materia o la antimateria para que se genere una asimetría.

De manera concisa:  $B$  es impar bajo las simetrías C y CP.

- **Apartamiento del equilibrio térmico:** En equilibrio térmico (y bajo la aproximación de gases ideales) las funciones de distribución en el espacio de fases de partículas y antipartículas a una temperatura dada dependen sólo de los potenciales químicos y la masa. La simetría CPT implica que la masa de una partícula es igual a la de su antipartícula. Por otro lado, el potencial químico asociado a cualquier cantidad no conservada, en particular el número bariónico, es nulo en equilibrio. Por lo tanto en equilibrio y con interacciones que violen número bariónico, bariones y antibariones tendrán la misma densidad.

De manera más concisa:  $B$  es impar bajo la simetría CPT, por lo cual su promedio térmico es nulo en equilibrio.

La necesidad de estar fuera del equilibrio para generar una asimetría está estrechamente ligada a la unitariedad [10]. En el capítulo 2 se mostrará en detalle cómo funciona todo esto en leptogénesis.

## 1.3. La expansión del universo y el apartamiento del equilibrio

La expansión del universo provoca cambios continuos en su estado. Si las interacciones responsables de mantener a las partículas en equilibrio térmico son suficientemente rápidas, el tiempo de relajación es pequeño y la evolución transcurre como una sucesión de estados de equilibrio. En cambio, las partículas cuya distribución en el espacio de fases dependa de una interacción que se vuelve lenta quedarán desacopladas del resto del baño

térmico y no podrán “sentir” los cambios que en este se produzcan. La condición para que una reacción esté en equilibrio a una temperatura  $T$  es

$$\Gamma(T) \gtrsim H(T) , \quad (1.3.1)$$

donde  $\Gamma$  es el número de interacciones por partícula por unidad de tiempo y  $H$  es la tasa de expansión del universo,  $H(T) = \dot{R}(T)/R(T)$  con  $R$  el factor de escala. Una forma de entender (1.3.1) es escribirla como  $\Gamma^{-1} \lesssim H^{-1}$  cuyo significado es que el tiempo medio entre interacciones debe ser menor a la edad (aproximada) del universo. En la ecuación de evolución para la densidad de una especie de partícula el cociente  $\Gamma(T)/H(T)$  aparece como factor de amortiguación respecto a desviaciones de la densidad de equilibrio, con lo cual la condición (1.3.1) queda justificada de manera más precisa.

Para  $T \gtrsim 10$  eV el universo estaba dominado por la radiación y  $H$  era igual a (ver por ej. [1]):

$$H(T) = \sqrt{\frac{8\pi^3}{90}} g_*^{1/2}(T) \frac{T^2}{m_{Pl}} . \quad (1.3.2)$$

$m_{Pl} = 1,2211 \times 10^{19}$  GeV es la masa de Planck y  $g_*(T)$  es un conteo sobre los grados de libertad relativistas (se despreció la contribución a la densidad de energía y presión de las partículas no relativistas):

$$g_*(T) = \sum_{i=\text{bosones}} g_i \left( \frac{T_i}{T} \right)^4 + \frac{7}{8} \sum_{i=\text{fermiones}} g_i \left( \frac{T_i}{T} \right)^4 . \quad (1.3.3)$$

Las sumas son sobre todas las especies de partículas con masa  $m_i \ll T$ ,  $g_i$  es el número de grados de libertad de la especie correspondiente y se supuso que las partículas de tipo  $i$  tienen una distribución térmica con temperatura  $T_i$ . Para  $T \gtrsim 300$  GeV todas las partículas del Modelo Estándar (ME) son relativistas y su contribución a  $g_*$  es:

$$g_{*ME}(T \gtrsim 300 \text{ GeV}) = 106,75 . \quad (1.3.4)$$

Este es el valor que se adoptará en nuestro estudio de la leptogénesis.

Un comentario: Si una especie se desacopla cuando es relativista puede mostrarse (teniendo en cuenta la expansión del universo y el corrimiento al rojo de la energía) que su distribución es igual a una distribución de equilibrio con temperatura  $T \propto R^{-1}$ . En la era dominada por la radiación y mientras no haya cambios en la cantidad de grados de libertad relativistas, esa temperatura es igual a la temperatura del universo, con lo cual las partículas se comportan como si estuvieran en equilibrio. En particular se ve que una especie de partículas sin masa no puede en general producir una asimetría.

## 1.4. ¿Es posible la bariogénesis en el Modelo Estándar?

### 1.4.1. Esfalerones

El tema de los esfalerones es complejo pero fundamental. Su existencia descarta ciertas teorías de bariogénesis y abre las puertas a otras, en particular a la leptogénesis. En

lo que sigue se dará una breve descripción de este fenómeno y se indicarán los puntos relevantes para nuestro trabajo (basado en [1], [11], [12]).

El lagrangiano del ME tiene dos simetrías globales,  $U(1)_B$  y  $U(1)_L$  cuyas acciones sobre los campos de quarks ( $q(x)$ ) y leptones ( $\ell(x)$ ) son respectivamente

$$q(x) \rightarrow e^{iw/3}q(x), \quad \ell(x) \rightarrow \ell(x)$$

y

$$q(x) \rightarrow q(x), \quad \ell(x) \rightarrow e^{i\lambda}\ell(x).$$

$w$  y  $\lambda$  son los parámetros de las simetrías. A nivel clásico y a cualquier orden en la teoría de perturbaciones esto implica la conservación de dos cantidades, el número bariónico y el número leptónico ( $L$ ). Es más, en realidad el número leptónico se conserva para cada familia por separado (hay tres simetrías  $U(1)_{L_i}$ ). Sin embargo las corrientes de Noether  $J_\mu^B$  y  $J_\mu^L$  no se conservan a nivel cuántico debido a una anomalía relacionada con el carácter quirral de la simetría de gauge  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  [13], [14]:

$$\partial^\mu J_\mu^B = \partial^\mu J_\mu^L = n_F \partial^\mu K_\mu. \quad (1.4.1)$$

$K_\mu$  depende de los campos de gauge de  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  y  $n_F$  es el número de familias (3 en el ME). Para estudiar la conservación de  $B$  y  $L$  se integra esta ecuación en el espacio tiempo. Usando la ley de gauss se puede pasar a una integral sobre una superficie en el infinito. Los campos en  $K_\mu$  asociados a simetrías de gauge abelianas dan una contribución nula, por lo tanto no hay violación de  $B$  y  $L$  inducida por  $U(1)_Y$ . En cambio para la parte no abeliana se puede mostrar que:

$$\int_{t_i}^{t_f} dt \int d^3x \partial_\mu K^\mu = n_{CS}(t_f) - n_{CS}(t_i) \equiv \Delta n_{CS}, \quad (1.4.2)$$

donde  $n_{CS}$  es el número de Chern-Simons,

$$n_{CS}(t) = \int d^3x K^0(\vec{x}, t). \quad (1.4.3)$$

El vacío de una teoría de gauge abeliana es trivial (hay un sólo estado fundamental), en cambio el de una teoría no abeliana posee una estructura compleja con una infinidad de estados fundamentales que poseen distinto número de Chern-Simons. Esto se representa en la figura 1.1., que se ha construido de la siguiente forma. Se considera el espacio de todas las configuraciones de campos de gauge y Higgs. Cada configuración tiene asociada una energía,  $E[\text{campos}]$ , con lo cual queda determinada una hipersuperficie sobre este espacio de dimensión infinita. Los mínimos con distinto  $n_{CS}$  están separados por una barrera de potencial. La figura 1.1 es un corte unidimensional de esta superficie, donde la dirección elegida en el espacio de configuraciones de campos es aquella en la cual el camino clásico entre un mínimo y otro pasa por el punto de menor altura de la barrera de potencial.

Si se consideran pequeñas fluctuaciones de los campos alrededor de uno de los estados fundamentales, la presencia de los otros mínimos no trae ninguna consecuencia. Pero hay

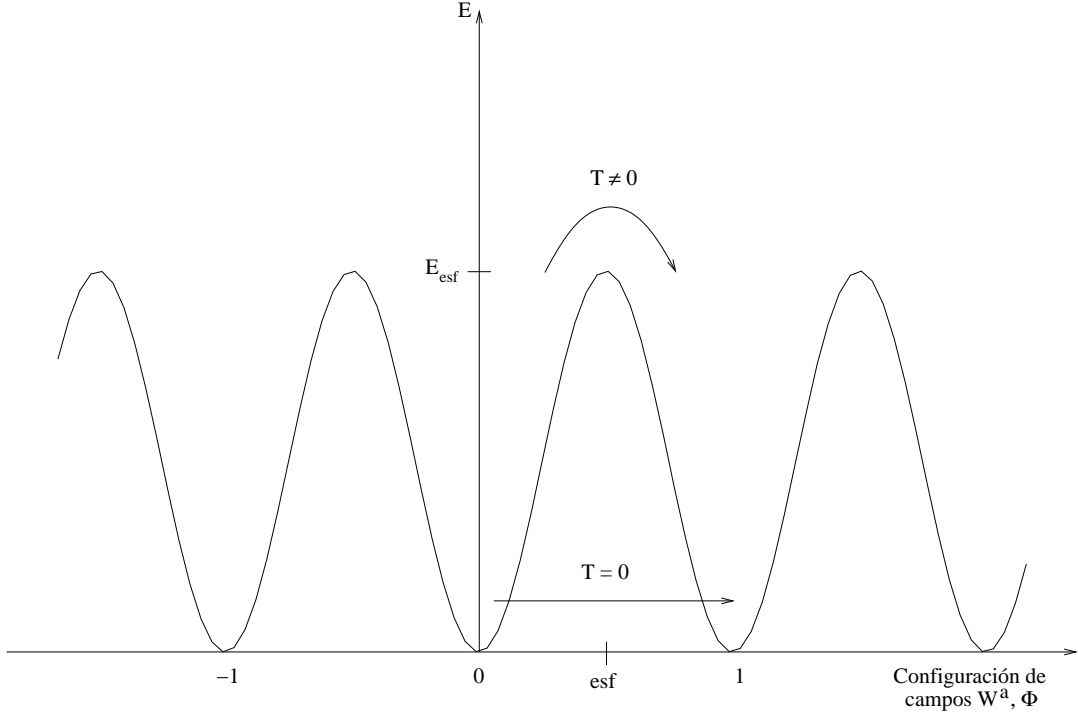


Figura 1.1: Estructura de vacío de la teoría electrodébil. Cada punto del eje horizontal corresponde a una configuración estática de los campos de gauge ( $W_\mu^a$ ) y Higgs ( $\Phi$ ) y el eje vertical es la energía. Los mínimos son estados fundamentales que poseen distintos valores de  $n_{CS}$  (indicados en la figura con un número entero). También se muestra la posición que ocupa en el eje horizontal un esfalerón, su energía se denota  $E_{\text{esf}}$ .

configuraciones no perturbativas de campos que conectan dos mínimos y pueden inducir transiciones a nivel cuántico entre dos estados fermiónicos con distinto  $B$  y  $L$  de acuerdo a la regla que se deriva de las ecuaciones (1.4.1) y (1.4.2) [15]:

$$\Delta B = \Delta L = n_F \Delta n_{CS}. \quad (1.4.4)$$

A temperatura  $T = 0$  la transición dominante es inducida por campos de gauge denominados *instantones* [16] que conectan dos mínimos cuyo  $n_{CS}$  difiere en una unidad y por lo tanto  $B$  y  $L$  se violan en tres unidades. En el gauge temporal ( $W_0^a = 0$ ) un instantón  $W_i^a(\vec{x}, t)$  tiende a, por ejemplo,  $W_i^a = 0$  cuando  $t \rightarrow -\infty$  y a otro estado fundamental con  $n_{CS} = 1$  ó  $-1$  cuando  $t \rightarrow +\infty$ . La amplitud de transición corresponde a un proceso túnel, por lo cual está suprimida exponencialmente [15], [17]:

$$\sigma_{B+L}(\text{instantones}) \propto e^{-4\pi/\alpha_w} \sim 10^{-164}. \quad (1.4.5)$$

Aquí  $\sigma$  es la sección eficaz para estos procesos y  $\alpha_w = g_w^2/4\pi$  con  $g_w$  la constante de acoplamiento de  $SU(2)_L$ .

A temperaturas  $T \neq 0$  la situación es muy distinta ya que la transición entre dos mínimos puede ocurrir vía efectos térmicos [18]. La idea es que las fluctuaciones térmicas en los campos  $W_\mu^a$  y  $\Phi$  pueden producir transiciones por encima de la barrera de potencial. Bajo algunas suposiciones [18] se obtiene que la probabilidad de transición es proporcional al factor de Boltzmann  $\exp(-E_{\text{esf}}(T)/T)$ ;  $E_{\text{esf}}(T)$  es la energía de los *esfalerones* [19], configuraciones estáticas inestables de los campos  $W_\mu^a$  y  $\Phi$  correspondientes a los máximos de las barreras de potencial (ver figura 1.1). En el espacio completo de configuraciones de campos los esfalerones son puntos de ensilladura, es decir corresponden al paso de mínima altura entre dos estados fundamentales.

$E_{\text{esf}}(T)$  es proporcional a  $v(T) \equiv \langle 0|\Phi|0 \rangle$ , el valor de expectación del Higgs en el vacío a temperatura  $T$ :

$$E_{\text{esf}}(T) = \frac{4\pi}{g_w} f(\lambda/g_w) \frac{v(T)}{\sqrt{2}}, \quad (1.4.6)$$

donde  $f$  varía entre 1.6 y 2.7 dependiendo del valor del acoplamiento cuártico del Higgs. A  $T = 0$ ,  $v(T = 0) = 174$  GeV y  $E_{\text{esf}}(T = 0) \simeq 8 - 13$  TeV, con lo cual a bajas temperaturas la probabilidad de transición entre mínimos está suprimida por un factor de Boltzmann muy pequeño. Sin embargo, a medida que la temperatura se acerca a la temperatura de transición de fase electrodébil ( $T_c \sim 100$  GeV),  $v(T)$  tiende a cero y las transiciones se vuelven importantes. Se comportan efectivamente como interacciones que violan  $B$  y  $L$  en tres unidades y es común referirse a ellas también como “esfalerones”, a pesar de que no involucren directamente las soluciones estáticas de los puntos de ensilladura.

Si bien estos procesos son muy complejos, los puntos a tener en cuenta para estudiar bariogénesis previa a la transición de fase electrodébil ( $T > T_c$ ) son sencillos y se indican a continuación.

- **Violación de B+L:** En cada proceso se viola  $B$  y  $L$  en tres unidades,  $\Delta B = \Delta L = 3$ . Además si las masas fermiónicas son nulas o despreciables la violación es en la misma cantidad para cada generación:

$$\Delta L_e = \Delta L_\mu = \Delta L_\tau = \Delta B/3. \quad (1.4.7)$$

El operador efectivo para la interacción es:

$$O_{\text{esf}} = \prod_{i=\text{familias}} q_{Li}^3 \ell_i, \quad (1.4.8)$$

donde  $q_{Li}$  y  $\ell_i$  son los dobletes  $SU(2)$  de la familia  $i$  de quarks y leptones respectivamente. Si bien no se indicaron los índices de color,  $SU(2)$  y  $U(1)_Y$ , debe tenerse en cuenta que el objeto creado por  $O_{\text{esf}}$  es un singulete de  $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ .

- **Equilibrio:** El número de transiciones por unidad de tiempo por encima de  $T_c$  es proporcional a la temperatura [20],[21],[22]. Puede mostrarse que los esfalerones

están en equilibrio respecto a la expansión de Hubble en el siguiente rango de temperaturas [23]:

$$\Gamma_{\text{esf}} \gg H \quad \text{para} \quad T_c \lesssim T \lesssim 10^{12} \text{GeV} . \quad (1.4.9)$$

- **Conservación de  $B - L$ :** Como puede verse de la ecuación (1.4.1), la divergencia de la corriente asociada a  $B - L$  es nula y por lo tanto  $B - L$  se conserva en el ME a nivel clásico y cuántico. Cuando las masas fermiónicas son despreciables se conserva también  $B_i - L_i$ , donde  $B_i$  y  $L_i$  son los números bariónico y leptónico de la familia  $i$ .

Estas características de los esfalerones implican que:

- Un mecanismo que actúe por encima de  $T_c$  y genere asimetría bariónica y leptónica en la misma cantidad ( $B - L = 0$ ) no puede explicar la asimetría materia-antimateria observada, ya que toda la asimetría que se produzca será borrada por los esfalerones.
- Si un mecanismo actúa por encima de  $T_c$  produciendo asimetría leptónica, los esfalerones la reprocesarán y se generará también asimetría bariónica. Una teoría de bariogénesis basada en estos principios se denomina *leptogénesis*.

#### 1.4.2. Transición de fase electrodébil y violación de CP

La violación de CP en el ME tiene su origen en la fase  $\delta_{KM}$  de la matriz de mezcla de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM)<sup>2</sup>. Puede mostrarse que la asimetría CP en cualquier proceso es proporcional al invariante [24]

$$J_{CP} = (m_t^2 - m_c^2)(m_t^2 - m_u^2)(m_c^2 - m_u^2)(m_b^2 - m_s^2)(m_b^2 - m_d^2)(m_s^2 - m_d^2)\text{Im}[Q], \quad (1.4.10)$$

donde  $m_x$  es la masa del quark  $x$  y  $\text{Im}[Q]$  es la parte imaginaria de un producto de 4 elementos de la matriz CKM que es invariante frente a cambios de fase de los campos de los quarks. Una elección estándar es  $\text{Im}[Q] = \text{Im}[V_{ud}V_{cb}V_{ub}^*V_{cd}^*]$ . Los valores medidos de los elementos de matriz implican que  $|\text{Im}[Q]| < 2 \times 10^{-5}$ .

Por otro lado sabemos que la bariogénesis sólo puede ocurrir en una situación fuera del equilibrio que involucre a los procesos que violan  $B$ ,  $C$  y CP. Los esfalerones son los únicos procesos del ME que violan  $B$  y dejan de estar en equilibrio a  $T = T_c \sim 100$  GeV, cuando se produce la transición de fase electrodébil. Si el Higgs es más liviano que 70 GeV la transición es de primer orden [25], [26], [27] y hay apartamiento del equilibrio. Pero la cota  $m_H > 114$  proveniente de la búsqueda del Higgs en el LEP implica que la transición

<sup>2</sup>Efectos no perturbativos de QCD también pueden inducir violación de CP. Sin embargo, las cotas actuales al momento dipolar eléctrico del neutrón implican que esa violación está muy suprimida,  $\theta_{QCD} \lesssim 10^{-10}$  (donde  $\theta_{QCD}$  es el parámetro que regula la violación de CP en QCD). Todavía no se entiende porqué ese parámetro es tan pequeño, esto es el llamado “strong CP problem”.

fue de segundo orden. Además, aunque la transición hubiera sido de primer orden, la asimetría CP está suprimida por un factor muy pequeño,

$$\frac{J_{CP}}{T_c^{12}} \sim 10^{-18}, \quad (1.4.11)$$

como para obtener la asimetría observada (ec. 1.1.2)<sup>3</sup>.

En conclusión, de las tres condiciones de Sakharov, sólo la violación de número bariónico se cumple de manera satisfactoria en el ME.

## 1.5. Algunas teorías de bariogénesis

A continuación describiremos brevemente algunas teorías de Bariogénesis (basado en [32] y [33]), para una revisión de otros escenarios ver por ej. [34].

- **Bariogénesis en teorías de gran unificación:** La asimetría bariónica se genera en el decaimiento fuera del equilibrio de los bosones de gauge pesados de teorías de gran unificación. Actualmente estos ya no son modelos atractivos para la bariogénesis porque la cota inferior a la masa de esos bosones (proveniente de la no observación del decaimiento del protón) implicaría, para que el mecanismo funcione, una temperatura de recalentamiento al final de la inflación demasiado alta. Con “demasiado alta” queremos decir que ya no podría explicarse con la inflación la ausencia de algunas reliquias cósmicas. Además, en las teorías de gran unificación más simples, si bien se viola  $B + L$ , no se viola  $B - L$  y por lo explicado anteriormente cualquier asimetría generada sería luego borrada por los esfalerones.
- **Bariogénesis electrodébil:** Estas son las teorías en las cuales el necesario apartamiento del equilibrio está provisto por la transición de fase electrodébil. En principio el ME pertenece a esta clase, pero como hemos visto la violación de CP es demasiado pequeña y la transición de fase en este modelo no es de primer orden (condición requerida para que haya apartamiento del equilibrio), con lo cual queda descartada la posibilidad de explicar el origen de la asimetría cósmica con la física conocida. Para que funcione, un modelo de bariogénesis electrodébil necesita modificar el potencial escalar del ME para que cambie la naturaleza de la transición de fase y tener nuevas fuentes de violación de CP. Un ejemplo son los modelos con dos dobletes de Higgs, en los cuales el potencial de Higgs tiene más parámetros y viola CP. Otro ejemplo interesante es el Modelo Estándar Supersimétrico Minimal (MSSM), en el cual un stop liviano modifica el potencial de Higgs en la forma adecuada y además hay nuevas fases de violación de CP. Una característica atractiva de las teorías de bariogénesis electrodébiles y en particular de la que se deriva del MSSM (que requiere un espectro muy especial de masas para las partículas), es que son muy predictivas y pronto serán testeadas, algunas de ellas de manera decisiva, en el acelerador LHC.

---

<sup>3</sup>Ha habido un debate acerca de efectos que podrían incrementar de manera significativa la asimetría CP generada [28], [29], [30], [31].

- **Bariogénesis de Affleck-Dine:** La asimetría se origina en un campo escalar clásico que luego decae en partículas. En los modelos de supersimetría este campo podría ser alguna combinación de los campos de los squarks, Higgs y sleptones. El campo comienza con un valor de expectación en el vacío grande y “rueda” hacia el origen a medida que disminuye su energía potencial. Inicialmente, cuando el campo se encuentra lejos del origen, puede haber contribuciones al potencial provenientes de interacciones que violan el número bariónico o leptónico (mediadas, por ejemplo, por partículas pesadas) y que imparten una asimetría neta al campo. El mecanismo es muy genérico y puede producir asimetría en cualquier combinación de B y L, lo cual, por otro lado, hace difícil encontrar posibles formas de refutar los escenarios basados en este mecanismo.
- **Leptogénesis:** Como esta tesis se dedica a estudiar algunos aspectos de la leptogénesis, dedicaremos el próximo capítulo a explicar con bastante detalle los principios básicos de esta teoría.



## Capítulo 2

# Elementos básicos de leptogénesis

### 2.1. La conexión entre dos misterios

Ya se ha comentado acerca de uno de los interrogantes más profundos de la cosmología, la existencia de un desbalance entre la cantidad de materia y antimateria gracias al cual el universo posee una gran cantidad de galaxias y no solamente radiación. Por otro lado, en la física de partículas elementales una de las preguntas más importantes está relacionada con los neutrinos. Las mediciones de los flujos de neutrinos atmosféricos y solares en primera instancia y luego también los experimentos con neutrinos producidos en reactores y aceleradores han revelado que los neutrinos cambian de sabor a lo largo de su trayectoria. De esto se concluye que al menos dos neutrinos tienen masa. Se ha podido determinar el valor de las diferencias entre los cuadrados de sus masas:

$$\begin{aligned}\Delta m_{21}^2 &\equiv m_{\text{sol}}^2 = (7,9 \pm 0,3) \times 10^{-5} \text{ eV}^2, \\ |\Delta m_{32}^2| &\equiv m_{\text{atm}}^2 = (2,6 \pm 0,2) \times 10^{-3} \text{ eV}^2.\end{aligned}\tag{2.1.1}$$

El valor de  $m_{\text{atm}}^2$  implica que al menos un neutrino es más pesado que 0,05 eV. Pero también hay cotas superiores a las masas provenientes de consideraciones cosmológicas y búsquedas directas: los neutrinos deben ser más livianos que aproximadamente 1 eV. Aquí viene la pregunta, ¿por qué la masa de los neutrinos es tan pequeña, al menos 5 ó 6 órdenes de magnitud por debajo de la masa del electrón?

En el Modelo Estándar de partículas e interacciones fundamentales los neutrinos no tienen masa. No pueden tener masa de Dirac pues no hay neutrinos singletes de  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  y tampoco pueden tener masa de Majorana ya que  $B - L$  se conserva a nivel clásico y cuántico. Por otro lado y como ya se comentó, el ME tampoco puede explicar el valor de la asimetría materia-antimateria. Ambos fenómenos requieren física más allá del ME.

Resulta bastante asombroso que haya una extensión simple y natural del ME que puede resolver estos dos misterios. Consiste en añadir al espectro de partículas un neutrino pesado de Majorana por cada familia. Estos neutrinos son singletes bajo todas las simetrías de gauge del ME y sólo interactúan con los leptones y el Higgs a través de acoplamientos de Yukawa. De esta manera queda incorporado el mecanismo de seesaw

que da una explicación natural al valor pequeño de la masa de los neutrinos (ver apéndice B). Además en una amplia región del espacio de parámetros es posible satisfacer las tres condiciones de Sakharov y obtener así una asimetría bariónica de manera dinámica en el universo temprano. Esta teoría de bariogénesis se denomina *leptogénesis* [35]. El valor final de la asimetría depende de muchos factores y es un tema actual de investigación, pero parece claro que en cierto rango de los parámetros se obtiene un valor del orden del observado. Para algunas revisiones sobre el tema ver [32], [36], [37], [38], [39].

## 2.2. El nuevo lagrangiano

Con la incorporación de los neutrinos pesados de Majorana,  $N_\alpha$  ( $\alpha = 1, 2, 3$ ) y los nuevos acoplamientos de Yukawa, el lagrangiano de la teoría en la base de autoestados de masa de los neutrinos pesados es:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{ME}} + i\bar{N}_\alpha \not{\partial} N_\alpha - \frac{1}{2} M_\alpha \bar{N}_\alpha N_\alpha - h_{i\alpha} \tilde{H}^\dagger \bar{N}_\alpha \ell_i - h_{i\alpha}^* \bar{\ell}_i N_\alpha \tilde{H}. \quad (2.2.1)$$

$i, \alpha$  son índices de familia ( $i = e, \mu, \tau$  y  $\alpha = 1, 2, 3$ ), debe sumarse sobre índices repetidos y  $\not{\partial} \equiv \gamma^\mu \frac{\partial}{\partial x^\mu}$ .  $\mathcal{L}_{\text{ME}}$  es el lagrangiano del ME.  $\ell_i$  son los dobletes leptónicos de  $SU(2)$  y  $H = (H^+, H^0)^T$  es el campo de Higgs ( $\tilde{H} = i\tau_2 H^*$ , con  $\tau_2$  la segunda matriz de Pauli).  $M_\alpha$  es la masa de Majorana del neutrino  $N_\alpha$  y  $h_{i\alpha}$  es el acoplamiento de Yukawa entre el neutrino pesado  $N_\alpha$  y  $\ell_i$ .

## 2.3. Los nuevos parámetros

La extensión del ME con los neutrinos pesados y sus acoplamientos de Yukawa introduce muchos parámetros nuevos. La matriz compleja de Yukawas  $h_{i\alpha}$  tiene 18 elementos, 3 de los cuales no son físicos ya que pueden absorberse redefiniendo la fase de los campos  $\ell_{e,\mu,\tau}$ . Además están las 3 masas de Majorana,  $M_{1,2,3}$ , por lo cual la cantidad total de nuevos parámetros es 18. A continuación daremos una breve descripción sobre como entran en juego estos parámetros en las dos predicciones más importantes del modelo: masas muy pequeñas para los neutrinos livianos y leptogénesis.

La matriz de masa de los neutrinos livianos,  $m_\nu$ , viene dada por el mecanismo seesaw (ver apéndice B),

$$m_\nu = v^2 h M^{-1} h^T, \quad (2.3.1)$$

donde  $M$  es la matriz de masa de Majorana de los neutrinos pesados (en la base que se usó para escribir el lagrangiano de la ec. (2.2.1) se tiene que  $M = \text{diag}(M_1, M_2, M_3)$ ). Pero  $m_\nu$  contiene sólo 9 parámetros físicos: 3 masas, 3 ángulos de mezcla y 3 fases de violación de CP, por lo tanto, más allá de explicar naturalmente el valor pequeño de las masas de los neutrinos, el modelo no predice ninguna relación entre los elementos de  $m_\nu$ . La matriz  $m_\nu$  puede diagonalizarse usando la matriz de Pontecorvo-Maki-Nakawa-Sakata (PMNS),

$$D_\nu = v^2 U^T h M^{-1} h^T U, \quad (2.3.2)$$

donde  $D_\nu = \text{diag}(m_1, m_2, m_3)$ ,  $m_{1,2,3}$  son las masas de los neutrinos livianos y  $U$  es la matriz PMNS. La matriz unitaria  $U$  produce una rotación de la base de autoestados de sabor a la base de autoestados de masa, por lo cual también se denomina *matriz de mezcla leptónica*. Es la análoga en el sector leptónico a la matriz CKM del sector de quarks. Sus elementos físicos son 6: 3 ángulos de mezcla y 3 fases de violación CP, una de las cuales es la análoga a la fase  $\delta_{KM}$  de la matriz CKM y las otras dos están relacionadas con el posible carácter de Majorana de los neutrinos, por lo cual se denominan fases de Majorana.  $D_\nu$  y  $U$  determinan toda la fenomenología de la mezcla entre los autoestados de sabor y masa de los neutrinos livianos, por lo cual es común referirse a sus elementos como los *parámetros de bajas energías*. Existe una parametrización muy útil de la matriz  $h$  de los acoplamientos de Yukawas, la *parametrización de Casas-Ibarra* [40], que separa los parámetros de bajas energías del resto. Para ello se comienza por escribir la ec. (2.3.2) de manera levemente distinta,

$$D_\nu = v^2 U^T h M^{-1/2} M^{-1/2} h^T U \quad (2.3.3)$$

y luego se multiplica a izquierda y derecha por  $D_\nu^{-1/2}$ , obteniéndose

$$1 = \left( v \sqrt{M^{-1}} h^T U \sqrt{D_\nu^{-1}} \right)^T \left( v \sqrt{M^{-1}} h^T U \sqrt{D_\nu^{-1}} \right). \quad (2.3.4)$$

Esta ecuación conduce a definir una matriz ortogonal  $R$ ,

$$R \equiv v \sqrt{M^{-1}} h^T U \sqrt{D_\nu^{-1}} \quad (2.3.5)$$

y finalmente obtener la parametrización buscada,

$$h^T = \frac{1}{v} \sqrt{M} R \sqrt{D_\nu} U^\dagger, \quad (2.3.6)$$

con  $R^T R = 1$ . Esta representación de  $h$  se usará en distintos puntos de nuestro trabajo.

La leptogénesis depende en principio de los 18 parámetros del modelo. Sin embargo, hay algunas combinaciones de estos que resultan mucho más relevantes que otras. En particular, en el caso jerárquico ( $M_{2,3} \ll M_1$ ) si no se tienen en cuenta los scatterings<sup>1</sup> con  $\Delta L = 2$  (aproximación buena para  $M_1 \lesssim 10^{14}$  GeV) y hay un sólo sabor de leptones relevante, la asimetría final depende sólo de tres parámetros<sup>2</sup>:  $\epsilon_i^N$  (la asimetría CP en el decaimiento de  $N_1$ ),  $M_1$  y  $\tilde{m}_1$  (el ancho de decaimiento de  $N_1$  normalizado a  $M_1^2/(8\pi v^2)$ ). En este capítulo habrá una sección dedicada a cada uno de estos parámetros.

Vale la pena hacer notar que en principio es posible determinar todos los parámetros del seesaw con experimentos a bajas energías ( $E \ll M_1$ ). Para ello hay que medir 18 de los siguientes 19 “observables”:

<sup>1</sup>En general llamaremos “scatterings” a los procesos de dispersión.

<sup>2</sup>En la sección 2.10 se indicará brevemente bajo que condiciones puede ignorarse la asimetría generada durante el decaimiento de  $N_2$  y  $N_3$ . En los casos en que esas asimetrías contribuyen a la asimetría leptónica final habrá más parámetros relevantes.

- $m_1, m_2, m_3$ , los tres ángulos de mezcla y las tres fases de violación CP de la matriz PMNS.
- La asimetría bariónica.
- $BR(\mu \rightarrow e, \gamma)$ ,  $BR(\tau \rightarrow \mu, \gamma)$ ,  $BR(\tau \rightarrow e, \gamma)$  (con  $BR(a \rightarrow i, j)$  la fracción de decaimientos de  $a$  en  $i, j$  respecto al ancho total de decaimiento de  $a$ ).
- Los momentos dipolares eléctricos de  $\mu, e, \tau$  (estas cantidades violan CP).
- Asimetría CP en los procesos  $\mu \rightarrow e, \gamma$ ;  $\tau \rightarrow \mu, \gamma$ ;  $\tau \rightarrow e, \gamma$ .

Sin embargo, hasta ahora sólo 5 de esas cantidades han sido medidas: la asimetría bariónica, 2 ángulos de mezcla de la matriz  $U$  y las diferencias entre los cuadrados de las masas de los neutrinos. Otros de estos parámetros serán realmente muy difíciles de determinar. Por ejemplo, no se ha detectado ninguna violación de sabor en el sector leptónico, lo cual hace ver muy lejana la posibilidad de medir la asimetría CP en esa clase de procesos<sup>3</sup>.

En conclusión, tenemos una extensión simple y natural del ME que permite resolver dos de los grandes misterios de la física y la cosmología. El aspecto menos atrayente es que se introducen muchos más parámetros de los que se podrán determinar en un futuro cercano, con lo cual será difícil testear de manera extensiva este modelo. De todas formas, diversos experimentos que se están realizando o se realizarán en los próximos años pueden arrojar datos muy importantes en relación a las masas de los neutrinos y el origen de la asimetría materia-antimateria. Si los experimentos de decaimiento beta doble sin emisión de neutrinos arrojan resultados positivos, se comprobará que los neutrinos son partículas de Majorana, uno de los requisitos básicos del modelo. El nuevo acelerador LHC permitirá testear la bariogénesis electrodébil, una de las teorías alternativas para explicar la asimetría bariónica. Por otro lado, un estudio reciente [41] indica algunas posibilidades de refutar la leptogénesis en el LHC. Una discusión más extensa sobre las implicaciones de futuros experimentos para la leptogénesis se encuentra en [32].

## 2.4. Las condiciones de Sakharov en leptogénesis

### ■ Violación de número bariónico:

El número bariónico es violado por los esfalerones. Sin embargo, como se explicó en la sección 1.4.1, cuando la bariogénesis ocurre antes de la transición de fase electrodébil también es necesario que haya violación de  $B - L$ . Diversas interacciones que involucran a los neutrinos pesados de Majorana violan  $L$  y por consiguiente  $B - L$ . En la figura 2.1 se muestran algunos de los procesos más importantes.

Hay que recalcar que la violación de número leptónico tiene su origen en la naturaleza de Majorana de los neutrinos pesados y no en las interacciones de Yukawa. Si

---

<sup>3</sup>En principio hay 3 “observables” más, a saber las asimetrías cósmicas en las densidades de los tres sabores de neutrinos, pero no se mencionaron en la lista porque ni siquiera se ha podido observar todavía el fondo cósmico de neutrinos.

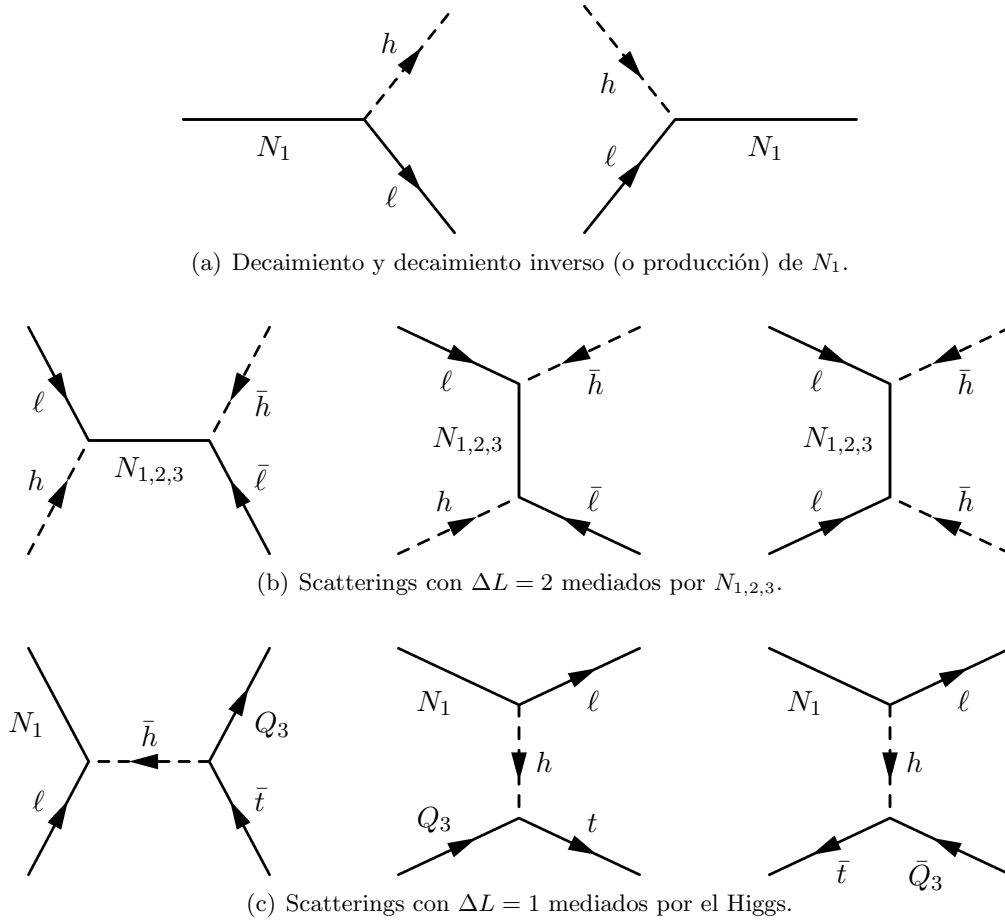


Figura 2.1: Diversos procesos que violan número leptónico. Aquí  $\ell$  denota un doblete leptónico de  $SU(2)$ ,  $h$  al Higgs y  $Q_3$  y  $t$  al doblete y singulete up de  $SU(2)$  de la tercera generación de quarks.

las masas de Majorana fueran nulas, podría asignarse el número leptónico  $-1$  a los neutrinos  $N_\alpha$  y el número leptónico total se conservaría. Por lo dicho queda claro que las interacciones que violan  $L$  tienden a cero cuando las masas de Majorana tienden a cero.

■ **Violación de C y CP:**

La simetría de gauge  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  es quiral y C (al igual que P) se viola máximamente. La violación de CP relevante en leptogénesis se debe a los acoplamientos de Yukawa complejos  $h_{i\alpha}$ . En la próxima sección se tratará en detalle la violación de CP.

■ **Apartamiento del equilibrio térmico:**

La fuente de los apartamientos del equilibrio es la expansión del universo (sec-

ción 1.3). En leptogénesis es necesario que el decaimiento del neutrino pesado más liviano ocurra fuera del equilibrio (se está pensando en el caso jerárquico, ver sección 2.10). Esto ocurre cuando

$$\langle \Gamma_{N_1} \rangle (T = M_1) \lesssim H(T = M_1). \quad (2.4.1)$$

$\langle \Gamma_{N_1} \rangle = [K_1(M_1/T)/K_2(M_1/T)]\Gamma_{N_1}$  es el número de decaimientos por unidad de tiempo,  $\Gamma_{N_1}$  es el ancho total de decaimiento en el sistema en reposo del neutrino que decae y el cociente de funciones de Bessel,  $K_1(M_1/T)/K_2(M_1/T)$ , proviene del promedio térmico del factor de dilatación temporal  $M_1/E$ .  $\Gamma_{N_1}$  depende de cierta combinación de los Yukawas y  $M_1$ :

$$\Gamma_{N_1} = \frac{1}{8\pi}(h^\dagger h)_{11}M_1, \quad (2.4.2)$$

de lo cual puede verse que hay apartamiento del equilibrio en una amplia región del espacio de parámetros. La condición (2.4.1) debe satisfacerse cuando el neutrino  $N_1$  deja de ser relativista, es decir para  $T \approx M_1$ . Si las interacciones que violan  $L$  y  $CP$  y que determinan la densidad de  $N_1$  estuvieran fuera del equilibrio sólo para  $T \ll M_1$ , los neutrinos se extinguirían sin producir asimetría. Si estuvieran fuera del equilibrio sólo cuando  $T \gg M_1$  la asimetría generada sería borrada antes de que los neutrinos decaigan.

En la sección 2.7 se mostrará en detalle como se genera asimetría fuera del equilibrio y la relación con la unitariedad de la teoría.

## 2.5. La violación de $CP$ en los decaimientos

La asimetría  $CP$  en un proceso con estado inicial  $i$  y estado final  $f$  se define como:

$$\epsilon_f^i \equiv \frac{\gamma(i \rightarrow f) - \gamma(\bar{i} \rightarrow \bar{f})}{\gamma(i \rightarrow f) + \gamma(\bar{i} \rightarrow \bar{f})}, \quad (2.5.1)$$

donde  $\gamma(i \rightarrow f)$  es el número de interacciones por unidad de tiempo y volumen (se la llamará “densidad de interacciones”). De la definición se ve que  $-1 \leq \epsilon_f^i \leq 1$ .

Antes de dar la expresión para la asimetría  $CP$  en el decaimiento de los neutrinos pesados se mostrarán cuales son los requisitos generales para que haya asimetría  $CP$ . En general la amplitud de probabilidad ( $A$ ) de un proceso  $i \rightarrow f$ , incluyendo los términos a nivel árbol y un lazo, tiene la forma

$$A(i \rightarrow f) = g_0 A_0 + g_1 A_1, \quad (2.5.2)$$

donde  $g_0, g_1$  son los productos de las constantes de acoplamiento a orden árbol y un lazo respectivamente y  $A_0, A_1$  son las amplitudes correspondientes sin incluir las constantes de acoplamiento. La densidad de interacciones involucra una integral en el espacio de las fases del cuadrado de la amplitud, por lo tanto al orden siguiente al más bajo se tiene que

$$\gamma(i \rightarrow f) = |g_0|^2 I_0 + g_0 g_1^* I_1 + g_0^* g_1 I_1^*. \quad (2.5.3)$$

Los dos últimos términos provienen de la interferencia entre los diagramas árbol y los diagramas a un lazo.  $I_0$  e  $I_1$  son factores cinemáticos al orden más bajo y al siguiente respectivamente y son idénticos para partículas y antipartículas (por CPT). Entonces

$$\gamma(\bar{i} \rightarrow \bar{f}) = |g_0|^2 I_0 + g_0^* g_1 I_1 + g_0 g_1^* I_1^* , \quad (2.5.4)$$

con lo cual la asimetría CP queda

$$\epsilon_f^i \propto \gamma(i \rightarrow f) - \gamma(\bar{i} \rightarrow \bar{f}) = -4 \operatorname{Im} [g_0 g_1^*] \operatorname{Im} [I_1] . \quad (2.5.5)$$

Aquí se puede ver que se necesitan dos tipos de fases para tener asimetría CP:

- Fase de los acoplamientos: debe haber acoplamientos complejos.
- Fase de los factores cinemáticos:  $\operatorname{Im} [I_1] \neq 0$  si las partículas en los lazos pueden estar en capa de masa (esto se ve de las reglas de Cutkosky).

El decaimiento de los neutrinos pesados de Majorana puede ser asimétrico CP<sup>4</sup>. La asimetría surge de la interferencia entre el diagrama árbol de la figura 2.2(a) y los diagramas a un lazo de las figuras 2.2(b) y 2.2(c). En realidad hay dos tipos de diagramas que contribuyen a la función de onda, uno con un leptón virtual ( $\ell_k$ ) en el lazo y otro con un antileptón ( $\bar{\ell}_k$ ).

La asimetría en el decaimiento de  $N_\alpha$  puede entonces escribirse como la suma de la contribución del vértice ( $\epsilon_{\ell_j}^{N_\alpha}$  (vértice)) y la función de onda ( $\epsilon_{\ell_j}^{N_\alpha}$  (onda)):

$$\epsilon_{\ell_j}^{N_\alpha} \equiv \frac{\Gamma(N_\alpha \rightarrow \ell_j h) - \Gamma(N_\alpha \rightarrow \bar{\ell}_j \bar{h})}{\sum_j \Gamma(N_\alpha \rightarrow \ell_j h) + \Gamma(N_\alpha \rightarrow \bar{\ell}_j \bar{h})} = \epsilon_{\ell_j}^{N_\alpha}(\text{vértice}) + \epsilon_{\ell_j}^{N_\alpha}(\text{onda}) . \quad (2.5.6)$$

Estas son iguales a [42]:

$$\begin{aligned} \epsilon_{\ell_j}^{N_\alpha}(\text{vértice}) &= \frac{1}{8\pi} \sum_{\beta} f(y_\beta) \frac{\operatorname{Im} [h_{j\beta}^* h_{j\alpha} (h^\dagger h)_{\beta\alpha}]}{(h^\dagger h)_{\alpha\alpha}} , \\ \epsilon_{\ell_j}^{N_\alpha}(\text{onda}) &= -\frac{1}{8\pi} \sum_{\beta \neq \alpha} \frac{M_\alpha}{M_\beta^2 - M_\alpha^2} \frac{\operatorname{Im} [(M_\beta (h^\dagger h)_{\beta\alpha} + M_\alpha (h^\dagger h)_{\alpha\beta}) h_{j\beta}^* h_{j\alpha}]}{(h^\dagger h)_{\alpha\alpha}} , \end{aligned} \quad (2.5.7)$$

donde  $y_\beta \equiv M_\beta^2/M_\alpha^2$  y  $f(x) = \sqrt{x}(1 - (1+x) \ln[(1+x)/x])$ . Las expresiones dadas son al orden más bajo no nulo en los acoplamientos de Yukawa y se supuso que  $|M_\beta - M_\alpha| \gg \Gamma_{N_\beta}$ , donde  $\Gamma_{N_\beta} = (h^\dagger h)_{\beta\beta} M_\beta / 8\pi$  es el ancho de decaimiento de  $N_\beta$ .

En estos modelos es necesario que haya más de una familia de neutrinos pesados para tener asimetría CP. La combinación de Yukawas es real en aquellos términos que provienen de los diagramas donde el neutrino virtual es el mismo que el que decae. Por

<sup>4</sup>Por el momento sólo se considerará la asimetría CP en los decaimientos. En el capítulo 5 se estudiará la asimetría CP en los scatterings y sus efectos.

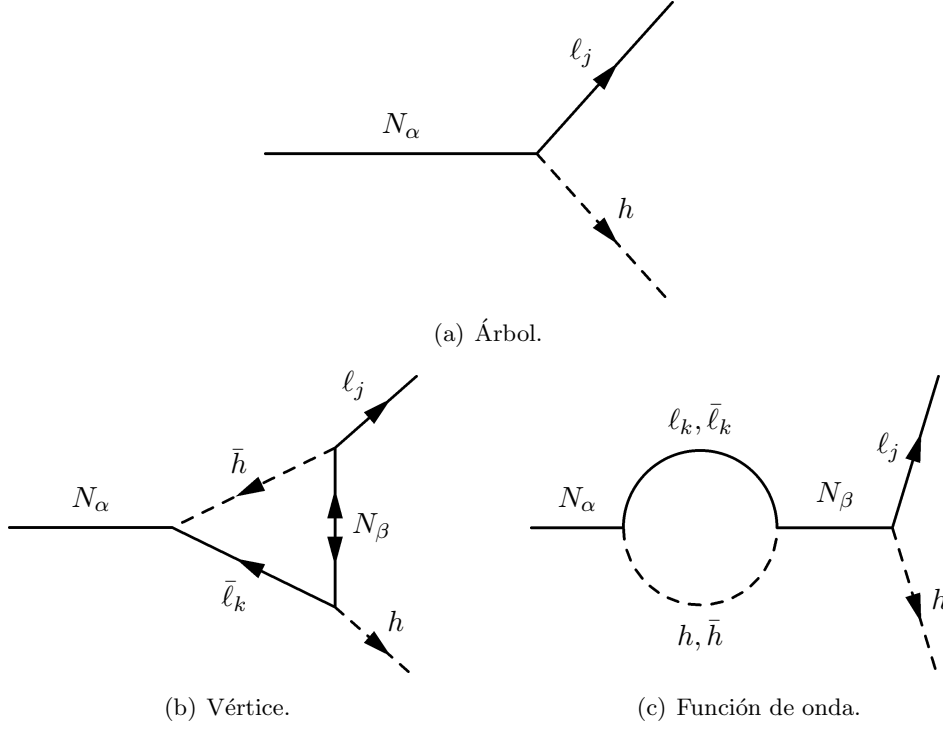


Figura 2.2: Diagramas árbol y a un lazo del decaimiento.

ejemplo, cuando  $\beta = \alpha$  en la sumatoria de  $\epsilon_{\ell_j}^{N_\alpha}$  (vértice) se obtiene  $\text{Im} \left[ h_{j\alpha}^* h_{j\alpha} (h^\dagger h)_{\alpha\alpha} \right] = 0$ .

Sumando sobre los tres sabores de los leptones finales se obtiene la asimetría total:

$$\epsilon_{\ell}^{N_\alpha} = \sum_j \epsilon_{\ell_j}^{N_\alpha} = \frac{1}{8\pi} \sum_{\beta \neq \alpha} \left[ f(y_\beta) - \frac{M_\alpha M_\beta}{M_\beta^2 - M_\alpha^2} \right] \frac{\text{Im} \left[ (h^\dagger h)_{\beta\alpha}^2 \right]}{(h^\dagger h)_{\alpha\alpha}}. \quad (2.5.8)$$

El primer término dentro del corchete es la contribución del vértice y el segundo la de la función de onda. Como se comentó antes, hay dos tipos de diagramas que contribuyen a la función de onda. Uno involucra al antileptón en el lazo de la figura 2.2(c), con lo cual el neutrino virtual  $N_\beta$  debe “mostrar” su carácter de Majorana y da el término proporcional a  $M_\beta$  en (2.5.7). El otro tiene un leptón propagándose en el lazo y no requiere violación de número leptónico total, lo cual se refleja en el término de (2.5.7) que no se anula cuando  $M_\beta \rightarrow 0$ . Este último tipo de diagramas no contribuye a la asimetría total (2.5.8).

Hacemos notar que  $\epsilon_{\ell}^{N_\alpha}$  sólo depende de los Yukawas a través de la matriz  $h^\dagger h$ . Teniendo en cuenta la ec. (2.3.6) se concluye que la asimetría total no depende de la matriz de mezcla  $U$ , es decir de las fases de bajas energías (¡esto es una mala noticia!). Sin embargo, en el capítulo 4 se mostrará que al tener en cuenta el sabor la situación puede ser muy distinta.



En el caso jerárquico ( $M_{2,3} \gg M_1$ ) se obtiene una expresión sencilla para la asimetría CP total en el decaimiento de  $N_1$ :

$$\epsilon_\ell^{N_1} \simeq -\frac{3}{16\pi} \sum_{\beta \neq 1} \frac{1}{\sqrt{y_\beta}} \frac{\text{Im} \left[ (h^\dagger h)_{\beta 1}^2 \right]}{(h^\dagger h)_{11}} \quad (\text{para } M_{2,3} \gg M_1). \quad (2.5.9)$$

Aquí la función de onda contribuye el doble que el vértice.

Hay una cota superior a la asimetría total válida en el límite jerárquico, conocida como la *cota de Davidson-Ibarra* [43]:

$$\left| \epsilon_\ell^{N_1} \right| \leq \epsilon_{\text{max}}^{\text{DI}} = \frac{3}{16\pi} \frac{M_1}{v^2} (m_3 - m_1), \quad (2.5.10)$$

donde  $m_3$  ( $m_1$ ) es la masa del neutrino liviano más pesado (liviano) y  $v$  es el valor de expectación en el vacío del Higgs ( $v \simeq 174$  GeV). En [44] se estudia con más detalle esta cota y se muestra que es válida únicamente en situaciones muy jerárquicas ( $M_2, M_3 \gg 100M_1$ ). Para jerarquías más suaves la cota es menos estricta. También se puede obtener una cota para las asimetrías parciales [45], [46]:

$$\left| \epsilon_{\ell_j}^{N_1} \right| \leq \frac{3}{16\pi} \frac{M_1}{v^2} m_3 \sqrt{\frac{\kappa_j}{\kappa}}, \quad (2.5.11)$$

donde  $\kappa_j/\kappa = h_{1j}^\dagger h_{j1}/(h^\dagger h)_{11} = \Gamma(N_1 \rightarrow \ell_j h)/\Gamma_{N_1}$  (el cociente entre el ancho de decaimiento en el leptón  $\ell_j$  y el ancho total de decaimiento). En el apéndice E se da una demostración de esta cota.

## 2.6. Ecuaciones de Boltzmann

La evolución de las densidades de las partículas que no están en equilibrio se describirá con las ecuaciones clásicas de transporte de Boltzmann. La forma general de estas ecuaciones es

$$\hat{L}f_a = -\frac{1}{2}\hat{C}_a[f], \quad (2.6.1)$$

donde  $f_a = f_a(p^\mu, x^\mu)$  es la función distribución en el espacio de fases de la partícula de especie  $a$ ,  $\hat{L}$  es el operador de Liouville y  $\hat{C}$  el operador de colisión. El universo primitivo era prácticamente homogéneo e isótropo, por lo tanto  $f_a = f_a(|\vec{p}_a|, t)$  y el espacio tiempo estaba descrito por la métrica de Robertson-Walker, donde la acción del operador de Liouville es

$$\hat{L}f_a = E_a \dot{f}_a - H |\vec{p}_a|^2 \frac{\partial f_a}{\partial E_a}, \quad (2.6.2)$$

con  $\dot{f}_a$  la derivada temporal de  $f_a$ . El operador de colisión viene dado por

$$\begin{aligned} \hat{C}_a[f] \equiv & \sum_{aX \leftrightarrow Y} \int d\pi_X d\pi_Y (2\pi)^4 \delta^4(p_a + p_X - p_Y) \\ & \times \left[ f_a f_X |A(aX \rightarrow Y)|^2 \prod_{c \in Y} (1 + \theta_c f_c) \right. \\ & \left. - f_Y |A(Y \rightarrow aX)|^2 (1 + \theta_a f_a) \prod_{b \in X} (1 + \theta_b f_b) \right], \end{aligned} \quad (2.6.3)$$

donde

$$\begin{aligned} d\pi_X \equiv & \prod_{b \in X} d\pi_b, & d\pi_b \equiv & g_b \frac{d^3 p_b}{(2\pi)^3} \frac{1}{2E(\vec{p}_b)}, \\ p_X \equiv & \sum_{b \in X} p_b, & f_X \equiv & \prod_{b \in X} f_b, \end{aligned} \quad (2.6.4)$$

$p_b$  es el momento de la partícula  $b$ ,  $E(\vec{p}_b)$  su energía y  $g_b$  es el número de sus grados de libertad. Aquí  $|A|^2$  es la amplitud de transición promediada sobre los grados de libertad internos del estado inicial y final.  $\theta_b = 1$  si  $b$  es un bosón y  $\theta_b = -1$  si es un fermión. El factor  $(1 - f)$  aparece como consecuencia del principio de exclusión de Pauli y los dos términos del factor  $(1 + f)$  para bosones representan emisión espontánea y estimulada respectivamente. Si hay partículas idénticas deben incluirse en la ec. (2.6.3) los factores de simetría que correspondan para no contar dos veces un mismo estado.

Integrando sobre  $\pi_a$  se obtiene una ecuación para la densidad numérica de la partícula  $a$  ( $n_a$ ):

$$\dot{n}_a + 3Hn_a = - \int d\pi_a \hat{C}_a[f]. \quad (2.6.5)$$

El miembro de la izquierda se obtiene integrando  $2\hat{L}f_a$ .

Para continuar se supondrá que las partículas están en *equilibrio cinético*, es decir que la dependencia en el momento de la función distribución es la misma que en equilibrio:

$$f_a(E) = \frac{n_a}{n_a^{eq}} f_a^{eq}(E). \quad (2.6.6)$$

Esto ocurre siempre que haya interacciones rápidas (respecto a la expansión del universo) que cambien la energía cinética de las partículas. Si también hubiera interacciones rápidas que cambiaran el número de partículas “ $a$ ”, entonces esta especie estaría en equilibrio químico y  $n_a = n_a^{eq}$ .

Además se trabajará con la estadística de Maxwell-Boltzmann (en la última sección del capítulo haremos un comentario respecto a esto), por lo tanto<sup>5</sup>

$$f_a^{eq}(E) = e^{-E/T} \quad (2.6.7)$$

<sup>5</sup>La ecuación de Boltzmann es covariante de manera explícita, pero al especificar las funciones de distribución de las partículas se pasa a trabajar en un sistema de referencia particular, en nuestro caso el comóvil. Todas las cantidades deberán, entonces, evaluarse en este sistema.

y

$$n_a^{eq} = g_a \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} f_a^{eq}(\vec{p}) = \frac{g_a m_a^2 T}{2\pi^2} K_2(m_a/T), \quad (2.6.8)$$

donde  $m_a$  es la masa de la partícula  $a$  y  $K_n(x)$  son las funciones de Bessel modificadas. En la estadística clásica los factores de bloqueo de Pauli y de emisión estimulada para bosones no existen, es decir  $\theta_b = 0$ .

Con la hipótesis de equilibrio cinético y la aproximación de usar la estadística de Maxwell-Boltzmann, las ecuaciones de evolución quedan simplificadas:

$$\dot{n}_a + 3Hn_a = - \sum_{aX \leftrightarrow Y} [aX \leftrightarrow Y], \quad (2.6.9)$$

donde

$$[aX \leftrightarrow Y] \equiv \frac{n_a}{n_a^{eq}} \prod_{b \in X} \frac{n_b}{n_b^{eq}} \gamma^{eq}(aX \rightarrow Y) - \prod_{c \in Y} \frac{n_c}{n_c^{eq}} \gamma^{eq}(Y \rightarrow aX) \quad (2.6.10)$$

y  $\gamma^{eq}$  es la densidad de interacciones con las partículas involucradas en equilibrio,

$$\gamma^{eq}(aX \rightarrow Y) = \int d\pi_a d\pi_X d\pi_Y (2\pi)^4 \delta^4(p_a + p_X - p_Y) f_a^{eq} f_X^{eq} |A(aX \rightarrow Y)|^2. \quad (2.6.11)$$

Para un proceso de decaimiento se puede mostrar que

$$\gamma^{eq}(a \rightarrow i, j, \dots) = n_a^{eq} \langle \Gamma(a \rightarrow i, j, \dots) \rangle = n_a^{eq} \frac{K_1(m_a/T)}{K_2(m_a/T)} \Gamma(a \rightarrow i, j, \dots), \quad (2.6.12)$$

donde  $\Gamma(a \rightarrow i, j, \dots)$  es el ancho de decaimiento en el canal  $(a \rightarrow i, j, \dots)$ . Para un proceso de scattering y suponiendo que la sección eficaz ( $\sigma$ ) sólo depende del cuadrado de la energía en el centro de masa ( $s$ ) y no del movimiento térmico respecto al plasma, se tiene que

$$\gamma^{eq}(ab \rightarrow i, j, \dots) = \frac{T}{64\pi^4} \int_{s_{min}}^{\infty} ds s^{1/2} \hat{\sigma}(s) K_1\left(\frac{\sqrt{s}}{T}\right), \quad (2.6.13)$$

donde  $s_{min} = \text{máximo}[(m_a + m_b)^2, (m_i + m_j + \dots)^2]$  y  $\hat{\sigma}$  es la sección eficaz reducida,  $\hat{\sigma} \equiv 2s\lambda[1, m_a^2/s, m_b^2/s]\sigma$ , con  $\lambda[a, b, c] \equiv (a - b - c)^2 - 4bc$  y  $\sigma$  la sección eficaz total sumada sobre todos los grados de libertad del estado inicial y final.

Usualmente se omitirá el superíndice “eq” ya que todas las densidades de interacción que se usarán son las de equilibrio (siempre trabajaremos suponiendo equilibrio cinético, con lo cual el apartamiento del equilibrio se manifiesta únicamente en las densidades numéricas de partículas).

El término  $3Hn_a$  en la ec. (2.6.9) da cuenta de la dilución de la densidad de partículas debida a la expansión del universo. Puede absorberse normalizando la densidad de partículas a la densidad de entropía  $s^6$ . Se define entonces  $Y_a \equiv n_a/s$ ,  $Y_a^{eq} \equiv n_a^{eq}/s$  y

<sup>6</sup>Como es usual en la literatura, usamos la letra “s” para denotar tanto el cuadrado de la energía en el centro de masa como la densidad de entropía. En las distintas situaciones en que aparezca esta letra quedará claro a cual de las dos cantidades se refiere.

también se cambia la variable independiente  $t$  por la variable adimensional  $z \equiv m_a/T$ .  $Y_a$  da el número de partículas  $a$  en una unidad de volumen comóvil dividido por la entropía en ese volumen. En equilibrio térmico y en ausencia de interacciones que violen el número de partículas  $a$  esa cantidad permanece constante. Teniendo en cuenta que  $H = \frac{d \ln R}{dt}$  y  $T \propto 1/R$ , se obtiene <sup>7</sup>

$$\frac{dY_a}{dz} = -\frac{1}{zHs} \sum_{aX \leftrightarrow Y} [aX \leftrightarrow Y]. \quad (2.6.14)$$

La densidad de entropía viene dada por

$$s = \frac{2\pi^2}{45} g_{*s} T^3, \quad (2.6.15)$$

donde

$$g_{*s}(T) = \sum_{i=\text{bosones}} g_i \left( \frac{T_i}{T} \right)^3 + \frac{7}{8} \sum_{i=\text{fermiones}} g_i \left( \frac{T_i}{T} \right)^3$$

y  $g_i$ ,  $T_i$  fueron definidos luego de la ec. (1.3.3). En todo el trabajo supondremos que  $g_{*s} = g_{*ME}$ .

Para leptogénesis en el caso jerárquico se necesita una ecuación de evolución para  $Y_{N_1}$  y una por cada sabor leptónico relevante. En el capítulo 3 se discutirá sobre la cantidad de ecuaciones necesarias para obtener todas las densidades que interesan, en el apéndice D se da una deducción de las ecuaciones de Boltzmann para leptogénesis incluyendo todos los procesos que se tendrán en cuenta en este trabajo y el sabor será el tema del capítulo 4. Por el momento sólo incluiremos las interacciones de Yukawa de los neutrinos pesados. Esto será suficiente para mostrar varias características básicas de las ecuaciones. Suponiendo además que hay una sola dirección relevante en el espacio de sabor leptónico y sin tener en cuenta la asimetría que también se genera entre los grados de libertad del Higgs (tema a tratar en el próximo capítulo), las ecuaciones de Boltzmann linealizadas en las asimetrías  $CP$  y de materia son

$$\begin{aligned} \frac{dY_N}{dz} &= -\frac{1}{zHs} \left( \frac{Y_N}{Y_N^{eq}} - 1 \right) \gamma_D, \\ \frac{dY_L}{dz} &= \frac{1}{zHs} \left\{ \epsilon_\ell^N \left( \frac{Y_N}{Y_N^{eq}} - 1 \right) \gamma_D - \frac{Y_L}{Y_L^{eq}} \left( \frac{\gamma_D}{2} + 2\gamma_{Ntu} + 2\gamma'_{Ns} \right) \right\} + \frac{dY_L^{esf}}{dz}. \end{aligned} \quad (2.6.16)$$

$N$  denota al neutrino pesado más liviano ( $N \equiv N_1$ )<sup>8</sup>,  $Y_L$  es la asimetría leptónica total (la densidad leptónica neta normalizada a la densidad de entropía) y de ahora en adelante  $z \equiv M_1/T$ . Todas las densidades de interacción son a nivel árbol y corresponden a los

<sup>7</sup>La relación  $T \propto 1/R$  es válida en toda la era dominada por la radiación con excepción de aquellos momentos en los cuales alguna partícula deja de ser relativista.

<sup>8</sup>A veces usaremos la letra  $N$  y otras la letra  $N$  con el subíndice "1" ( $N_1$ ) para denotar al neutrino pesado más liviano.

procesos de decaimiento, decaimiento inverso (producción de  $N$ ) y distintos scatterings con  $\Delta L = 2$ :

$$\begin{aligned}\gamma_D &\equiv \gamma^{arb}(N \rightarrow \ell h) + \gamma^{arb}(N \rightarrow \bar{\ell} \bar{h}) = \gamma^{arb}(\ell h \rightarrow N) + \gamma^{arb}(\bar{\ell} \bar{h} \rightarrow N) \\ &= n_N^{eq} \frac{K_1(z)}{K_2(z)} \Gamma_N^{arb}, \\ \gamma_{Ntu} &= \gamma^{arb}(\ell \ell \rightarrow hh), \\ \gamma'_{Ns} &= \gamma^{arb}(\ell h \rightarrow \bar{\ell} \bar{h}).\end{aligned}$$

El significado de las  $\gamma'$  se explicará pronto. Hemos calculado las secciones eficaces de estos y otros procesos para chequear las expresiones dadas en la literatura, ya que en ciertos casos hay algunas diferencias entre distintos autores [47], [48], [49], [50], [51]. En el apéndice C se dan los resultados.

El término  $\frac{dY_L^{esf}}{dz}$  corresponde a la violación de  $L$  por los esfalerones. Ya que estos cambian  $B$  en la misma cantidad y no hay otros procesos que violan número bariónico se tiene que  $\frac{dY_B}{dz} = \frac{dY_L^{esf}}{dz}$ , por lo cual resulta conveniente escribir una ecuación de evolución para  $Y_{B-L} \equiv Y_B - Y_L$  en lugar de la ecuación para  $Y_L$ :

$$\frac{dY_{B-L}}{dz} = \frac{-1}{zHs} \left\{ \epsilon_\ell^N \left( \frac{Y_N}{Y_N^{eq}} - 1 \right) \gamma_D - \frac{Y_L}{Y_L^{eq}} \left( \frac{\gamma_D}{2} + 2\gamma_{Ntu} + 2\gamma'_{Ns} \right) \right\}. \quad (2.6.17)$$

A continuación haremos varios comentarios acerca de las ecuaciones de Boltzmann (2.6.16).

- La ecuación para  $Y_N$  es de la forma

$$\frac{dY_N}{dz} = -\frac{K(z)}{z} (Y_N - Y_N^{eq}), \quad (2.6.18)$$

con  $K(z) > 0$ , así que en cada instante la variación de  $Y_N$  es en la dirección de acercamiento a  $Y_N^{eq}$  y es mayor cuanto más grande sea el apartamiento respecto de la densidad de equilibrio. La eficacia de este mecanismo viene dada por <sup>9</sup>  $K(z) = \frac{\gamma_D}{HsY_N^{eq}} = \langle \Gamma_N \rangle / H$ , con lo cual queda justificada de manera más precisa la condición de apartamiento del equilibrio dada en la expresión (2.4.1).

- La ecuación para  $Y_L$  tiene dos términos bien distintos. Uno de ellos,  $\frac{\gamma_D}{zHsY_N^{eq}} \epsilon_\ell^N (Y_N - Y_N^{eq})$ , es proporcional a la asimetría CP ( $\epsilon_\ell^N$ ) e independiente de  $Y_L$ . Sólo si es no nulo es posible generar asimetría dinámicamente, por lo cual se denomina *término fuente*. Las tres condiciones de Sakharov se hacen presentes claramente aquí: se necesita violación de número leptónico,  $\epsilon_\ell^N \neq 0$  y  $Y_N \neq Y_N^{eq}$  para que este término esté presente.

El otro término es proporcional y de signo opuesto a  $Y_L$ , entonces su acción es disminuir la asimetría presente, por lo cual se denomina *término de washout* (borrado).

<sup>9</sup>El factor  $\frac{1}{z}$  depende de la variable independiente que se use y además es 1 cuando  $T = M_1$ .

- Instante a instante la fuente produce asimetría en una cantidad que no depende de su valor presente, mientras que el washout siempre borra algo del exceso de materia o antimateria existente. Podría entonces parecer que cuanto mayor sea el término fuente y menor el washout, más asimetría se generará. La realidad es que esto no es cierto y hay situaciones en las cuales es indispensable que haya washout para obtener una asimetría final no nula. Lo importante a notar es que la fuente puede generar asimetría en una dirección durante cierto período y en la dirección opuesta en otro. En una situación extrema (pero muy natural como veremos enseguida), el balance neto puede ser nulo. Para evitar esta cancelación es necesario tener washout que borre más la asimetría de un signo que la del otro. Ahora observemos que el término fuente en (2.6.16) es exactamente igual a  $-\epsilon_\ell^N \frac{dY_N}{dz}$ , por lo tanto integrando desde el inicio hasta el fin de la era de leptogénesis se obtiene

$$\begin{aligned} Y_L^f &= \int_i^f \frac{dY_L}{dz} dz = -\epsilon_\ell^N \int_i^f \frac{dY_N}{dz} dz - \int_i^f \frac{dY_L^{wo}}{dz} dz \\ &= \epsilon_\ell^N (Y_N^i - Y_N^f) + (\Delta Y_L^{wo})^- - (\Delta Y_L^{wo})^+, \end{aligned} \quad (2.6.19)$$

donde  $Y_L^f$  es el valor final de la asimetría leptónica y se está suponiendo que su valor inicial es nulo;  $\frac{dY_L^{wo}}{dz}$  es la variación de  $Y_L$  debida a los washout y por último  $(\Delta Y_L^{wo})^-$  y  $(\Delta Y_L^{wo})^+$  son las cantidades totales de asimetría de signo negativo y positivo borradas por los washout<sup>10</sup>. La densidad final de neutrinos pesados,  $Y_N^f$ , es siempre cero. Si también la densidad inicial ( $Y_N^i$ ) es nula, como ocurre cuando los únicos procesos que pueden crear  $N$  son las interacciones de Yukawa, entonces se da la cancelación exacta entre las asimetrías de un signo y el otro generadas por la fuente. Queda claro que en este caso se necesita que  $(\Delta Y_L^{wo})^- \neq (\Delta Y_L^{wo})^+$  para que  $Y_L^f \neq 0$ . En el capítulo 5 se hablará más de esta cancelación en relación a la inclusión de scatterings con  $\Delta L = 1$ .

En conclusión, los washout que borran la asimetría con el “signo equivocado” (opuesto al valor final) incrementan la asimetría total generada durante la leptogénesis.

- Si no se tienen en cuenta efectos térmicos y cuánticos la asimetría CP ( $\epsilon_\ell^N$ ) es constante. Dividiendo la ecuación (2.6.17) por  $\epsilon_\ell^N$  y teniendo en cuenta que  $Y_{B-L}$  es proporcional a  $Y_L$  (esto se discute en el próximo capítulo), se ve que  $Y_{B-L}/\epsilon_\ell^N$  es independiente de  $\epsilon_\ell^N$ , por lo que la asimetría  $B-L$  es exactamente proporcional a la asimetría CP. Entonces resulta conveniente escribir

$$Y_B^f = -\frac{28}{79} \epsilon_\ell^N \eta Y_N^{eq}(T \gg M_1) \simeq -\frac{1}{724} \epsilon_\ell^N \eta, \quad (2.6.20)$$

donde  $Y_B^f$  es la asimetría bariónica al final de la bariogénesis (la cantidad a comparar con las observaciones), el factor 28/79 es el factor de conversión entre  $Y_{B-L}$

<sup>10</sup>Se está suponiendo que los esfalerones no están activos durante la leptogénesis y por lo tanto  $\frac{dY_L^{esf}}{dz} = 0$  en este período. Si estuvieran activos las conclusiones no cambiarían pero convendría trabajar con  $Y_{B-L}$  en lugar de  $Y_L$ .

e  $Y_B$  debido a la acción de los esfalerones (ver próximo capítulo) y  $\eta$  es la *eficiencia*. Si  $Y_N(T \gg M_1) \leq Y_N^{eq}(T \gg M_1)$  entonces  $|\eta| \leq 1$ ;  $\eta = 1$  cuando la densidad de  $N$  al comienzo de la leptogénesis es la de equilibrio y los washout son despreciables. Si la densidad de energía del universo hubiera estado dominada por los  $N$ , entonces se podría llegar hasta  $\eta \sim g_{*ME} = 106,75$  ya que en este caso  $Y_N(T \sim M_1) \simeq g_{*ME} Y_N^{eq}(T \gg M_1)$ .

- $\gamma'(\ell h \rightarrow \bar{\ell} \bar{h})$  es la cantidad de interacciones  $\ell h \rightarrow \bar{\ell} \bar{h}$  que ocurren por unidad de tiempo y volumen sin contar aquellas mediadas por un neutrino  $N$  en capa de masa. La definición exacta es

$$\gamma'(\ell h \rightarrow \bar{\ell} \bar{h}) \equiv \gamma(\ell h \rightarrow \bar{\ell} \bar{h}) - \gamma(\ell h \rightarrow N) BR(N \rightarrow \bar{\ell} \bar{h}), \quad (2.6.21)$$

donde  $BR(X \rightarrow a, b, \dots)$  es la fracción de decaimientos de  $X$  en el canal  $X \rightarrow a, b, \dots$  y se denomina “branching ratio” (BR):

$$BR(X \rightarrow a, b, \dots) \equiv \frac{\Gamma(X \rightarrow a, b, \dots)}{\Gamma_X}, \quad (2.6.22)$$

con  $\Gamma_X$  el ancho total de decaimiento.

Debe usarse la densidad de interacciones substraída,  $\gamma'$ , para no violar unitariedad [52], [51]. La cuestión es la siguiente. Estrictamente  $N$  no puede considerarse como un estado inicial o final en el cálculo de las secciones eficaces mediante la teoría de perturbaciones ya que es una partícula inestable y por lo tanto no tiene sentido que aparezca como un estado entrante o saliente a tiempos  $-\infty$  ó  $+\infty$ . Las partículas inestables deben tratarse con cuidado en teoría de campos para que no haya problemas de unitariedad [53]. Por otro lado, durante la era de la leptogénesis el universo cambia de manera fundamental en el lapso de tiempo entre la producción y decaimiento de los neutrinos pesados (esto se explicará con más detalle en la próxima sección). Por este motivo se plantea una ecuación de Boltzmann para  $N$  y se consideran interacciones con  $N$  como estado inicial o final. El cuidado que hay que tener es no contar dos veces un mismo proceso en las ecuaciones de evolución porque sino se violará la unitariedad. Las interacciones  $\ell h \rightarrow \bar{\ell} \bar{h}$  mediadas por un  $N$  en capa de masa ya se tienen en cuenta al incluir los proceso de decaimiento y decaimiento inverso, por eso debe usarse  $\gamma'$ .

Puede mostrarse que si se usara  $\gamma(\ell h \rightarrow \bar{\ell} \bar{h})$  en lugar de  $\gamma'(\ell h \rightarrow \bar{\ell} \bar{h})$ , quedaría en la fuente de la ecuación para  $Y_L$  un término  $\frac{1}{zHs} 2\gamma_D \epsilon_\ell^N$  (ver ec. D.3.2) que produciría asimetría aún en equilibrio, en contradicción con la tercera condición de Sakharov (notar para lo que sigue que este término es  $O(h^6)$ , con  $h$  los acoplamientos de Yukawa). En cambio, usando  $\gamma'$  ese término se cancela. Veamos como ocurre esto. La ecuación de Boltzmann para  $Y_L$  tiene un término igual a  $-\frac{1}{zHs} 2\Delta\gamma'(\ell h \rightarrow \bar{\ell} \bar{h})$  (ver ec. (D.3.12) y (D.3.11) considerando sólo un sabor), donde  $\Delta\gamma'(\ell h \rightarrow \bar{\ell} \bar{h}) \equiv \gamma'(\ell h \rightarrow \bar{\ell} \bar{h}) - \gamma'(\bar{\ell} \bar{h} \rightarrow \ell h)$ . El conjugado CP de la ec. (2.6.21) es

$$\gamma'(\bar{\ell} \bar{h} \rightarrow \ell h) \equiv \gamma(\bar{\ell} \bar{h} \rightarrow \ell h) - \gamma(\bar{\ell} \bar{h} \rightarrow N) BR(N \rightarrow \ell h). \quad (2.6.23)$$

Usando la definición de  $\epsilon_\ell^N$  podemos escribir

$$\begin{aligned}\gamma(N \rightarrow \ell h) &= \gamma(\bar{\ell} \bar{h} \rightarrow N) = (1 + \epsilon_\ell^N) \gamma_D / 2, \\ \gamma(N \rightarrow \bar{\ell} \bar{h}) &= \gamma(\ell h \rightarrow N) = (1 - \epsilon_\ell^N) \gamma_D / 2\end{aligned}\quad (2.6.24)$$

y por lo tanto

$$\begin{aligned}\gamma'(\ell h \rightarrow \bar{\ell} \bar{h}) &= \gamma(\ell h \rightarrow \bar{\ell} \bar{h}) - (1 - \epsilon_\ell^N)^2 \gamma_D / 4, \\ \gamma'(\bar{\ell} \bar{h} \rightarrow \ell h) &= \gamma(\bar{\ell} \bar{h} \rightarrow \ell h) - (1 + \epsilon_\ell^N)^2 \gamma_D / 4.\end{aligned}\quad (2.6.25)$$

Como se verá en la siguiente sección, unitariedad implica que a  $O(h^6)$  se satisface la igualdad  $\Delta\gamma(\ell h \rightarrow \bar{\ell} \bar{h}) = 0$ . Entonces a orden más bajo no nulo en los acoplamientos de Yukawa se llega a

$$\Delta\gamma'(\ell h \rightarrow \bar{\ell} \bar{h}) = \gamma_D \epsilon_\ell^N, \quad (2.6.26)$$

con lo cual se obtiene la cancelación del término mencionado.

Por último hacemos notar que la cantidad que se substrahe en la ec. (2.6.21) es exactamente la densidad de interacciones  $\ell h \rightarrow \bar{\ell} \bar{h}$  mediadas por la resonancia  $N$  en la “aproximación de ancho angosto” (la llamaremos narrow width approximation (NWA) de ahora en adelante).

Para más detalles sobre aspectos relacionados con esta sección ver por ejemplo [52], [1], [47].

## 2.7. Unitariedad, apartamiento del equilibrio y generación de asimetría

En la sección anterior se comentó que los neutrinos pesados, por ser partículas inestables, no se pueden tratar estrictamente como estados asintóticos entrantes o salientes. Supongamos entonces que los tratamos únicamente como partículas mediadoras de la interacción de Yukawa entre leptones y bosones de Higgs. Se supone además que esta es la única interacción relevante. En lo que respecta al razonamiento que sigue, también podría pensarse que las únicas partículas que habitaban el universo eran los leptones, bosones de Higgs y transitoriamente los neutrinos pesados como resonancias. Por último y por sencillez, supondremos que había un sólo sabor de leptones activo, al cual denominaremos  $\ell$  (si hay más sabores se suma sobre todos ellos en las expresiones que siguen y la conclusión no cambia). Entonces unitariedad implica que a  $O(h^6)$  en los acoplamientos de Yukawa (es decir incluyendo amplitudes a un lazo)

$$|A(\ell h \rightarrow \bar{\ell} \bar{h})|^2 = |A(\bar{\ell} \bar{h} \rightarrow \ell h)|^2, \quad (2.7.1)$$

donde  $A$  es la amplitud de transición del proceso que corresponda. Esto puede verse fácilmente. Una consecuencia inmediata de la unitariedad de la matriz  $S$  es

$$\sum_j |A(a \rightarrow j)|^2 = \sum_j |A(j \rightarrow a)|^2, \quad (2.7.2)$$



donde la suma es sobre todas las posibles transiciones desde el estado  $a$  en el primer miembro de la igualdad y hacia el estado  $a$  en el segundo. Aplicando esta igualdad a nuestro sistema se obtiene<sup>11</sup>

$$|A(\ell h \rightarrow \ell h)|^2 + |A(\ell h \rightarrow \bar{\ell} \bar{h})|^2 = |A(\ell h \rightarrow \ell h)|^2 + |A(\bar{\ell} \bar{h} \rightarrow \ell h)|^2 \quad (2.7.3)$$

y simplificando se llega a la ec. (2.7.1). La igualdad planteada en esa ecuación involucra la suma de muchos términos que individualmente violan CP. Estos corresponden a la interferencia entre los diagramas árbol y a un lazo representados en la figura 2.3. En total

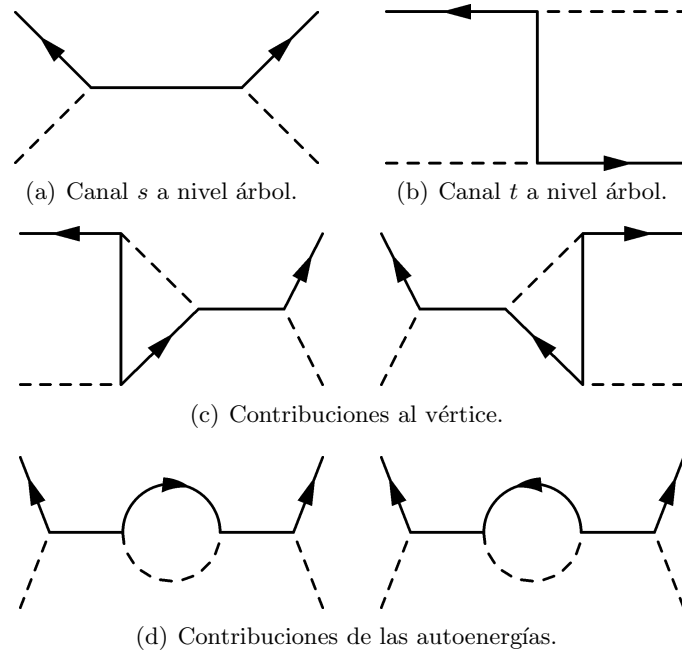


Figura 2.3: Diagramas árbol y a un lazo para el proceso  $\bar{\ell} \bar{h} \rightarrow \ell h$ . Las líneas rayadas corresponden a bosones de Higgs, las continuas con flecha a leptones y las continuas sin flecha a los neutrinos pesados. No se incluyeron los diagramas a un lazo tipo caja porque no violan número leptónico, ni los diagramas a un lazo en el canal  $t$  porque las partículas en el lazo no pueden estar en capa de masa y por lo tanto no hay violación de CP.

hay 8 términos de interferencia. De hecho, puede demostrarse [54] que en realidad hay 3 igualdades del tipo (2.7.1) que involucran a tres subgrupos distintos de estos términos. La probabilidad asociada a cada término de interferencia es de la forma  $2\text{Re} [A^{arb} A^{lazo}]$ , donde  $A^{arb}$  es la amplitud correspondiente a un diagrama árbol y  $A^{lazo}$  a un diagrama

<sup>11</sup>Se está trabajando a  $O(h^6)$  en los acoplamientos de Yukawa. A órdenes superiores deben incluirse los procesos con más de dos partículas iniciales o finales. Hay que tener presente que la condición de unitariedad debe satisfacerse a todo orden en los acoplamientos.

a un lazo. Entonces estas igualdades pueden escribirse

$$\text{Re} \left[ \text{Diagrama} \times \left( \text{Diagrama 1} + \text{Diagrama 2} \right)^* \right] - \text{Re} \left[ \overline{(\dots)} \right] = 0 , \quad (2.7.4)$$

$$\text{Re} \left[ \text{Diagrama} \times \left( \text{Diagrama 1} + \text{Diagrama 2} \right)^* \right] + \text{Diagrama 3} \times \left( \text{Diagrama 1} + \text{Diagrama 2} \right)^* - \text{Re} \left[ \overline{(\dots)} \right] = 0 , \quad (2.7.5)$$

$$\text{Re} \left[ \text{Diagrama 3} \times \left( \text{Diagrama 1} + \text{Diagrama 2} \right)^* \right] - \text{Re} \left[ \overline{(\dots)} \right] = 0 . \quad (2.7.6)$$

Se entiende que los diagramas de Feynman en estas igualdades deben reemplazarse por las amplitudes de los procesos que representan y en cada ecuación  $\text{Re}[\overline{(\dots)}]$  denota la parte real de la suma del conjugado CP de cada uno de los términos que le preceden.

Concentrémonos, por ejemplo, en la primera de estas igualdades y en el caso en el cual dos de los tres neutrinos pesados involucrados en cada término son del tipo  $N_1$  y el restante es un  $N_2$ . Además supongamos que el momento externo de las partículas es tal que permite la producción resonante de  $N_1$ , es decir  $s \simeq M_1^2$ . Entonces algunos de los términos de la ec. (2.7.4) factorizan en producción de  $N_1$  seguida por el decaimiento a través de la mezcla con  $N_2$  (con violación de  $CP$ ) y producción de  $N_1$  a través de la mezcla con  $N_2$  (con violación de  $CP$ ) seguida por el decaimiento. En cambio, los términos que involucran el intercambio de  $N_2$  a nivel árbol no factorizan. Ahora bien, la ec. (2.7.4) es una igualdad a nivel de probabilidades de transición, la clave para que sea posible obtener una asimetría neta es que  $N_1$  viva un tiempo considerable respecto a la escala de tiempo cosmológica (dada por el inverso de la tasa de expansión). Entonces ocurre lo siguiente. Al inicio de la leptogénesis se van produciendo los neutrinos pesados y se genera transitoriamente una asimetría, pues la cancelación entre los procesos y los antiprosos expresada en (2.7.4) sólo tiene lugar una vez que los neutrinos hayan

decaído. Esto explica porqué instante a instante se puede generar algo de asimetría. Por otro lado, el universo cambia entre el momento de producción y el de decaimiento de los neutrinos pesados. Puede ocurrir que haya interacciones que violen  $L$  (aunque no necesariamente  $CP$ ) y que estén en equilibrio al comienzo de la leptogénesis pero fuera del equilibrio al final. Entonces estas interacciones borrarán más la asimetría de un signo que se estaba generando transitoriamente que la del signo opuesto, con lo cual el balance neto no será nulo.

## 2.8. El rol de $M_1$

$M_1$ , la masa del neutrino pesado más liviano, es uno de los parámetros fundamentales de la leptogénesis. En los modelos jerárquicos ( $M_2, M_3 \gg M_1$ ) en los cuales la asimetría generada durante el decaimiento de  $N_3$  y  $N_2$  es irrelevante, debe darse que  $M_1 \gtrsim 4 \times 10^8$  GeV para obtener la asimetría observada [43], [55], [56].

A continuación enumeramos los puntos principales a tener en cuenta en relación al rol de  $M_1$ .

- La asimetría leptónica asociada a las interacciones que producen y destruyen los neutrinos  $N_1$  se genera cuando  $T \sim M_1$ . Es decir,  $M_1$  indica en que época ocurrió la leptogénesis asociada a  $N_1$  y por lo tanto en que condiciones físicas se produjo. El conjunto de las interacciones que estaban en equilibrio es relevante para la leptogénesis y este cambiaba con la edad del universo. En el próximo capítulo se tratará esto en detalle. Por otro lado es fundamental que  $M_1 \gg T_{rec}$ , donde  $T_{rec}$  es la temperatura de recalentamiento al final del período inflacionario, ya que cualquier asimetría generada antes de que termine la inflación es diluida a prácticamente cero. De hecho, cabe destacar que la cota inferior a  $M_1$  mencionada anteriormente está en conflicto con la cota superior a  $T_{rec}$  requerida por los modelos de supergravedad. Debido al “problema del gravitino”, en esos modelos es necesario que  $T_{rec} < 10^{6-7}$  GeV para no alterar los resultados exitosos de la nucleosíntesis del Big Bang.
- Todas las interacciones que se tendrán en cuenta están representadas por operadores de dimensión 4, con lo cual las constantes de acoplamiento son adimensionales. En esta categoría entran las interacciones de Yukawa y de Gauge. Entonces las únicas escalas de energía relevantes en leptogénesis son <sup>12</sup>  $m_{Pl}, M_1, M_2, M_3$ . La asimetría bariónica final asociada a  $N_1$ ,  $Y_B^{f(N_1)}$ , es una cantidad adimensional y por lo tanto dependerá de estas escalas únicamente a través de los cocientes  $m_{Pl}/M_1$

---

<sup>12</sup>En algunas secciones eficaces es necesario poner un regulador para evitar divergencias infrarrojas. Por ejemplo  $\sigma(N, Q_3 \rightarrow \ell; t)$ , con  $Q_3$  y  $t$  el doblete y singulete up de  $SU(2)$  de la tercera generación de quarks, tiene una divergencia infrarroja asociada a la propagación del Higgs en el canal  $t$ . Esta divergencia puede “curarse” introduciendo una masa para el Higgs. De todas formas, si se la interpreta como una masa térmica y se supone que a  $T = 0$  la masa es nula, entonces no aparece otra escala de energía. Por otro lado, si se decide calcular las masas térmicas usando valores no nulos de las masas a  $T = 0$ , entonces habrá nuevas escalas, pero sus efectos serán despreciables a temperaturas del orden de  $M_1$ .

y  $M_{2,3}/M_1$ . En las ecuaciones de Boltzmann la masa de Planck sólo aparece en  $H$ . Teniendo en cuenta que  $H \propto m_{Pl}^{-1}$ , las ecuaciones pueden escribirse

$$\begin{aligned}\frac{dY_{N_1}}{dz} &= \frac{m_{Pl}}{M_1} F(z; M_2/M_1, M_3/M_1), \\ \frac{dY_{B-L}}{dz} &= \frac{m_{Pl}}{M_1} G(z; M_2/M_1, M_3/M_1),\end{aligned}\tag{2.8.1}$$

donde  $F$  y  $G$  son dos funciones de  $z$  que dependen de  $M_{2,3}/M_1$ . En realidad  $F$  no depende de  $M_{2,3}/M_1$  si se trabaja al orden más bajo no nulo en los acoplamientos de Yukawa. La dependencia de  $G$  en  $M_{2,3}/M_1$  proviene del parámetro de asimetría CP ( $\epsilon_\ell^{N_1}$ ) y de las interacciones con  $\Delta L = 2$ .

Supongamos que sólo consideramos los procesos con  $\Delta L = 1$ , es decir aquellos que involucran un sólo vértice de la interacción de Yukawa de  $N_1$  y además que sólo hay una dirección relevante en el espacio de sabor leptónico. Entonces todas las densidades de interacción son proporcionales a  $(h^\dagger h)_{11}$  y las ecuaciones de evolución a primer orden no nulo en los acoplamientos de Yukawa toman la forma

$$\begin{aligned}\frac{dY_{N_1}}{dz} &= \frac{m_{Pl}}{M_1} (h^\dagger h)_{11} f(z), \\ \frac{d(Y_{B-L}/\epsilon_\ell^{N_1})}{dz} &= \frac{m_{Pl}}{M_1} (h^\dagger h)_{11} g(z),\end{aligned}\tag{2.8.2}$$

donde  $f$  y  $g$  no dependen ni de las escalas de energía ni de los Yukawas de los neutrinos pesados. Resulta muy conveniente definir un parámetro  $\tilde{m}_1$ ,

$$\tilde{m}_1 \equiv \frac{(h^\dagger h)_{11} v^2}{M_1},\tag{2.8.3}$$

cuyo rol también es fundamental y se describirá en la próxima sección. En términos de  $\tilde{m}_1$  las ecuaciones anteriores quedan

$$\begin{aligned}\frac{dY_{N_1}}{dz} &= \frac{m_{Pl}}{v^2} \tilde{m}_1 f(z), \\ \frac{d(Y_{B-L}/\epsilon_\ell^{N_1})}{dz} &= \frac{m_{Pl}}{v^2} \tilde{m}_1 g(z).\end{aligned}\tag{2.8.4}$$

De aquí se concluye que en las condiciones bajo las cuales son válidas estas ecuaciones y tomando como parámetros independientes a  $M_1$ ,  $\tilde{m}_1$  y  $\epsilon_\ell^{N_1}$ , la asimetría bariónica final asociada a  $N_1$  no depende de  $M_1$  (más allá de determinar cuando se genera, como se explicó en el punto anterior).

Si se tienen en cuenta los scatterings con  $\Delta L = 2$ , aparecen términos que dependen de  $M_{2,3}/M_1$  y además son  $O(h^4)$ , con lo cual se puede mostrar que son proporcionales a  $M_1$ . Cuando  $M_1$  es muy grande ( $M_1 \gtrsim 10^{14}$  GeV) estos términos constituyen la principal contribución al washout [57], [55], [51].

- La cota de Davidson-Ibarra (cota DI) es proporcional a  $M_1$ , por lo tanto cuanto más grande es  $M_1$ , mayor es la asimetría CP máxima ( $\epsilon^{\max}$ ) en aquellos modelos en los cuales  $\epsilon^{\max}$  realmente viene dada por la cota DI. Este hecho se usa para obtener la cota inferior a  $M_1$  mencionada más arriba.

## 2.9. El rol de $\tilde{m}_1$

El parámetro  $\tilde{m}_1$ , definido en la ec. (2.8.3) y denominado *masa efectiva*, es el ancho de decaimiento de  $N_1$  normalizado a  $M_1^2/(8\pi v^2)$ . Su valor es del orden de la contribución a la masa de los neutrinos livianos mediada por  $N_1$ <sup>13</sup>. Es el indicador de cuan fuera del equilibrio decae  $N_1$  y de la intensidad de los washout. Resulta conveniente definir la cantidad  $m_*$ , conocida como *masa de equilibrio*, a través de la ecuación

$$\frac{\Gamma_{N_1}}{H(T = M_1)} = \frac{\tilde{m}_1}{m_*}. \quad (2.9.1)$$

Como ya se ha explicado, el cociente  $\frac{\Gamma_{N_1}}{H(T = M_1)}$  indica que tan en equilibrio ocurre el decaimiento de  $N_1$ . Usando las expresiones para  $H$  y  $\Gamma$  se obtiene

$$m_* = \frac{16}{3\sqrt{5}}\pi^{5/2}\sqrt{g_{*ME}}\frac{v^2}{m_{Pl}} \simeq 1,08 \times 10^{-3} \text{ eV}. \quad (2.9.2)$$

Este es el valor de referencia para  $\tilde{m}_1$ . Cuando  $\tilde{m}_1 \ll m_*$  se está en el régimen denominado *washout débil*, en el cual  $N_1$  decae bien apartado del equilibrio y los términos de washout son pequeños. Por el contrario, si  $\tilde{m}_1 \gg m_*$ , el apartamiento del equilibrio es pequeño y los washout son intensos. Este régimen se denomina *washout fuerte*.

Con las expresiones del apéndice E puede mostrarse que<sup>14</sup>  $\tilde{m}_1 \geq m_1$ , donde  $m_1$  es la menor de las masas de los neutrinos livianos. Como  $m_1$  no está acotado inferiormente por las observaciones, tampoco lo está  $\tilde{m}_1$ , es decir  $\tilde{m}_1 \geq 0$ . Por otro lado, si se quiere explicar la asimetría bariónica observada con la leptogénesis asociada a  $N_1$ , se puede acotar superiormente a  $\tilde{m}_1$ . La cota en general depende de la temperatura de recalentamiento, la cual determina el máximo valor posible de  $M_1$  y también es importante tener en cuenta los efectos del sabor leptónico (capítulo 4). Por otro lado hay que tener presente que para permanecer en el régimen perturbativo debe cumplirse que  $|h_{i\alpha}| \lesssim \sqrt{4\pi}$  y por lo tanto  $\tilde{m}_1 M_1 \lesssim 4\pi v^2 \approx 4 \times 10^5 \text{ GeV}$ .

En la figura 2.4 se grafican las densidades de interacciones  $\gamma_D, \gamma_{Ss} \equiv \gamma^{ab}(N_1 \ell \rightarrow Q_3 \bar{t})$  y  $\gamma_{St} \equiv \gamma^{ab}(N_1 Q_3 \rightarrow \ell t)$  normalizadas a  $H n_{N_1}^{eq}$ , donde  $Q_3$  y  $t$  son el doblete y

<sup>13</sup>De la ec. (2.3.2) se ve que  $\sum_i m_i = \text{Tr}(D_\nu) = v^2 \text{Tr}(h^T U U^T h M^{-1})$ , donde  $\sum_i m_i$  es la suma de las masas de los neutrinos livianos. Si no se tienen en cuenta las fases de las matrices  $U$  y  $h$  entonces se pueden reemplazar las matrices traspuestas por las traspuestas conjugadas, con lo cual  $\sum_i m_i \sim v^2 \text{Tr}(h^\dagger U U^\dagger h M^{-1}) = v^2 \sum_\alpha (h^\dagger h)_{\alpha\alpha} / M_\alpha = \sum_\alpha \tilde{m}_\alpha$ , donde  $\tilde{m}_\alpha \equiv v^2 (h^\dagger h)_{\alpha\alpha} / M_\alpha$  puede entonces interpretarse de manera muy aproximada como la contribución de  $N_\alpha$  a las masas de los neutrinos livianos.

<sup>14</sup>De la ec. (E.0.5) se ve que  $\tilde{m}_1 = \|\vec{R}\|^2$ , donde el vector  $\vec{R}$  se define en el apéndice a partir de los elementos de la matriz ortogonal  $R$ :  $(\vec{R})_i \equiv \sqrt{m_i} R_{1i}$ . Entonces se tiene que  $\tilde{m}_1 \geq m_1 (|R_{11}|^2 + |R_{12}|^2 + |R_{13}|^2) \geq m_1$ , donde en el último paso se usa la ortogonalidad de  $R$ .

singlete up de  $SU(2)$  de la tercera generación de quarks. Cuando el cociente  $\frac{\gamma_{tq}}{Hn_{N_1}^{eq}} \gtrsim 1$  la interacción correspondiente está en equilibrio. Se usó el valor  $\tilde{m}_1 = m_*$ , pero debido a que  $\frac{\gamma}{Hn_{N_1}^{eq}}$  es proporcional a  $\tilde{m}_1$ , basta con multiplicar por  $\frac{\tilde{m}_1}{m_*}$  para obtener las curvas correspondientes a otro valor de la masa efectiva. Hacemos notar que las interacciones de Yukawa de los demás quarks son despreciables respecto a la del top y por lo tanto no se tendrán en cuenta en las ecuaciones de Boltzmann, aunque si es importante considerar las condiciones que imponen cuando están en equilibrio. Esto se verá en el próximo capítulo.

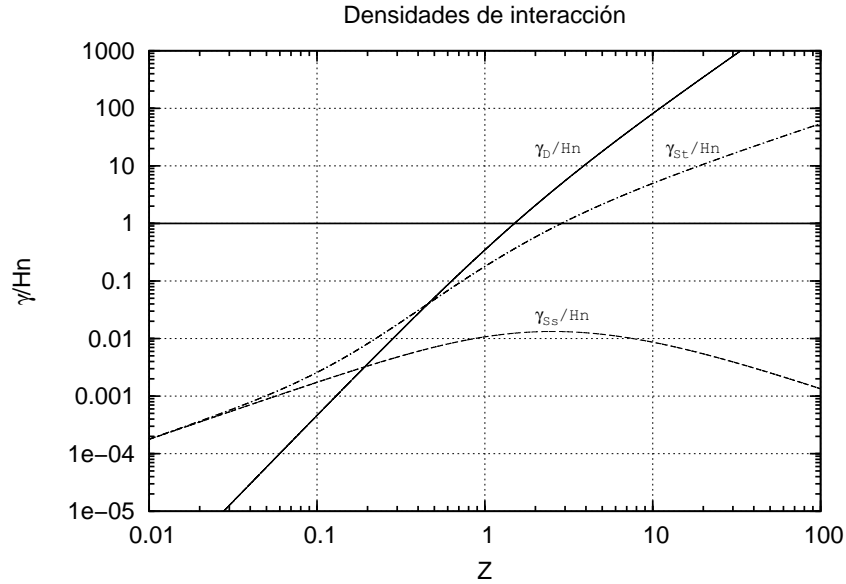


Figura 2.4: Algunas densidades de interacción normalizadas a  $Hn_{N_1}^{eq}$ . Se usó  $\tilde{m}_1 = m_*$  y la divergencia infrarroja de  $\gamma_{st}$  se regularizó con el parámetro  $a_H = (m_H/M_1)^2 = 10^{-16}$ , donde  $m_H$  es la masa que se le da al Higgs para tratar la divergencia. Las densidades de interacción se obtuvieron integrando las secciones eficaces que se dan en el apéndice C.

En la figura 2.5 se grafica la asimetría bariónica final en función de  $\tilde{m}_1$  para dos situaciones iniciales diferentes,  $Y_{N_1}(T \gg M_1) = Y_{N_1}^{eq}$  (llamada “condición inicial térmica” o “densidad inicial térmica”) e  $Y_{N_1}(T \gg M_1) = 0$ . Un par de curvas se obtuvieron incluyendo los scatterings  $\gamma_{S_s}$  y  $\gamma_{S_t}$  mediados por el Higgs, mientras que el otro par corresponde a incluir únicamente los decaimientos, decaimientos inversos y sólo aquellos términos de los scatterings con  $\Delta L = 2$  necesarios para asegurar unitariedad. En lo que sigue mostraremos algunas de las características más importantes de los regímenes de washout fuerte y débil y hablaremos más sobre esta figura.

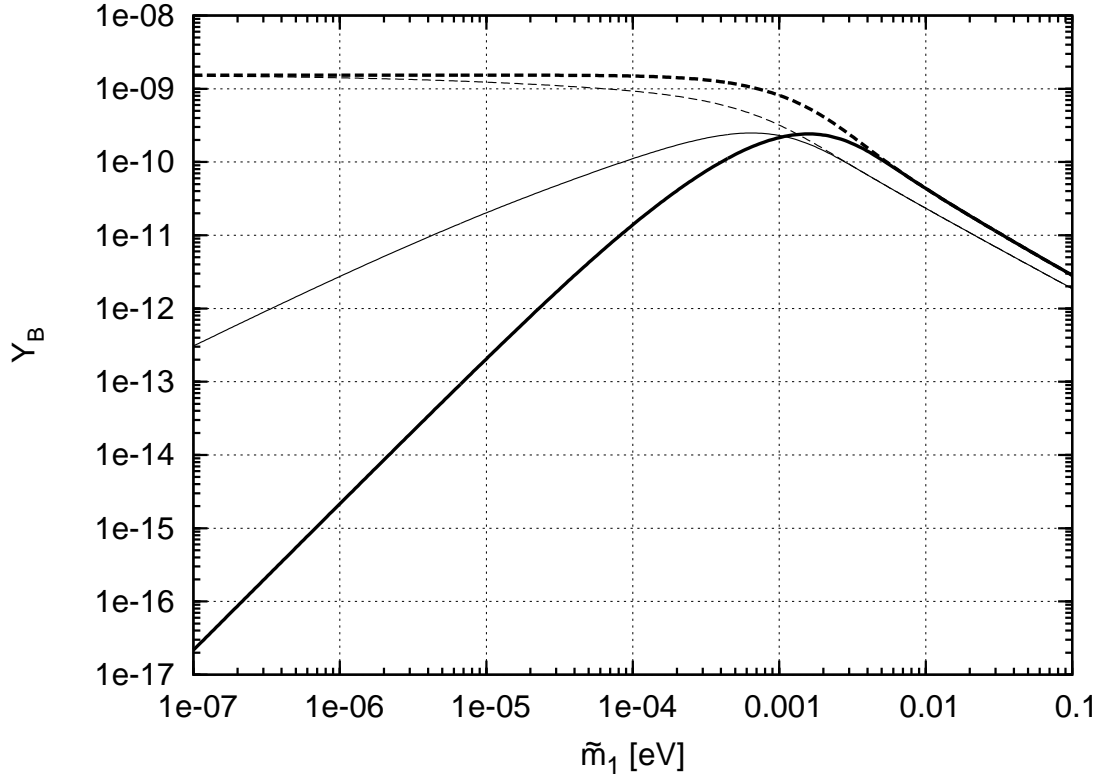


Figura 2.5: Asimetría bariónica final en función de  $\tilde{m}_1$  para densidades iniciales térmica y nula, con y sin scatterings mediados por el Higgs. Las líneas a rayas corresponden a densidad inicial de  $N_1$  térmica y las continuas a densidad inicial nula. Las curvas gruesas se obtienen sin incluir los scatterings mediados por el Higgs ( $\gamma_{Ss}$  y  $\gamma_{St}$ ) y las delgadas se obtienen incluyéndolos. Se tomó  $|\epsilon_\ell^N| = 10^{-6}$ .

### 2.9.1. Régimen de washout fuerte

Una característica muy importante de este régimen es la independencia de la asimetría final con respecto a la densidad inicial de los neutrinos pesados. Esto se puede ver claramente en la figura 2.5, donde las curvas correspondientes a dos condiciones iniciales distintas se juntan en valores grandes de  $\tilde{m}_1$ . La figura 2.6 muestra en detalle como es la evolución de las asimetrías con la temperatura para  $\tilde{m}_1 = 0,005$  eV (figura 2.6(a)) y  $\tilde{m}_1 = 0,05$  eV (figura 2.6(b)). Cuando la densidad inicial es térmica sólo se produce asimetría de un signo. En cambio, si inicialmente no hay  $N_1$ , primero se genera asimetría con “el signo equivocado” durante la producción de  $N_1$ , que va siendo borrada por los washout y cancelada a partir de cierto momento por la asimetría generada durante el decaimiento de los  $N_1$ . En un momento dado la asimetría cambia de signo y su evolución termina siendo idéntica a la correspondiente a densidad inicial térmica. Cuanto más grande es  $\tilde{m}_1$  más rápido ocurren cada uno de estos pasos.

Una forma de entender este hecho es la siguiente. Supongamos que  $Y_N^1$  e  $Y_N^2$  son

dos soluciones de la ecuación de Boltzmann para  $Y_N$  correspondientes a dos condiciones iniciales distintas. La ecuación para la diferencia entre las soluciones,  $Y_N^{1-2} \equiv Y_N^1 - Y_N^2$ , es

$$\frac{dY_N^{1-2}}{dz} = -\frac{\gamma_N}{zHs} \frac{Y_N^{1-2}}{Y_N^{eq}}, \quad (2.9.3)$$

donde  $\gamma_N$  es la suma de las densidades de interacción que crean o destruyen  $N$ . Por ejemplo, si sólo se incluyen decaimientos y decaimientos inversos,  $\gamma_N = \gamma_D$  y si se incorporan los decaimientos mediados por el Higgs,  $\gamma_N = \gamma_D + 2\gamma_{Ss} + 4\gamma_{St}$ . La ecuación anterior implica

$$\begin{aligned} Y_N^{1-2}(z) &= Y_N^{1-2}(z_0) \exp\left(-\int_{z_0}^z \frac{\gamma_N}{z'Hn_N^{eq}} dz'\right) \\ &= Y_N^{1-2}(z_0) \exp\left(-\frac{\tilde{m}_1}{m^*} \int_{z_0}^z C_N(z') dz'\right). \end{aligned} \quad (2.9.4)$$

La función  $C_N(z) \equiv \frac{m^*}{\tilde{m}_1} \frac{\gamma_N}{zHn_N^{eq}}$  es independiente de  $\tilde{m}_1$ . Para tener idea de los valores de esa integral indicamos que  $\int_{0,01}^1 C_N(z') dz' \sim 0,1$  y  $\int_{0,01}^{10} C_N(z') dz' \sim 40$ . Como puede verse la diferencia entre las soluciones decae exponencialmente con un coeficiente proporcional a  $\tilde{m}_1$ . Sean ahora  $Y_{B-L}^1$  e  $Y_{B-L}^2$  las asimetrías  $B-L$  correspondientes. La ecuación para  $Y_{B-L}^{1-2} \equiv Y_{B-L}^1 - Y_{B-L}^2$  es

$$\frac{dY_{B-L}^{1-2}}{dz} = \frac{1}{zHs} \left\{ -\epsilon_\ell^N \gamma_F \frac{Y_N^{1-2}}{Y_N^{eq}} - c_f \gamma_W \frac{Y_{B-L}^{1-2}}{Y_L^{eq}} \right\}, \quad (2.9.5)$$

donde  $\gamma_F$  y  $\gamma_W$  son las sumas de las densidades de interacción del término fuente y de washout respectivamente y  $c_f$  es un factor  $O(1)$  que da la conversión entre  $Y_L$  e  $Y_{B-L}$  (esto se discute en el próximo capítulo). Supongamos que sólo incluimos procesos con  $\Delta L = 1$ . Entonces  $\gamma_N$ ,  $\gamma_F$  y  $\gamma_W$  tienen el mismo orden de magnitud y la misma dependencia con  $\tilde{m}_1$ ,  $\frac{\gamma_{N,F,W}}{Hn_N^{eq}} \propto \frac{\tilde{m}_1}{m^*}$ . La solución a la ecuación puede escribirse

$$\begin{aligned} Y_{B-L}^{1-2}(z) &= \left[ -\epsilon_\ell^N \frac{\tilde{m}_1}{m^*} \int_{z_0}^z C_F(z') Y_N^{1-2}(z') \exp\left(c_f \frac{\tilde{m}_1}{m^*} \int_{z_0}^{z'} \frac{Y_N^{eq}(z'')}{Y_L^{eq}(z'')} C_W(z'') dz''\right) dz' \right. \\ &\quad \left. + Y_{B-L}^{1-2}(z_0) \right] \exp\left(-c_f \frac{\tilde{m}_1}{m^*} \int_{z_0}^z \frac{Y_N^{eq}(z')}{Y_L^{eq}(z')} C_W(z') dz'\right), \end{aligned} \quad (2.9.6)$$

donde  $C_{F,W}(z) \equiv \frac{m^*}{\tilde{m}_1} \frac{\gamma_{F,W}}{zHn_N^{eq}}$  son funciones independientes de  $\tilde{m}_1$  similares a  $C_N(z)$ . Concentrémonos en el último factor exponencial cuya aparición se debe al efecto de los washouts. Para  $z \gtrsim 1$  el cociente  $Y_N^{eq}/Y_L^{eq}$  dentro de la integral comienza a decaer exponencialmente y el factor tiende a una constante dada por  $\exp(-\frac{\tilde{m}_1}{m^*} C)$ , con  $C = c_f \int_{z_0}^{z \gg 1} \frac{Y_N^{eq}(z')}{Y_L^{eq}(z')} C_W(z') dz'$ . No es nuestra intención dar un valor preciso de  $C$ , pero teniendo en cuenta los valores dados anteriormente para  $\int_{0,01}^{10} C_N(z') dz'$ , que en los



modelos más simples  $C_N(z) \sim 2C_W(z)$ , que además  $c_f < 1$  y finalmente que  $Y_N^{eq}$  decae exponencialmente para  $z < 1$ , se ve que  $C \sim O(10^{-1})$ . Lo que queremos destacar es que hay un valor crítico de  $\tilde{m}_1$ ,  $\tilde{m}_{1cr}$ , tal que para  $\tilde{m}_1 > \tilde{m}_{1cr}$  el valor de  $\exp(-\frac{\tilde{m}_1}{m^*}C)$  es lo suficientemente pequeño como para que las dos soluciones  $Y_{B-L}^1$  e  $Y_{B-L}^2$  se junten<sup>15</sup>.

Respecto a la independencia de las condiciones iniciales, otra cuestión a preguntarse es si el valor final de la asimetría bariónica depende o no de la asimetría que pueda existir previamente a la era de la leptogénesis asociada a  $N_1$ . Esa asimetría podría provenir, por ejemplo, del decaimiento de  $N_2$  y  $N_3$ . En general, aunque el washout sea fuerte, no puede asegurarse que toda la asimetría inicial sea borrada por las interacciones de Yukawa de  $N_1$ , ya que estas actúan en una dirección particular del espacio de sabor de los leptones [58]. Se comentará algo más al respecto en la próxima sección.

En la figura 2.5 puede observarse que  $Y_B^f \propto \tilde{m}_1^{-1}$ . En [57] se presentan soluciones analíticas aproximadas a las ecuaciones de Boltzmann y se da una explicación de porqué la asimetría final sólo cae linealmente con el aumento de  $\tilde{m}_1$ . A lo largo de nuestro trabajo usaremos este hecho en diversas ocasiones para interpretar algunos resultados. Cabe aclarar que cuando los scatterings con  $\Delta L = 2$  son importantes ( $M_1 \gtrsim 10^{14}$  GeV) el decaimiento con  $\tilde{m}_1$  se vuelve exponencial. El motivo es que estos scatterings no involucran a  $N_1$  como partícula externa y por lo tanto el washout asociado no está suprimido por el factor exponencial  $e^{-M_1/T}$  correspondiente al decaimiento de  $N_1$ .

### 2.9.2. Régimen de washout débil

En este régimen hay una fuerte dependencia con respecto a las condiciones iniciales. Si la densidad inicial de  $N_1$  es nula, la asimetría final disminuye cuando  $\tilde{m}_1$  decrece. Uno de los motivos es que hay menos producción de  $N_1$ , el otro, que al disminuir los washouts disminuye el borrado de la asimetría con “el signo equivocado”. Este comportamiento puede verse en la figura 2.5. Una de las curvas se obtuvo incluyendo únicamente decaimientos y decaimientos inversos. Aquí la asimetría final es aproximadamente proporcional a  $\tilde{m}_1^2$ , hay un factor  $\tilde{m}_1$  por cada uno de los dos efectos mencionados. La otra curva incluye también los scatterings mediados por el Higgs. En este caso se observa una disminución de la asimetría final proporcional a un sólo factor  $\tilde{m}_1$ , cuyo origen es la menor producción de  $N_1$ . El otro efecto no está presente. Esto se debe a que no se tuvo en cuenta la asimetría CP de los scatterings. Este ha sido uno de nuestros temas de estudio, así que se continuará la discusión y se expondrán los resultados en otro capítulo.

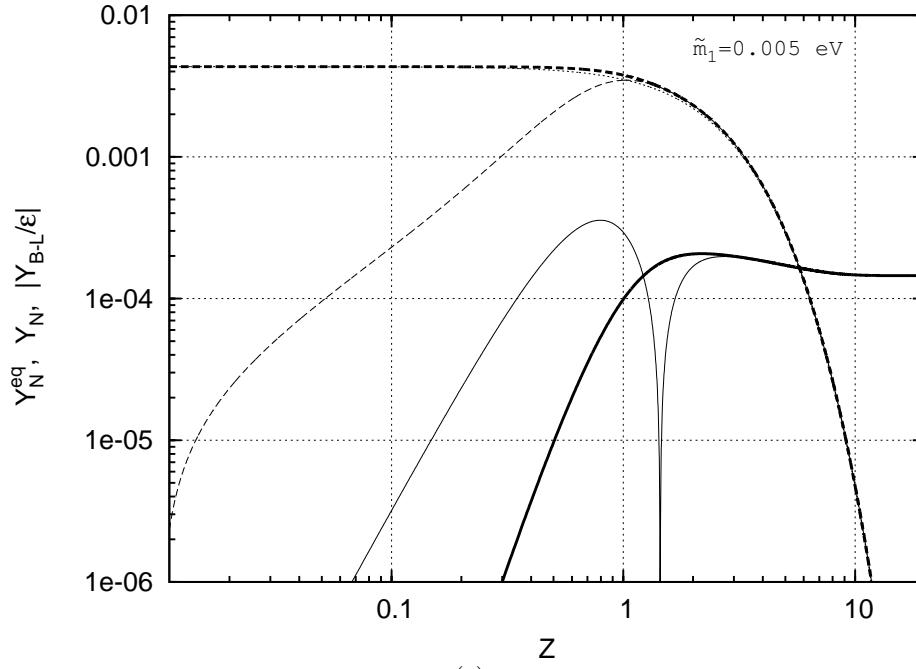
En el caso de que los neutrinos pesados tengan densidad inicial térmica y cuando los washouts se vuelven despreciables se tiene que  $Y_{B-L}^f \simeq -\epsilon_\ell^N Y_N^{eq}(T \gg 1)$ , donde  $Y_{B-L}^f$  es la asimetría  $B - L$  final. Lo que ocurre es que cada neutrino decae generando una asimetría  $\epsilon_\ell^N$  que no es borrada pues los washout son casi nulos. En la figura 2.7(c) se grafican las asimetrías en función de la temperatura para  $\tilde{m}_1 = 10^{-4}$  eV y  $\tilde{m}_1 = 10^{-6}$  eV.

<sup>15</sup>Para llegar a esta conclusión también hay que decir algo sobre el factor que está entre corchetes. En los modelos más simples  $C_N \approx 2C_W$ , por lo tanto reemplazando la solución encontrada para  $Y_N^{1-2}$  y teniendo en cuenta que  $c_f < 1$  se ve que el producto  $Y_N^{1-2}(z') \exp(c_f \frac{\tilde{m}_1}{m^*} \int_{z_0}^{z'} \frac{Y_N^{eq}(z'')}{Y_L^{eq}(z'')} C_W(z'') dz'')$  es una exponencial decreciente, con lo cual nuestro razonamiento queda justificado.

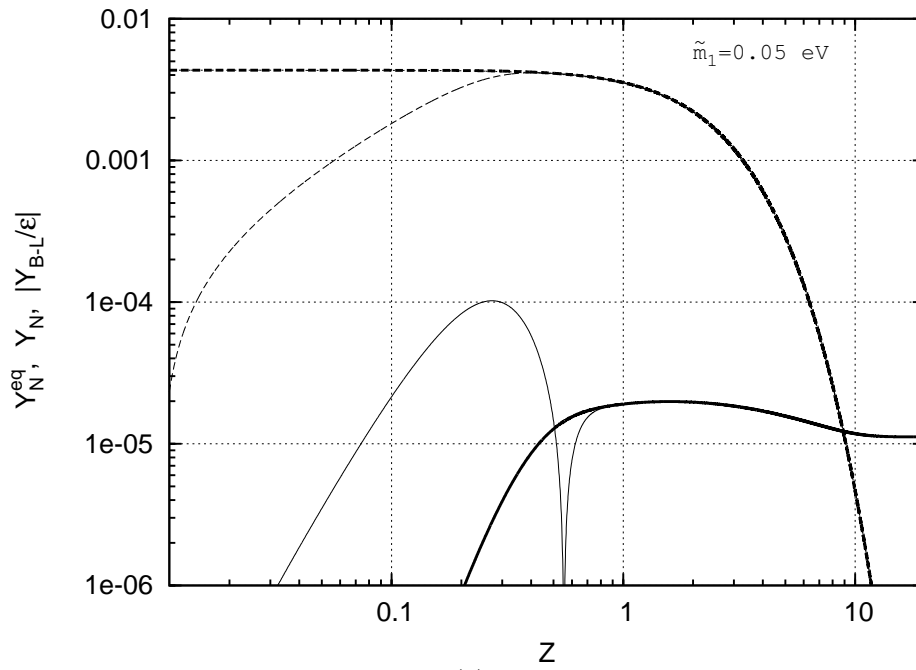
En el primer caso los washout todavía borran algo de la asimetría generada, por lo que  $|Y_{B-L}^f| < |\epsilon_\ell^N| Y_N^{eq}(T \gg 1)$ , mientras que en el segundo caso los washouts ya son despreciables.

El razonamiento anterior puede extenderse al caso de densidad inicial nula. Se tendrá que  $Y_{B-L}^f \simeq -\epsilon_\ell^N Y_N^{eq}(T = T_{cam})$ , donde  $T_{cam}$  es la temperatura en la cual la asimetría se anula y cambia de signo. La asimetría final se obtendrá con el decaimiento de los neutrinos que haya en ese momento. Esto se muestra en las figuras 2.7(a) y 2.7(b) para  $\tilde{m}_1 = 10^{-4}$  eV y  $\tilde{m}_1 = 10^{-6}$  eV.

Para concluir conviene volver a la figura 2.5 y observar que, debido a la relación  $Y_B^f \propto \tilde{m}_1^{1/2}$  en el régimen de washout débil y  $Y_B^f \propto \tilde{m}_1^{-1}$  para washout fuerte, la asimetría final tiene un máximo en  $\tilde{m}_1 \sim m^*$ . Esto ocurre cuando la densidad inicial de  $N_1$  es nula. Si la densidad inicial es térmica,  $Y_B^f$  no cambia con  $\tilde{m}_1$  en el régimen de washout débil y se comporta idénticamente al caso de densidad inicial nula cuando el washout es fuerte.



(a)



(b)

Figura 2.6: Evolución de las densidades en función de  $Z$  para el régimen de washout fuerte. Las curvas a rayas son  $Y_N$  y las curvas continuas  $|Y_{B-L}/\epsilon_l^N|$ . También se grafica con una curva punteada  $Y_N^{eq}$ , pero sólo puede distinguirse de  $Y_N$  en una pequeña región alrededor de  $z = 1$  en la figura de arriba. Las líneas gruesas corresponden a densidad inicial de  $N$  térmica y las delgadas a densidad inicial nula. La figura 2.6(a) es para  $\tilde{m}_1 = 0,005$  eV y la figura 2.6(b) para  $\tilde{m}_1 = 0,05$  eV. Se incluyeron los scatterings mediados por el Higgs, pero no la asimetría CP de estos procesos.

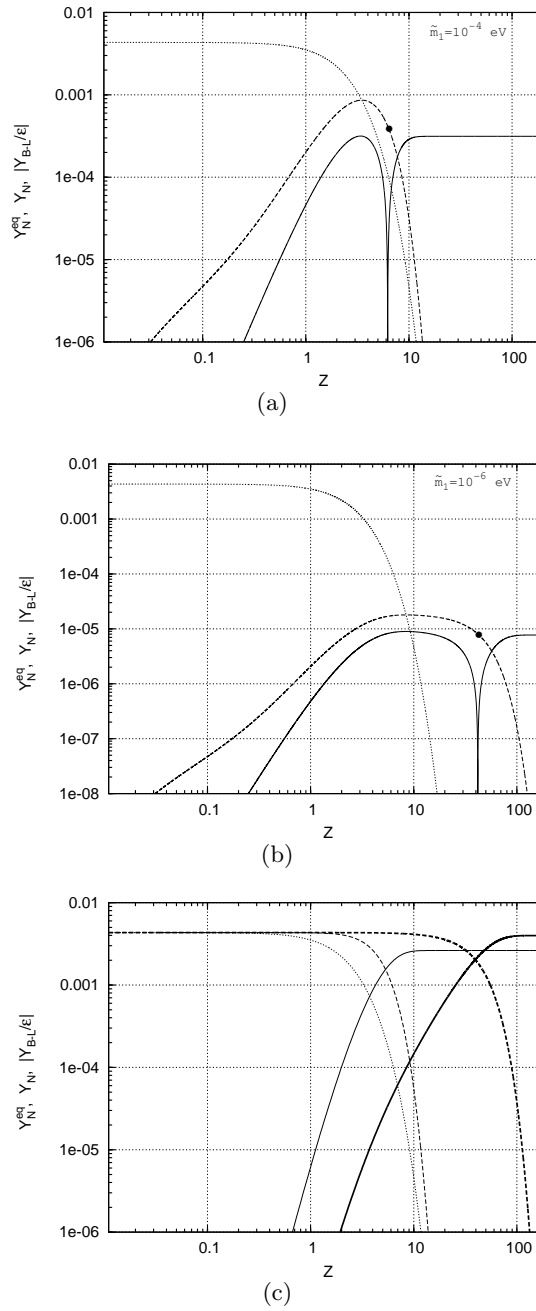


Figura 2.7: Evolución de las densidades en función de  $Z$  para el régimen de washout débil. Las curvas a rayas son  $Y_N$ , las punteadas  $Y_N^{eq}$  y las continuas  $|Y_{B-L}/\epsilon_\ell^N|$ . La figura de arriba es para densidad inicial de  $N$  nula y  $\tilde{m}_1 = 10^{-4}$  eV, la del medio también para densidad inicial nula pero  $\tilde{m}_1 = 10^{-6}$  eV y la de abajo para densidad inicial térmica con  $\tilde{m}_1 = 10^{-4}$  eV (curvas delgadas) y  $\tilde{m}_1 = 10^{-6}$  eV (curvas gruesas). El punto en las curvas rayadas indica el valor de  $Y_N$  en el momento en que la asimetría cambia de signo. Se han incluido los scatterings mediados por el Higgs, pero no la asimetría CP de estos procesos.

## 2.10. Aproximaciones y modelos particulares

Si bien los aspectos de leptogénesis que se investigarán son muy generales, siempre se resolverán las ecuaciones de Boltzmann en los *modelos jerárquicos*, aquellos en los cuales  $M_{2,3} \gg M_1$ . También se supondrá que la asimetría materia-antimateria observada se generó exclusivamente durante el decaimiento de  $N_1$  (más adelante indicamos las condiciones de validez de esta hipótesis). En esa instancia los neutrinos  $N_2$  y  $N_3$ , por ser mucho más pesados, ya se extinguieron. Por lo tanto, en el sector de los neutrinos pesados sólo hace falta considerar una ecuación de Boltzmann para  $N_1$ . Tampoco hay que incluir procesos con  $N_2$  y  $N_3$  en capa de masa y además el cálculo de la asimetría CP se simplifica mucho en el caso jerárquico. Además de ser los más sencillos, estos modelos son interesantes ya que es común encontrar jerarquías entre las masas de partículas de distintas familias.

Además se trabajará bajo algunas aproximaciones, listadas a continuación, que son de uso frecuente en la literatura.

- Se usan las ecuaciones de transporte de Boltzmann para obtener la evolución de las densidades de las partículas. Estas ecuaciones son clásicas. En [59], [60], [61], [62], [63] se tratan algunos aspectos cuánticos. Una de las diferencias que se encuentran con respecto al tratamiento clásico es que la asimetría CP depende del tiempo y la historia del sistema [60]. Estos efectos son especialmente importantes en el caso de neutrinos pesados casi degenerados, es decir  $(M_2 - M_1) \sim \Gamma_{N_1}$ , como ocurre en la “leptogénesis resonante” [50], [64], [65] o en “soft leptogénesis” [66], [67], [68].

Las ecuaciones de Boltzmann tampoco son válidas cuando hay interacciones de largo alcance (que actúan durante intervalos de tiempo más largos que el tiempo típico de una colisión), aunque si se mantiene el equilibrio cinético estos efectos pueden, en muchos casos, incorporarse a través de secciones eficaces efectivas apantalladas.

Para una deducción y tratado detallado de la ecuación de Boltzmann ver por ejemplo [69].

- Se usa la estadística clásica de Maxwell-Boltzmann. La energía promedio por partícula en un gas relativista es  $\langle E \rangle \sim 3T$ , entonces es de esperar que aproximar las funciones de distribución cuánticas por la de Maxwell-Boltzmann de un error de aproximadamente 10%. Para un análisis sobre el uso de la estadística cuántica en bariogénesis ver [52].
- Se supone que todas las especies de partículas están en equilibrio cinético. Esto se explicó en las sección 2.6. En [70] se estudia la leptogénesis sin el uso de esta aproximación y se encuentran diferencias de hasta un 15 a 30% en ciertos casos. Por otro lado, en modelos que incorporan nuevos bosones de gauge neutros que interactúan con los neutrinos pesados, el equilibrio cinético de estos está muchas veces garantizado.

- Siempre se trabajará al orden más bajo no nulo en los acoplamientos de Yukawa. En particular, no se incluirán los scatterings con  $\Delta L = 2$  (salvo la parte necesaria para respetar unitariedad). Sin embargo hemos calculado las secciones eficaces de estos procesos y los resultados se dan en el apéndice C. En caso de incluirse aparecerían más parámetros debido a procesos mediados por los neutrinos pesados  $N_2$  y  $N_3$ , pero no cambiaría el análisis de los aspectos que se quieren tratar en este trabajo. En la sección 2.8 se comentó que estos procesos pueden despreciarse para  $M_1 \lesssim 10^{14}$  GeV. Para una discusión sobre su incorporación ver por ejemplo [57], [55], [51].
- No se incluirán en la resolución de las ecuaciones procesos con más de dos partículas en el estado inicial o final, con excepción de aquellos términos que deban incorporarse para asegurar unitariedad en nuestro estudio de la asimetría CP en los scatterings. En [71] se discute sobre como incluir de manera consistente en las ecuaciones de Boltzmann procesos con 3 cuerpos en el estado inicial o final y se calcula el ancho de decaimiento a 3 cuerpos ( $N_1 \rightarrow \ell_i \bar{Q}_3 t$ ) de los neutrinos pesados.
- No se tendrán en cuenta los efectos térmicos en el cálculo de las secciones eficaces y las asimetrías CP. En particular se ignoran las correcciones de temperatura finita a las masas y los acoplamientos. Este es un tema complejo sobre el cual debe investigarse más. Para algunos estudios ver [72], [51].

Vale la pena comentar que algunas secciones eficaces calculadas a  $T = 0$  poseen divergencias infrarrojas que serán regularizadas introduciendo una masa para la partícula mediadora de la interacción. Puede pensarse que el origen de esa masa es térmico.

- Salvo que se indique lo contrario, no se incluirán las interacciones con bosones de gauge. Hemos calculado algunas secciones eficaces y damos el resultado para  $\sigma(h, l \rightarrow N_\alpha, W)$  en el apéndice C. Encontramos algunas diferencias con otras expresiones dadas en la literatura [50],[51]. Su inclusión trae algunos cambios cuantitativos, pero no afecta las conclusiones de nuestro trabajo.
- Sólo se tendrá en cuenta la leptogénesis asociada a  $N_1$ . La posibilidad de que la asimetría leptónica generada durante el decaimiento de  $N_2$  y/o  $N_3$  y reprocesada por los esfalerones contribuya a la asimetría bariónica observada se ha estudiado en [73], [74], [75], [58]. En particular, en [58] se muestra que en general hay tres casos en los cuales puede ignorarse la leptogénesis asociada a  $N_{2,3}$ :
  - (i) La asimetría CP y/o la eficiencia asociadas a  $N_{2,3}$  son muy pequeñas.
  - (ii) Los washout asociados a  $N_1$  son importantes a  $T \lesssim 10^9$  GeV.
  - (iii) El recalentamiento al final de la inflación ocurre a una temperatura entre  $M_2$  y  $M_1$ .
- En nuestro trabajo siempre resolveremos las ecuaciones numéricamente, pero también se pueden encontrar algunas soluciones analíticas aproximadas [57], [39], [76].

## Capítulo 3

# Efectos del Higgs y los esfalerones

### 3.1. Introducción

En la producción y decaimiento de los neutrinos pesados no sólo se genera asimetría leptónica, sino también asimetría entre los grados de libertad del Higgs. A la vez, cuando las demás interacciones de Yukawa, las interacciones de Gauge, los esfalerones electrodébiles y los de QCD están en equilibrio, redistribuyen esas asimetrías entre las demás partículas y sus grados de libertad. Todo esto trae dos consecuencias con efectos opuestos. Por un lado, las asimetrías en las densidades de las partículas que participan en procesos que violan  $L$  inducen nuevos términos de washout para la asimetría leptónica. Por otro lado, parte de la asimetría leptónica se redistribuye en grados de libertad que no participan directamente del washout, disminuyendo su efecto<sup>1</sup>. El balance neto depende de cuales son las interacciones en equilibrio, lo cual a su vez está determinado por la temperatura a la cual ocurre la leptogénesis.

Estos temas fueron tratados por primera vez en [77]. Nuestro análisis es más completo al incluir distintos regímenes de temperatura y considerar los esfalerones de QCD; además llegamos a conclusiones muy distintas.

En la sección 3.2 presentamos las ecuaciones de Boltzmann incluyendo las asimetrías en las densidades numéricas de todas las partículas involucradas en los procesos que violan  $L$ . Hasta este punto se tienen más incógnitas que ecuaciones. En la sección 3.3 especificamos los procesos que están en equilibrio en distintos rangos de temperatura y las condiciones que imponen sobre los potenciales químicos. Estas condiciones junto con algunas leyes de conservación permiten resolver las ecuaciones de Boltzmann. Los resultados se discuten en la sección 3.4.

Los resultados de este capítulo fueron publicados en [78].

---

<sup>1</sup>A la vez el washout de la asimetría acumulada en esos grados de libertad es mucho más pequeño que el washout de la asimetría en los dobletes leptónicos. Por ejemplo, el washout de los leptones cargados derechos ocurre a través de scatterings con más de dos cuerpos en el estado inicial o final. En general la densidad de interacciones de esos procesos es bastante menor que la de los procesos que involucran menos partículas.

### 3.2. Ecuaciones de Boltzmann con todas las asimetrías

Primero mostraremos en detalle cual es la contribución completa de un proceso dado a las ecuaciones de Boltzmann. Se trabajará al orden más bajo no nulo tanto en la asimetría CP como en las asimetrías en las densidades de las partículas. Tomaremos como ejemplo el scattering mediado por un Higgs en el canal  $s$ , i.e.  $N\ell \rightarrow Q_3\bar{t}$ . Aquí  $N \equiv N_1$  y  $\ell \equiv \ell_D$  es el leptón al cual decae  $N_1$ . Este puede expresarse en función de los autoestados de sabor  $\ell_i$  ( $i = e, \mu, \tau$ ) como

$$\ell_D = \frac{h_{i1}}{\sqrt{(h^\dagger h)_{11}}} \ell_i. \quad (3.2.1)$$

La contribución a la ecuación de evolución de  $Y_N$  del mencionado proceso es

$$\begin{aligned} \left. \frac{dY_N}{dz} \right|_{\gamma_{Ss}} &= - ([N\ell \leftrightarrow Q_3\bar{t}] + [N\bar{\ell} \leftrightarrow \bar{Q}_3t]) \\ &= - \frac{Y_N}{Y_N^{eq}} \frac{Y_\ell}{Y_\ell^{eq}} \gamma(N\ell \rightarrow Q_3\bar{t}) + \frac{Y_{Q_3}}{Y_{Q_3}^{eq}} \frac{Y_{\bar{t}}}{Y_{\bar{t}}^{eq}} \gamma(Q_3\bar{t} \rightarrow N\ell) \\ &\quad - \frac{Y_N}{Y_N^{eq}} \frac{Y_{\bar{\ell}}}{Y_{\bar{\ell}}^{eq}} \gamma(N\bar{\ell} \rightarrow \bar{Q}_3t) + \frac{Y_{\bar{Q}_3}}{Y_{\bar{Q}_3}^{eq}} \frac{Y_t}{Y_t^{eq}} \gamma(\bar{Q}_3t \rightarrow N\bar{\ell}) \\ &= - \left( \frac{Y_N}{Y_N^{eq}} - 1 \right) 2\gamma_{Ss} + tos, \end{aligned} \quad (3.2.2)$$

donde  $tos$  son los términos de orden superior en las asimetrías. Recordamos que  $\gamma_{Ss} \equiv \gamma^{arb}(N\ell \rightarrow Q_3\bar{t})$  y se usó que todas las partículas con excepción de  $N$  no tienen masa y por lo tanto sus densidades de equilibrio son iguales. Como puede verse, al orden más bajo la ecuación para  $Y_N$  no involucra asimetrías. En cambio, la ecuación de la asimetría leptónica al orden más bajo no nulo es lineal en todas las asimetrías:

$$\begin{aligned} \left. \frac{dY_L}{dz} \right|_{\gamma_{Ss}} &= \left. \frac{dY_\ell}{dz} - \frac{dY_{\bar{\ell}}}{dz} \right|_{\gamma_{Ss}} = - ([N\ell \leftrightarrow Q_3\bar{t}] - [N\bar{\ell} \leftrightarrow \bar{Q}_3t]) \\ &= - \frac{Y_N}{Y_N^{eq}} \frac{Y_\ell}{Y_\ell^{eq}} \gamma(N\ell \rightarrow Q_3\bar{t}) + \frac{Y_{Q_3}}{Y_{Q_3}^{eq}} \frac{Y_{\bar{t}}}{Y_{\bar{t}}^{eq}} \gamma(Q_3\bar{t} \rightarrow N\ell) \\ &\quad + \frac{Y_N}{Y_N^{eq}} \frac{Y_{\bar{\ell}}}{Y_{\bar{\ell}}^{eq}} \gamma(N\bar{\ell} \rightarrow \bar{Q}_3t) - \frac{Y_{\bar{Q}_3}}{Y_{\bar{Q}_3}^{eq}} \frac{Y_t}{Y_t^{eq}} \gamma(\bar{Q}_3t \rightarrow N\bar{\ell}) \\ &= -\gamma^{arb}(N\ell \rightarrow Q_3\bar{t}) \left[ \frac{Y_N}{Y_N^{eq}} y_\ell - (y_{Q_3} - y_t) \right] - \frac{Y_N}{Y_N^{eq}} \Delta\gamma(N\ell \rightarrow Q_3\bar{t}) \\ &\quad - \Delta\gamma(N\ell \rightarrow Q_3\bar{t}) + tos \\ &= -\gamma_{Ss} \left[ \frac{Y_N}{Y_N^{eq}} y_\ell - (y_{Q_3} - y_t) \right] - \left( \frac{Y_N}{Y_N^{eq}} - 1 \right) \Delta\gamma(N\ell \rightarrow Q_3\bar{t}) \\ &\quad - 2\Delta\gamma(N\ell \rightarrow Q_3\bar{t}) + tos, \end{aligned} \quad (3.2.3)$$



donde  $y_X \equiv (n_X - n_{\bar{X}})/n_X^{eq} \equiv (Y_X - Y_{\bar{X}})/Y_X^{eq}$  denota las asimetrías de las distintas especies ( $X = \ell, H, t, Q_3$ ) normalizadas a la densidad de equilibrio de Maxwell-Boltzmann. Nuestra convención es que  $X$  denota un sólo grado de libertad de gauge de la partícula  $X$ , por ejemplo  $n_\ell$  es la densidad de una de las dos componentes del doblete  $\ell$  de  $SU(2)$ . De la misma forma, las densidades de equilibrio también incluyen un sólo grado de libertad de gauge. Se recuerda que todas las densidades de interacción, en particular  $\gamma(N\ell \rightarrow Q_3\bar{t})$  para nuestro ejemplo, están sumadas sobre todos los grados de libertad incluyendo las multiplicidades de Gauge. Además se definió la cantidad  $\Delta\gamma(N\ell \rightarrow Q_3\bar{t}) \equiv \gamma(N\ell \rightarrow Q_3\bar{t}) - \gamma(N\bar{\ell} \rightarrow \bar{Q}_3t)$ .

El término  $(Y_N/Y_N^{eq} - 1)\Delta\gamma(N\ell \rightarrow Q_3\bar{t})$  es debido a la asimetría CP en el scattering y contribuye al término fuente de la ecuación de Boltzmann. En este y el próximo capítulo no lo tendremos en cuenta, pero será el tema de estudio del capítulo 5. El último término,  $2\Delta\gamma(N\ell \rightarrow Q_3\bar{t})$ , genera asimetría aún en equilibrio, pero cuando se incluyen todos los procesos y se respeta la unitariedad, los términos de este tipo se cancelan entre sí y desaparecen.

En el apéndice D se tratan con detalle las contribuciones a las ecuaciones de Boltzmann de otros procesos. De todas formas, en general sólo tendremos en cuenta los decaimientos, decaimientos inversos y los scatterings mediados por el Higgs. Antes de dar las ecuaciones que usaremos es necesario hacer un comentario más. El leptón  $\ell_D$  es el que se acopla directamente a  $N_1$  y por lo tanto el que aparece en el decaimiento y producción de  $N_1$  y en todos los scatterings que violan  $L$  en una unidad. No tendremos en cuenta los scatterings con  $\Delta L = 2$  mediados por neutrinos fuera de capa de masa, por lo tanto la única dirección que aparecerá en el espacio de sabor en relación a los procesos que violan  $L$  será  $\ell_D$ . Por otro lado, cuando las interacciones de Yukawa de los leptones cargados están en equilibrio definen una base en el espacio de sabor. Básicamente actúan como instrumentos de medición que proyectan la densidad leptónica en la base  $\ell_e, \ell_\mu$  y  $\ell_\tau$ . Cuando  $\ell_D$  no está alineado en ningún sabor específico, la asimetría leptónica se distribuye entre todos los sabores. Esto trae varias consecuencias muy interesantes que serán analizadas en el próximo capítulo. En este supondremos que  $\ell_D$  satisface condiciones de alineamiento particulares. De esta forma podremos separar los efectos mencionados en la introducción de los efectos del sabor. Más precisamente, en cada rango de temperatura hay ciertas interacciones de Yukawa que están en equilibrio; supondremos que  $\ell_D$  está alineado con alguno de los autoestados de sabor correspondientes a esas interacciones o que es perpendicular a todos ellos. En estos casos es suficiente plantear una ecuación de Boltzmann para  $Y_N$  y otra para la asimetría  $B - L$  total:

$$\frac{dY_N}{dz} = -\frac{1}{sHz} \left( \frac{Y_N}{Y_N^{eq}} - 1 \right) (\gamma_D + 2\gamma_{Ss} + 4\gamma_{St}), \quad (3.2.4)$$

$$\begin{aligned} \frac{dY_{B-L}}{dz} &= -\frac{1}{sHz} \left\{ \epsilon \left( \frac{Y_N}{Y_N^{eq}} - 1 \right) \gamma_D - \left[ 2y_\ell + (y_t - y_{Q_3}) \left( \frac{Y_N}{Y_N^{eq}} + 1 \right) \right] \gamma_{St} \right. \\ &\quad \left. - \left( \frac{Y_N}{Y_N^{eq}} y_\ell + y_t - y_{Q_3} \right) \gamma_{Ss} - 2(y_\ell + y_H) \left( \frac{\gamma_D}{4} + \gamma'_{Ns} + \gamma_{Ntu} \right) \right\}, \quad (3.2.5) \end{aligned}$$

donde  $\epsilon \equiv \epsilon_\ell^N$ . Como se explicó en el capítulo 2, es más conveniente plantear una ecuación

para  $B - L$  ya que esta cantidad es conservada por los esfalerones.

Hasta el momento no es posible resolver este sistema de ecuaciones pues aparecen muchas más asimetrías que ecuaciones. En la próxima sección se explicará como relacionar las asimetrías entre si.

### 3.3. Equilibrio químico

#### 3.3.1. Consideraciones generales

La asimetría en la densidad numérica de una partícula  $X$  está relacionada con su potencial químico  $\mu_X$  a través de

$$n_X - n_{\bar{X}} = \frac{g_X T^3}{6} \begin{cases} \mu_X/T + O(\mu_X^3/T^3) & \text{fermiones,} \\ 2\mu_X/T + O(\mu_X^3/T^3) & \text{bosones,} \end{cases} \quad (3.3.1)$$

donde  $g_X$  son los grados de libertad de  $X$ . Esta expresión es válida en el límite relativista ( $m_X \ll T$ ) y se usó que  $\mu_X = -\mu_{\bar{X}}$ , lo cual es válido si reacciones del tipo  $X\bar{X} \rightarrow \gamma + \gamma$  están en equilibrio<sup>2</sup>.

Podemos clasificar a las interacciones en dos tipos, rápidas (o en equilibrio) y lentas. Si una interacción  $i, j, \dots \rightarrow a, b, \dots$  es rápida sus efectos son muy simples de incluir: las sumas de los potenciales químicos de las partículas iniciales y finales deben ser iguales,  $\mu_i + \mu_j + \dots = \mu_a + \mu_b + \dots$ , con lo cual se obtiene una relación entre las asimetrías de las partículas involucradas. En cambio, el efecto de las interacciones lentas es más complicado y debe tratarse con ecuaciones de Boltzmann. Juntando las condiciones de equilibrio, las ecuaciones de Boltzmann y las leyes de conservación relevantes se puede determinar la evolución de las asimetrías de todas las partículas intervinientes. Hay que notar que por cada ley de conservación hay que dar el valor de la carga total conservada. Estos valores son condiciones iniciales y supondremos que son todos nulos. En particular, supondremos que la carga eléctrica total y la tercer carga de isospín débil son cero. En general esto queda justificado por las observaciones y la existencia del período inflacionario.

En todo el rango de temperaturas relevante para la leptogénesis, las interacciones de gauge  $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$  y las interacciones mediadas por el acoplamiento de Yukawa del quark top están en equilibrio. Esto trae varias consecuencias:

- Los potenciales químicos de los distintos colores de un quark son iguales porque el potencial químico de los gluones es cero.
- Por encima de la transición de fase electrodébil ( $T > T_c$ ) la tercer carga de isospín débil,  $I_3$ , se conserva. Tomando como cero su valor inicial es fácil ver que el potencial químico de los bosones cargados es nulo,  $\mu_{W^+} = -\mu_{W^-} = 0$ . A la vez, esto implica que los potenciales químicos de las dos componentes de un doblete de

<sup>2</sup>Los potenciales químicos de partículas como los fotones y los gluones son cero ya que estas pueden crearse o destruirse en cualquier número en diversas reacciones.

$SU(2)$  son iguales. De hecho, estas condiciones se usaron al escribir la ec. (3.2.5) pues se supuso que las asimetrías de ambas componentes de los dobletes  $SU(2)$  eran iguales. Llamaremos  $\mu_{Q_i}, \mu_{\ell_i}$  y  $\mu_H$  a los potenciales químicos de cualquiera de las componentes de los dobletes  $SU(2)$  de quarks, leptones y Higgs respectivamente (el índice  $i$  indica la familia).

- La condición de equilibrio para la interacción de Yukawa del top es  $\mu_t = \mu_{Q_3} + \mu_H$  e implica

$$y_t - y_{Q_3} = \frac{y_H}{2}, \quad (3.3.2)$$

donde  $t$  denota al singlete up de la tercera generación de quarks (el top derecho) y el factor  $1/2$  proviene del factor relativo 2 que aparece en la relación entre asimetrías y potenciales químicos para bosones y fermiones (ec. 3.3.1).

- La conservación de la carga implica

$$Q = \sum_i (\mu_{Q_i} + 2\mu_{u_i} - \mu_{d_i} - \mu_{\ell_i} - \mu_{e_i}) + 2\mu_H = 0, \quad (3.3.3)$$

donde  $u_i, d_i$  y  $e_i$  denotan a los singletes  $SU(2)$  de la generación  $i$  de quarks up, down y leptones cargados respectivamente. Las cargas de los quarks son múltiplos de  $1/3$ , pero ese factor queda compensado por los tres grados de libertad de color.

Usando las relaciones anteriores, la ecuación de Boltzmann para la asimetría  $B - L$  puede reescribirse

$$\frac{dY_{B-L}}{dz} = \frac{-1}{sHz} \left\{ \left( \frac{Y_N}{Y_N^{eq}} - 1 \right) \left[ \epsilon \gamma_D + \left( c_\ell \gamma_{Ss} + \frac{c_H}{2} \gamma_{St} \right) \frac{Y_{B-L}}{Y^{eq}} \right] + \left[ (2c_\ell + c_H) \left( \gamma_{St} + \frac{\gamma_{Ss}}{2} \right) + 2(c_\ell + c_H) \left( \frac{\gamma_D}{4} + \gamma'_{Ns} + \gamma_{Ntu} \right) \right] \frac{Y_{B-L}}{Y^{eq}} \right\}, \quad (3.3.4)$$

donde se han definido los coeficientes  $c_\ell$  y  $c_H$  a través de  $y_\ell \equiv -c_\ell Y_{B-L}/Y^{eq}$  e  $y_H \equiv -c_H Y_{B-L}/Y^{eq}$ , con  $Y^{eq} \equiv Y_\ell^{eq} = Y_H^{eq}$ . Sus valores numéricos quedan determinados por el conjunto de interacciones que están en equilibrio y los valores de las cargas conservadas, lo cual a su vez depende de la temperatura. El cociente  $c_H/c_\ell$  da una estimación de la contribución relativa del Higgs al washout y  $c_H + c_\ell$  provee una medida de la intensidad total de los washout.

Una vez que los esfalerones electrodébiles entran en equilibrio, ya sea antes o después del decaimiento de los neutrinos pesados, cualquier asimetría leptónica presente es parcialmente transferida a una asimetría bariónica. La relación exacta entre ambas es distinta antes y después de la transición de fase electrodébil. Antes de la transición se tiene que [79]

$$Y_B = \frac{28}{79} Y_{B-L}. \quad (3.3.5)$$

Si los esfalerones se apartan del equilibrio antes de la transición de fase, esta será la relación que determina la asimetría bariónica actual. Si el apartamiento ocurre un poco después (lo cual sería el caso si la transición de fase fue de segundo orden, como se cree actualmente), la relación sería algo distinta [80].

### 3.3.2. Regímenes de temperatura

A continuación definiremos algunos regímenes de temperaturas de acuerdo a las interacciones en equilibrio presentes y daremos el valor de  $c_\ell$  y  $c_H$  en cada caso. Una vez hecho esto se podrán resolver las ecuaciones de Boltzmann (3.2.4) y (3.3.4) y descubrir el impacto que tienen todos los procesos rápidos, también llamados *procesos espectadores*, en la generación de la asimetría bariónica. Los resultados serán válidos para condiciones especiales de alineamiento en el espacio de sabor leptónico. Para especificar esto definiremos los parámetros  $K_i, i = e, \mu, \tau$ , que dan la proyección del leptón de decaimiento  $\ell_D$  en los autoestados de sabor  $\ell_i$ ,

$$K_i \equiv |\langle \ell_i | \ell_D \rangle|^2. \quad (3.3.6)$$

Las ecuaciones de Boltzmann presentadas hasta el momento son válidas cuando hay alineamiento en la dirección de algún sabor específico, es decir  $K_i = 0$  o perpendicularidad ( $K_j = 0$ ) a todas las direcciones determinadas por los Yukawas que están en equilibrio. Los casos de estructuras de sabor más complejas serán el tema del próximo capítulo. Además recordamos que se despreciarán los scatterings con  $\Delta L = 2$  en la resolución de las ecuaciones.

Vamos a definir 6 rangos de temperatura. A medida que esta disminuya, más interacciones irán entrando en equilibrio. La tabla 3.1 presenta un resumen con los distintos rangos de temperatura, las interacciones en equilibrio que se van agregando, los nuevos vínculos que estas imponen, los coeficientes  $c_\ell$  y  $c_H$  resultantes y el valor final de la asimetría  $B - L$  que se obtiene al resolver las ecuaciones de Boltzmann para un valor particular de la masa efectiva<sup>3</sup>,  $\tilde{m}_1 = 0,06$  eV. Hay que notar que, en general, cuando una interacción entra en equilibrio hay alguna cantidad que deja de conservarse y la ecuación de conservación correspondiente es substituida por una nueva relación entre potenciales químicos. Por ejemplo, antes de que los esfalerones electrodébiles entren en equilibrio, el número bariónico se conserva o antes que el Yukawa del  $\tau$  entre en equilibrio, el potencial químico del  $\tau$  derecho es constante (y se le debe asignar un valor inicial).

Los regímenes que definiremos son:

I. *Sólo las interacciones de gauge y Yukawa del top en equilibrio* ( $T > 10^{13}$  GeV).

Como los esfalerones electrodébiles están fuera del equilibrio, no se genera asimetría bariónica durante la leptogénesis. Además, las interacciones de Yukawa de los leptones cargados también están fuera del equilibrio, con lo cual la asimetría leptónica está sólo en los grados de libertad izquierdos y confinada al doblete  $\ell = \ell_D$ , así que  $Y_{B-L} = -Y_L = -2y_\ell$  y por lo tanto  $c_\ell = 1/2$ . Respecto a  $y_H$ , si bien el decaimiento de  $N$  produce igual

<sup>3</sup>A menudo tomaremos  $\tilde{m}_1 = 0,06$  eV como caso representativo del régimen de washout fuerte, ya que es un valor intermedio entre la masa de equilibrio  $m_*$  que indica aproximadamente el límite entre los regímenes de washout débil y fuerte, y las masas efectivas grandes ( $\tilde{m}_1 \gtrsim 0,1$  eV) para las cuales los procesos de washout son muy eficientes y por lo tanto sobrevive poca asimetría bariónica. Además, si las masas de los neutrinos livianos son jerárquicas, este valor es del orden de la suma de estas masas (ver ec. 2.1.1 y tomar  $m_1 = 0$ ).

cantidad de asimetría en  $\ell$  y  $H$ , la asimetría en el Higgs se transfiere parcialmente a una asimetría quiral ( $y_t - y_{Q_3} \neq 0$ ) debido a la interacción de Yukawa del top, con lo cual  $y_H \neq y_\ell$ . Como ejemplo, mostraremos ahora como puede obtenerse el coeficiente  $c_H$  con las leyes de conservación y las condiciones de equilibrio. El número bariónico se conserva e inicialmente es cero, por lo tanto

$$B = \sum_i 2\mu_{Q_i} + \mu_{u_i} + \mu_{d_i} = 0.$$

De las interacciones de Yukawa, la única que está en equilibrio es la del top, por lo tanto la asimetría que se genera en el Higgs sólo puede transmitirse a  $Q_3$  y  $t$ , los potenciales químicos de los demás quarks permanecen nulos. Además, como ya se indicó, la asimetría leptónica sólo reside en  $\ell$ . Quedan entonces 4 potenciales químicos en juego,  $\mu_\ell, \mu_H, \mu_{Q_3}$  y  $\mu_t$  y 3 relaciones entre ellos,

$$\begin{aligned} Q = 0 &= \mu_{Q_3} + 2\mu_t - \mu_\ell + 2\mu_H, \\ B = 0 &= 2\mu_{Q_3} + \mu_t, \\ \mu_H &= \mu_t - \mu_{Q_3}. \end{aligned}$$

Este sistema se resuelve fácilmente para llegar a  $\mu_\ell = 3\mu_H$ , con lo cual  $y_\ell = 3/2 y_H$  y por lo tanto  $c_H = 1/3$ .

## II. Esfalerones de QCD en equilibrio ( $T \sim 10^{13}$ GeV).

Asociados a la simetría de gauge  $SU(3)_c$  hay procesos no perturbativos análogos a los descritos en la sección 1.4.1. Se denominan *esfalerones fuertes o de QCD* y producen transiciones entre quarks izquierdos y derechos. Entran en equilibrio a temperaturas más altas que los correspondientes procesos electrodébiles debido a que el número de transiciones por unidad de tiempo es mayor ( $\Gamma_{QCD} \sim 11(\alpha_s/\alpha_W)^5 \Gamma_{ED}$  [81]). Se estima que a temperaturas  $T_f \sim 10^{13}$  GeV ya son importantes [81], [23], [82] y establecen la siguiente relación entre potenciales químicos:

$$\sum_i (2\mu_{Q_i} - \mu_{u_i} - \mu_{d_i}) = 0. \quad (3.3.7)$$

El valor de  $c_\ell$  sigue siendo el mismo y  $c_H = 7/23$ . Comparando con el régimen anterior se ve que la puesta en equilibrio de los esfalerones de QCD reduce levemente la asimetría en el Higgs por un factor de 21/23. Esto trae una supresión de los washout que no excede el 5%.

## III. Interacciones de Yukawa del bottom y tau en equilibrio ( $10^{12}$ GeV $\lesssim T \lesssim 10^{13}$ GeV).

Las interacciones de Yukawa del bottom y tau imponen las condiciones  $\mu_b = \mu_{Q_3} - \mu_H$  (con  $\mu_b \equiv \mu_{d_3}$ ) y  $\mu_\tau = \mu_{\ell_\tau} - \mu_H$  (con  $\mu_\tau \equiv \mu_{e_\tau}$ ) respectivamente, con la consecuente transferencia de parte de la asimetría generada en el grado de libertad  $e_\tau$ . Aquí es importante distinguir entre dos situaciones distintas de alineamiento,  $K_\tau = 0$  y  $K_\tau = 1$ .

En el primer caso el neutrino pesado decae en una dirección ortogonal a  $\ell_\tau$ , entonces la única interacción que actúa en la tercer familia leptónica (además de las de gauge)

es la del Yukawa del tau. Esta interacción conserva  $L_\tau$  (el número leptónico de la tercer familia), por lo que se sigue teniendo  $Y_L = 2y_\ell$  y  $c_\ell = 1/2$ . De todas formas la conservación de  $L_\tau$  simplemente impone el vínculo  $2\mu_{\ell_\tau} + \mu_\tau = 0$  y parte de la asimetría del Higgs va a parar a los grados de libertad  $\ell_\tau$  y  $\tau$ . La consecuencia es una reducción en el coeficiente  $c_H$  (ver tabla 3.1).

En el segundo caso  $\ell$  es paralelo a  $\ell_\tau$ , con lo cual parte de la asimetría leptónica se transfiere al singulete de SU(2)  $e_\tau$  que no participa directamente de los washout. Esto se refleja en una disminución de  $c_\ell$ . Comparando los resultados dados en la tabla 3.1 para los dos casos de alineamiento se ve que el almacenamiento de parte de la asimetría en  $e_\tau$  produce un incremento en el valor final de  $B - L$  del orden del 10%.

Hacemos notar que cuando las interacciones de Yukawa del top y bottom están en equilibrio se cumple la relación  $2\mu_{Q_3} - \mu_{u_3} - \mu_{d_3} = 0$  y por lo tanto la condición (3.3.7) asociada a los esfalerones de QCD no impone ningún vínculo adicional sobre los potenciales químicos de la tercera generación. Lo mismo ocurre para cada familia una vez que las interacciones de Yukawa de sus quarks entran en equilibrio. Se concluye que cuanto menor es la temperatura a la cual ocurre la leptogénesis, menos importante es el papel jugado por los esfalerones fuertes.

#### IV. *Esfalerones electrodébiles en equilibrio* ( $10^{11}$ GeV $\lesssim T \lesssim 10^{12}$ GeV).

Es posible que los esfalerones electrodébiles entren en equilibrio aproximadamente a la misma temperatura que las interacciones de Yukawa del bottom y tau [23]. Sin embargo la tasa de transiciones inducida por los esfalerones no se conoce muy bien, por lo cual hemos considerado conveniente tratar por separado el ingreso al equilibrio de estos procesos. Además de esta forma será posible separar sus efectos de los de las otras interacciones.

De lo explicado en la sección 1.4.1 se ve que la condición de equilibrio químico debida a la acción de los esfalerones puede escribirse

$$\sum_i 3\mu_{Q_i} + \mu_{\ell_i} = 0. \quad (3.3.8)$$

Con respecto al número leptónico, los esfalerones crean un doblete de cada una de las tres familias, entonces los números leptónicos individuales  $L_i$  ya no se conservan independientemente de la dirección de  $\ell_D$  en el espacio de sabor. En lo que respecta al número bariónico, los esfalerones electrodébiles son la única fuente de violación de  $B$  y como tienen el mismo efecto en las 3 familias, la asimetría bariónica se distribuye por igual en cada una de ellas, es decir  $B_1 = B_2 = B_3 = B/3$ . A partir de aquí resulta conveniente introducir las cantidades  $\Delta_i \equiv B_i - L_i = B/3 - L_i$  ( $i = e, \mu, \tau$ ) que dan la asimetría  $B - L$  de la familia  $i$ .

En la tabla 3.1 se dan los coeficientes  $c_\ell$  y  $c_H$  para dos situaciones de alineamiento,  $K_\tau = 0$  con lo cual  $\Delta_\tau = 0$  y  $K_\tau = 1$  con lo cual  $\Delta_e = \Delta_\mu = 0$ . La diferencia de un 10% en el valor final de la asimetría entre los dos casos se debe principalmente al fenómeno ya comentado en la descripción del régimen anterior: cuando  $K_\tau = 1$  parte de la asimetría leptónica va a parar al tau derecho y el washout se reduce.

Procesos en equilibrio, vínculos y asimetría $B - L$							
	$T$ (GeV)	Equilibrio	Vínculos	$c_\ell$	$c_H$	$\left  \frac{Y_{B-L}}{10^{-5}\epsilon} \right $	
$B = 0$	$\gg 10^{13}$	$h_t$ , gauge	$B = \sum_i (2Q_i + u_i + d_i) = 0$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$	0,6	
	$\sim 10^{13}$	+ Esf-QCD	$\sum_i (2Q_i - u_i - d_i) = 0$	$\frac{1}{2}$	$\frac{7}{23}$	0,6	
	$10^{12 \div 13}$	+ $h_b, h_\tau$	$b = Q_3 - H,$ $\tau = \ell_\tau - H$	$\begin{cases} K_\tau = 0 \\ K_\tau = 1 \end{cases}$	$\frac{1}{2}$ $\frac{3}{8}$	$\frac{3}{16}$ $\frac{1}{4}$	0,7 0,8
$B \neq 0$	$10^{11 \div 12}$	+ Esf-ED	$\sum_i (3Q_i + \ell_i) = 0$	$\begin{cases} K_\tau = 0 \\ K_\tau = 1 \end{cases}$	$\frac{49}{115}$ $\frac{39}{115}$	$\frac{41}{230}$ $\frac{28}{115}$	0,8 0,9
	$10^{8 \div 11}$	+ $h_c, h_s, h_\mu$	$c = Q_2 + H,$ $s = Q_2 - H,$ $\mu = \ell_\mu - H$	$\begin{cases} K_e = 1 \\ K_\tau = 1 \end{cases}$	$\frac{151}{358}$ $\frac{172}{537}$	$\frac{37}{358}$ $\frac{26}{179}$	1,0 1,1
	$\ll 10^8$	todos los Yukawas $h_i$	$K_e = 1$		$\frac{221}{711}$	$\frac{8}{79}$	1,2

Cuadro 3.1: Las cantidades relevantes en los distintos regímenes de temperatura. Aquí los potenciales químicos se denotan con la misma notación usada para los campos:  $\mu_{Q_i} = Q_i$ ,  $\mu_{\ell_i} = \ell_i$  para los dobletes de  $SU(2)$ ,  $\mu_{u_i} = u_i$ ,  $\mu_{d_i} = d_i$ ,  $\mu_{e_i} = e_i$  para los singuletes y  $\mu_H = H$  para el Higgs. Las reacciones que van entrando en equilibrio en cada régimen se dan en la segunda columna y los vínculos que imponen en la tercera. También se indican las condiciones de alineamiento adoptadas para los  $K_i$  y deben tenerse en cuenta las restricciones que estas imponen en las cantidades  $\Delta_i = B/3 - L_i$ . Los valores de los coeficientes  $c_\ell$  y  $c_H$  se dan en la cuarta y quinta columna respectivamente, mientras que la asimetría  $B - L$  (en unidades de  $10^{-5} \times \epsilon$ ) obtenida para  $\tilde{m}_1 = 0,06$  eV se da en la última columna.

V. *Interacciones de Yukawa de la 2<sup>da</sup> familia en equilibrio* ( $10^8$  GeV  $\lesssim T \lesssim 10^{11}$  GeV). Cuando los Yukawas de la segunda familia entran en equilibrio la asimetría que originalmente se genera en el Higgs es transferida a más grados de libertad, provocando una reducción del washout respecto de los regímenes anteriores. En la tabla 3.1 se muestran los resultados para dos posibles alineamientos de  $\ell_D$ ,  $K_e = 1$  y  $K_\tau = 1$ .

VI. *Todas las interacciones de Yukawa del ME en equilibrio* ( $T \ll 10^8$  GeV). Por debajo de  $T \sim 10^6$  GeV, todas las interacciones de Yukawa de los quarks están en equilibrio y la condición (3.3.7) provista por los esfalerones de QCD se vuelve redundante. Por lo tanto ignorar su efecto, como ocurre generalmente en la literatura, se justifica completamente sólo en este régimen. Cuando la leptogénesis ocurre a  $T \gg 10^6$  GeV, como es el caso en muchos modelos, la acción de los esfalerones fuertes no es trivial, aunque sí es cierto que los efectos cuantitativos no son muy grandes.

Este régimen de bajas temperaturas es el que tiene mayor participación de grados de libertad en la distribución de la asimetría originalmente generada en el decaimiento y producción de los neutrinos pesados (así como en las demás interacciones que lo involucran). El coeficiente  $c_H$  se vuelve muy pequeño,  $c_H \approx 0,1$  y el valor de  $c_\ell$  se reduce en un factor de casi 2 respecto al caso en que todas las interacciones que fuimos incorporando se ignoran (o no son relevantes) y correspondientemente la asimetría  $B-L$  final aumenta.

### 3.4. Discusión

El rango de asimetrías finales presentado en la tabla 3.1 da una medida del impacto de los procesos espectadores en los distintos regímenes de temperatura (para casos especiales de alineamiento en el espacio de sabor).

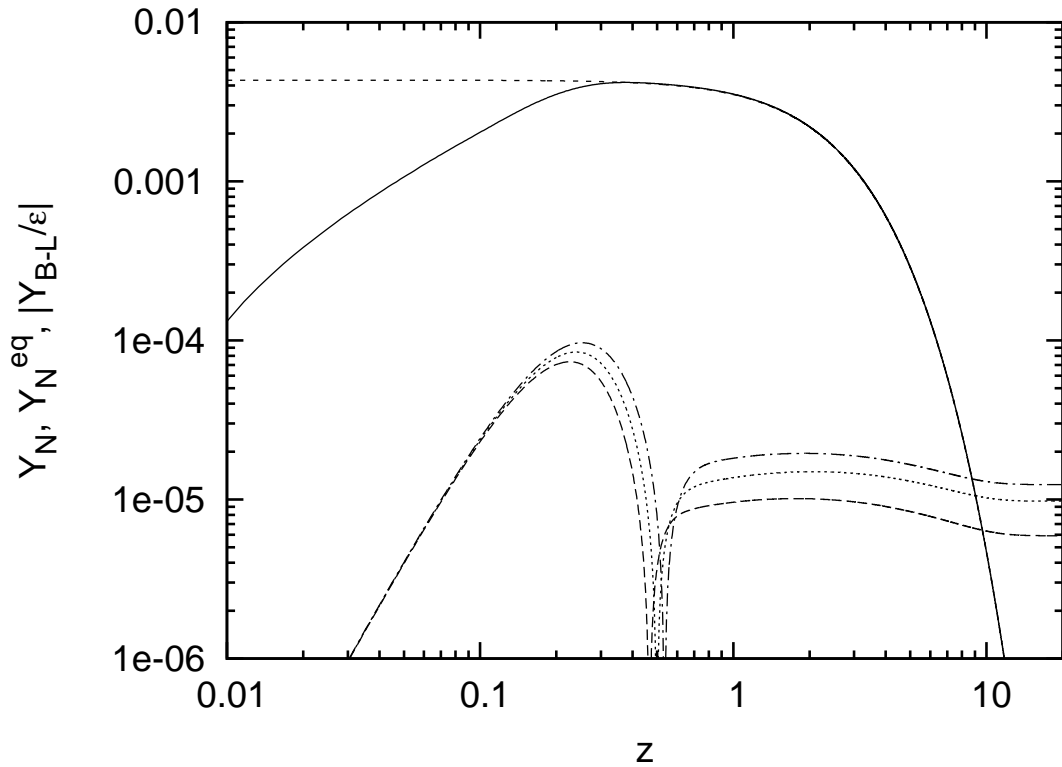


Figura 3.1: La densidad del neutrino pesado  $Y_N$  (línea continua), la densidad de equilibrio  $Y_N^{eq}$  (línea de rayas cortas) y la asimetría  $|Y_{B-L}/\epsilon|$  para tres conjuntos de valores de  $(c_\ell, c_H)$ : (i) la curva a rayas largas corresponde a  $c_\ell = 1/2$ ,  $c_H = 1/3$  (primera fila de la tabla 3.1); (ii) la curva a rayas y puntos corresponde a  $c_\ell = 221/711$ ,  $c_H = 8/79$  (última fila de la tabla 3.1); (iii) la curva punteada corresponde a  $c_\ell = -1/2$ ,  $c_H = 0$ . Se tomó la masa efectiva  $\tilde{m}_1 = 0,06$  eV.



En la figura 3.1 se muestra la evolución de la asimetría  $B-L$  en los dos casos extremos que corresponden a las temperaturas más altas y más bajas consideradas (primer y última fila de la tabla). También se grafica la asimetría para el caso (incorrecto) en el que sólo se incluye la asimetría  $y_\ell$  en los términos de washout y se ignora el efecto de los procesos rápidos ( $c_\ell = 1/2$  y  $c_H = 0$ ) con el fin de comparar con los resultados usuales de la literatura. A altas temperaturas, cuando los esfalerones débiles y los Yukawas de los leptones cargados no están en equilibrio, la asimetría del Higgs incrementa los washout con la consecuente reducción de la asimetría final. A medida que la temperatura relevante para la leptogénesis cae, más interacciones van entrando en equilibrio y nuevos grados de libertad entran en escena. La tendencia es un incremento en la asimetría final y el motivo es el siguiente. Los washouts son todos los procesos que “tratan” de llevar las asimetrías a cero. En leptogénesis los principales agentes de washout son el decaimiento inverso de  $N$  y los scatterings de dos cuerpos con  $\Delta L = 1$ . Estos son proporcionales a  $y_\ell$  (y a  $y_H$ ), entonces cuando los leptones cargados derechos comienzan a interactuar con sus pares izquierdos, parte de la asimetría se puede almacenar en ellos sin aumentar los washouts. También, cuando los esfalerones débiles están activos durante la leptogénesis, la asimetría bariónica se va generando simultáneamente a expensas de la asimetría leptónica, lo cual ayuda a obtener valores finales más grandes. Puede pensarse que si los esfalerones actúan luego de la leptogénesis sólo  $1/3$  ( o más precisamente  $28/79$  ) de la asimetría leptónica generada se convertirá en asimetría bariónica, en cambio si actúan durante, se obtiene a groso modo la misma asimetría leptónica final, pero la asimetría bariónica ya se generó, así que que ya se “pagó”, en parte, el precio de la conversión<sup>4</sup>.

Se puede tener un entendimiento cuantitativo aproximado de los valores de la asimetría final en los distintos regímenes recordando que cuando el washout es fuerte la asimetría final es inversamente proporcional a  $\tilde{m}_1$ . La masa efectiva  $\tilde{m}_1$  da una medida de la intensidad de los washouts. Con la incorporación de los procesos espectadores la intensidad se ve modificada por un coeficiente del orden de  $c_\ell + c_H$ , entonces concluimos que el valor final de la asimetría será aproximadamente proporcional a  $(c_\ell + c_H)^{-1}$ . Yendo otra vez a la tabla 3.1 se ve que la diferencia entre los distintos regímenes puede llegar a ser de hasta un 100 %.

La figura 3.2 muestra la asimetría final en función de  $\tilde{m}_1$  para los regímenes de temperaturas más altas y bajas. Lo que queremos hacer notar es que las diferencias que vinimos explicando entre los distintos rangos de temperatura desaparecen cuando  $\tilde{m}_1$  es pequeño. La razón es que los efectos de los procesos espectadores y la asimetría en el Higgs son sobre los washouts y estos no son relevantes cuando la masa efectiva es pequeña. Es importante tener presente que las curvas de la figura se obtuvieron sin tener en cuenta las asimetrías CP de los scatterings (como es lo usual en la literatura). En el capítulo 5 veremos que la situación cambia con su inclusión y explicaremos porqué.

Para finalizar queremos comentar que la influencia de los procesos espectadores en

<sup>4</sup>La relación  $Y_B = 28/79 Y_{B-L} \approx 1/3 Y_{B-L}$  implica  $Y_B \approx -1/2 Y_L$ . Lo que se está diciendo es que a groso modo (en particular olvidándose por un momento de los grados de libertad derechos) los washouts mantienen  $Y_L$  en cierto valor. Si los esfalerones débiles están activos durante la leptogénesis la asimetría bariónica final es la mitad de ese valor, en cambio si entran en equilibrio más tarde el factor de conversión es  $1/3$ , porque ese valor final de  $Y_L$  es también el valor final de  $Y_{B-L}$  (en valor absoluto).

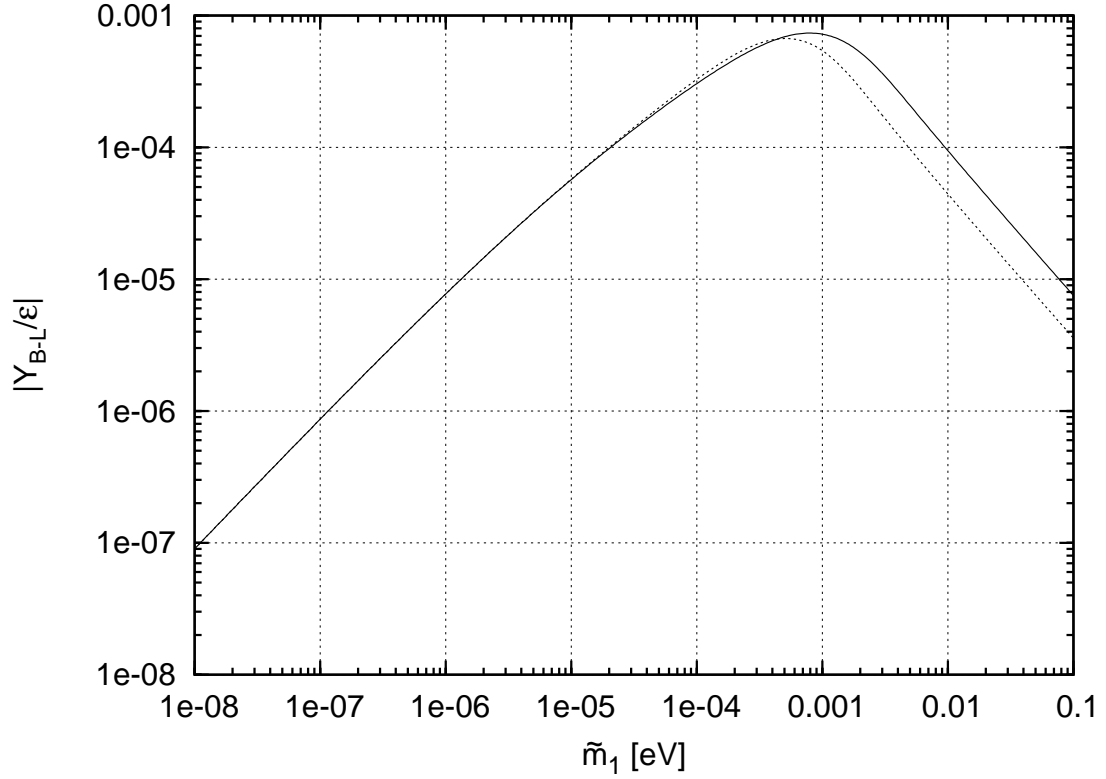


Figura 3.2: La asimetría  $|Y_{B-L}/\epsilon|$  en función de la masa efectiva  $\tilde{m}_1$  para el régimen de temperaturas más altas (curva punteada) y para el de temperaturas más bajas (curva continua). Estos regímenes corresponden respectivamente a la primer y última fila de la tabla 3.1. No se ha tenido en cuenta la asimetría CP en los scatterings y la divergencia infrarroja de  $\gamma_{St}$  se regularizó con el parámetro  $a_H = (m_H/M_1)^2 = 10^{-16}$ .

la leptogénesis fue estudiada en [77]. Sin embargo ellos encuentran una reducción de  $O(1)$  en la asimetría final cuando estos procesos son incluidos. Pensamos que una de las principales causas de discrepancia con nuestros resultados se debe a que en [77] el término de washout que involucra a la asimetría leptónica fue tomado como proporcional a la asimetría total  $Y_L$  en lugar de sólo a la asimetría en el doblete leptónico  $y_\ell$ .

## Capítulo 4

# La importancia del sabor en leptogénesis

### 4.1. Introducción

A temperaturas altas,  $T \gtrsim 10^{12}$  GeV, ninguna de las interacciones de Yukawa de los leptones cargados está en equilibrio. Entonces todas las direcciones en el espacio de sabor leptónico son equivalentes. El neutrino pesado  $N_1$  produce al decaer un leptón en cierta dirección de este espacio y es esta misma combinación de sabores la que entra en los washouts que involucran a  $N_1$ . El valor final de la asimetría puede encontrarse entonces con una sola ecuación de Boltzmann. En cambio, cuando las interacciones de Yukawa son suficientemente rápidas, actúan esencialmente como instrumentos de medición que proyectan a todos los leptones en los autoestados de sabor. En este caso, tanto las asimetrías como los washouts dependen del sabor y esto puede conducir a una asimetría bariónica distinta en magnitud e incluso también en signo respecto a la obtenida cuando los aspectos del sabor no se tienen en cuenta. En algunas situaciones los efectos son dramáticos, ya que pueden incrementar la asimetría final en un orden de magnitud.

En la sección 4.2 introduciremos los parámetros que usaremos para describir la estructura de sabor del problema. En la siguiente hablaremos sobre la asimetría CP en los distintos sabores y mostraremos que hay dos formas de violación de CP, una de las cuales puede originar efectos muy novedosos. Luego daremos el conjunto de ecuaciones de Boltzmann apropiadas para describir la evolución de las densidades leptónicas de los sabores relevantes (sec. 4.4), que pueden resolverse una vez que se tienen en cuenta las condiciones de equilibrio químico impuestas por las interacciones rápidas (sec. 4.5). Finalmente, en la sección 4.6 presentaremos diversos resultados que mostrarán la importancia del sabor en la leptogénesis.

Los resultados de este capítulo fueron publicados en [83].

## 4.2. Parámetros para describir la estructura de sabor

El neutrino pesado  $N_1$  produce al decaer un leptón que denominaremos *autoestado de decaimiento* o *leptón de decaimiento* y lo denotaremos con el símbolo  $\ell_{d_1}$ . Debido a efectos de orden superior al nivel árbol en teoría de perturbaciones, el antileptón al cual decae  $N_1$  no necesariamente es el conjugado CP de  $\ell_{d_1}$ , así que lo llamaremos  $\bar{\ell}'_{d_1}$ . Los respectivos anchos de decaimiento son

$$\begin{aligned}\Gamma &\equiv \Gamma(N_1 \rightarrow \ell_{d_1} h) , \\ \bar{\Gamma} &\equiv \Gamma(N_1 \rightarrow \bar{\ell}'_{d_1} \bar{h}) .\end{aligned}\tag{4.2.1}$$

La diferencia entre  $\ell_{d_1}$  y  $\bar{\ell}'_{d_1}$  constituye una forma de violación de CP que no ha sido relevante hasta el momento, pero puede traer consecuencias asombrosas cuando los efectos de sabor se vuelven importantes. Esto se mostrará en las próximas secciones, ahora queremos introducir los parámetros que describen la estructura de sabor del problema.

Si  $M_1 \gg 10^{12}$  GeV la leptogénesis ocurre cuando todas las interacciones de Yukawa de los leptones cargados son mucho más lentas que la expansión del universo y que las interacciones de Yukawa de los neutrinos pesados (suponiendo que la leptogénesis realmente explica la asimetría materia-antimateria observada). Entonces la composición de  $\ell_{d_1}$  y  $\bar{\ell}'_{d_1}$  en términos de los autoestados de sabor  $\ell_i, \bar{\ell}_i$  ( $i = \tau, \mu, e$ ) es irrelevante ya que los leptones y antileptones de decaimiento permanecen coherentes entre dos interacciones sucesivas. En este caso basta con una ecuación de Boltzmann para la diferencia de densidades  $Y_{\ell_{d_1}} - Y_{\bar{\ell}'_{d_1}}$  (además de la ecuación que da la evolución de  $Y_N$ ) para obtener la asimetría final. En cambio, si  $M_1$  es más liviano, la leptogénesis ocurre a temperaturas más bajas y las interacciones de Yukawa del  $\tau$  (y para  $T \lesssim 10^9$  GeV también las del  $\mu$ ) se vuelven más rápidas que las reacciones que involucran a  $N_1$ . Ahora lo que ocurre es que, una vez producidos y antes de volver a interactuar con un  $N_1$ , los estados  $\ell_{d_1}$  y  $\bar{\ell}'_{d_1}$  son proyectados en la base de autoestados de sabor con una probabilidad para cada sabor  $i$  dada por

$$K_i = |\langle \ell_i | \ell_{d_1} \rangle|^2 \quad \text{y} \quad \bar{K}_i = |\langle \bar{\ell}_i | \bar{\ell}'_{d_1} \rangle|^2 \quad (CP(\bar{\ell}_i) = \ell_i) .\tag{4.2.2}$$

Estos coeficientes de proyección son los parámetros que necesitamos para describir la estructura de sabor de la leptogénesis.

Desde ya que  $K_i$  y  $\bar{K}_i$  son funciones de los acoplamientos de Yukawa  $h_{i\alpha}$  entre los dobletes leptónicos y los neutrinos pesados ( $i = e, \mu, \tau$  y  $\alpha = 1, 2, 3$ ). Su expresión a nivel árbol se obtiene directamente a partir del lagrangiano dado en la ec. (2.2.1) (ver también ec. 3.2.1):

$$K_i^0 = \bar{K}_i^0 = \frac{h_{i1} h_{i1}^*}{(h^\dagger h)_{11}} ,\tag{4.2.3}$$

donde el superíndice “0” indica que son cantidades calculadas a nivel árbol. Si se los

quiere calcular a orden superior al nivel árbol conviene expresarlos de la siguiente forma:

$$\begin{aligned} K_i &= \frac{\Gamma(N_1 \rightarrow \ell_i h)}{\sum_j \Gamma(N_1 \rightarrow \ell_j h)} = \frac{\Gamma_i}{\Gamma}, \\ \bar{K}_i &= \frac{\Gamma(N_1 \rightarrow \bar{\ell}_i h)}{\sum_j \Gamma(N_1 \rightarrow \bar{\ell}_j h)} = \frac{\bar{\Gamma}_i}{\bar{\Gamma}} \end{aligned} \quad (4.2.4)$$

y luego calcular los distintos anchos de decaimiento al orden que se quiera ( $\Gamma_i \equiv \Gamma(N_1 \rightarrow \ell_i h)$  y  $\bar{\Gamma}_i \equiv \Gamma(N_1 \rightarrow \bar{\ell}_i h)$ ). Notemos que las diferencias entre  $K_i$  y  $\bar{K}_i$  sólo aparecen si se aplican las correcciones radiativas.

En este capítulo nos concentraremos en los regímenes de temperaturas medias y bajas, en los cuales las interacciones de Yukawa de los leptones cargados “miden”, aunque sea en parte, la composición de sabor de  $\ell_{d_1}$  y  $\bar{\ell}'_{d_1}$ . Distinguiremos las siguientes posibilidades:

1. *Alineamiento*: si las interacciones de Yukawa del  $\tau$  (o del  $\tau$  y  $\mu$ ) son rápidas, pero tanto  $\ell_{d_1}$  como  $\bar{\ell}'_{d_1}$  son paralelos a algunos de los autoestados de sabor correspondientes a las interacciones de Yukawa rápidas o son perpendiculares a todos ellos, entonces la leptogénesis se reduce a un problema de un sólo sabor, muy similar al caso de altas temperaturas donde el sabor no importa. Las distintas situaciones de alineamiento sólo repercuten en la forma en que la asimetría leptónica se distribuye entre los leptones izquierdos y derechos (siendo estos últimos estériles respecto a las interacciones que violan número leptónico) y los efectos numéricos no son mayores a algunas decenas de por ciento (en el capítulo anterior se estudió esto en detalle).
2. *No hay alineamiento y sólo la interacción de Yukawa del  $\tau$  es rápida*: los leptones son proyectados en la dirección de  $\tau$  o en el plano perpendicular a este sabor, pero no se rompe la coherencia entre las componentes  $\mu$  y  $e$ . Entonces es conveniente definir un leptón  $\ell_a$  como la proyección (normalizada) de  $\ell_{d_1}$  en el plano  $\mu - e$  y otro leptón  $\ell_b$  perpendicular a  $\ell_a$  (también de norma 1). De la misma forma se define  $\bar{\ell}'_a$  como la proyección de  $\bar{\ell}'_{d_1}$  en el plano  $\bar{\mu} - \bar{e}$  y  $\bar{\ell}'_b$  será el antileptón perpendicular a  $\bar{\ell}'_a$  (en general  $\text{CP}(\bar{\ell}'_{a,b}) \neq \ell_{a,b}$ ). En este caso las direcciones  $\ell_b$  y  $\bar{\ell}'_b$  son irrelevantes y la leptogénesis puede tratarse como un problema efectivo de dos sabores.
3. *No hay alineamiento y las interacciones de Yukawa del  $\tau$  y  $\mu$  son rápidas*: todas las componentes de sabor de  $\ell_{d_1}$  y  $\bar{\ell}'_{d_1}$  son “medidas”. El baño térmico está poblado por una mezcla no correlacionada de los autoestados de sabor  $\ell_{\tau,\mu,e}$  y sus conjugados CP. En este caso debe considerarse el problema completo de tres sabores para obtener la asimetría final.

Hacemos notar que la puesta en equilibrio de las interacciones de Yukawa del electrón ocurre a temperaturas demasiado bajas como para ser relevantes en los modelos estándares de leptogénesis, pero de cualquier forma no introducirían cambios cualitativos porque con dos interacciones de Yukawa ya es suficiente para medir las tres componentes de sabor de los autoestados de decaimiento.

### 4.3. Asimetría CP

La asimetría CP en el decaimiento de  $N_1$  se manifiesta de dos formas distintas:

- (a) La cantidad de decaimientos por unidad de tiempo en leptones y antileptones es diferente,

$$\Gamma \neq \bar{\Gamma} .$$

Llamaremos a esto violación de CP tipo “a”.

- (b) Los leptones y antileptones en los cuales  $N_1$  decae no son conjugados CP,

$$\text{CP}(\bar{\ell}'_{d_1}) \equiv \ell'_{d_1} \neq \ell_{d_1} .$$

En este caso hablaremos de violación de CP tipo “b”.

En la figura 4.1 se muestra una representación de estos dos tipos de violación de CP.

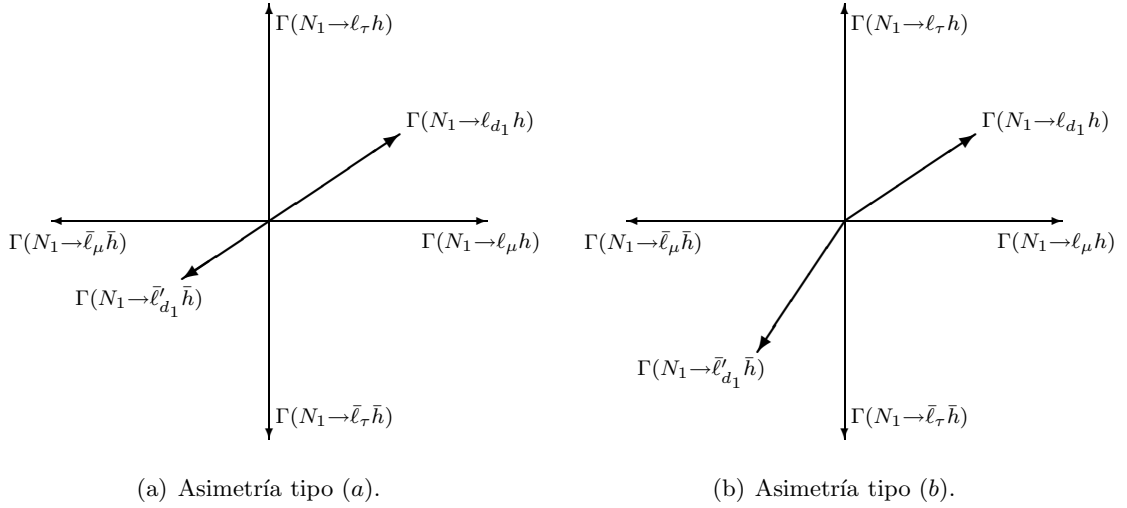


Figura 4.1: Representación en el plano  $\tau - \mu$  de los dos tipos de violación de CP. La escala en los 4 ejes  $\Gamma(N_1 \rightarrow \ell_\mu h)$ ,  $\Gamma(N_1 \rightarrow \bar{\ell}_\mu \bar{h})$ ,  $\Gamma(N_1 \rightarrow \ell_\tau h)$  y  $\Gamma(N_1 \rightarrow \bar{\ell}_\tau \bar{h})$  es la misma pero es arbitraria. Restando la proyección de  $\Gamma(N_1 \rightarrow \ell_{d_1} h)$  en alguno de los ejes y de  $\Gamma(N_1 \rightarrow \bar{\ell}'_{d_1} \bar{h})$  en el eje opuesto se obtiene la asimetría CP en el sabor correspondiente. Se ve claramente que en cualquiera de las dos situaciones representadas en las figuras hay asimetría CP en los sabores  $\tau$  y  $\mu$ .

Vamos a necesitar considerar la asimetría CP en los distintos sabores. Estas cantidades fueron introducidas en la ec. (2.5.6) y aquí las denotaremos  $\epsilon_i^1$ :

$$\epsilon_i^1 \equiv \epsilon_{\ell_i}^{N_1} = \frac{\Gamma(N_1 \rightarrow \ell_i h) - \Gamma(N_1 \rightarrow \bar{\ell}_i \bar{h})}{\sum_j \Gamma(N_1 \rightarrow \ell_j h) + \Gamma(N_1 \rightarrow \bar{\ell}_j \bar{h})} = \frac{\Gamma_i - \bar{\Gamma}_i}{\Gamma + \bar{\Gamma}} . \quad (4.3.1)$$

Teniendo en cuenta que  $K_i = \Gamma_i/\Gamma$  y  $\bar{K}_i = \bar{\Gamma}_i/\bar{\Gamma}$ , podemos expresar convenientemente a  $\epsilon_i^1$  como

$$\epsilon_i^1 = \frac{\Gamma K_i - \bar{\Gamma} \bar{K}_i}{\Gamma + \bar{\Gamma}} = \frac{K_i + \bar{K}_i}{2} \epsilon^1 + \frac{K_i - \bar{K}_i}{2} \simeq \epsilon^1 K_i^0 + \frac{\Delta K_i}{2}, \quad (4.3.2)$$

donde  $\epsilon^1 \equiv \epsilon_\ell^{N_1} = \sum_i \epsilon_i^1$  es la asimetría total en el decaimiento de  $N_1$ ,  $\Delta K_i \equiv K_i - \bar{K}_i$  y la aproximación es válida al orden más bajo no nulo en los acoplamientos de Yukawa. El primer término ( $\epsilon^1 K_i^0$ ) corresponde a violación de CP tipo  $a$ , mientras que el segundo ( $\Delta K_i/2$ ) corresponde al tipo  $b$  ya que es nulo cuando  $\text{CP}(\ell'_{d_1}) = \ell_{d_1}$ . Notar que  $\sum_i \Delta K_i = 0$ , pues  $\sum_i K_i = \sum_i \bar{K}_i = 1$ .

A partir de las ecs. (2.5.7) se pueden obtener las expresiones para las asimetrías en los distintos sabores al orden más bajo no nulo en los acoplamientos de Yukawa y en las “jerarquías”  $M_1/M_{2,3}$ :

$$\epsilon_i^1 = \frac{-1}{8\pi(h^\dagger h)_{11}} \sum_{\beta \neq 1} \text{Im} \left[ h_{i\beta}^* h_{i1} \left( \frac{3}{2\sqrt{y_\beta}} (h^\dagger h)_{\beta 1} + \frac{1}{y_\beta} (h^\dagger h)_{1\beta} \right) \right], \quad (4.3.3)$$

donde  $y_\beta \equiv M_\beta^2/M_1^2$ . El término proporcional a  $(h^\dagger h)_{\beta 1}$  proviene de la contribución del vértice y de la función de onda con un antileptón en el lazo, mientras que el término proporcional a  $(h^\dagger h)_{1\beta}$  es la contribución de la función de onda con un leptón en el lazo y no contribuye a la asimetría total (pues  $(h^\dagger h)_{\beta 1} (h^\dagger h)_{1\beta}$  es real), correspondiendo entonces a violación de CP del tipo  $b$ . La asimetría total se obtiene sumando sobre todos los sabores (y ya fue dada en la ec. 2.5.9):

$$\epsilon^1 = -\frac{3}{16\pi} \sum_{\beta \neq 1} \frac{1}{\sqrt{y_\beta}} \frac{\text{Im} \left[ (h^\dagger h)_{\beta 1}^2 \right]}{(h^\dagger h)_{11}}. \quad (4.3.4)$$

Una vez que se conoce a  $K_i^0, \epsilon_i^1$  y  $\epsilon^1$  en función de los acoplamientos de Yukawa, es inmediato obtener la expresión correspondiente para  $\Delta K_i$  a partir de la igualdad  $\Delta K_i/2 = \epsilon_i^1 - \epsilon^1 K_i^0$ .

Veamos una cosa más que resulta ser muy interesante. Hay que partir expresando las asimetrías en términos de la matriz de mezcla leptónica  $U$  y la matriz ortogonal  $R$  introducida en la parametrización de Casas-Ibarra (sec. 2.3). El factor  $(h^\dagger h)_{\beta 1}^2$  que controla la asimetría total viene dado por

$$(h^\dagger h)_{\beta 1}^2 = \frac{M_1 M_\beta}{v^4} \left( \sum_j m_j R_{\beta j}^* R_{1j} \right)^2, \quad (4.3.5)$$

donde  $m_j$  ( $j = 1, 2, 3$ ) son las masas de los neutrinos livianos. Por otro lado, en el caso jerárquico la contribución principal a  $\epsilon_i^1$  la da el término proporcional a  $y_\beta^{-1/2}$  (salvo en los casos muy particulares en que la correspondiente combinación de acoplamientos de Yukawa tenga parte imaginaria muy suprimida o nula) que está controlado por el factor

$(h_{i\beta}^* h_{i1})(h^\dagger h)_{\beta 1}$ , cuya expresión en términos de  $U$  y  $R$  es

$$(h_{i\beta}^* h_{i1})(h^\dagger h)_{\beta 1} = \frac{M_1 M_\beta}{v^4} \left( \sum_j m_j R_{\beta j}^* R_{1j} \right) \left( \sum_{k,l} \sqrt{m_k m_l} R_{\beta k}^* R_{1l} U_{il}^* U_{ik} \right). \quad (4.3.6)$$

Si en la base en la cual las masas  $M_{1,2,3}$  y  $m_{1,2,3}$  son reales la matriz  $R$  fuera real, estas ecuaciones muestran que habría dos consecuencias muy interesantes:

1. La asimetría total sería nula,  $\epsilon^1 = 0$ , mientras que en general  $\epsilon_i^1 \neq 0$ . Si la leptogénesis ocurre a altas temperaturas, cuando ninguna de las interacciones de Yukawa de los leptones cargados están en equilibrio, la asimetría leptónica final sólo depende de la asimetría CP total y por lo tanto sería nula en este caso. Pero si la leptogénesis ocurre cuando algunas de las interacciones de Yukawa son rápidas, entonces la asimetría leptónica final depende de manera (casi) independiente de las asimetrías CP de los distintos sabores relevantes. Entonces podría obtenerse asimetría materia-antimateria aún cuando la asimetría CP total fuera nula. Esto es una posibilidad sorprendente para la leptogénesis.
2. Las asimetrías  $\epsilon_i^1$ , que involucran la parte imaginaria de la ec. (4.3.6), dependerían solamente de las fases de violación de CP presentes en  $U$ , las cuales (en principio) pueden medirse con experimentos a bajas energías. Esta situación sería muy distinta a la considerada usualmente en leptogénesis, en la cual la asimetría bariónica final es proporcional a  $\epsilon^1$  y por lo tanto depende, a través de la matriz  $R$ , de todos los parámetros de bajas y altas energías.

Queda por ver si hay modelos en los cuales aparece naturalmente una matriz  $R$  real.

#### 4.4. Ecuaciones de Boltzmann con sabor

Se conocen tres familias de partículas elementales, entonces trabajaremos en un espacio de sabor de dimensión tres. La densidad leptónica debe describirse en este espacio con una matriz densidad de  $3 \times 3$  que denominaremos  $\rho_L$  [57] (para ecuaciones de Boltzmann detalladas ver también [84]). Análogamente, la densidad antileptónica está representada por una matriz densidad  $\rho_{\bar{L}}$  de  $3 \times 3$  en el espacio de sabor de los antileptones. En una base arbitraria la matriz densidad es en general no diagonal, es decir que hay coherencias entre los distintos estados de la base, con lo cual las ecuaciones de evolución son complicadas. Pero también es cierto que siempre puede encontrarse una base en la cual la matriz es diagonal (porque es hermítica) y por lo tanto es mucho más fácil seguir la evolución de la densidad de los leptones. Lo mismo ocurre con los antileptones, pero hay que tener presente que debido a efectos puramente cuánticos (es decir de orden superior al más bajo en teoría de perturbaciones), los autoestados de la matriz de densidad antileptónica no necesariamente son los conjugados CP de los autoestados de la matriz de densidad leptónica.

Las bases que diagonalizan las matrices densidad están determinadas por las interacciones presentes. Aquí no vamos a considerar las situaciones más complejas en las



cuales las densidades de las interacciones de Yukawa de los leptones cargados y las de los neutrinos pesados son similares. En el caso en que sólo domina una de estas es posible diagonalizar las interacciones de gauge en el espacio de sabor, por lo cual no es necesario incluirlas en esta discusión. Dicho esto, distinguiremos tres situaciones diferentes:

- (i) Ninguna de las interacciones de Yukawa de los leptones cargados están en equilibrio: el único estado leptónico “particular” es  $\ell_{d_1}$ , entonces la matriz densidad será diagonal en cualquier base que incluya a  $\ell_{d_1}$  y se complete con dos estados leptónicos independientes en el plano perpendicular a  $\ell_{d_1}$ . Algo análogo ocurre en el sector de los antileptones con  $\bar{\ell}'_{d_1}$ , con lo cual sólo la ecuación de evolución de la diferencia  $Y_{\ell_{d_1}} - Y_{\bar{\ell}'_{d_1}}$  es relevante para determinar la asimetría bariónica final. Este es el caso que corresponde a los análisis usuales de la literatura.

Notemos que los scatterings con  $\Delta L = 2$  mediados por  $N_2$  y  $N_3$  involucran sus propios autoestados de decaimiento que en general son distintos a  $\ell_{d_1}$ . Esto podría complicar un poco el análisis, pero seguiremos despreciando estos procesos.

- (ii) La interacción de Yukawa del  $\tau$  es rápida, pero las del  $\mu$  y  $e$  no están en equilibrio: de lo explicado en la sección 4.2 se sigue que las matrices de densidad leptónica y antileptónica son diagonales en las bases  $(\ell_a, \ell_b, \ell_\tau)$  y  $(\bar{\ell}'_a, \bar{\ell}'_b, \bar{\ell}'_\tau)$  respectivamente, pero las direcciones con subíndice  $b$  no son relevantes, con lo cual queda efectivamente un problema de dos sabores. Notar que si no se quiere tratar con coherencias, debe trabajarse con la diferencia  $Y_{\ell_a} - Y_{\bar{\ell}'_a}$  y no con  $Y_{\ell_a} - Y_{\bar{\ell}'_a}$ .
- (iii) Las interacciones de Yukawa del  $\tau$  y  $\mu$  son rápidas: cuando estas son las interacciones dominantes, los autoestados de sabor  $\ell_{e,\mu,\tau}$  y  $\bar{\ell}_{e,\mu,\tau}$  son también los autoestados de las matrices de densidad de los leptones y antileptones respectivamente. En este caso todos los sabores son relevantes para la leptogénesis.

Todavía falta aclarar que entendemos por interacciones de Yukawa “rápidas”. Para que las interacciones de Yukawa del  $\tau$  (por ejemplo), destruyan la coherencia entre las componentes de  $\ell_{d_1}$  paralela y perpendicular a  $\tau$ , es necesario no sólo que estas interacciones sean más rápidas que la expansión del universo, sino que también deben ser más rápidas que las interacciones de Yukawa de  $N_1$ . En el régimen de washout fuerte este requerimiento es más restrictivo que pedir solamente equilibrio respecto a la expansión de Hubble y restringe la región del espacio de parámetros en la cual los efectos de sabor son importantes [85], [86].

En cualquiera de los casos mencionados, el problema de encontrar la asimetría leptónica final se reduce a un sistema de ecuaciones relativamente simple, con una ecuación por cada sabor relevante. Bajo las aproximaciones que venimos realizando

el conjunto de ecuaciones de Boltzmann es:

$$\frac{dY_{N_1}}{dz} = \frac{-1}{sHz} \left( \frac{Y_{N_1}}{Y_{N_1}^{eq}} - 1 \right) (\gamma_D + 2\gamma_{Ss} + 4\gamma_{St}), \quad (4.4.1)$$

$$\begin{aligned} \frac{dY_{\Delta_i}}{dz} = & \frac{-1}{sHz} \left\{ \left[ \left( \frac{Y_{N_1}}{Y_{N_1}^{eq}} - 1 \right) \epsilon_i^1 - \frac{1}{2} (y_{\ell_i} + y_H) K_i^0 \right] \gamma_D \right. \\ & \left. - \left[ 2y_{\ell_i} + (y_t - y_{Q_3}) \left( \frac{Y_{N_1}}{Y_{N_1}^{eq}} + 1 \right) \right] K_i^0 \gamma_{St} - \left[ \frac{Y_{N_1}}{Y_{N_1}^{eq}} y_{\ell_i} + y_t - y_{Q_3} \right] K_i^0 \gamma_{Ss} \right\}, \quad (4.4.2) \end{aligned}$$

donde  $Y_{\Delta_i} \equiv Y_B/3 - Y_{L_i}$  e  $Y_{L_i} = (2y_{\ell_i} + y_{e_i})Y^{eq}$  es la asimetría leptónica total en el sabor  $i$  (normalizada a la densidad de entropía). Recordemos que los esfalerones conservan  $B/3 - L_i$  para las tres familias, por eso resulta conveniente plantear las ecuaciones para las densidades  $Y_{\Delta_i}$ . El índice  $i$  representa a los distintos sabores relevantes, que quedan determinados por la temperatura a la cual ocurre la leptogénesis. En el apéndice D se presenta una deducción detallada de las ecuaciones de Boltzmann con sabor, incluyendo también scatterings con bosones de gauge y procesos mediados por los neutrinos pesados.

Queremos hacer algunos comentarios acerca de las ecuaciones de evolución (4.4.1) y (4.4.2):

- Los términos de washout están controlados por los proyectores  $K_i$ . Por ejemplo, el scattering mediado por un Higgs en el canal  $s$  que destruye un  $\ell_\tau$  viene dado por  $\gamma(N_1 \ell_\tau \rightarrow Q_3 \bar{t}) = K_\tau^0 \gamma_{Ss} \equiv K_\tau^0 \gamma^{arb}(N_1 \ell_{d_1} \rightarrow Q_3 \bar{t})$ , donde la igualdad vale a orden más bajo en los acoplamientos de Yukawa. Por el contrario, la fuente recibe una contribución adicional de los  $\Delta K_i$  que no es proporcional al correspondiente  $K_i$  (ver ec. 4.3.2). Esto trae consecuencias importantes: cuando al menos para un sabor se da que  $\Delta K_i/2\epsilon^1 \gtrsim K_i^0$ , los resultados son cualitativamente distintos a los casos con  $\Delta K_i/\epsilon_1 \ll K_i^0$  para todos los sabores. En particular, el hecho de que el signo de  $\Delta K_i$  pueda ser opuesto al de  $K_i^0 \epsilon_1$  abre la posibilidad de que se generen asimetrías leptónicas de distintos signos en los diversos sabores. También puede ocurrir que, para un dado sabor, los washouts estén muy suprimidos pero la asimetría CP sea considerable. Como se mostrará más adelante, esto puede incrementar el valor final de la asimetría leptónica en un orden de magnitud.
- Si se incorporaran los scatterings mediados por los neutrinos pesados, las asimetrías en los sabores  $j \neq i$  inducirían washout también en la asimetría  $Y_{\Delta_i}$ . Esto es debido a los procesos con  $\Delta L = 2$  tipo  $\ell_i h \rightarrow \bar{\ell}_j \bar{h}$  y también a procesos como  $\ell_i h \rightarrow \ell_j h$  que violan el número leptónico de los distintos sabores, pero no cambian el número leptónico total.
- Cuando hay varios sabores en juego la substracción de la parte en capa de masa de los scatterings mediados por  $N_1$  debe realizarse con más cuidado. Una forma segura de trabajar (y que hemos adoptado en el apéndice D) es separar en la contribución de cada proceso al término fuente, aquella parte que se anula cuando

todas las densidades son las de equilibrio de la parte que no se anula. Cuando se sumen las contribuciones de todos los procesos ya sabemos que las partes que no se anulan en equilibrio deben cancelarse entre sí.

- Supongamos que  $K_i = \bar{K}_i = 1$  y por lo tanto  $K_j = \bar{K}_j = 0$  (para  $j \neq i$ ). Entonces tenemos que  $Y_{\Delta_{j \neq i}} = 0$  y dado que  $Y_{B-L} = \sum_k Y_{\Delta_k}$ , la ecuación para  $Y_{\Delta_i}$  coincide (como era de esperar) con la de  $Y_{B-L}$  en los casos de alineamiento considerados en el capítulo anterior o en los casos en los cuales directamente no se tiene en cuenta el sabor.
- Debido a las reglas  $\sum_i K_i = \sum_i \bar{K}_i = 1$  (que implican  $\sum_i \Delta K_i = 0$  y  $\sum_i \epsilon_i^1 = \epsilon^1$ ), la ecuación para  $Y_{B-L} = \sum_k Y_{\Delta_k}$  tiene una forma simple también en la situación general  $K_i \neq \bar{K}_i \neq 1$ :

$$\begin{aligned} \frac{dY_{B-L}}{dz} = \frac{-1}{sHz} \left\{ \left[ \left( \frac{Y_{N_1}}{Y_{N_1}^{eq}} - 1 \right) \epsilon^1 - \frac{1}{2}(\tilde{y}_\ell + y_H) \right] \gamma_D \right. \\ \left. - \left[ 2\tilde{y}_\ell + (y_t - y_{Q_3}) \left( \frac{Y_{N_1}}{Y_{N_1}^{eq}} + 1 \right) \right] \gamma_{St} - \left[ \frac{Y_{N_1}}{Y_{N_1}^{eq}} \tilde{y}_\ell + y_t - y_{Q_3} \right] \gamma_{Ss} \right\}. \end{aligned} \quad (4.4.3)$$

De manera similar al caso sin sabor o los casos de alineamiento, esta ecuación depende sólo de la asimetría CP total ( $\epsilon^1$ ) en el término fuente y de una sola asimetría de densidad,  $\tilde{y}_\ell \equiv \sum_i K_i^0 y_{\ell_i}$ , en los washouts. La suma pesada de las asimetrías de los distintos sabores,  $\tilde{y}_\ell$ , representa la asimetría efectiva de los dobletes leptónicos acoplada al washout de  $Y_{B-L}$ . Por supuesto, todas las complicaciones y la fenomenología asociadas a la estructura de sabor están ahora ocultas en  $\tilde{y}_\ell$ , cuya evolución está determinada por las ecuaciones adicionales que dependen explícitamente de los  $K_i^0$  y  $\epsilon_i^1$ . Sin embargo, como veremos en la próxima sección, siempre hay un punto en el espacio  $K$  para el cual  $\tilde{y}_\ell \propto Y_{B-L}$ . En esta situación particular la ecuación para  $Y_{B-L}$  se desacopla de las otras ecuaciones y provee una aproximación simple de un sabor, que de todas formas captura algunos de los efectos principales que ocurren cuando varios sabores están en juego.

Las ecuaciones de Boltzmann que se han dado pueden resolverse una vez que las asimetrías  $y_{\ell_i}$  (o  $\tilde{y}_\ell$ ),  $y_H$  e  $y_t - y_{Q_3}$  se expresen en términos de las cantidades  $Y_{\Delta_j}$ . Para ello hay que considerar las condiciones de equilibrio químico y las leyes de conservación, de manera similar a lo hecho en el anterior capítulo.

## 4.5. Equilibrio químico

Las consideraciones generales de la sección 3.3 respecto al equilibrio químico siguen siendo válidas. En particular, la condición de equilibrio de la interacción de Yukawa del top ( $y_t - y_{Q_3} = y_H/2$ ) permite escribir el lado derecho de la ecuación (4.4.2) en términos de  $y_{\ell_i}$  e  $y_H$  solamente. Para expresar estas asimetrías en términos de las cantidades  $Y_{\Delta_j}$

definimos 2 matrices  $C^\ell$  y  $C^H$  a través de las relaciones

$$y_{\ell_i} = - \sum_j C_{ij}^\ell \frac{Y_{\Delta_j}}{Y^{eq}} \quad \text{e} \quad y_H = - \sum_j C_j^H \frac{Y_{\Delta_j}}{Y^{eq}}. \quad (4.5.1)$$

Estas matrices constituyen una generalización al caso de no alineamiento de los coeficientes  $c_\ell$  y  $c_H$  introducidos en el capítulo 3. Sus elementos quedan determinados con las condiciones impuestas por las interacciones en equilibrio y las leyes de conservación correspondientes a la temperatura  $T \sim M_1$  a la cual ocurre la leptogénesis. Las ecuaciones de Boltzmann(4.4.2) ahora pueden reescribirse como sigue:

$$\begin{aligned} \frac{dY_{\Delta_i}}{dz} = & \frac{-1}{sHz} \left\{ \left( \frac{Y_N}{Y^{eq}} - 1 \right) \epsilon_1^i \gamma_D + K_i^0 \sum_j \left[ \frac{1}{2} \left( C_{ij}^\ell + C_j^H \right) \gamma_D + \right. \right. \\ & \left. \left. \left( \frac{Y_N}{Y^{eq}} - 1 \right) \left( C_{ij}^\ell \gamma_{Ss} + \frac{C_j^H}{2} \gamma_{St} \right) + \left( 2C_{ij}^\ell + C_j^H \right) \left( \gamma_{St} + \frac{\gamma_{Ss}}{2} \right) \right] \frac{Y_{\Delta_j}}{Y^{eq}} \right\}. \quad (4.5.2) \end{aligned}$$

Estas ecuaciones son suficientemente generales como para dar cuenta de los procesos espectadores relevantes (interacciones de Yukawa, esfalerones electrodébiles y fuertes) y de una estructura de sabor leptónico general, siempre que se esté en alguna de las situaciones (i), (ii) o (iii) descritas en la sección anterior. En los momentos de transición en los cuales las interacciones de Yukawa de los leptones cargados están entrando en equilibrio o cuando sus densidades de interacciones son similares a las de las interacciones de Yukawa de los neutrinos pesados, el tratamiento es mucho más complicado [45], [86].

Para entender algunas de las implicaciones del sabor y en particular hacer comparaciones con el caso sin sabor (o los casos de alineamiento), es útil obtener una aproximación al sistema de ecuaciones acopladas (4.5.2) en la forma de una única ecuación para  $Y_{B-L}$ . Para ello procedemos de la siguiente forma. Consideramos estructuras particulares de sabor descritas por valores de  $K_i^0$  que satisfacen las condiciones  $\sum_i K_i^0 C_{ij}^\ell = \tilde{c}_\ell$ , independientemente del valor de  $j = 1, \dots, n_s$ , donde  $n_s$  es el número de sabores relevantes o efectivos. Notemos que  $\tilde{c}_\ell$  da la relación entre la asimetría  $\tilde{y}_\ell$  introducida en la ec. (4.4.3) e  $Y_{B-L}$ , es decir  $\tilde{y}_\ell = -\tilde{c}_\ell Y_{B-L}/Y^{eq}$ . Además introducimos un coeficiente promedio para la asimetría del Higgs,  $\tilde{c}_H \equiv \sum_j C_j^H/n_s$  y despreciamos los términos  $\delta C_j^H = C_j^H - \tilde{c}_H$  (en todos los casos que hemos considerado  $\delta C_j^H/\tilde{c}_H \lesssim 15\%$ ). Vemos que  $\tilde{c}_H$  da de manera aproximada la relación entre  $y_H$  e  $Y_{B-L}$ ,  $y_H \approx -\tilde{c}_H Y_{B-L}/Y^{eq}$ . Entonces podemos sumar las ecuaciones (4.5.2) sobre los diversos sabores  $i$  y obtener una ecuación para  $Y_{B-L}$  que no depende de índices de sabor:

$$\begin{aligned} \frac{dY_{B-L}}{dz} = & \frac{-1}{sHz} \left\{ \left( \frac{Y_N}{Y^{eq}} - 1 \right) \epsilon^1 \gamma_D + \frac{Y_{B-L}}{Y^{eq}} \left[ \frac{1}{2} (\tilde{c}_\ell + \tilde{c}_H) \gamma_D + \right. \right. \\ & \left. \left. \left( \frac{Y_N}{Y^{eq}} - 1 \right) \left( \tilde{c}_\ell \gamma_{Ss} + \frac{\tilde{c}_H}{2} \gamma_{St} \right) + (2\tilde{c}_\ell + \tilde{c}_H) \left( \gamma_{St} + \frac{1}{2} \gamma_{Ss} \right) \right] \right\}. \quad (4.5.3) \end{aligned}$$

Como se verá, esta ecuación da cuenta con bastante precisión del impacto numérico de los efectos del sabor en dos clases de modelos:

1. Modelos en los cuales el ancho de decaimiento de  $N_1$  es aproximadamente el mismo en todos los sabores ( $K_i^0 \approx 1/n_s$  para todos los  $\ell_i$ ).
2. Modelos en los cuales todas las asimetrías  $\epsilon_i^1$  están dominadas por los correspondientes términos  $K_i^0 \epsilon_1$  (ver la ec. 4.3.2).

Ambas clases de modelos tienen la característica común de ser sensibles únicamente a los efectos de violación de CP tipo  $a$  (esto es claro en los modelos descritos en el punto 2 y en la próxima sección se explicará porqué también es cierto para los modelos del punto 1). En cambio, cuando las asimetrías CP están dominadas por los efectos de los  $\Delta K_i$ , hay consecuencias bastante sorprendentes y muy distintas a las que se desprenden de la aproximación de un sabor.

Notemos que la ec. (4.5.3) tiene la misma forma que la ec. (3.3.4) correspondiente a situaciones de alineamiento ( $K_i = \bar{K}_i = 0$  ó 1). Comparando entonces los valores de  $\tilde{c}_\ell$  y  $\tilde{c}_H$  con los correspondientes valores de  $c_\ell$  y  $c_H$  se obtiene una medida del impacto del sabor en aquellos modelos que pueden describirse con la ec. (4.5.3).

Para poder continuar y resolver numéricamente las ecuaciones de Boltzmann, especificaremos diversos regímenes de temperatura relevantes para los efectos del sabor. En todos ellos indicaremos las matrices  $C^\ell$  y  $C^H$ , así como los coeficientes  $\tilde{c}_\ell$  y  $\tilde{c}_H$ , que resultan de plantear las condiciones de equilibrio químico y las leyes de conservación correspondientes a cada caso. Seguiremos usando la clasificación de rangos de temperatura introducida en el capítulo anterior pero sin imponer ninguna condición especial de alineamiento. En los regímenes I y II definidos en ese capítulo ninguna de las interacciones de Yukawa de los leptones cargados están en equilibrio así que el sabor no importa y por lo tanto comenzaremos la descripción con el régimen III. En la tabla 4.1 se resumen algunos resultados y características propias de cada régimen. Dejamos para la próxima sección la presentación y discusión de diversos resultados obtenidos al integrar las ecuaciones, que muestran los posibles efectos del sabor en la leptogénesis.

### Regímenes de temperatura:

III. *Interacciones de Yukawa del bottom y tau en equilibrio* ( $10^{12} \text{ GeV} \lesssim T \lesssim 10^{13} \text{ GeV}$ ). Las bases que diagonalizan las matrices densidad de los leptones y antileptones son  $(\ell_a, \ell_b, \ell_\tau)$  y  $(\bar{\ell}'_a, \bar{\ell}'_b, \bar{\ell}'_\tau)$  respectivamente (estos estados se introdujeron en la sección 4.2). También sabemos que los sabores relevantes son  $a$  y  $\tau$ . Las matrices  $C^H$  y  $C^\ell$  que obtuvimos (restringidas al subespacio  $a, \tau$ ) son

$$C^H = \frac{1}{16}(3, 4) \quad \text{y} \quad C^\ell = \frac{1}{32} \begin{pmatrix} 16 & 0 \\ 1 & 12 \end{pmatrix}. \quad (4.5.4)$$

La aproximación efectiva de un sabor para el caso de no alineamiento corresponde en este régimen a  $K_\tau^0 = 16/27$  (que se obtiene de las condiciones  $\sum_i K_i C_{ij}^\ell = \tilde{c}_\ell$  con  $i, j = a, \tau$ ). Para este valor se da que  $\tilde{y} \propto -Y_{B-L}/Y^{eq}$ , con el coeficiente de proporcionalidad dado por  $\tilde{c}_\ell = 2/9$  (mientras que  $\tilde{c}_H = \sum_{j=a,\tau} C_j^H/2 = 7/32$ ). El incremento de la asimetría  $B - L$  en este caso representativo es de un 60% respecto a los casos

Procesos en equilibrio, vínculos y asimetría $B - L$							
	$T$ (GeV)	Equilibrio	Vínculos	$\tilde{c}_\ell$	$\tilde{c}_H$	$\frac{ Y_{B-L} }{10^{-5}\epsilon^1}$	
$B = 0$	$10^{12\div 13}$	$h_b, h_\tau$	$\left. \begin{array}{l} b = Q_3 - H, \\ \tau = \ell_\tau - H \end{array} \right\}$	$K_\tau^0 = \frac{16}{27}$	$\frac{2}{9}$	$\frac{7}{32}$	1,2
$B \neq 0$	$10^{11\div 12}$	+ Esf-ED	$\sum_i (3Q_i + \ell_i) = 0$	$K_\tau^0 = \frac{4}{7}$	$\frac{6}{35}$	$\frac{97}{460}$	1,4
	$10^{8\div 11}$	+ $h_c, h_s, h_\mu$	$\left. \begin{array}{l} c = Q_2 + H, \\ s = Q_2 - H, \\ \mu = \ell_\mu - H \end{array} \right\}$	$K_{\tau,\mu}^0 = \frac{19}{53}$	$\frac{5}{53}$	$\frac{47}{358}$	2,5
	$\ll 10^8$	todos los Yukawas $h_i$		$K_{\tau,\mu,e}^0 = \frac{1}{3}$	$\frac{7}{79}$	$\frac{8}{79}$	3,0

Cuadro 4.1: Algunas cantidades relevantes para los distintos regímenes de temperatura cuando se incluyen los efectos del sabor. La notación para los potenciales químicos es la misma que en la tabla 3.1. Las reacciones que van entrando en equilibrio en cada régimen se dan en la segunda columna y los vínculos que imponen en la tercera. También se indican los valores de los proyectores  $K_i$  compatibles con la ec. (4.5.3). Los coeficientes  $\tilde{c}_\ell$  y  $\tilde{c}_H$  se dan en la quinta y sexta columna respectivamente y la asimetría  $B - L$  resultante (en unidades de  $10^{-5} \times \epsilon^1$ ) obtenida para  $\tilde{m}_1 = 0,06$  eV se da en la última columna.

de alineamiento descriptos para el mismo régimen en el capítulo 3. El estudio de la dependencia de la asimetría final con el coeficiente de proyección  $K_\tau$ , incluyendo o no el término  $\Delta K_\tau$  en la asimetría CP, se pospone para la sección final.

#### IV. *Esfalerones electrodébiles en equilibrio* ( $10^{11}$ GeV $\lesssim T \lesssim 10^{12}$ GeV).

Cuando los esfalerones electrodébiles están en equilibrio se genera asimetría bariónica al mismo tiempo que la leptónica. Esto cambia las condiciones de equilibrio, ya que los washout son proporcionales a las asimetrías leptónicas, pero como estos procesos no violan  $B/3 - L_i$  se siguen teniendo sólo dos sabores relevantes ( $a$  y  $\tau$ ). En este caso se obtiene

$$C^H = \frac{1}{230}(41, 56) \quad \text{y} \quad C^\ell = \frac{1}{460} \begin{pmatrix} 196 & -24 \\ -9 & 156 \end{pmatrix}. \quad (4.5.5)$$

El valor de  $K_\tau^0$  correspondiente a la aproximación de un sabor, así como los valores de  $\tilde{c}_\ell$  y  $\tilde{c}_H$ , se dan en la tabla 4.1. Para los modelos descriptos por esta aproximación, se ve que el no alineamiento induce incrementos de un 80 % en la asimetría  $B - L$  final respecto a los casos de alineamiento discutidos en el último capítulo. En la próxima sección también daremos una explicación cualitativa a este incremento del orden de un factor 2.

#### V. *Interacciones de Yukawa de la 2<sup>da</sup> familia en equilibrio* ( $10^8$ GeV $\lesssim T \lesssim 10^{11}$ GeV).

Dos de las tres interacciones de Yukawa de los leptones cargados están en equilibrio y esto es suficiente para que las tres componentes de  $\ell_{d_1}$  en los autoestados de sabor  $\ell_{e,\mu,\tau}$  sean efectivamente medidas <sup>1</sup>. Como no hay coherencias entre los estados  $\ell_e$ ,  $\ell_\mu$  y  $\ell_\tau$ , ellos definen la base a usar en el espacio de sabor de los leptones y sus conjugados CP definen la base para los antileptones. El problema del sabor es ahora tridimensional y las matrices  $C^\ell$  y  $C^H$  vienen dadas por (con los estados de la base en el orden  $\ell_e$ ,  $\ell_\mu$ ,  $\ell_\tau$ ):

$$C^H = \frac{1}{358}(37, 52, 52) \quad y \quad C^\ell = \frac{1}{2148} \begin{pmatrix} 906 & -120 & -120 \\ -75 & 688 & -28 \\ -75 & -28 & 688 \end{pmatrix}. \quad (4.5.6)$$

El coeficiente  $\tilde{c}_\ell$  que regula la contribución de la asimetría  $\tilde{y}_\ell$  al washout de  $Y_{B-L}$  (en los modelos que admiten una descripción con una sola ecuación en el espacio de sabor) está suprimido por un factor aproximadamente igual a 3 (¡igual al número de sabores activos!) respecto a los casos de alineamiento, lo cual trae un correspondiente incremento en la asimetría  $B-L$  final (comparar los valores de las tablas 3.1 y 4.1).

VI. *Todas las interacciones de Yukawa del ME en equilibrio* ( $T \ll 10^8$  GeV).

En realidad esto ocurre a temperaturas demasiado bajas ( $T < 10^6$  GeV) como para ser un régimen relevante para la leptogénesis (al menos en los modelos más simples), pero decidimos incluirlo por completitud y para comparar con los resultados del capítulo 3 y del trabajo [77] que no incluyen los efectos del sabor. Se encuentra que  $C^\ell$  y  $C^H$  son iguales a:

$$C^H = \frac{8}{79}(1, 1, 1) \quad y \quad C^\ell = \frac{1}{711} \begin{pmatrix} 221 & -16 & -16 \\ -16 & 221 & -16 \\ -16 & -16 & 221 \end{pmatrix}. \quad (4.5.7)$$

Es fácil ver que, debido a la situación simétrica de tener las tres interacciones de Yukawa en equilibrio, la aproximación de un sabor a los casos de no alineamiento dada en la ec. (4.5.3) es exacta cuando  $\ell_{d_1}$  y  $\bar{\ell}'_{d_1}$  tienen la misma composición en los tres sabores, es decir  $K_e = K_\mu = K_\tau = 1/3$  y  $\bar{K}_e = \bar{K}_\mu = \bar{K}_\tau = 1/3$ . Los efectos del sabor suprimen  $\tilde{c}_\ell$  por un factor 3.5 (otra vez aproximadamente igual al número de sabores activos).

Notemos que las situaciones de alineamiento deben estar contenidas en el esquema general que acabamos de describir. Esto se refleja en el hecho de que los coeficientes de  $C^H$  y los de la diagonal de  $C^\ell$  son los mismos que los dados en la tabla 3.1 (distintos casos de alineamiento se corresponden con distintos elementos de  $C^H$  y  $C^\ell$ ).

<sup>1</sup>Recordemos que en realidad la condición para que todo esto sea cierto es que las interacciones de Yukawa de los leptones cargados sean más rápidas que las de los neutrinos pesados. Esto restringe un poco la región del espacio de parámetros  $\tilde{m}_1 - M_1$  donde los efectos del sabor son importantes [85],[86].

## 4.6. Resultados y discusión

### 4.6.1. Las eficiencias

El sistema de ecuaciones de Boltzmann (4.5.2) para las asimetrías en los distintos sabores tiene la siguiente forma (recordemos que se está trabajando al orden más bajo no nulo en las asimetrías CP y de materia):

$$\frac{dY_{\vec{\Delta}}}{dz} = f(z)\vec{\epsilon} - W(z)Y_{\vec{\Delta}}, \quad (4.6.1)$$

donde  $Y_{\vec{\Delta}}$  y  $\vec{\epsilon}$  son vectores de  $n_s$  componentes ( $Y_{\Delta_i}$  y  $\epsilon_i^1$  respectivamente) y  $n_s = 2(3)$  es el número de sabores “activos” en los regímenes de temperaturas medias (bajas). La función  $f(z)$  da el término fuente (sin incluir las asimetrías CP) y  $W(z)$  es una matriz de  $n_s \times n_s$  funciones que describen los washouts. Se puede ver fácilmente que la solución a este sistema es lineal en las asimetrías CP de los distintos sabores. Esto permite definir las eficiencias  $\eta_i$  a partir de la relación

$$Y_B^f = -\kappa \sum_{i=1}^{n_s} \epsilon_i^1 \eta_i, \quad (4.6.2)$$

donde  $Y_B^f$  es la asimetría bariónica final,  $\kappa = c_f Y_N^{eq}(T \gg M_1)$  y  $c_f$  es el factor de conversión entre  $Y_{B-L}$  e  $Y_B$ . Esto constituye una generalización al caso de  $n_s$  sabores de la ec. (2.6.20). Recordemos que si tomamos  $c_f = 28/79$  se tiene que  $\kappa \simeq 1/724$ .

Para continuar, notemos que los elementos no diagonales de la matriz de coeficientes  $C^\ell$  son mucho más pequeños que los de la diagonal (en cualquiera de los regímenes de temperatura). Esto significa que la contribución más importante al washout de  $Y_{\Delta_i}$  proviene de la asimetría acumulada en el sabor  $i$ . Además, los elementos diagonales de  $C^\ell$  no son muy distintos unos de otros y lo mismo puede decirse de los coeficientes en  $C^H$ . Entonces se obtiene el siguiente panorama muy útil para entender cualitativamente los efectos principales del sabor: las ecuaciones para los distintos sabores están aproximadamente desacopladas y se diferencian básicamente por el parámetro de asimetría CP ( $\epsilon_i^1$ ) en el término fuente y por el coeficiente de proyección ( $K_i$ ) que regula la intensidad global del washout<sup>2</sup>.

De lo dicho hasta el momento podemos concluir que la eficiencia  $\eta_i$  depende (aproximadamente) sólo del washout inducido por  $Y_{\Delta_i}$ . Por otro lado, ya hemos visto que en el régimen de strong washout la eficiencia es inversamente proporcional a la masa efectiva  $\tilde{m}_1$  que regula la intensidad de los washouts (ver fig. 2.5 y sec. 2.9.1). La misma explicación a este hecho dada en [57] para el caso sin sabor puede aplicarse a cada una de las ecuaciones para las asimetrías  $Y_{\Delta_i}$  (que están desacopladas en nuestra aproximación). Entonces la eficiencia para el sabor  $i$  será inversamente proporcional a  $K_i$  y esta dependencia será, básicamente, la única diferencia entre las distintas eficiencias. Esto

<sup>2</sup>Esta última afirmación es válida porque estamos despreciando los scatterings con  $\Delta L = 2$ , con lo cual todas las interacciones que participan del washout involucran exclusivamente a  $N_1$ , cuyo acoplamiento a  $\ell_i$  es proporcional a  $K_i$ .



muestra que <sup>3</sup>  $\eta_i \sim \eta/K_i^0$ , donde  $\eta$  es la eficiencia que se obtendría si los efectos del sabor no fueran importantes (e.g. casos de alineamiento) o no se tuvieran en cuenta. En realidad hay que corregir en algo esta expresión: a medida que  $K_i$  disminuye la eficiencia va aumentando, pero esto sólo puede ocurrir hasta que se llega al máximo valor de 1; luego la eficiencia permanece estable en ese valor. Entonces, concluimos finalmente que

$$\eta_i \simeq \min(\eta/K_i^0, 1) . \quad (4.6.3)$$

Reemplazando esta expresión y la ec. (4.3.2) en la ec. (4.6.2) se llega a

$$Y_B^f \approx -\kappa \begin{cases} n_f \epsilon^1 \eta + \eta \sum_i \frac{\Delta K_i}{2K_i^0} & K_i^0 \gtrsim \eta \quad \forall i , \\ \eta(n_f - 1) \epsilon^1 + K_j^0 \epsilon^1 + \eta \sum_{i \neq j} \frac{\Delta K_i}{2K_i^0} + \frac{\Delta K_j}{2} & K_j^0 \lesssim \eta, \quad K_{i \neq j}^0 > \eta , \end{cases} \quad (4.6.4)$$

donde hemos distinguido entre dos casos:  $K_i^0 \gtrsim \eta$  para todos los sabores (renglón superior) y  $K_j^0 \lesssim \eta$  mientras que  $K_i^0 \gtrsim \eta$  para los demás sabores (renglón inferior). Notemos lo siguiente:

- En la segunda línea de la ecuación, que corresponde a la situación en la cual una de las eficiencias llega al máximo ( $\eta_j \approx 1$ ), los tres primeros términos están suprimidos por  $\eta$  mientras que el último,  $\Delta K_j/2$ , no lo está.
- Cuando  $K_j \rightarrow 0$  también ocurre que  $\Delta K_j \rightarrow 0$  (esto se explicará más adelante), con lo cual el sabor  $j$  desaparece de la escena. Si se está en el rango de temperaturas medias, en el cual sólo hay dos sabores relevantes, este límite corresponde a una condición de alineamiento. Sean  $a$  y  $\tau$  los dos sabores relevantes y supongamos, por ejemplo, que  $K_a \rightarrow 0$ , con lo cual también  $\Delta K_a \rightarrow 0$ . Entonces  $K_\tau \rightarrow 1$  y  $\Delta K_\tau \rightarrow 0$  (pues  $\Delta K_\tau = -\Delta K_a$ ). La segunda línea de la ec. (4.6.4) nos dice que  $Y_B^f \approx -\kappa \eta \epsilon^1$ , es decir, recuperamos el caso en el cual el sabor no es relevante (o no se tiene en cuenta). Este límite también sirve para confirmar la interpretación que le dimos al  $\eta$  introducido en la ec. (4.6.3).
- Cuando  $\ell_{d_1}$  tiene aproximadamente la misma proyección en todos los sabores  $\ell_i$ , es decir que  $K_i^0 \approx 1/n_s$  para todo  $i$ , debe usarse la primera línea de la ec. (4.6.4). En este caso vemos que  $\sum_i \frac{\Delta K_i}{2K_i^0} \approx \sum_i \Delta K_i/2n_s = 0$ , con lo cual el efecto de los  $\Delta K_i$  desaparece. Con esto justificamos que los modelos de tipo 1 introducidos en la sección anterior en relación a la aproximación de un sabor, son insensibles a los efectos de violación de CP tipo  $b$ .

Para continuar el análisis es conveniente separar los casos en los cuales las asimetrías CP  $\epsilon_i^1$  están dominadas por los términos  $K_i^0 \epsilon^1$ , de aquellos en los cuales dominan los  $\Delta K_i$ .

---

<sup>3</sup>En los términos de washout y al orden en el que venimos trabajando es suficiente usar el coeficiente  $K_i$  calculado a nivel árbol.

### 4.6.2. Casos con $\Delta K_i = 0$

Cuando  $\Delta K_i = 0$  para todo  $i$ , es decir que no hay efectos de violación de CP tipo  $b$ , la ecuación (4.6.4) muestra que la asimetría final se incrementa en un factor  $n_s$  respecto a los casos en los cuales el sabor no es relevante o hay situaciones especiales de alineamiento. Lo que está ocurriendo es que para cada sabor activo, si bien su correspondiente asimetría CP se reduce en un factor  $K_i^0$  respecto a la asimetría total  $\epsilon^1$ , esto se ve compensado por una supresión similar en los washouts, i.e.  $\eta_i \sim \eta/K_i^0$ . Entonces cada sabor activo contribuye con un término  $-\kappa\epsilon^1\eta$  a la asimetría bariónica final. Este comportamiento se mantiene en un amplio rango de valores de los proyectores. Recién cuando el valor de algún  $K_i$  cae por debajo de la eficiencia  $\eta$ , el correspondiente sabor se vuelve irrelevante (en los casos que estudiamos numéricamente esto ocurre para  $K_i \lesssim 5 \times 10^{-2}$ ).

Este comportamiento se ve claramente en la figura 4.2, donde se grafica la asimetría  $B-L$  final en función de  $K_\tau^0$  para los regímenes de temperatura III y IV descriptos en la sección anterior. Vemos que el valor de  $Y_{B-L}$  se mantiene estable y bien representado por la aproximación de un sabor para los casos de no alineamiento (ec. 4.5.3), hasta llegar a los valores extremos de  $K_\tau$  cuando se pasa a tener un sólo sabor activo (recordemos que en estos regímenes hay sólo dos sabores relevantes).

Resaltemos el papel de la decoherencia provocada por las interacciones de Yukawa rápidas en este incremento en un factor  $n_s$  de la asimetría final. Cuando el autoestado de decaimiento permanece como una superposición coherente de los estados  $\ell_e$ ,  $\ell_\mu$  y  $\ell_\tau$  entre sucesivas interacciones, la ecuación de evolución tiene la forma

$$\frac{dY_{B-L}}{dz} = f(z)\epsilon^1 - Y_{B-L}w(z), \quad (4.6.5)$$

con  $f$  y  $w$  dos funciones de  $z$  que no nos interesa especificar en este momento. Usando que  $Y_{B-L} = \sum_i Y_{\Delta_i}$ ,  $\epsilon^1 = \sum_i \epsilon_i^1$  y escribiendo a la función del washout como  $w(z) = \sum_i K_i w(z)$ , esta ecuación puede, si se quiere, descomponerse en tres:

$$\frac{dY_{\Delta_i}}{dz} = f(z)\epsilon_i^1 - Y_{B-L}K_i w(z), \quad (4.6.6)$$

donde  $i = e, \mu, \tau$ . Por otro lado, si las interacciones de Yukawa de los leptones cargados se vuelven rápidas, rompiendo cualquier coherencia entre  $\ell_e$ ,  $\ell_\mu$  y  $\ell_\tau$ , las ecuaciones de transporte tienen la forma

$$\frac{dY_{\Delta_i}}{dz} \approx f(z)\epsilon_i^1 - Y_{\Delta_i}K_i w(z), \quad (4.6.7)$$

donde hemos despreciado los elementos no diagonales de  $C^\ell$ . Tampoco tuvimos en cuenta los detalles de como se distribuyen las asimetrías en los distintos grados de libertad (es decir los efectos estudiados en el capítulo anterior), por eso podemos usar, como aproximación, la misma función  $w(z)$  en todas la ecuaciones. Lo que queremos resaltar es la diferencia más importante entre las ec. (4.6.6) y (4.6.7): en la primera, correspondiente al caso con coherencia entre los autoestados de sabor, el washout es conducido por la asimetría total  $Y_{B-L}$ . Esto significa que la evolución de las distintas densidades  $Y_{\Delta_i}$ ,

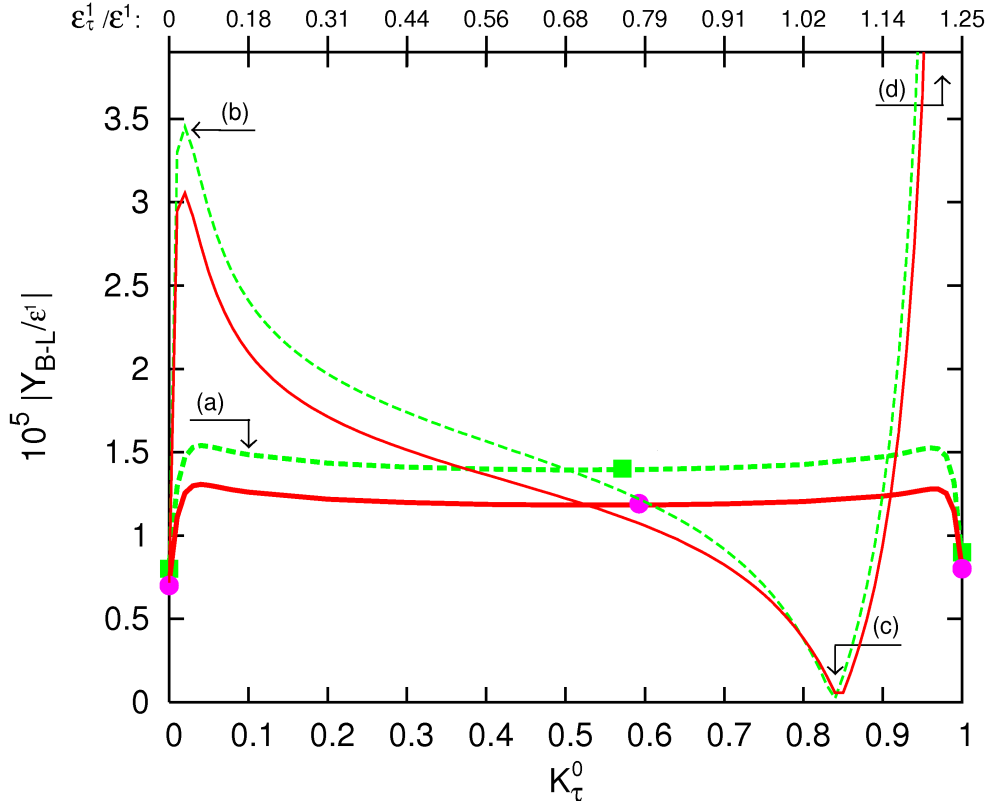


Figura 4.2: La asimetría final  $|Y_{B-L}|$  (en unidades de  $10^{-5}|\epsilon^1|$ ) en función de  $K_\tau^0$  en los regímenes de temperatura III (curvas continuas) y IV (curvas rayadas), calculadas con  $\tilde{m}_1 = 0,06$  eV. Los círculos (régimen III) y cuadrados (régimen IV) indican los casos alineados ( $K_\tau^0 = 0, 1$ ) discutidos en el capítulo 3 y los casos no alineados correspondientes a la aproximación de un sabor dados en las dos primeras filas de la tabla 4.1. Las líneas gruesas corresponden a modelos con  $\Delta K_\tau = 0$  y por lo tanto  $\epsilon_\tau^1/\epsilon^1 = K_\tau^0$ . Las líneas delgadas dan un ejemplo de los resultados para  $K_\tau \neq \bar{K}_\tau$  suponiendo  $\Delta K_\tau/2\epsilon^1 = \sqrt{K_\tau^0}/4$ . Los valores correspondientes de  $\epsilon_\tau^1/\epsilon^1$  se marcan en el eje  $x$  superior. Las flechas con rótulos (a),(b),(c) y (d) corresponden a los cuatro paneles de la figura 4.3. Notar que  $Y_{B-L}$  cambia de signo en (c).

que siempre está regulada por los washouts, responde a una sola asimetría. En este caso ninguno de los razonamientos realizados al inicio de esta sección pueden aplicarse. En cambio, las tres ecuaciones en (4.6.7) están realmente desacopladas. Gracias al efecto de decoherencia se tienen tres asimetrías evolucionando de manera independiente<sup>4</sup>.

<sup>4</sup>Los términos no diagonales de  $C^\ell$  introducen cierto acoplamiento entre las ecuaciones, pero su origen es similar a la aparición de, por ejemplo, la asimetría del Higgs en los términos de washout.

### 4.6.3. Casos dominados por los términos $\Delta K_i$

La fenomenología asociada a las situaciones dominadas por los términos  $\Delta K_i$  de las asimetrías  $\epsilon_i^1$  es muy interesante. Ya mencionamos que cuando un proyector dado  $K_j$  se vuelve muy pequeño, el término  $\Delta K_j/2$  da una contribución a la asimetría bariónica final que no está suprimida por la eficiencia  $\eta$  ni por el valor aún más pequeño de  $K_j$ . Esto abre la posibilidad de tener incrementos importantes en la asimetría materia-antimateria final<sup>5</sup>. Por otro lado, el signo de la asimetría  $\epsilon_i^1$  ya no es necesariamente el mismo que el de la asimetría total  $\epsilon^1$ , con lo cual asimetrías leptónicas de distinto signo pueden estar en juego. Podría ocurrir que el signo de la asimetría materia-antimateria final sea distinto al que uno esperaría del signo de la asimetría CP total o también que sea nula incluso cuando las asimetrías en los distintos sabores sean considerables.

Una forma de estudiar numéricamente los efectos asociados a los  $\Delta K_i$  sería tomar una muestra al azar de puntos en el espacio de parámetros  $K_i, \Delta K_i$  ( $i$  corriendo sobre todos los sabores relevantes) y calcular la asimetría  $B-L$  final correspondiente. Sin embargo, encontramos una forma más simple de proceder, que abarca todas las situaciones interesantes. Partamos por reescribir la ec. (4.3.3) de la siguiente forma:

$$\epsilon_i^1 = \frac{-1}{8\pi\sqrt{(h^\dagger h)_{11}}} \sqrt{K_i^0} \sum_{\beta \neq 1} \text{Im} \left[ h_{i\beta}^* e^{i\theta_{i1}} \left( \frac{3}{2\sqrt{y_\beta}} (h^\dagger h)_{\beta 1} + \frac{1}{y_\beta} (h^\dagger h)_{1\beta} \right) \right], \quad (4.6.8)$$

donde  $\theta_{i1}$  es la fase de  $h_{i1}$ , es decir  $h_{i1} = |h_{i1}| e^{i\theta_{i1}}$  y su módulo se obtuvo de la ec. (4.2.3). Vemos que si hacemos tender  $K_i^0$  a cero dejando todos los Yukawas fijos (con excepción, claro está, de  $h_{i1}$  que necesariamente debe tender a 0), entonces  $\epsilon_i^1$  también va a cero pero más lentamente:  $\epsilon_i^1 \propto \sqrt{K_i^0}$ . De hecho, la cota superior a la asimetría  $\epsilon_i^1$  dada en la ec. (2.5.11) es proporcional a  $\sqrt{K_i^0}$  y no a  $K_i^0$  (que es lo que uno obtendría si sólo se tiene en cuenta la violación de CP tipo  $a$ ). Teniendo en cuenta que  $\Delta K_i/2 = \epsilon_i^1 - K_i^0 \epsilon^1$  llegamos a la conclusión que también  $\Delta K_i$  va a cero como  $\sqrt{K_i^0}$ . Por otro lado, sabemos que en los regímenes de temperatura III y IV hay dos sabores activos ( $a$  y  $\tau$ ) y por lo tanto dos parámetros libres para describir la estructura de sabor (por ejemplo,  $K_\tau^0$  y  $\Delta K_\tau$ ). Motivados por esta discusión adoptaremos de ahora en adelante la relación  $\Delta K_\tau^0/2\epsilon^1 = \text{constante} \times \sqrt{K_\tau^0}$ , ya que de esta forma podremos trabajar con una sola cantidad libre ( $K_\tau^0$ ) respetando el comportamiento de los parámetros cuando tienden a cero. Fijaremos la constante de esa relación al valor representativo de 1/4, pero las conclusiones que siguen no dependen significativamente del valor adoptado. Nos restringiremos entonces a modelos con la siguiente relación paramétrica:

$$\frac{\Delta K_\tau}{2\epsilon^1} = \frac{1}{4} \sqrt{K_\tau^0} \implies \frac{\epsilon_\tau^1}{\epsilon^1} = K_\tau^0 + \frac{1}{4} \sqrt{K_\tau^0} \quad (\text{restricción paramétrica}). \quad (4.6.9)$$

Con respecto a los dos tipos de violación de CP, la relación adoptada tiene la propiedad deseada de cubrir todas las posibilidades interesantes:

<sup>5</sup>Notemos que  $|\Delta K_i/\epsilon^1|$ , por ser el cociente de dos cantidades cuyo origen está en las correcciones radiativas al decaimiento de  $N_1$ , no necesariamente está restringido a valores pequeños y puede perfectamente ser bastante más grande que 1.

- Para  $K_\tau^0 \ll 1/16$ , el término  $\Delta K_\tau^0$  es dominante. La asimetría  $\epsilon_\tau^1$  asociada al sabor con washout suprimido (por  $K_\tau^0$ ) tiene el mismo signo que la asimetría total ( $\epsilon^1$ ).
- Para  $K_\tau^0 \sim 1/16$ , los dos términos  $K_\tau^0 \epsilon^1$  y  $\Delta K_\tau$  tienen valores comparables.
- Para  $1/16 \lesssim K_\tau^0 \lesssim 3/4$ ,  $K_\tau^0 \epsilon^1$  y  $K_a^0 \epsilon^1$  dominan las respectivas asimetrías.
- Para  $K_\tau^0 > 3/4$  (y por lo tanto  $K_a^0 < 1/4$ ) entramos en un régimen en el cual  $\Delta K_\tau/2 \gg K_a^0 \epsilon^1$ . Como  $\Delta K_a = -\Delta K_\tau$ , la asimetría  $\epsilon_a^1$  (correspondiente al sabor con menos washout) está muy dominada por el término  $\Delta K_a$  y además tiene el signo opuesto a  $\epsilon_1$ .

En la figura 4.2 hemos graficado la asimetría final  $B - L$  en función de  $K_\tau^0$  para los regímenes de temperatura III y IV, usando la relación (4.6.9). Cuando  $K_\tau^0 = 0$  y por lo tanto también  $\Delta K_\tau^0 = 0$ , se está en el caso de alineamiento. Un ligero apartamiento de esta situación provoca grandes incrementos, de un factor superior a 4, en la asimetría final. A medida que  $K_\tau^0$  sigue aumentando, los efectos de  $\Delta K_\tau$  se vuelven menos relevantes. Cuando  $K_\tau^0 \approx K_a^0 \approx 0,5$  se obtiene una asimetría igual al caso  $\Delta K_{a,\tau} = 0$ , en concordancia con los argumentos que ya dimos sobre esto. Si seguimos aumentando el valor de  $K_\tau^0$ , aumenta  $\Delta K_\tau$  (y por lo tanto  $\Delta K_a$ ), a la vez que disminuye  $K_a$  y por ende el washout de la asimetría producida en el sabor  $a$ . Esta asimetría tiene signo opuesto a la del sabor  $\tau$  cuando  $\Delta K_a$  pasa a ser dominante (pues  $\Delta K_a = -\Delta K_\tau$ ). Entonces se tienen en juego dos asimetrías leptónicas con signos opuestos. En cierto punto del eje  $K_\tau^0$  estas se cancelan y la asimetría materia-antimateria final es nula. A partir de aquí la asimetría  $B - L$  final es opuesta a la que uno esperaría del signo de  $\epsilon^1$ . Cuando  $K_\tau^0$  se va acercando a 1 se está en una situación cada vez más favorable a la generación de asimetría en el sabor  $a$ , ya que va disminuyendo el washout pero la asimetría CP correspondiente se mantiene en valores considerables. Es posible que la asimetría bariónica llegue a valores un orden de magnitud por encima de los obtenidos cuando hay alineamiento. Sin embargo, es importante notar que la relación paramétrica (4.6.9) no puede usarse arbitrariamente cerca de  $K_\tau^0 = 1$ , ya que en ese caso  $K_a \rightarrow 0$  y por lo explicado también debe cumplirse que  $\Delta K_\tau = -\Delta K_a \rightarrow 0$ , cosa que no ocurre empleando la ec. (4.6.9).

Para concluir nuestro análisis sobre los efectos del sabor, veamos como es la evolución en el tiempo de las asimetrías en las situaciones más destacadas. Los resultados se presentan en la figura 4.3, que presenta 4 paneles correspondientes a los casos marcados con los rótulos (a), (b), (c) y (d) en la figura 4.2 para el régimen de temperatura III.

El primer panel (a) es para el caso  $K_\tau = \bar{K}_\tau = 0,1$  y por lo tanto  $K_a = \bar{K}_a = 0,9$ . Debido a los valores tan distintos de los proyectores, la evolución de las densidades  $Y_{\Delta_a}$  y  $Y_{\Delta_\tau}$  es muy distinta. En particular, por momentos se llega a generar mucha más asimetría en el sabor  $a$  que en el  $\tau$  (pues  $\epsilon_a^1 \gg \epsilon_\tau^1$ ). Sin embargo, el washout de  $Y_{\Delta_a}$  también es mucho mayor y el resultado final es que los dos sabores contribuyen por igual a la asimetría  $B - L$ . Esto da el incremento de  $Y_{B-L}$  en un factor  $\sim n_s$  explicado en la sección 4.6.2.

Los demás paneles corresponden a distintas situaciones dominadas por los efectos de violación tipo  $b$ . El panel (b) es para  $K_\tau^0 = 0,02$  y  $\Delta K_\tau/2\epsilon = \sqrt{K_\tau^0}/4 \simeq 0,035$ . La gráfica

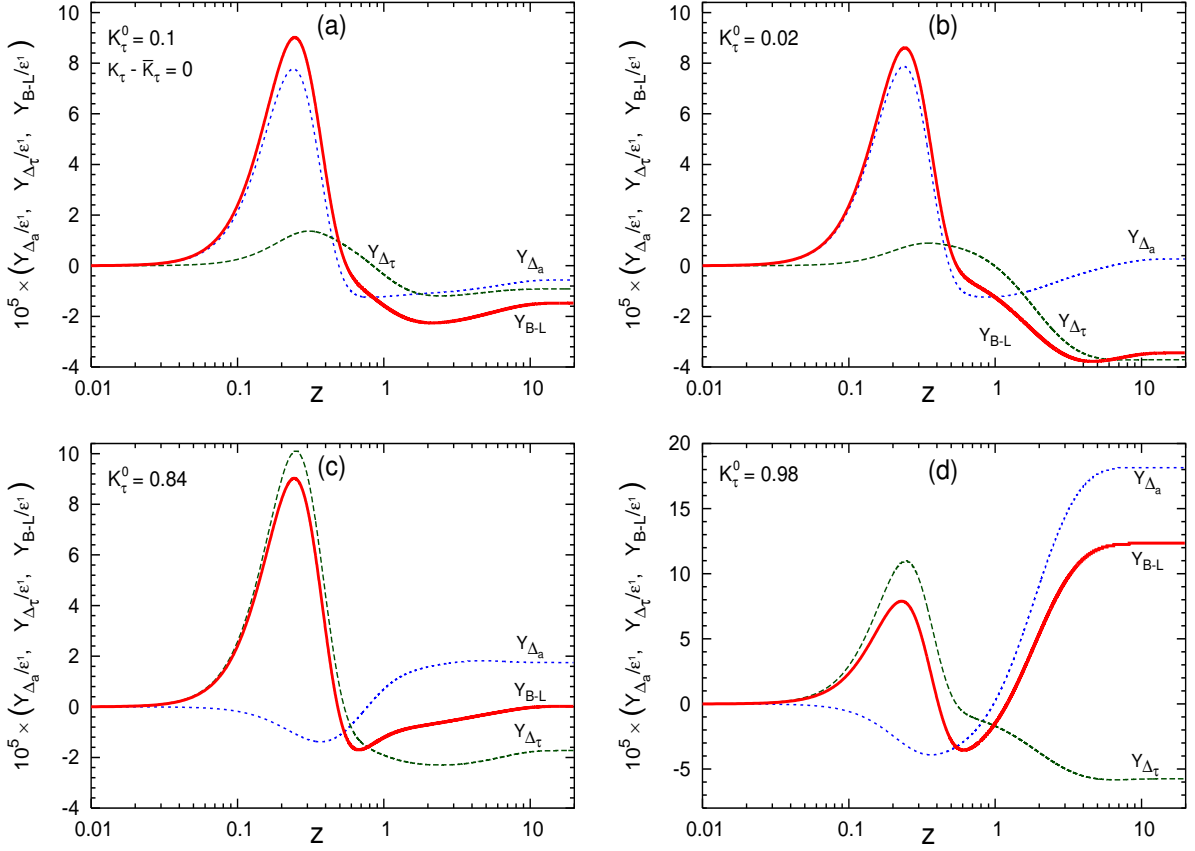


Figura 4.3:  $Y_{\Delta\tau}/\epsilon^1$  (línea a rayas),  $Y_{\Delta a}/\epsilon^1$  (línea punteada) e  $Y_{B-L}/\epsilon^1$  (línea continua) en función de  $z = M_1/T$  calculadas con  $\tilde{m}_1 = 0,06$  eV para el régimen de temperatura III. Los paneles corresponden a los rótulos (a), (b), (c) y (d) de la figura 4.2. Los ejemplos incluyen un caso sin violación de CP tipo b, es decir  $\Delta K_\tau = 0$  (a), y algunos más generales con  $\Delta K_\tau/2\epsilon = \sqrt{K_\tau^0}/4$  (b,c,d). El valor de  $K_\tau^0$  es (a) 0,1; (b) 0,02; (c) 0,84 y (d) 0,98. Notar que la escala del eje vertical en (d) está duplicada respecto a los otros casos.

muestra con claridad el origen del primer pico en la figura 4.2. Vemos que un pequeño apartamiento del alineamiento perfecto ( $K_\tau^0 = 0$ ) es suficiente para comenzar a poblar la asimetría en el sabor  $\tau$ , aún cuando la velocidad a la cual esto ocurre, que está suprimida por  $K_\tau^0 + \sqrt{K_\tau^0}/4 \sim 1/20$ , es bastante pequeña. Al principio de la leptogénesis  $Y_{\Delta\tau}$  da una contribución menor a la asimetría total  $B-L$ . Sin embargo, mientras que el washout en la dirección de  $\ell_a$  (que está controlado por  $K_a^0 \approx 1$ ) procede con máxima intensidad, prácticamente no hay washout para la componente  $\tau$ . El resultado es que  $Y_{\Delta a}$  termina muy suprimida a la vez que  $Y_{\Delta\tau}$  adquiere valores considerables y determina el valor final de  $B-L$ .

En (c) se muestra el inquietante caso correspondiente a  $\epsilon_1^\tau \eta_\tau \approx -\epsilon_1^a \eta_a$ : los valores

finales de las dos asimetrías leptónicas son iguales en magnitud pero de signos opuestos, con lo cual la asimetría bariónica final es nula. Usando la aproximación  $\eta_i \sim \eta/K_i^0$  podemos obtener una estimación del valor de  $K_\tau^0$  para el cual ocurre esto. Partiendo de

$$Y_B^f = -\kappa(\epsilon_a^1 \eta_a + \epsilon_\tau^1 \eta_\tau) \approx -\kappa\eta \left[ 2\epsilon_1 - \left( \frac{1}{1 - K_\tau^0} - \frac{1}{K_\tau^0} \right) \frac{\Delta K_\tau}{2} \right] \quad (4.6.10)$$

y teniendo en cuenta que  $\Delta K_\tau/2\epsilon_1 = \sqrt{K_\tau^0}/4$ , se encuentra que  $Y_B^f = 0$  para  $K_\tau^0 \simeq 0,9$ . Este valor concuerda bastante bien con el del punto marcado con (c) en la fig 4.2, lo cual confirma que las aproximaciones que hemos hecho para entender los efectos del sabor son buenas.

Por último, el panel (d) ilustra lo que ocurre en la situación tal vez más extrema. Aquí  $\Delta K_a/2\epsilon_1 \simeq -0,25$  y  $K_a^0 = 0,02$ , con lo cual  $\Delta K_a/2$  es mucho más grande en valor absoluto que  $K_a^0\epsilon_1$  y por lo tanto  $\epsilon_1^a$  tiene el signo opuesto a  $\epsilon_1$  (y también a  $\epsilon_1^\tau$ ). Inicialmente mucha asimetría se genera en el sabor  $\tau$  debido al gran valor de  $\epsilon_1^\tau/\epsilon_1 \sim 1,23$ . Sin embargo su crecimiento se mantiene bajo control debido a los washout. Por el contrario, para  $Y_{\Delta_a}$  el efecto de los washout está muy suprimido gracias al valor pequeño del factor de proyección  $K_a^0 \sim 0,02$ , con lo cual termina dominando el escenario y conduciendo a un valor de  $Y_{B-L}$  varias veces más grande y de signo opuesto que en los casos anteriores. Destaquemos las dos diferencias principales con respecto al caso ilustrado en la figura (b): la asimetría CP en el sabor que termina siendo dominante (por sufrir un washout despreciable) es una fracción importante de la asimetría total ( $\epsilon_a^1/\epsilon^1 \simeq -0,23$  comparada con  $\epsilon_\tau^1/\epsilon^1 \simeq 0,05$  en el caso (b) ) y tiene signo opuesto.





# Capítulo 5

## Violación de CP en los scatterings

### 5.1. Introducción

No sólo hay violación de CP en el decaimiento y decaimiento inverso de los neutrinos pesados, sino también en todos los scatterings inducidos por sus interacciones de Yukawa. Las preguntas que surgen son dos: ¿cuánto se viola CP en los scatterings? y ¿qué efectos tiene? Abordaremos la primera de estas preguntas en la sección 5.2, donde presentaremos los resultados originales de un cálculo explícito de las asimetrías CP de los scatterings que involucran al Yukawa del top ( $Q_3\bar{t} \rightarrow N\ell$ ,  $Q_3N \rightarrow t\ell$  y  $N\bar{t} \rightarrow \bar{Q}_3\ell$ ) y los compararemos con las expresiones aproximadas existentes en la literatura. En la sección 5.3 mostraremos cuales son las modificaciones que sufren las ecuaciones de Boltzmann y en la sección 5.4 estudiaremos los efectos. En particular, veremos que si se quiere describir correctamente el régimen de washout débil es imprescindible tener en cuenta la violación de CP en los scatterings.

Los resultados de este capítulo fueron publicados en [71].

### 5.2. La asimetría CP en los scatterings

Estudiaremos las asimetrías CP en los scatterings que involucran al quark top y están mediados por un Higgs en el canal  $s$  o  $t$  ya que como el Yukawa del top es  $\sim 1$ , se espera que den la contribución dominante de este tipo. Estas asimetrías fueron consideradas antes en [50], [64] y [76], donde algunos argumentos fueron dados en sostén de una igualdad aproximada entre las asimetrías CP de los scatterings y de los decaimientos, como por ejemplo:

$$\frac{\Delta\gamma(Q\bar{t} \rightarrow N\ell_i)}{\gamma(Q\bar{t} \rightarrow N\ell_i)} \simeq \frac{\Delta\gamma(N \rightarrow \ell_i h)}{\gamma(N \rightarrow \ell_i h)}, \quad (5.2.1)$$

donde en todo este capítulo  $Q \equiv Q_3$ . En esta sección exploramos la validez de esta clase de aproximaciones, que denominaremos *expresiones factorizadas* para las asimetrías.

Como en el caso usual de la asimetría CP en los decaimientos de  $N$ , la asimetría CP en los procesos de scattering proviene de la interferencia entre las amplitudes a nivel árbol y un lazo. Puede calcularse evaluando explícitamente las integrales de los lazos o

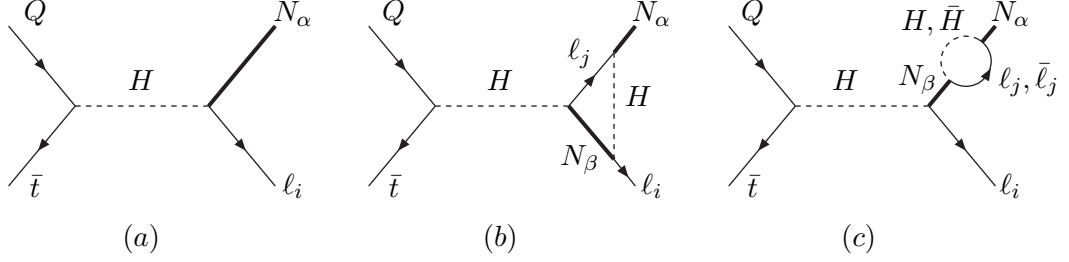


Figura 5.1: Diagramas que contribuyen a la asimetría CP en el scattering  $Q\bar{t} \leftrightarrow N_\alpha \ell_i$ .

usando las reglas de Cutkosky que dan directamente la parte imaginaria de los diagramas de Feynman. Debido a que las cuentas involucradas son algo complejas, realizamos los cálculos por los dos caminos para poder chequear los resultados.

La contribución del vértice a la asimetría CP en el scattering  $Q\bar{t} \rightarrow N_\alpha \ell_i$  (con el Higgs intercambiado en el canal  $s$ ) proviene de la interferencia entre los diagramas de las figs. 5.1(a) y 5.1(b). Expresada en términos de la diferencia CP entre los cuadrados de las amplitudes invariantes ( $|\mathcal{M}|^2 - |\bar{\mathcal{M}}|^2$ ), la contribución que obtuvimos es:

$$\begin{aligned}
 & [|\mathcal{M}(Q\bar{t} \rightarrow N_\alpha \ell_i)|^2 - |\bar{\mathcal{M}}|^2] (\text{vértice}) = -\frac{6}{\pi} \frac{p_1 \cdot p_2 p'_1 \cdot p'_2}{s^2} |h_t|^2 \times \\
 & \sum_{\beta} \text{Im}[h_{i\alpha} h_{i\beta}^* (h^\dagger h)_{\beta\alpha}] \frac{M_\alpha M_\beta}{s - M_\alpha^2} \left\{ \left[ 1 - \frac{M_\alpha^2 + M_\beta^2 - s}{M_\alpha^2 - s} \ln \left( \frac{|M_\alpha^2 + M_\beta^2 - s|}{M_\beta^2} \right) \right] - \right. \\
 & \left. \theta(s - M_\beta^2) \left[ \frac{s - M_\beta^2}{s} + \frac{M_\alpha^2 + M_\beta^2 - s}{s - M_\alpha^2} \ln \left( \frac{s|M_\alpha^2 + M_\beta^2 - s|}{M_\beta^2 M_\alpha^2} \right) \right] \right\}. \quad (5.2.2)
 \end{aligned}$$

Aquí  $\theta$  es la función escalón ( $\theta(x) = 1$  para  $x \geq 0$  y 0 para  $x < 0$ ),  $s$  es el cuadrado de la energía en el centro de masa,  $p_1, p_2, p'_1$  y  $p'_2$  son los momentos de  $t, Q, \ell_i$  y  $N_\alpha$  respectivamente y además recordamos que  $M_\beta$  es la masa de  $N_\beta$ . Notar que para  $\beta = \alpha$  no hay ninguna contribución pues el producto de los acoplamientos de Yukawa relevantes es real. Las expresiones dadas son al orden más bajo no nulo en los acoplamientos de Yukawa, se supuso que  $|M_\beta - M_\alpha| \gg \Gamma_{N_\beta}$  (donde  $\Gamma_{N_\beta}$  es el ancho de decaimiento de  $N_\beta$ ) y no se tuvieron en cuenta los efectos térmicos en el cálculo de las amplitudes (en particular se consideró que todas las partículas con excepción de los neutrinos pesados son no masivas). Estas son las mismas aproximaciones usadas para obtener la asimetría CP de los decaimientos dada en la ec. (2.5.7). El factor global 6 corresponde a la suma sobre los grados de libertad de gauge. Hacemos notar que el término proporcional a  $\theta(s - M_\beta^2)$  aparece debido a la posibilidad de realizar un nuevo corte (respecto a lo que ocurría en el decaimiento de  $N$ ) en el diagrama a un lazo de la figura 5.1(b) que involucra a las líneas de  $N_\beta$  y el leptón. Dado que  $N_\beta$  puede estar en capa de masa sólo cuando la energía en el centro de masa es suficientemente grande ( $s > M_\beta^2$ ), esta contribución es relevante únicamente para temperaturas no muy inferiores a  $M_\beta$ .

Debido a la simetría de cruzado (“crossing symmetry”), las asimetrías CP de los

procesos  $N_\alpha \bar{t} \rightarrow \bar{Q} \ell_i$  y  $N_\alpha Q \rightarrow t \ell_i$ , en los cuales el Higgs virtual se intercambia en el canal  $t$ , pueden obtenerse del resultado anterior reemplazando la variable de Mandelstam  $s$  por  $t$ . Notemos que  $t \leq 0$  si los quarks son no masivos, con lo cual  $\theta(t - M_\beta^2) = 0$  y por lo tanto en este caso no aparecen nuevos cortes.

La sección eficaz se obtiene integrando el cuadrado del módulo de la amplitud (ver apéndice C):

$$\sigma = \int \frac{1}{64\pi^2(E_1 + E_2)^2} \frac{|\vec{p}_1'|}{|\vec{p}_1|} \left( \prod_\ell 2m_\ell \right) |\mathcal{M}|^2 d\Omega'_1,$$

donde  $\prod_\ell$  corre sobre todos los fermiones externos y  $p_i = (E_i, \vec{p}_i)$ ,  $p'_i = (E'_i, \vec{p}'_i)$  ( $i = 1, 2$ ) son los momentos de las partículas iniciales y finales respectivamente. La sección eficaz para el proceso conjugado CP se define de la misma forma. En términos de las secciones eficaces, la asimetría CP del canal  $s$  queda:

$$\begin{aligned} [\sigma(Q\bar{t} \rightarrow N_\alpha \ell_i) - \bar{\sigma}] (\text{vértice}) &= -\frac{1}{8\pi} \frac{\sum_j [\sigma(Q\bar{t} \rightarrow N_\alpha \ell_j) + \bar{\sigma}]}{(h^\dagger h)_{\alpha\alpha}} \times \\ &\sum_\beta \text{Im}[h_{i\alpha} h_{i\beta}^* (h^\dagger h)_{\beta\alpha}] \frac{M_\alpha M_\beta}{s - M_\alpha^2} \left\{ \left[ 1 - \frac{M_\alpha^2 + M_\beta^2 - s}{M_\alpha^2 - s} \ln \left( \frac{|M_\alpha^2 + M_\beta^2 - s|}{M_\beta^2} \right) \right] - \right. \\ &\left. \theta(s - M_\beta^2) \left[ \frac{s - M_\beta^2}{s} + \frac{M_\alpha^2 + M_\beta^2 - s}{s - M_\alpha^2} \ln \left( \frac{s|M_\alpha^2 + M_\beta^2 - s|}{M_\beta^2 M_\alpha^2} \right) \right] \right\}. \end{aligned} \quad (5.2.3)$$

Una diferencia importante respecto al caso de los decaimientos es que la asimetría  $\sigma - \bar{\sigma}$  de las secciones eficaces de los scatterings depende de  $s$ , con lo cual la convolución necesaria para obtener la asimetría  $\Delta\gamma(Q\bar{t} \rightarrow N\ell)$  de las densidades de interacciones no conduce a una expresión analítica simple y entonces debe realizarse numéricamente.

Con respecto a la asimetría CP del canal  $t$ , no hay expresiones analíticas simples para las secciones eficaces, con lo cual ya a ese nivel hay que comenzar con los cálculos numéricos. Además hay que tener en cuenta que aquí aparece la divergencia infrarroja cuando  $t \rightarrow 0$  común en este tipo de procesos, que puede regularizarse reemplazando el factor  $1/t$  proveniente del Higgs (no masivo) por  $1/(t - m_H^2)$ , donde  $m_H$  puede interpretarse como la masa térmica del Higgs.

La asimetría CP de los scatterings proveniente de la contribución de la función de onda (es decir, de la interferencia entre los diagramas de las figs. 5.1(a) y 5.1(c)) resulta ser siempre la misma que la correspondiente asimetría CP de los decaimientos:

$$\begin{aligned} \frac{\Delta\gamma(Q\bar{t} \rightarrow N_\alpha \ell_i)(\text{onda})}{\sum_j [\gamma(Q\bar{t} \rightarrow N_\alpha \ell_j) + \gamma(\bar{Q}t \rightarrow N_\alpha \bar{\ell}_j)]} &= \frac{\Delta\gamma(N_\alpha \rightarrow \ell_i h)(\text{onda})}{\sum_j [\gamma(N_\alpha \rightarrow \ell_j h) + \gamma(N_\alpha \rightarrow \bar{\ell}_j \bar{h})]} \\ &\equiv \varepsilon_{\ell_i}^{N_\alpha}(\text{onda}). \end{aligned} \quad (5.2.4)$$

Lo análogo ocurre para los scatterings mediados por un Higgs en el canal  $t$ .

Sumando las contribuciones del vértice y la función de onda se obtiene la asimetría CP total. Los cocientes entre las asimetrías CP de los distintos tipos de scatterings y las correspondientes expresiones aproximadas en términos de las asimetrías de los decaimientos (es decir, las expresiones factorizadas) se muestran en la figura 5.2 en

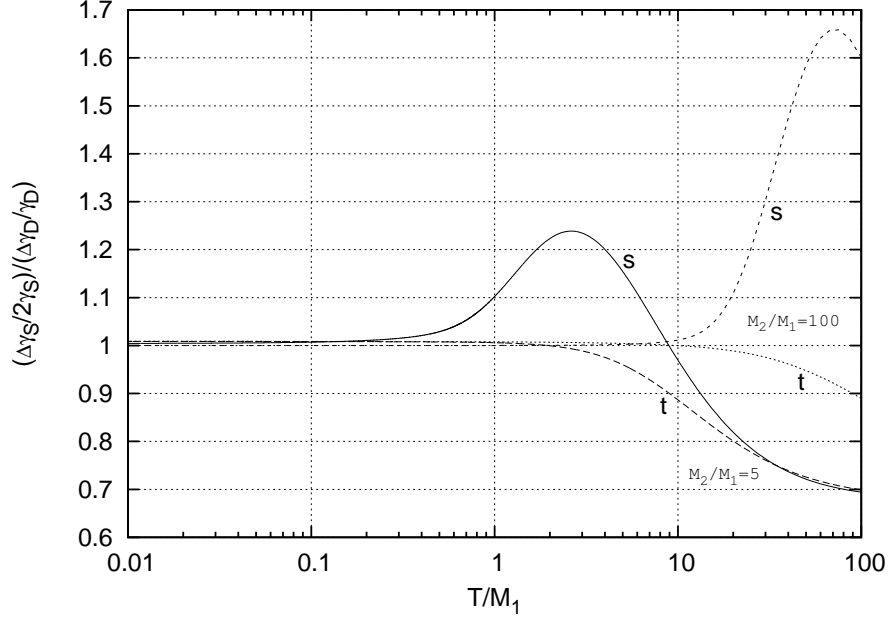


Figura 5.2: Cociente entre la asimetría CP de los scatterings (e.g.  $\Delta\gamma(Q\bar{t} \rightarrow N\ell_i)/2\gamma(Q\bar{t} \rightarrow N\ell_i)$  para el canal  $s$ ) y la cantidad correspondiente para los decaimientos (i.e.  $\Delta\gamma(N \rightarrow \ell_i h)/2\gamma(N \rightarrow \ell_i h)$ ), en función  $T/M_1$  para dos “jerarquías” diferentes entre las masas de los neutrinos pesados más livianos:  $M_2/M_1 = 5$  y  $M_2/M_1 = 100$ . Se muestran por separado los cocientes correspondientes a procesos mediados por un Higgs en el canal  $s$  y  $t$ .

función de  $T/M_1$ . Los resultados para los procesos mediados por el Higgs en el canal  $s$  y  $t$  se presentan por separado. Se han usado dos valores ilustrativos para el cociente entre las masas de los dos neutrinos pesados más livianos:  $M_2/M_1 = 5$  y  $M_2/M_1 = 100$ . Aquí y en lo que sigue ignoraremos los efectos de  $N_3$  (esto corresponde al caso  $M_3 \gg M_2$  o a la situación en la cual la fase compleja de la combinación de acoplamientos de Yukawa asociada a  $N_3$  está particularmente suprimida). También se desprecia el término proporcional a  $M_1(h^\dagger h)_{12}$  que aparece en la contribución de la función de onda a las asimetrías CP (ver la ec. 2.5.7 y tomar  $\alpha = 1, \beta = 2$ ). Respecto a esta última aproximación, observemos que el término que se desprecia está suprimido por un factor  $M_1/M_2$  respecto al término proporcional a  $M_2(h^\dagger h)_{21}$  que también aparece en la función de onda, así que en general se lo puede ignorar cuando  $M_2 \gg M_1$  a menos que la fase compleja de la combinación de acoplamientos de Yukawa del otro término esté muy suprimida.

Queda claro de la figura que el cociente entre la expresión “exacta”<sup>1</sup> y la factorizada comienza a desviarse de la unidad ya para  $T > M_2/10$  y que desviaciones de algunas decenas de por ciento pueden aparecer cuando  $T$  se acerca a  $M_2$ . Dado que el rango

<sup>1</sup>Cuando hablemos de expresión “exacta” nos referiremos a la que se obtiene sumando las contribuciones del vértice y función de onda dadas por las ecs. (5.2.3) y (5.2.4) (o los correspondientes resultados para el canal  $t$ ). En el texto ya indicamos bajo que condiciones y aproximaciones son válidas.

de temperatura relevante para la leptogénesis en los escenarios que venimos tratando comienza típicamente en  $T \gtrsim 0,1 M_1$ , las aproximaciones adoptadas en las ref. [50, 64, 76] son buenas si  $M_2/M_1 \gg 10$ , mientras que algunas correcciones aparecen para jerarquías más moderadas en la fase temprana de la leptogénesis ( $T > M_2/10$ ). También se puede mostrar de manera analítica (comenzando con la ec. 5.2.3) que una factorización de la contribución del vértice, análoga a la de la función de onda (ec. 5.2.4), se obtiene en el límite  $M_1, T \ll M_2$ .

Para finalizar haremos algún comentario respecto a los procesos de scattering con bosones de gauge, como  $N\ell \rightarrow \bar{h}A$ ,  $N\bar{h} \rightarrow \ell A$  o  $NA \rightarrow \ell h$ . Las asimetrías CP asociadas a estos procesos se obtienen de manera similar, calculando las interferencias entre las amplitudes a nivel árbol y un lazo. Una diferencia significativa es que ahora también hay diagramas tipo caja, en los cuales el bosón de gauge se “pega” al leptón o el Higgs en el lazo de los diagramas tipo vértice, conduciendo esto a expresiones más complicadas. La parte imaginaria puede obtenerse usando las reglas de Cutkosky y aparecen nuevos cortes, pero de nuevo sólo para  $s > M_\beta^2$ , por lo tanto en el límite jerárquico ( $M_1 \ll M_2$ ) las expresiones factorizadas son válidas para  $T \ll M_2$ , como ocurría en los casos de los scatterings con quarks ya discutidos. De todas formas seguiremos sin incluir estos procesos, en parte porque el rol de las masas térmicas es importante en la cancelación de las divergencias infrarrojas que aparecen y todavía no hay un consenso sobre como incorporarlas. Además, si bien pueden traer algunos cambios cuantitativos (realizando el papel de los scatterings y sus asimetrías CP), no influyen significativamente en el análisis que haremos a continuación.

### 5.3. Ecuaciones de Boltzmann con las asimetrías CP de los scatterings

En la sección 3.2 mostramos cual es la contribución completa del proceso  $N\ell \rightarrow Q_3\bar{t}$  a las ecuaciones de Boltzmann (ver ec. 3.2.3). Vimos que en la ecuación de la asimetría leptónica aparecía un término de la forma  $(Y_N/Y_N^{eq} - 1)\Delta\gamma(N\ell \rightarrow Q_3\bar{t})$  que no fue tenido en cuenta en ese y el siguiente capítulo. Esta es justamente la contribución al término fuente de la asimetría CP en el scattering  $N\ell \rightarrow Q_3\bar{t}$ . Los demás procesos originan términos similares. Al incorporarlos en el estudio de la evolución de las densidades de

materia, las ecuaciones de Boltzmann (4.4.1) y (4.4.2) quedan:

$$\frac{dY_{N_1}}{dz} = \frac{-1}{sHz} \left( \frac{Y_{N_1}}{Y_{N_1}^{eq}} - 1 \right) (\gamma_D + 2\gamma_{Ss} + 4\gamma_{St}), \quad (5.3.1)$$

$$\begin{aligned} \frac{dY_{\Delta_i}}{dz} = & \frac{-1}{sHz} \left\{ \left( \frac{Y_{N_1}}{Y_{N_1}^{eq}} - 1 \right) [\epsilon_i^1 \gamma_D + \Delta\gamma(Q_3 \bar{t} \rightarrow N \ell_i) + 2\Delta\gamma(N \bar{t} \rightarrow \ell_i \bar{Q}_3)] \right. \\ & - \left[ \frac{1}{2} (y_{\ell_i} + y_H) K_i^0 \right] \gamma_D - \left[ 2y_{\ell_i} + (y_t - y_{Q_3}) \left( \frac{Y_{N_1}}{Y_{N_1}^{eq}} + 1 \right) \right] K_i^0 \gamma_{St} \\ & \left. - \left[ \frac{Y_{N_1}}{Y_{N_1}^{eq}} y_{\ell_i} + y_t - y_{Q_3} \right] K_i^0 \gamma_{Ss} \right\}. \end{aligned} \quad (5.3.2)$$

Las modificaciones están únicamente en la fuente de la ecuación para  $Y_{\Delta_i}$ . Ahora contribuyen, además de la asimetría CP del decaimiento ( $\epsilon_i^1 \gamma_D \equiv \Delta\gamma(N \rightarrow \ell_i h)$ ), las asimetrías CP  $\Delta\gamma(Q_3 \bar{t} \rightarrow N \ell_i)$  y  $2\Delta\gamma(N \bar{t} \rightarrow \ell_i \bar{Q}_3)$  de los scatterings mediados por un Higgs en el canal  $s$  y  $t$  respectivamente. El factor 2 en el último término se debe a que hay dos procesos inducidos por el intercambio de un Higgs en el canal  $t$  ( $N \bar{t} \rightarrow \ell_i \bar{Q}_3$  y  $N Q_3 \rightarrow \ell_i t$ ) que tienen la misma sección eficaz y asimetría CP. Si adoptamos las expresiones factorizadas para las asimetrías CP de los scatterings, la ecuación de Boltzmann (5.3.2) se puede escribir:

$$\begin{aligned} \frac{dY_{\Delta_i}}{dz} = & \frac{-1}{sHz} \left\{ \left( \frac{Y_{N_1}}{Y_{N_1}^{eq}} - 1 \right) \epsilon_i^1 [\gamma_D + 2\gamma_{Ss} + 4\gamma_{St}] \right. \\ & - \left[ \frac{1}{2} (y_{\ell_i} + y_H) K_i^0 \right] \gamma_D - \left[ 2y_{\ell_i} + (y_t - y_{Q_3}) \left( \frac{Y_{N_1}}{Y_{N_1}^{eq}} + 1 \right) \right] K_i^0 \gamma_{St} \\ & \left. - \left[ \frac{Y_{N_1}}{Y_{N_1}^{eq}} y_{\ell_i} + y_t - y_{Q_3} \right] K_i^0 \gamma_{Ss} \right\}. \end{aligned} \quad (5.3.3)$$

En este caso vemos que se pueden incluir los efectos de la violación de CP en los scatterings sin introducir cantidades nuevas en las ecuaciones.

Para estudiar la contribución relativa de los decaimientos, scatterings en el canal  $s$  y scatterings en el canal  $t$  al término fuente, definimos las correspondientes fracciones  $F_D \equiv \Delta\gamma(N \rightarrow \ell_i h) / \sum \Delta\gamma$ ,  $F_{Hs} \equiv \Delta\gamma(Q_3 \bar{t} \rightarrow N \ell_i) / \sum \Delta\gamma$  y  $F_{Ht} \equiv 2\Delta\gamma(N \bar{t} \rightarrow \ell_i \bar{Q}_3) / \sum \Delta\gamma$ , donde

$$\sum \Delta\gamma \equiv \Delta\gamma(N \rightarrow \ell_i h) + \Delta\gamma(Q_3 \bar{t} \rightarrow N \ell_i) + 2\Delta\gamma(N \bar{t} \rightarrow \ell_i \bar{Q}_3). \quad (5.3.4)$$

La dependencia de las fracciones con  $z \equiv M_1/T$  se muestra en la figura 5.3. Estas fracciones son independientes de los valores adoptados para los acoplamientos de Yukawa siempre que se cumplan dos condiciones: (i) los efectos del neutrino más pesado ( $N_3$ ) son despreciables y (ii) se puede ignorar el término proporcional a  $M_1(h^\dagger h)_{12}$  que aparece en la contribución de la función de onda a las asimetrías CP. Ya hemos comentado en que

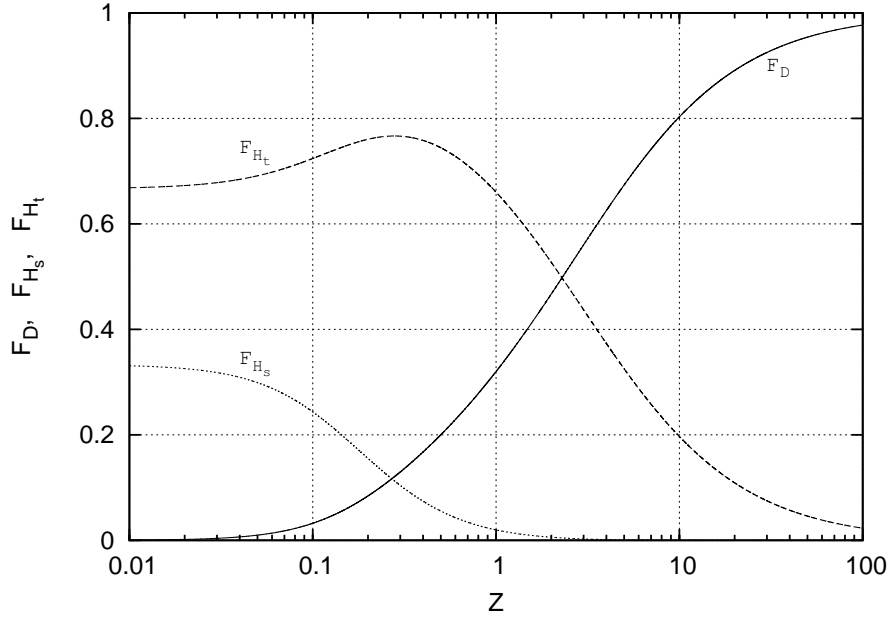


Figura 5.3: Contribución relativa de la asimetría CP de los decaimientos ( $D$ ), de los scatterings en el canal  $s$  ( $H_s$ ) y de los scatterings en el canal  $t$  ( $H_t$ ) al término fuente para el caso jerárquico ( $M_2 \gg M_1$ ). La divergencia infrarroja de  $\gamma_{St}$  se regularizó con el parámetro  $a_H = (m_H/M_1)^2 = 10^{-16}$ .

situaciones son válidas estas aproximaciones. En el límite  $M_1, T \ll M_2$  las fracciones también son independientes de las masas de los neutrinos.

De la figura 5.3 podemos ver que las asimetrías CP de los scatterings son la fuente dominante cuando  $z \lesssim 2$ , es decir para  $T \gtrsim M_1/2$ , por lo cual pueden tener un rol importante en las etapas tempranas de la leptogénesis. Aquí es conveniente hacer un comentario respecto a los efectos térmicos. Si se los tiene en cuenta es de esperar una reducción en la intensidad de los scatterings respecto a los decaimientos debido a la disminución del acoplamiento de Yukawa del top con la temperatura y a que la partícula mediadora de los scatterings, el Higgs, adquiere masa térmica [51]. En este caso los scatterings son la fuente dominante de violación de CP sólo para  $T \gtrsim 2M_1$ . Esto puede traer algunos cambios cuantitativos en los resultados que siguen y cuando sea necesario haremos comentarios al respecto, pero como la inclusión de los efectos térmicos es todavía un tema controversial, decidimos no tenerlos en cuenta en nuestro trabajo ya que este se centra en otros aspectos de la leptogénesis<sup>2</sup>.

<sup>2</sup>Este es otro comentario respecto a efectos térmicos: cuando las masas térmicas se tienen en cuenta, a temperaturas muy altas ( $T \gtrsim 7M_1$ ) se da la condición  $M_h(T) > M_1 + M_{\ell_i}(T)$  y entonces puede ocurrir el decaimiento del Higgs  $h \rightarrow N_1 \ell_i$ . Como la asimetría en este decaimiento tiene un importante realce debido a efectos térmicos [51], la fuente dominante de la asimetría leptónica en este régimen de temperatura sería en realidad el decaimiento del Higgs.

## 5.4. Los efectos

Para comenzar el estudio de los efectos de la violación de CP en los scatterings (VCPS) veamos primero como cambia la asimetría  $B - L$  final respecto a los casos en que estos efectos no se incluyen, para distintos valores de la masa efectiva  $\tilde{m}_1$ . Esto es lo que se muestra en la figura 5.4, donde queda en evidencia que ocurren cosas muy distintas en los regímenes de washout fuerte y débil, por lo cual los analizaremos por separado. En toda esta sección supondremos que  $M_2 \gg M_1$  y por lo tanto adoptaremos las expresiones factorizadas de las asimetrías CP. En realidad, para jerarquías moderadas entre las masas de los neutrinos pesados, esta aproximación también resulta ser muy buena. Para comprobar esto rehicimos todos los cálculos usando las expresiones exactas para el caso  $M_2/M_1 = 5$  y obtuvimos esencialmente los mismos resultados<sup>3</sup>. Además, por sencillez y para separar los efectos que estamos estudiando de los del sabor, supondremos siempre (a menos que se indique lo contrario) que estamos en el régimen de temperatura IV descrito en el capítulo anterior y en una situación de perfecto alineamiento:  $K_\tau = \bar{K}_\tau = 0$ .

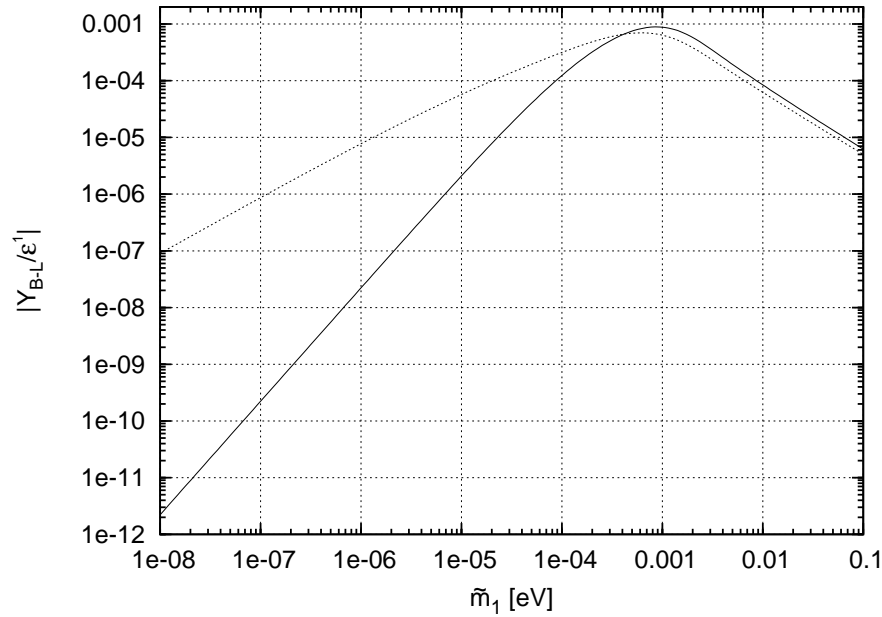


Figura 5.4: La asimetría  $|Y_{B-L}/\epsilon^1|$  en función de la masa efectiva  $\tilde{m}_1$  obtenida sin incluir la VCPS (curva punteada) e incluyéndola (curva continua), suponiendo que la densidad inicial de los neutrinos pesados es nula.

<sup>3</sup>Lo que no cambia es la asimetría  $B - L$  final, pero la evolución de las asimetrías con la temperatura sí puede ser bastante distinta.



## 5.4.1. Régimen de washout fuerte

En el régimen de washout fuerte, la figura 5.4 muestra que los efectos de las nuevas fuentes de violación de CP son pequeños. Elijamos un valor de  $\tilde{m}_1$  representativo de este régimen y veamos como son las evoluciones de las asimetrías con la temperatura. Esto se muestra en la figura 5.5, donde se grafica  $Y_{B-L}$  en función de  $z$ , incluyendo o no las asimetrías CP de los scatterings, para  $\tilde{m}_1 = 0,06$  eV y densidad inicial de  $N$  nula. Vemos que a altas temperaturas la asimetría generada llega a ser un orden de magnitud más grande cuando se incluye la VCPS, lo cual es consistente con la figura 5.3 donde observamos que los scatterings son la fuente dominante de violación de CP para  $T > M_1/2$ . Sin embargo, ese “exceso” de asimetría es luego borrado por los washouts, que en este régimen son muy intensos y las asimetrías finales terminan difiriendo en menos de un 25 %. Si hubieramos tenido en cuenta los efectos térmicos en las secciones eficaces, los scatterings serían la fuente dominante de violación de CP sólo para  $T > 2M_1$  y las asimetrías  $B-L$  finales obtenidas incluyendo o no la VCPS serían prácticamente iguales. Esto vuelve a poner de manifiesto que el régimen de washout fuerte se caracteriza por ser poco sensible a las condiciones iniciales o tempranas, algo que ya habíamos comentado en el capítulo 2.

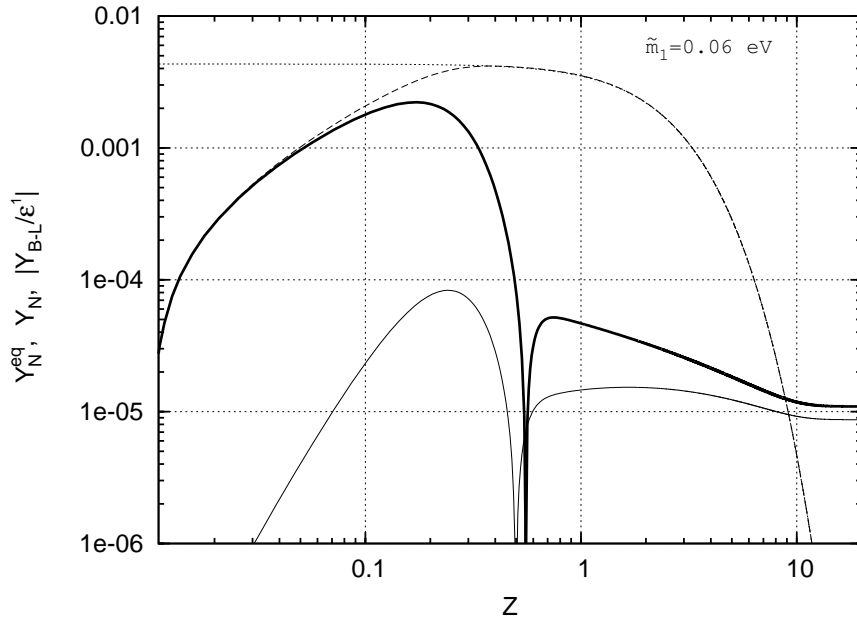


Figura 5.5: Evolución de  $Y_N^{eq}$  (curva punteada),  $Y_N$  (curva rayada) y  $|Y_{B-L}/\epsilon^1|$  sin incluir la VCPS (curva continua delgada) e incluyéndola (curva continua gruesa), para  $\tilde{m}_1 = 0,06$  eV y densidad inicial de  $N$  nula.

### 5.4.2. Régimen de washout débil

La situación en el régimen de washout débil es completamente distinta. La figura 5.4 muestra que cuando se incluye la VCPS, la asimetría bariónica final es órdenes de magnitud menor que cuando no se la incluye y la diferencia es más grande cuanto menor es la intensidad de los washouts. Es decir, si se incorpora en las ecuaciones de evolución algún proceso de scattering que viola CP y número leptónico, pero sólo se tiene en cuenta su rol de mantener la densidad de neutrinos pesados más cercana a la de equilibrio y su acción de washout, pero no su contribución al término fuente, entonces se obtiene un cuadro completamente incorrecto de lo que ocurre. Para entender porqué pasa esto, volvamos a las ecuaciones de Boltzmann (5.3.3) y (5.3.1) y observemos que la ecuación para la evolución de la asimetría  $B - L$  se puede escribir (seguimos, por simplicidad, suponiendo que estamos en una situación de alineamiento):

$$\frac{dY_{B-L}}{dz} = \epsilon^1 \frac{dY_N}{dz} - w(z)Y_{B-L}, \quad (5.4.1)$$

donde  $w(z)$  es una función que tiene en cuenta los washouts. Vemos que al incluir la VCPS, el término fuente es proporcional a la variación de  $N$ . En la sec. 2.6 hablamos un poco sobre las consecuencias que esto trae: hay una cancelación entre las asimetrías producidas durante la producción y decaimiento de los neutrinos pesados, que sólo puede evitarse (en los modelos que venimos describiendo) con la acción de los washouts. En la discusión de la sec. 2.6 no habíamos incluido la VCPS, pero tampoco incluimos los scatterings en la ecuación de evolución de  $Y_N$  (ni en los washouts), con lo cual también teníamos un cuadro consistente.

Tratemos de entender con más detalle el origen de la cancelación. En cualquier momento hay tres tipos de fuentes para las asimetrías leptónicas: scatterings fuera de capa de masa (es decir, no mediados por partículas en capa de masa), procesos que producen  $N$  y procesos que destruyen  $N$ . En general, la asimetría leptónica producida por los scatterings fuera de capa de masa es el doble de grande y con signo opuesto a la asociada a los procesos que producen  $N$ , pero aquella asociada a las interacciones en las cuales se destruyen los neutrinos pesados depende de la densidad de estos, es decir de  $Y_N$  (recordar lo explicado en la sec. 2.7). Si  $Y_N$  es igual a la densidad de equilibrio entonces la suma de las tres asimetrías se cancela. Por otro lado, si  $Y_N < Y_N^{eq}$  la asimetría producida por los scatterings fuera de capa de masa domina, mientras que lo opuesto ocurre cuando  $Y_N > Y_N^{eq}$ . Este es el motivo por el cual la fuente de la asimetría leptónica en la ecuación de Boltzmann es proporcional a  $Y_N - Y_N^{eq}$ . También sabemos que la diferencia  $Y_N - Y_N^{eq}$  gobierna todos los términos que influyen en la evolución de  $Y_N$ , por un motivo más sencillo: un exceso o déficit de neutrinos pesados respecto a la densidad de equilibrio genera un desbalance entre las densidades de las interacciones a favor de las que destruyen o producen los  $N$  respectivamente, de forma tal que siempre se tiende al equilibrio. Por otro lado, cuando las asimetrías CP de los scatterings vienen dadas por las expresiones factorizadas, cada proceso que produce o destruye un  $N$  genera la misma cantidad ( $\epsilon^1$ ) de asimetría leptónica. Juntando estos hechos vemos que, si ignoramos los washouts, la variación en el tiempo de la asimetría leptónica es igual a

la variación de la densidad de los neutrinos pesados multiplicada por la asimetría CP  $\epsilon^1$ . Es decir, las evoluciones de  $Y_N$  e  $Y_{B-L}$  están completamente conectadas. Si  $\epsilon^1$  es constante (independiente de la temperatura) entonces el cambio total en la asimetría leptónica es simplemente  $\epsilon^1$  veces el cambio total en  $Y_N$  (que es igual a la densidad inicial, ya que la densidad final es nula). Por lo tanto, cuando la densidad inicial de los neutrinos pesados es nula (como ocurre si sólo son producidos por las interacciones de Yukawa), la cantidad neta de asimetría leptónica generada también es nula.

Al tener en cuenta la VCPS, “reaparece” el peligro de la cancelación y los washouts pasan a ser fundamentales para evitarla (esto se explicó en la sec. 2.6: los washouts pueden borrar más la asimetría de un signo que la del otro). Es por esto que la caída de las dos curvas de la figura 5.4, a medida que  $\tilde{m}_1$  disminuye, es tan distinta. Si no se tiene en cuenta la VCPS no está el efecto de la cancelación y se da que, aproximadamente,  $Y_{B-L}^f \propto \tilde{m}_1$ , ya que al disminuir  $\tilde{m}_1$  disminuye la producción de  $N$ . En cambio, cuando se la tiene en cuenta, aproximadamente tenemos que  $Y_{B-L}^f \propto \tilde{m}_1^2$ , donde el factor  $\tilde{m}_1$  adicional se debe a que al disminuir la intensidad de los washouts, disminuye la cantidad de asimetría que sobrevive a la cancelación.

Si nos detenemos a considerar como evolucionan las densidades con la temperatura (fig. 5.6), tendremos una imagen clara de lo que venimos explicando. Los dos casos representados en la fig. 5.6 corresponden a  $\tilde{m}_1 = 10^{-4}$  eV y  $\tilde{m}_1 = 10^{-6}$  eV. Concentrémonos primero en el caso  $\tilde{m}_1 = 10^{-6}$  eV. Si no se incluye la VCPS en la evolución de la asimetría  $B-L$ , esta se mantiene por debajo de  $\epsilon^1 Y_N$  debido a los scatterings que hacen crecer la densidad de  $N$  sin generar (en las ecuaciones claro está) asimetría leptónica. Cuando los neutrinos comienzan a decaer, la asimetría  $B-L$  existente (que tiene el signo “equivocado”) se cancela rápidamente (en  $z \approx 40$ ) y los neutrinos que quedan generan al decaer una cantidad considerable de asimetría con el signo “correcto”. En cambio, si se incluye la VCPS, las evoluciones de  $Y_N$  y  $|Y_{B-L}/\epsilon^1|$  son casi idénticas<sup>4</sup> hasta  $z \sim 100$ , cuando finalmente  $Y_{B-L}$  cambia de signo. Pero la cantidad de neutrinos que quedan en ese momento para generar la asimetría con el signo “correcto” es órdenes de magnitud inferior al caso anterior. Notemos además que, como  $\tilde{m}_1$  es muy pequeña, vale la regla discutida en la sec. 2.9 que establece que  $Y_{B-L}^f \simeq -\epsilon^1 Y_N^{eq}(T = T_{cam})$  (donde  $T_{cam}$  es la temperatura en la cual la asimetría cambia de signo). Esto refleja el hecho de que los washouts tardíos (es decir los que ocurren hacia el final de la leptogénesis) son despreciables en este caso. El otro panel de la figura 5.6 corresponde a  $\tilde{m}_1 = 10^{-4}$  eV y está puesto con fines comparativos. Las consideraciones anteriores siguen siendo en general válidas, pero ahora los efectos son mucho más moderados (aunque siguen siendo importantes): las asimetrías finales que se obtienen incluyendo o no la VCPS difieren en un factor tres. También se ve que para este valor de la masa efectiva los washouts tardíos ya comienzan a tener algún efecto, borrando un poco la asimetría que se genera durante los decaimientos de los neutrinos posteriores al momento en el cual  $Y_{B-L}$  cambia de

<sup>4</sup>Notemos que, por ejemplo para  $z = 30$ , los washouts son prácticamente nulos (pues están suprimidos por un factor de la forma  $Y_N^{eq}/Y_\ell^{eq}$ ), con lo cual  $\frac{d(Y_{B-L}/\epsilon^1)}{dz} = \frac{dY_N}{dz}$ . Entonces tiene que haber alguna diferencia entre  $Y_{B-L}/\epsilon^1$  e  $Y_N$  para ese valor de  $z$  porque sino ambas densidades serían siempre iguales. La diferencia es, sin embargo, muy pequeña como para notarse en la figura.

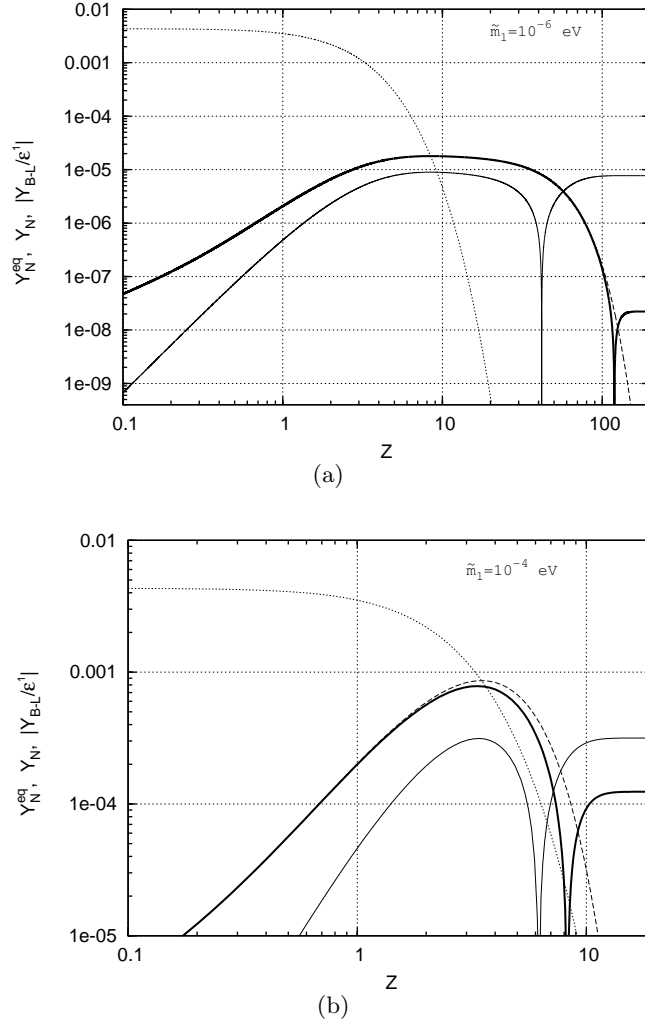


Figura 5.6: Evolución de  $Y_N^{eq}$  (curva punteada),  $Y_N$  (curva rayada) y  $|Y_{B-L}/\epsilon^1|$  sin incluir la VCPS (curva continua delgada) e incluyéndola (curva continua gruesa), para  $\tilde{m}_1 = 10^{-6}$  eV (figura superior) y  $\tilde{m}_1 = 10^{-4}$  eV (figura inferior). Se supone que la densidad inicial de  $N$  es nula. Observar que las curvas de  $Y_N$  y  $|Y_{B-L}/\epsilon^1|$  con inclusión de la VCPS comienzan a distinguirse en la figura cuando  $z \simeq 1$  (caso  $\tilde{m}_1 = 10^{-4}$  eV) y  $z \simeq 100$  (caso  $\tilde{m}_1 = 10^{-6}$  eV).

signo.

El protagonismo que tienen los washouts tempranos<sup>5</sup> cuando la masa efectiva es pequeña también se puede apreciar de otra forma. La figura 5.7 muestra los efectos de los procesos espectadores estudiados en el capítulo 3, incluyendo o no la VCPS. Un

<sup>5</sup>Llamamos washouts tempranos a los que ocurren en las primeras etapas de la leptogénesis y borran la asimetría con el signo “equivocado”

par de curvas, las que no incluyen la VCPS, son las mismas que las de la figura 3.2. Vemos que los procesos espectadores no tienen ninguna influencia en el régimen de washout débil, lo cual se debe a que la presencia de los procesos rápidos repercute en los términos de washout que en este caso no son importantes. En cambio, cuando se incluye la VCPS, los procesos espectadores influyen en la asimetría final también en el régimen de washout débil, pero con un efecto opuesto al del régimen de washout fuerte, lo cual se entiende así: al disminuir la temperatura a la cual ocurre la leptogénesis, entramos en regímenes con más grados de libertad en juego y una disminución efectiva de los términos de washout; esto es beneficioso en el régimen de washout fuerte, pero en el débil se intensifican los efectos de la cancelación con la consecuente disminución de la asimetría final. La figura 5.8 muestra que algo similar ocurre con los efectos del sabor en los casos más simples que pueden ser descritos con la aproximación de un sabor.

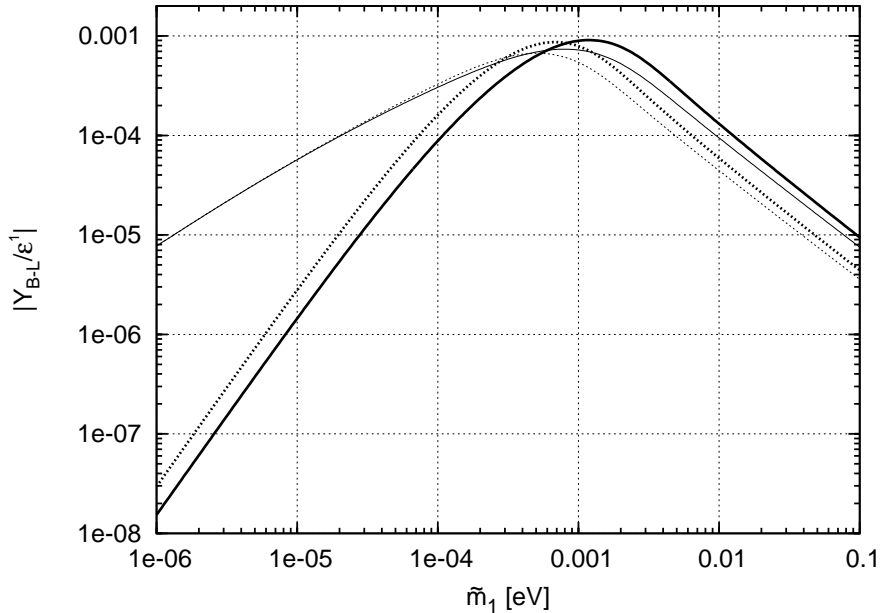


Figura 5.7: La asimetría  $|Y_{B-L}/\epsilon^1|$  en función de la masa efectiva  $\tilde{m}_1$  para el régimen de temperaturas más altas (curvas punteadas) y para el de temperaturas más bajas (curvas continuas). Estos regímenes corresponden respectivamente a la primer y última fila de la tabla 3.1 del capítulo 3. Las curvas delgadas se obtuvieron sin incluir la VCPS y las curvas gruesas incluyéndola.

Para finalizar se presentarán los resultados de una manera algo distinta. Recordemos que los parámetros fundamentales de la leptogénesis para los modelos jerárquicos son  $M_1$ ,  $\tilde{m}_1$  y  $\epsilon^1$  (aquí seguimos en un caso de alineamiento, sino ya sabemos que los coeficientes de proyección también tienen un rol importante). La asimetría bariónica final puede expresarse en términos de la eficiencia como (ver ec. 2.6.20):

$$Y_B^f = -\kappa \epsilon^1 \eta, \quad (5.4.2)$$

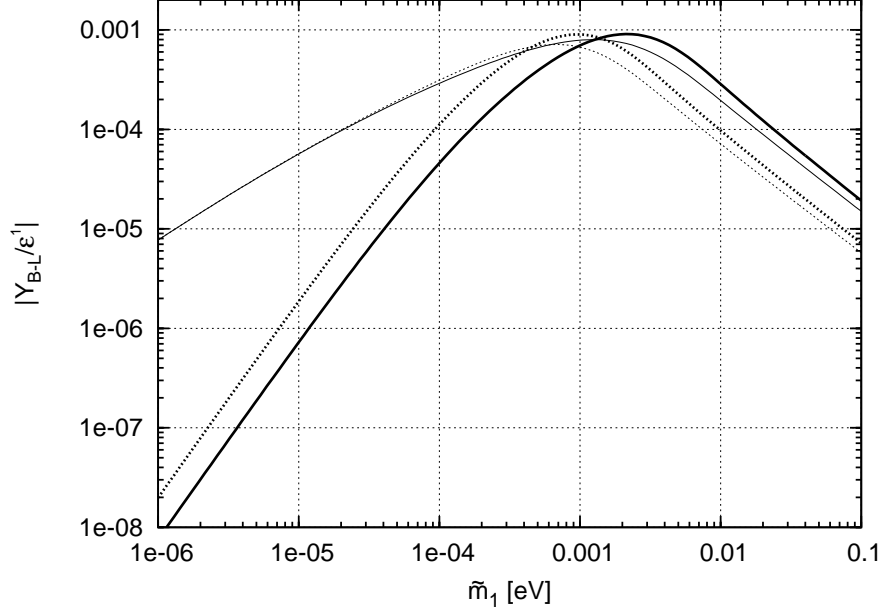


Figura 5.8: La asimetría  $|Y_{B-L}/\epsilon^1|$  en función de la masa efectiva  $\tilde{m}_1$  para el régimen de temperatura  $V$  definido en el capítulo 4 y dos casos de alineamiento:  $K_e = \bar{K}_e = 1$  (curvas punteadas) y  $K_i = \bar{K}_i = 1/3$  con  $i = e, \mu, \tau$  (curvas continuas). Las curvas delgadas se obtuvieron sin incluir la VCPS y las curvas gruesas incluyéndola.

con  $\kappa \simeq 1/724$  (cuando el factor de conversión entre  $Y_{B-L}$  e  $Y_B$  es  $28/79$ ). La eficiencia se encuentra resolviendo las ecuaciones de Boltzmann y en general es función de  $M_1$  y  $\tilde{m}_1$ , pero de lo explicado en la sec. 2.8 sabemos que si los scatterings con  $\Delta L = 2$  son despreciables (lo cual es cierto para  $M_1 \lesssim 10^{14}$  GeV),  $\eta$  depende sólo de  $\tilde{m}_1$ <sup>6</sup>. Respecto a la asimetría CP, lo que conocemos es una cota máxima válida para  $M_{2,3} \gg M_1$  (ver ec. (2.5.10), para un estudio detallado sobre la validez de esta cota y algunas mejoras ver [44]):

$$|\epsilon^1| \leq \epsilon_{\max}^{\text{DI}} = \frac{3}{16\pi} \frac{M_1}{v^2} (m_3 - m_1), \quad (5.4.3)$$

donde  $m_3$  es la masa del neutrino liviano más pesado y  $m_1$  la del más liviano. Por otro lado, si la leptogénesis realmente explica el origen de la asimetría materia-antimateria, tenemos que  $Y_B^f = Y_B^{\text{obs}} \simeq 8 \times 10^{-11}$  (con  $Y_B^{\text{obs}}$  la asimetría bariónica observada), con lo cual se obtiene la siguiente condición:

$$\frac{3}{16\pi} \frac{M_1}{v^2} (m_3 - m_1) \kappa \eta(\tilde{m}_1) > Y_B^{\text{obs}}. \quad (5.4.4)$$

Esta condición determina la región del espacio de parámetros  $\tilde{m}_1 - M_1$  permitida por las observaciones. Para lo que sigue tomaremos  $m_1 = 0$  y por lo tanto  $m_3 \approx m_{\text{atm}} \simeq$

<sup>6</sup>No tendremos en cuenta la dependencia de  $\tilde{m}_1$  con  $M_1$  proveniente del hecho que  $M_1$  determina en cual de los regímenes de temperatura definidos en el capítulo 3 ocurrió la leptogénesis.

0,05 eV. Observar que la dependencia con  $M_1$  proviene de que la cota superior para  $\epsilon^1$  es proporcional a  $M_1$ . En la figura 5.9 mostramos los resultados que se obtienen incluyendo o no la VCPS (partiendo con densidad inicial de  $N$  nula). Cada curva pasa por todos los puntos en los cuales la asimetría final es igual a la observada cuando  $\epsilon^1 = \epsilon_{\max}^{\text{DI}}$  (es decir, son las curvas de nivel correspondientes a  $Y_B^{\text{obs}}$  para asimetría CP máxima). La región compatible con las observaciones es la que se encuentra por encima de estas curvas. Es claro que en el régimen de washout débil la región permitida es en realidad mucho más pequeña que la que se obtiene cuando, incorrectamente, no se incluye la VCPS. También hacemos notar que en todos los casos representados en la fig. 5.9 hay un valor mínimo de  $M_1$  compatible con las observaciones. De esta forma se pueden obtener cotas inferiores a la masa de  $N_1$  para distintos modelos.

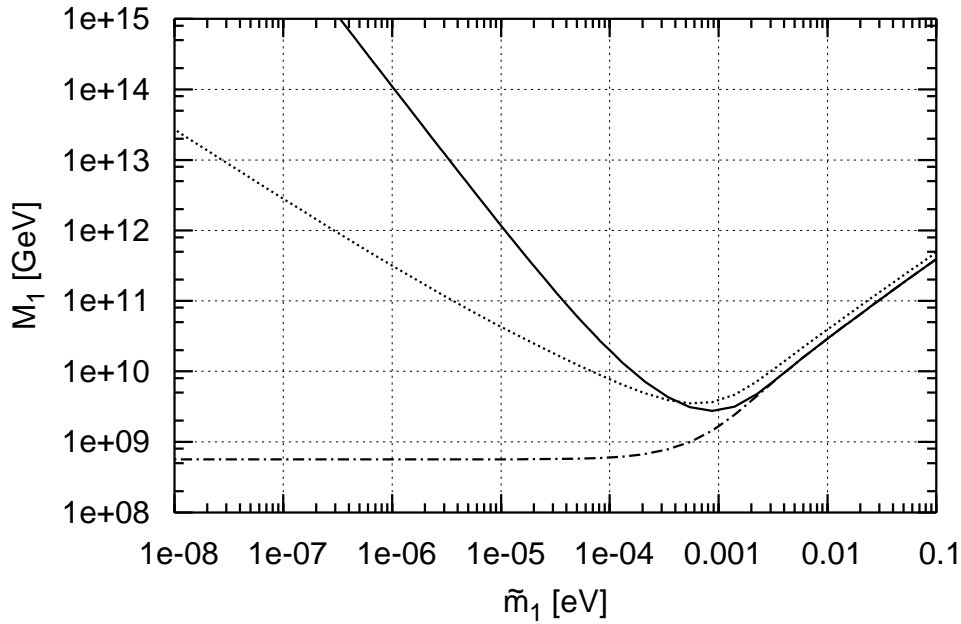


Figura 5.9: Regiones del plano  $\tilde{m}_1 - M_1$  permitidas por las observaciones suponiendo densidad inicial de  $N$  nula, sin VCPS (región por encima de la curva punteada) y con VCPS (región por encima de la curva continua). También se grafica el caso de densidad inicial de  $N$  térmica con VCPS (región por encima de la curva a rayas y puntos). Se trabaja en el régimen de temperatura IV definido en el capítulo anterior y bajo la condición de alineamiento  $K_\tau = \bar{K}_\tau = 0$ . La divergencia infrarroja de  $\gamma_{St}$  se regularizó con el parámetro  $a_H = (m_H/M_1)^2 = 10^{-16}$ . Además tomamos  $m_1 = 0$  y  $m_3 = 0,05$  eV.

Concluiremos con un comentario respecto a como podría agrandarse la región per-

mitida en el régimen de washout débil. Para ello observemos que si hubiera procesos capaces de producir y destruir neutrinos pesados sin generar asimetría leptónica, entonces se evitaría la cancelación. Además, si estos procesos fueran suficientemente eficientes y ocurrieran antes o al principio de la leptogénesis (es decir cuando  $T \gtrsim M_1$ ), producirían una distribución térmica de neutrinos pesados sin generar asimetría con el signo “equivocado”, es decir  $Y_N(T \gtrsim M_1) = Y_N^{eq}$  y por lo tanto tampoco estaría el problema de la producción de  $N$  que provoca el decaimiento de  $Y_{B-L}^f$  proporcional a  $\tilde{m}_1$ . La región en el espacio  $\tilde{m}_1 - M_1$  compatible con las observaciones sería mucho más amplia, como se muestra en la figura 5.9 donde también graficamos la curva de nivel para condiciones iniciales térmicas. En teorías de unificación como  $SO(10)$  aparecen naturalmente procesos de este tipo, en particular puede haber interacciones de gauge entre los neutrinos pesados y bosones  $Z'$  que estén en equilibrio a altas temperaturas.



## Capítulo 6

# Conclusiones

En las teorías de leptogénesis el origen de la asimetría materia-antimateria está estrechamente conectado con el origen de las masas tan pequeñas de los neutrinos, lo cual hace muy atractivas a estas teorías. Además surgen de una extensión muy simple y natural del Modelo Estándar que consiste en agregar un neutrino pesado de Majorana por cada una de las tres familias de partículas. De esta forma se incorpora el mecanismo seesaw que permite entender porqué las masas de los neutrinos son mucho más pequeñas que las demás masas conocidas. Pero además, cuando los neutrinos pesados decaen en el universo temprano, es posible que generen asimetría leptónica que luego puede ser reprocesada parcialmente en asimetría bariónica por acción de los esfalerones. De acuerdo a los datos experimentales de la última década respecto al valor de las masas de los neutrinos, se puede ver que con valores razonables de los parámetros del seesaw la asimetría generada durante la leptogénesis es del mismo orden de magnitud que la asimetría observada. Estos hechos promovieron un estudio intenso de estas teorías. Nuestro trabajo se centró en tres aspectos: la influencia de las interacciones rápidas (o procesos *espectadores*), los efectos del sabor y la violación de CP en los procesos de dispersión (*scatterings*). Nos concentramos en modelos que presentan una jerarquía entre las masas de los neutrinos pesados, pero son aspectos muy generales que deben tenerse en cuenta también en otros modelos.

En el decaimiento y decaimiento inverso de los neutrinos pesados se genera asimetría en los leptones y el Higgs. A la vez, las interacciones rápidas distribuyen estas asimetrías entre las demás partículas del baño térmico. Esto repercute en la eficiencia neta de los procesos que tratan de borrar la asimetría que se va generando. Con el fin de determinar cuantitativamente el efecto de los procesos espectadores definimos varios regímenes de temperatura de acuerdo a las interacciones que están en equilibrio. Para ello tuvimos en cuenta las distintas interacciones de Yukawa, los esfalerones electrodébiles y los de QCD. En general, cuanto menor es la temperatura, más interacciones están en equilibrio, en consecuencia más grados de libertad participan en el problema y encontramos que la tendencia de todo esto es a incrementar la asimetría bariónica final con la disminución de la temperatura a la cual ocurre la leptogénesis, con una diferencia de un factor de orden 2 entre las situaciones extremas de temperaturas más bajas y más altas. El efecto de los

procesos espectadores en leptogénesis había sido considerado por primera vez en [77], pero su análisis no distinguía entre distintos regímenes de temperatura, no incluía los esfalerones de QCD y por otras causas que hemos identificado llegaban a conclusiones opuestas a las nuestras.

Una situación más delicada e interesante se da cuando las interacciones de Yukawa del tau y eventualmente el muón derechos están en equilibrio y son más rápidas que las interacciones de Yukawa de los neutrinos pesados. Los efectos de decoherencia inducidos por estas interacciones hacen necesario considerar en detalle la estructura de sabor de la leptogénesis, dada por las orientaciones (no necesariamente opuestas) en el espacio de sabor del leptón y antileptón producidos en los decaimientos de los neutrinos pesados. Las ecuaciones de Boltzmann con sabor fueron dadas en [57], pero no se determinaron los efectos cuantitativos. En nuestro trabajo demostramos que el sabor tiene un gran impacto en las predicciones de la leptogénesis. Identificamos dos tipos de violación de CP: (a) el número de decaimientos por unidad de tiempo en leptones y antileptones es distinto y (b) el leptón y antileptón que se producen en los decaimientos no son conjugados CP. Si sólo hay violación de CP de tipo *a*, la asimetría bariónica final típicamente se incrementa en un factor igual al número de sabores relevantes (o “activos”) respecto a la obtenida cuando el sabor no se tiene en cuenta. Por otro lado, cuando la violación de CP de tipo *b* es importante, los efectos son más dramáticos, siendo posible obtener: (i) incrementos en la asimetría bariónica final superiores a un orden de magnitud, (ii) asimetría materia-antimateria final con signo opuesto al esperado a partir del signo de la asimetría CP total de los decaimientos ( $\epsilon^1$ ) y (iii) asimetría materia-antimateria no nula aún cuando la asimetría CP total  $\epsilon^1$  sea cero. En el último caso también puede ocurrir que las fases de violación de CP vengan dadas exclusivamente por las fases de la matriz de mezcla leptónica, que pueden (en principio) medirse con experimentos a bajas energías.

Finalmente estudiamos la violación de CP en los scatterings. La asimetría CP en estos procesos fue considerada en pocos trabajos [50, 64, 76] y nunca se calculó, simplemente se dieron algunos argumentos en sostén de una igualdad aproximada con la asimetría CP de los decaimientos. En nuestro trabajo presentamos los resultados de un cálculo explícito de la asimetría CP en los scatterings que involucran al quark top, a orden más bajo no nulo en los acoplamientos de Yukawa, sin considerar efectos térmicos y para el caso no resonante. Mostramos que en el límite jerárquico (es decir, cuando la masa del neutrino pesado más liviano es mucho menor que las masas de los otros neutrinos) la expresión exacta tiende a la aproximada y que cuando la jerarquía es más moderada, si bien las evoluciones de las asimetrías dependen de la expresión usada, la asimetría bariónica final es aproximadamente la misma. Luego consideramos los efectos asociados a la asimetría CP en los scatterings. Vimos que en el régimen de washout fuerte, aunque estas “nuevas” fuentes de violación de CP generan al comienzo de la leptogénesis una gran cantidad de asimetría leptónica, el resultado final es casi independiente de su inclusión, reflejando la escasa sensibilidad a las condiciones tempranas propias de este régimen. En cambio, mostramos que su inclusión es crucial en el régimen de washout débil debido al efecto de cancelación entre la asimetría de un signo generada en las primeras etapas de la leptogénesis y la de signo opuesto que se genera al final. Cuando (incorrectamente) no se incluye la asimetría CP de los scatterings en las ecuaciones de Boltzmann, se pierde el

efecto de la cancelación y se obtiene una asimetría bariónica final órdenes de magnitud superior a la que realmente se genera, siendo la discrepancia tanto más grande cuanto menor es la intensidad de los washouts.



# Apéndice A

## Neutrinos de Majorana

### A.1. Definición

Un fermión es de Majorana si es su propia antipartícula. Esto se refleja en el número de grados de libertad: mientras que un fermión de Dirac tiene 4, uno de Majorana sólo tiene 2. Para entender mejor esto consideremos una partícula que en nuestro sistema de referencia tiene helicidad negativa y por lo tanto la denotamos  $\nu_-$ . Supongamos además que esta partícula tiene masa. Entonces seguro hay un observador que se mueve más rápido que ella y por lo tanto ve un objeto con helicidad positiva. Por otro lado, si la teoría es invariante CPT debe existir el conjugado CPT de  $\nu_-$ , que como tiene helicidad positiva lo llamaremos  $\bar{\nu}_+$ . Ahora nos interesa la siguiente pregunta: ¿es posible que el observador esté viendo a  $\bar{\nu}_+$ ?

Si la partícula tiene alguna carga, la respuesta es negativa, ya que las cargas son invariantes de Lorentz mientras que una transformación CPT invierte su signo. En este caso la partícula es de Dirac y tiene 4 grados de libertad (que pueden obtenerse a partir de uno dado realizando transformaciones de Lorentz y CPT):  $\nu_-, \nu_+, \bar{\nu}_-$  y  $\bar{\nu}_+$ .

Si la partícula no posee ninguna carga conservada, partícula y antipartícula son lo mismo y entonces el observador está viendo el conjugado CPT de  $\nu_-$ . En este caso tenemos un objeto con dos grados de libertad,  $\nu_-$  y  $\nu_+$  ( $\nu_+$  es idéntico a  $\bar{\nu}_+$ ), denominado partícula de Majorana.

Los fermiones de Weyl también tienen 2 grados de libertad, pero debido a que son partículas sin masa. En este caso si un observador ve el estado  $\nu_-$ , cualquier otro observador ve el mismo estado, ya que la partícula se mueve a la velocidad de la luz. Entonces la existencia del estado  $\nu_+$  no es necesaria para obtener una teoría invariante de Lorentz. Los 2 grados de libertad son  $\nu_-$  y  $\bar{\nu}_+$ .

Si  $\nu$  es un neutrino del Modelo Estándar, entonces hay una cantidad conservada que distingue partícula de antipartícula: el número leptónico. Sin embargo, esta ley de conservación no está asociada a una simetría de gauge, es accidental en el modelo y es de esperar que pueda violarse en la naturaleza. Además como los neutrinos tienen masa, el Modelo Estándar no provee una descripción completa de la física de neutrinos. En definitiva no se sabe si los neutrinos son de Dirac o Majorana. La resolución de este

misterio es muy importante, entre otras cosas porque si los neutrinos son de Majorana se conoce un mecanismo que provee una explicación de porque su masa es tan pequeña y porque el exceso de materia respecto a la antimateria es el observado. En la actualidad los únicos experimentos capaces de responder esta pregunta son los que tratan de detectar el decaimiento  $\beta$  doble sin emisión de neutrinos ( $\beta\beta_{0\nu}$ ):  $(A, Z) \rightarrow (A, Z + 2) + 2e^-$ .

Los campos libres de Dirac, Majorana y Weyl son:

$$\begin{aligned}\Psi(x) &= \sum_{\vec{p}} \sum_{s=\pm} b_s(\vec{p})u_s(\vec{p})e^{-ip\cdot x} + d_s^\dagger(\vec{p})v_s(\vec{p})e^{ip\cdot x} && \text{Dirac,} \\ \Psi(x) &= \sum_{\vec{p}} \sum_{s=\pm} b_s(\vec{p})u_s(\vec{p})e^{-ip\cdot x} + \lambda b_s^\dagger(\vec{p})v_s(\vec{p})e^{ip\cdot x} && \text{Majorana,} \\ \Psi(x) &= \sum_{\substack{\vec{p} \\ s=+\text{o}-}} b_s(\vec{p})u_s(\vec{p})e^{-ip\cdot x} + d_{-s}^\dagger(\vec{p})v_{-s}(\vec{p})e^{ip\cdot x} && \text{Weyl.}\end{aligned}$$

Aquí  $\sum_{\vec{p}}$  es  $\int d^3\vec{p}/\sqrt{(2\pi)^3 2E}$ ,  $b_s(\vec{p})$  y  $d_s(\vec{p})$  son operadores destrucción de partículas y antipartículas respectivamente,  $s$  denota la componente del espín en la dirección del momento  $\vec{p}$  y  $u_s(\vec{p})$ ,  $v_s(\vec{p})$  son la parte espinorial de las soluciones a la ecuación de Dirac:  $(\gamma^\mu p_\mu - m)u_s(\vec{p}) = 0$ ,  $(\gamma^\mu p_\mu + m)v_s(\vec{p}) = 0$ . El factor  $\lambda$  que aparece en la expresión del campo de Majorana es un factor de fase arbitrario que depende del conjunto de estados de una partícula usado.

Usando la matriz conjugación de carga  $C$ , definida a través de la relación  $C\gamma_\mu C^{-1} = -\gamma_\mu^T$ , se obtiene el campo conjugado  $\Psi^c = C\bar{\Psi}^T$ <sup>1</sup>. En términos de estos campos la definición de fermión de Majorana es:

$$\Psi_M(x) = e^{i\theta}\Psi_M^c(x).$$

El factor  $e^{i\theta}$  aparece debido a que siempre puede absorberse una fase en la definición del campo  $\Psi$ . Puede mostrarse que  $e^{i\theta} = \lambda$ .

## A.2. Propiedades electromagnéticas

La interacción de un fermión con el campo electromagnético puede describirse a través de un Lagrangiano efectivo:

$$\mathcal{L}_{ef} = \bar{\Psi}\mathcal{O}_\lambda\Psi A^\lambda.$$

Los neutrinos no tienen carga, por lo tanto el operador  $\mathcal{O}$  no recibe ninguna contribución a nivel árbol, la interacción surge a nivel de lazos y por lo tanto depende en general de los momentos de las partículas. El elemento de matriz entre dos estados de una partícula será:

$$\langle \vec{p}', s' | \mathcal{L}_{ef} | \vec{p}, s \rangle = \bar{u}_{s'}(\vec{p}')\Gamma_\lambda(p, p')u_s(\vec{p})A^\lambda(q),$$

<sup>1</sup>Esta operación invierte la quiralidad pero conserva la helicidad, así que es la transformación asociada a la simetría conjugación de carga y no a la simetría CP.

con  $q = p - p'$ . Usando invariancia de Lorentz, traslacional y de Gauge y teniendo en cuenta que el lagrangiano efectivo debe ser hermítico se obtiene la forma más general para  $\Gamma_\lambda$ :

$$\Gamma_\lambda(p, p') = (q^2 \gamma_\lambda - q_\lambda \not{q}) [R(q^2) + r(q^2) \gamma_5] + \sigma_{\lambda\rho} q^\rho [D_M(q^2) + i D_E(q^2) \gamma_5],$$

donde  $R, r, D_M$  y  $D_E$  son factores de forma reales. Considerando el límite no relativista se puede entender el significado físico de estos factores. Por ej. el término con  $D_M$  se reduce a  $D_M(0) \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}$ , con  $\mathbf{B}$  el campo magnético, por lo tanto  $D_M(0)$  es el momento magnético de la partícula y  $D_M(q^2)$  se denomina *factor de forma magnético*. Análogamente  $D_E(0)$  es el momento dipolar eléctrico y  $D_E(q^2)$  el *factor de forma eléctrico*.  $R(q^2)$  se llama *radio de carga* y  $r(q^2)$  *radio de carga axial*.

Para un neutrino de Dirac en general los 4 factores de forma están presentes, en cambio si el neutrino es de Majorana necesariamente  $R = D_M = D_E = 0$ . Esto puede entenderse por el hecho de que las corrientes vectorial  $\bar{\Psi} \gamma_\lambda \Psi$ , tensorial  $\bar{\Psi} \sigma_{\lambda\rho} \Psi$  y tensorial axial  $\bar{\Psi} \sigma_{\lambda\rho} \gamma_5 \Psi$  son nulas para un fermión de Majorana. Otra forma de entender que los momentos magnético y eléctrico de los neutrinos de Majorana deben ser nulos es considerar la energía de interacción en un campo electromagnético uniforme y estático :  $E_{int} = -\mu_{mag} < \mathbf{s} \cdot \mathbf{B} > -\mu_{el} < \mathbf{s} \cdot \mathbf{E} >$ . Si el neutrino es de Majorana una transformación CPT lleva  $E_{int}$  a  $-E_{int}$ , por lo tanto  $\mu_{mag} = \mu_{el} = 0$ .

Los neutrinos de Weyl tienen una sola quiralidad, por lo tanto  $D_M = D_E = 0$  ya que las corrientes tensorial y tensorial axial cambian la quiralidad. Además

$$\bar{\Psi} \gamma_\lambda [R + r \gamma_5] \Psi = \bar{\Psi}_L \gamma_\lambda [R - r] \Psi_L + \bar{\Psi}_R \gamma_\lambda [R + r] \Psi_R,$$

donde  $\Psi_L$  y  $\Psi_R$  son las proyecciones quirales izquierda y derecha respectivamente. Entonces el único factor de forma de un neutrino de Weyl es  $R - r$  o  $R + r$  dependiendo de su quiralidad.

De lo explicado en el último párrafo se desprende que los momentos magnético y eléctrico son nulos para un neutrino sin masa.

Por último mencionaremos que la interacción entre dos neutrinos de diferente especie y un fotón real puede describirse en general por dos factores de forma  $F$  y  $F_5$  denominados *momentos de transición magnético y eléctrico*:

$$\Gamma_\lambda = [F + F_5 \gamma_5] \sigma_{\lambda\rho} q^\rho.$$

Se usó la condición de fotón real y de gauge de Lorentz:  $q^2 = 0$  y  $q_\lambda \epsilon^\lambda = 0$ , donde  $\epsilon^\lambda$  es la polarización del fotón.  $F$  y  $F_5$  son en general no nulos para un neutrino de Majorana y pueden inducir decaimientos de la forma  $\nu_\alpha \rightarrow \nu_{\alpha'} + \gamma$ .

Para más detalles sobre todo lo explicado en esta sección y otros temas relacionados, como las propiedades  $C, P$  y  $T$  de los neutrinos de Majorana, ver [82] y [87].





## Apéndice B

# Masa de neutrinos

Los términos de masa siempre mezclan campos con quiralidades opuestas. Si se tienen dos campos  $\nu_L$  y  $N_R$  con quiralidades izquierda y derecha respectivamente y los términos de masa en el lagrangiano son:

$$-\mathcal{L}_{\text{masa}} = m_D \bar{\nu}_L N_R + c.h.,$$

donde *c.h.* denota al conjugado hermítico del primer término, entonces se puede definir un espinor de Dirac  $\nu_D \equiv \nu_L + N_R$  tal que  $-\mathcal{L}_{\text{masa}} = m_D \bar{\nu}_D \nu_D$ . Un término de masa de esta forma se denomina de Dirac. Pero también es posible tener un término de masa que acople un campo  $\nu_L$  con su conjugado de carga  $(\nu_L)^c \equiv \nu_R^c$ , ya que estos campos tienen quiralidades opuestas:

$$-\mathcal{L}_{\text{masa}} = \frac{1}{2} m_M \bar{\nu}_L \nu_R^c + c.h. .$$

En este caso se puede definir un espinor de Majorana  $\nu_M = \nu_L + \nu_R^c$ , con lo cual  $-\mathcal{L}_{\text{masa}} = \frac{1}{2} m_M \bar{\nu}_M \nu_M$ <sup>1</sup>.

Para un modelo dado se tendrán en general  $N$  espinores de quiralidad izquierda  $\Psi_{aL}, a = 1, \dots, N$ , con dos grados de libertad cada uno, que se mezclarán con los  $N$  conjugados de carga  $\Psi_{aR}^c$  a través de la matriz de masa  $M$ :

$$-\mathcal{L}_{\text{masa}} = \frac{1}{2} \sum_{a,b} \bar{\Psi}_{aL} M_{ab} \Psi_{bR}^c + c.h. .$$

$M$  se denomina *matriz de masa en la base de Majorana*. Puede mostrarse que  $M$  debe ser una matriz simétrica. Los autoestados de masa y sus autovalores se encuentran diagonalizando esta matriz. En general cualquier matriz  $A$  puede llevarse a una matriz diagonal con elementos reales no negativos a través de una transformación biunitaria, es decir existen  $U$  y  $V$  matrices unitarias tal que  $UAV^\dagger = D$ , con  $D$  diagonal de autovalores

---

<sup>1</sup>El factor 1/2 se debe a que si el campo es de Majorana tanto  $\nu_M$  como  $\bar{\nu}_M$  contienen los dos operadores de creación y destrucción correspondientes a los dos grados de libertad de las partículas. Entonces  $\langle \nu_M \text{ en reposo} | H_{\text{masa}} | \nu_M \text{ en reposo} \rangle = \langle \nu_M \text{ en reposo} | \frac{1}{2} m_M \int d^3x \bar{\nu}_M \nu_M | \nu_M \text{ en reposo} \rangle = m_M$ .

reales no negativos.  $U$  y  $V$  se obtienen diagonalizando las matrices hermíticas  $AA^\dagger$  y  $A^\dagger A$  respectivamente. No son únicas: si  $A = U^\dagger DV$  entonces también  $A = \tilde{U}^\dagger D\tilde{V}$ , con  $\tilde{U} = KU$ ,  $\tilde{V} = KV$  y  $K$  una matriz diagonal unitaria. Esta arbitrariedad esta relacionada con la fase global de los autoestados de masa. En el caso en que  $A$  sea simétrica, se puede encontrar una matriz unitaria  $U$  tal que  $UAU^T$  sea diagonal con elementos reales no negativos.

Supongamos que tenemos dos espinores izquierdos  $\Psi_{1,2L}$  y sus conjugados de carga  $\Psi_{1,2R}^c$  y que los términos diagonales de la matriz de masa en la base de Majorana son nulos. En ese caso hay un sólo autovalor de masa degenerado y los dos autoestados de masa pueden combinarse para obtener un espinor de Dirac. Los términos diagonales pueden ser nulos debido a alguna simetría, por ej. la simetría de gauge electromagnética en el caso de fermiones cargados. Los fermiones de Dirac pueden entenderse entonces como un par de fermiones de Majorana degenerados combinados para formar un fermión con 4 grados de libertad y una cantidad conservada.

**El mecanismo seesaw:** Se sabe que la masa de los neutrinos es mucho menor que la masa del resto de los fermiones conocidos. Si los neutrinos son de Dirac y el origen de su masa es similar al de los demás fermiones, los acoplamientos de Yukawa deben tener un valor extremadamente pequeño, inferior a  $10^{-11}$ . Una teoría que posea parámetros adimensionales tan pequeños sin ninguna justificación es muy poco atractiva. Sin embargo, si los neutrinos son de Majorana existe un mecanismo para explicar de manera natural el valor de sus masas.

Consideremos primero el caso de una sola familia de partículas fundamentales. Además del neutrino doblete de  $SU(2)$ ,  $\nu_L$ , se supone que existe un neutrino singulete de  $SU(2)$ ,  $N_R$ , que posee una masa de Majorana  $m_S$  asociada a alguna escala de nueva física. Además ambos neutrinos están conectados a través de una masa de Dirac  $m_D$ , cuyo valor es del orden de la masa del leptón cargado de la familia. La nueva física ocurre a una escala muy alta de forma que  $m_S \gg m_D$ . Entonces los términos de masa en el lagrangiano serán:

$$-\mathcal{L}_{masa} = \frac{1}{2} (\bar{\nu}_L \quad \bar{N}_L^c) \begin{pmatrix} m_t & m_D \\ m_D^T & m_S \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_R^c \\ N_R \end{pmatrix} + c.h. , \quad (\text{B.0.1})$$

donde  $m_t$  es una masa de Majorana para  $\nu_L$  que puede estar generada por un triplete de Higgs o una interacción efectiva. Muchas veces se supone que  $m_t$  es cero. En ese caso los autoestados de masa son dos neutrinos de Majorana  $n_1$  y  $n_2$  dados por

$$\begin{aligned} n_{1L} &= \cos \theta \nu_L - \sin \theta N_L^c, & n_{1R}^c &= -\cos \theta \nu_R^c + \sin \theta N_R, \\ n_{2L} &= \sin \theta \nu_L + \cos \theta N_L^c, & n_{2R}^c &= \sin \theta \nu_R^c + \cos \theta N_R, \end{aligned}$$

cuyas masas  $m_1$  y  $m_2$  son:

$$\begin{aligned} m_1 &\simeq \frac{m_D^2}{m_S} \ll m_D, \\ m_2 &\simeq m_S. \end{aligned}$$

El ángulo de mezcla es:

$$\tan \theta = \left( \frac{m_1}{m_2} \right)^{1/2} \simeq \frac{m_D}{m_S} \ll 1.$$

Como puede verse el neutrino liviano de la teoría tiene naturalmente una masa muy pequeña respecto a la de los fermiones de Dirac, tanto menor cuanto mayor es la masa  $m_S$ . Por eso este mecanismo se denomina seesaw (subibaja).

Si  $m_t \neq 0$ , pero  $m_t \ll m_S$ , el espectro contiene 2 neutrinos de Majorana con masas  $|m_t - \frac{m_D^2}{m_S}|$  y  $m_S$  a primer orden en  $m_D/m_S$ . El ángulo de mezcla sigue siendo pequeño,  $\theta \sim m_D/m_S$ , pero es necesario que  $m_t \ll m_D$  para seguir teniendo un neutrino muy liviano.

Si se tienen  $F$  familias, los términos de masa todavía pueden expresarse como en (B.0.1), pero ahora  $m_t, m_S$  y  $m_D$  son matrices de  $F \times F$  dimensiones y  $\nu_L, N_R, \nu_R^c$  y  $N_L^c$  son vectores de  $F$  componentes. Suponiendo que todos los autovalores de  $m_S$  son mucho mayores que cada uno de los elementos de  $m_D$  y  $m_t$  (si esta matriz no es nula), se puede encontrar una expresión sencilla para los autoestados de masa y sus autovalores, válida a primer orden en  $m_S^{-1}$ . Hay  $F$  neutrinos de Majorana livianos y  $F$  pesados contenidos en los vectores  $n_{lL}$  y  $n_{pL}$  respectivamente, que vienen dados por

$$\begin{pmatrix} \nu_L \\ N_L^c \end{pmatrix} = U_L \begin{pmatrix} n_{lL} \\ n_{pL} \end{pmatrix} \quad \text{y} \quad \begin{pmatrix} \nu_R^c \\ N_R \end{pmatrix} = U_R \begin{pmatrix} n_{lR}^c \\ n_{pR}^c \end{pmatrix}.$$

$U_L$  y  $U_R$  son matrices unitarias que diagonalizan la matriz de masa:

$$U_L^\dagger \begin{pmatrix} m_t & m_D \\ m_D^T & m_S \end{pmatrix} U_R = \begin{pmatrix} m_l & 0 \\ 0 & m_p \end{pmatrix},$$

donde  $m_l$  y  $m_p$  son matrices diagonales de dimensión  $F \times F$  que contienen las masas de los neutrinos livianos y pesados. A primer orden en  $m_S^{-1}$  se tiene que

$$U_L^\dagger = K U_R^T = \begin{pmatrix} K_1 & 0 \\ 0 & K_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A^T & -A^T m_D m_S^{-1} \\ D^T m_S^{-1} m_D^\dagger & D^T \end{pmatrix},$$

donde  $A^T$  y  $D^T$  son matrices unitarias de dimensión  $F \times F$  definidas por

$$\begin{aligned} m_l &= K_1 A^T (m_t - m_D m_S^{-1} m_D^T) A, \\ m_p &= K_2 D^T m_S D. \end{aligned}$$

Es decir, la matriz de masa de los neutrinos livianos es  $m_t - m_D m_S^{-1} m_D^T$  y está diagonalizada por  $A$ , mientras que  $m_S$  es la matriz de masa de los neutrinos pesados y se diagonaliza con  $D$ .  $K_1$  y  $K_2$  son matrices de fase diagonales que aseguran que  $m_l$  y  $m_p$  sean reales y positivas. De estas expresiones puede verse que la mezcla entre los sectores de autoestados pesados y livianos es muy pequeña ( $O(m_D m_S^{-1})$ ), mientras que las matrices  $A$  y  $D$  que describen las mezclas dentro de cada sector son en general arbitrarias. Para mas detalles ver por ej. [88] y [82].



# Apéndice C

## Decaimientos y secciones eficaces

Se han calculado las secciones eficaces y decaimientos a nivel árbol de la mayor parte de los procesos intervinientes en leptogénesis. Primero se indicarán las convenciones y reglas de Feynman. Luego se dará una lista de algunas de las propiedades usadas con frecuencia en los cálculos y finalmente daremos las expresiones obtenidas junto con el elemento de matriz correspondiente.

### C.1. Notación, convenciones y reglas de Feynman

El desarrollo en ondas planas de un campo libre de Dirac es:

$$\Psi(x) = \int d^3p \sqrt{\frac{m}{(2\pi)^3 E_{\vec{p}}}} \sum_s \left( b_s(\vec{p}) u_s(\vec{p}) e^{-ip \cdot x} + d_s^\dagger(\vec{p}) v_s(\vec{p}) e^{ip \cdot x} \right),$$

con  $E_{\vec{p}} = (m^2 + \vec{p}^2)^{1/2}$ . Si el campo es de Majorana  $d_s^\dagger(\vec{p})$  debe reemplazarse por  $b_s^\dagger(\vec{p})$ . Los operadores de creación  $b_s^\dagger(\vec{p})$ ,  $d_s^\dagger(\vec{p})$  y destrucción  $b_s(\vec{p})$ ,  $d_s(\vec{p})$  cumplen las reglas de anticonmutación

$$\begin{aligned} \{b_s(\vec{p}), b_{s'}^\dagger(\vec{p}')\} &= \delta^3(\vec{p} - \vec{p}') \delta_{ss'}, \\ \{d_s(\vec{p}), d_{s'}^\dagger(\vec{p}')\} &= \delta^3(\vec{p} - \vec{p}') \delta_{ss'}, \end{aligned}$$

mientras que los anticonmutadores que involucran las demás combinaciones de  $b$ ,  $b^\dagger$ ,  $d$  y  $d^\dagger$  son nulos. Los espinores  $u_s(\vec{p})$  y  $v_s(\vec{p})$  satisfacen

$$\begin{aligned} (\not{p} - m)u_s(\vec{p}) &= 0, \\ (\not{p} + m)v_s(\vec{p}) &= 0. \end{aligned}$$

El índice  $s$  toma dos valores correspondientes a dos soluciones independientes de cada ecuación.  $\not{p} \equiv \gamma^\mu p_\mu$ , donde  $\gamma^\mu$  ( $\mu = 0, \dots, 3$ ), son las matrices de Dirac. Estas satisfacen las condiciones de anticonmutación  $\{\gamma^\mu, \gamma^\nu\} = 2g^{\mu\nu}$  y de hermiticidad  $\gamma^{\mu\dagger} = \gamma^0 \gamma^\mu \gamma^0$ . De acuerdo a la convención utilizada las condiciones de normalización y completitud para

los espinores  $u_s(\vec{p})$  y  $v_s(\vec{p})$  son:

$$u_r^\dagger(\vec{p})u_s(\vec{p}) = v_r^\dagger(\vec{p})v_s(\vec{p}) = \frac{E_{\vec{p}}}{m}\delta_{rs},$$

$$u_r^\dagger(\vec{p})v_s(-\vec{p}) = 0,$$

$$\bar{u}_r(\vec{p})u_s(\vec{p}) = -\bar{v}_r(\vec{p})v_s(\vec{p}) = \delta_{rs},$$

$$\bar{u}_r(\vec{p})v_s(\vec{p}) = \bar{v}_r(\vec{p})u_s(\vec{p}) = 0,$$

$$\sum_{r=1}^2 [u_{r\alpha}(\vec{p})\bar{u}_{r\beta}(\vec{p}) - v_{r\alpha}(\vec{p})\bar{v}_{r\beta}(\vec{p})] = \delta_{\alpha\beta}.$$

Se usarán las reglas de Feynman que se listan a continuación [89]:

1. Vértice:  $-i \times$  constante de acoplamiento.
2. Línea interna fermiónica con momento  $p$ :  $\frac{i}{\not{p} - m + i\epsilon}$ .
3. Línea interna bosónica con momento  $k$ :  $\frac{i}{k^2 - m^2 + i\epsilon}$ .
4. Línea interna para fermiones de Majorana [90]:

$$\beta \begin{array}{c} \xrightarrow{p} \\ \xleftarrow{\quad} \end{array} \alpha \quad \left( \frac{iC^{-1}(\not{p} + m)}{p^2 - M^2 + i\epsilon} \right)_{\alpha\beta},$$

$$\beta \begin{array}{c} \xrightarrow{p} \\ \xleftarrow{\quad} \end{array} \alpha \quad \left( \frac{-i(\not{p} + m)C}{p^2 - M^2 + i\epsilon} \right)_{\alpha\beta}.$$

5. Líneas fermiónicas externas:  $N_p u(p, s)$  (fermión entrante),  
 $N_p \bar{v}(p, s)$  (antifermión entrante),  
 $N_p \bar{u}(p, s)$  (fermión saliente),  
 $N_p v(p, s)$  (antifermión saliente).  
 Línea bosónica externa:  $N_P$ .

$$N_p = \sqrt{\frac{m}{(2\pi)^3 p^0}} \quad (\text{fermiones}),$$

$$\sqrt{\frac{1}{2(2\pi)^3 p^0}} \quad (\text{bosones}).$$

6. Todos los momentos de las líneas internas se integran:  $\int \frac{d^4 p}{(2\pi)^4}$ .
7. Cada vértice está asociado con un factor  $(2\pi)^4 \delta^4(\sum p_i = 0)$ , donde la sumatoria incluye a todos los momentos de las partículas que concurren al vértice.

Usando estas reglas el elemento de matriz  $S$ ,  $\langle f|S|i \rangle$ , está relacionado con la amplitud invariante  $\mathcal{M}$  a través de

$$\langle f|S|i \rangle = \delta_{fi} + (2\pi)^4 \delta^4(P_f - P_i) \prod_{\substack{\text{partículas} \\ \text{externas}}} N_{p_e} \mathcal{M}.$$

El ancho de decaimiento  $\Gamma(A \rightarrow b, c, \dots)$  es

$$\Gamma = \int \frac{1}{2m_A} \left( \prod_f \frac{d^3\mathbf{p}_f}{(2\pi)^3} \frac{1}{2E_f} \right) \left( \prod_\ell 2m_\ell \right) |\mathcal{M}|^2 (2\pi)^4 \delta^4(P_f - P_i),$$

donde  $\prod_f$  corre sobre todas las partículas finales y  $\prod_\ell$  sobre todos los fermiones externos.

La sección eficaz en el centro de masa para un proceso  $2 \rightarrow 2$  con momentos iniciales y finales  $p_1, p_2$  y  $p'_1, p'_2$  respectivamente, está dada por

$$\sigma = \int \frac{1}{64\pi^2(E_1 + E_2)^2} \frac{|\vec{p}'_1|}{|\vec{p}_1|} \left( \prod_\ell 2m_\ell \right) |\mathcal{M}|^2 d\Omega'_1.$$

También es conveniente definir una sección eficaz reducida (adimensional)  $\hat{\sigma}$ :

$$\hat{\sigma} \equiv 2s\lambda[1, m_1^2/s, m_2^2/s]\sigma,$$

con  $\lambda[a, b, c] \equiv (a - b - c)^2 - 4bc$ ,  $m_{1,2}$  las masas de las partículas iniciales y  $s = (p_1 + p_2)^2$  (el cuadrado de la energía en el centro de masa).

Los términos del lagrangiano que dan las interacciones de Yukawa y Gauge que intervienen en los procesos que nos interesan son:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{int}} = & -h_{i\alpha} \tilde{H}^\dagger \bar{N}_\alpha P_L \ell_i - h_i H^\dagger \bar{e}_i P_L \ell_i - y_t \bar{Q}_3 P_R t \tilde{H} \\ & - h_{i\alpha}^* \bar{\ell}_i P_R N_\alpha \tilde{H} - h_i \bar{\ell}_i P_R e_i H - y_t \tilde{H}^\dagger \bar{t} P_L Q_3 \\ & - \bar{\ell}_i \gamma_\mu g \frac{\tau_a}{2} W_a^\mu P_L \ell_i - \bar{\ell}_i \gamma_\mu g' Y B^\mu P_L \ell_i + i \left( \partial_\mu \tilde{H}^\dagger \right) g \frac{\tau_a}{2} W_a^\mu \tilde{H} \\ & - i \tilde{H}^\dagger g \frac{\tau_a}{2} W_a^\mu \partial_\mu \tilde{H} + i \left( \partial_\mu \tilde{H}^\dagger \right) g' Y B^\mu \tilde{H} - i \tilde{H}^\dagger g' Y B^\mu \partial_\mu \tilde{H}. \end{aligned} \quad (\text{C.1.1})$$

Aquí  $\ell_i$  son los dobletes leptónicos de  $SU(2)$ ,  $e_i$  los singuletes leptónicos de  $SU(2)$  de hipercarga  $-1$ ,  $N_\alpha$  los neutrinos pesados de Majorana (singuletes de  $SU(2)$  y  $U(1)_Y$ ),  $Q_3$  y  $t$  son el doblete y el singulete up de  $SU(2)$  de la tercera generación de quarks,  $H = (H^+, H^0)^T$  es el campo de Higgs ( $\tilde{H} = i\tau_2 H^*$ ),  $W_a$  son los bosones de gauge de  $SU(2)$  y  $B$  es el bosón de gauge de  $U(1)_Y$ . Además  $\tau_a$  son las matrices de Pauli e  $Y$  es la hipercarga. Debe sumarse sobre índices repetidos:  $i = e, \mu, \tau$  y  $\alpha = 1, 2, 3$  indican la familia,  $a = 1, 2, 3$  el generador de  $SU(2)$  y  $\mu = 0, \dots, 3$  es un índice de Lorentz. Se está trabajando en las bases de autoestados de masa de los neutrinos pesados, leptones cargados y quarks.

En lo que sigue  $m_X$  denota la masa de la partícula  $X$ ,  $M_\alpha$  la masa del neutrino pesado  $N_\alpha$  y  $M$  la masa del neutrino pesado más liviano ( $N_1$ ). Además conviene definir las cantidades adimensionales

$$x \equiv \frac{s}{M^2}, \quad a_i \equiv \frac{M_i^2}{M^2}, \quad a_X \equiv \frac{m_X^2}{M^2}. \quad (\text{C.1.2})$$

## C.2. Algunas propiedades

A continuación se listan algunas propiedades útiles en el cálculo de las secciones eficaces.

- Suma sobre espines [91]:

$$\begin{aligned} \sum_{r=1}^2 \sum_{s=1}^2 |\bar{u}_s(\vec{p}') \Gamma u_r(\vec{p})|^2 &= \text{Tr} \left[ \Lambda^+(\vec{p}') \Gamma \Lambda^+(\vec{p}) \tilde{\Gamma} \right], \\ \sum_{r=1}^2 \sum_{s=1}^2 |\bar{v}_s(\vec{p}') \Gamma v_r(\vec{p})|^2 &= \text{Tr} \left[ (-\Lambda^-(\vec{p}')) \Gamma (-\Lambda^-(\vec{p})) \tilde{\Gamma} \right], \\ \sum_{r=1}^2 \sum_{s=1}^2 |\bar{u}_s(\vec{p}') \Gamma v_r(\vec{p})|^2 &= \text{Tr} \left[ \Lambda^+(\vec{p}') \Gamma (-\Lambda^-(\vec{p})) \tilde{\Gamma} \right], \\ \sum_{r=1}^2 \sum_{s=1}^2 |\bar{v}_s(\vec{p}') \Gamma u_r(\vec{p})|^2 &= \text{Tr} \left[ -(\Lambda^-(\vec{p}')) \Gamma \Lambda^+(\vec{p}) \tilde{\Gamma} \right]. \end{aligned}$$

Aquí  $\Gamma$  es una matriz cualquiera de  $4 \times 4$  construida con las matrices de Dirac,  $\tilde{\Gamma} \equiv \gamma^0 \Gamma^\dagger \gamma^0$  y  $\Lambda^+$ ,  $\Lambda^-$  son los proyectores de energía positiva y negativa respectivamente:

$$\begin{aligned} \Lambda^+(\vec{p}) &= \sum_{r=1}^2 u_{r\alpha}(\vec{p}) \bar{u}_{r\beta}(\vec{p}) = \left( \frac{\not{p} + m}{2m} \right)_{\alpha\beta}, \\ \Lambda^-(\vec{p}) &= - \sum_{r=1}^2 v_{r\alpha}(\vec{p}) \bar{v}_{r\beta}(\vec{p}) = - \left( \frac{\not{p} - m}{2m} \right)_{\alpha\beta}, \end{aligned}$$

con  $m = p^2$ . En particular, para los proyectores de quiralidad izquierda y derecha,  $P_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)$  y  $P_R = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)$  (con  $\gamma^5 \equiv i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$ ), se tiene que

$$\sum_{r=1}^2 \sum_{s=1}^2 |\bar{w}'_s(\vec{p}') P_{L,R} w_r(\vec{p})|^2 = \frac{1}{2} \frac{1}{mm'} (pp'),$$

donde  $w$  y  $w'$  pueden ser  $u$  o  $v$ .

- Suma sobre polarizaciones [91]:

Supongamos que tenemos dos amplitudes de Feynman,  $\mathcal{M}^{1,2}$ , que involucran un fotón externo. En general se tendrá que

$$\mathcal{M}_r^{1,2}(\vec{k}) = \epsilon_r^\alpha(\vec{k}) \mathcal{M}_\alpha^{1,2}(\vec{k}),$$

donde  $\epsilon_r(\vec{k})$  es un vector de polarización, el subíndice  $r$  es para describir estados de polarización independientes y las amplitudes vectoriales  $\mathcal{M}_\alpha^{1,2}(\vec{k})$  son independientes de los vectores de polarización. Si  $\mathcal{M}^{1,2}$  son invariantes de gauge entonces  $k^\alpha \mathcal{M}_\alpha^{1,2} = 0$ , a partir de lo cual puede mostrarse que

$$\sum_r \mathcal{M}_r^1(\vec{k}) \mathcal{M}_r^{2*}(\vec{k}) = -\mathcal{M}^{1\alpha}(\vec{k}) \mathcal{M}_\alpha^{2*}(\vec{k}).$$



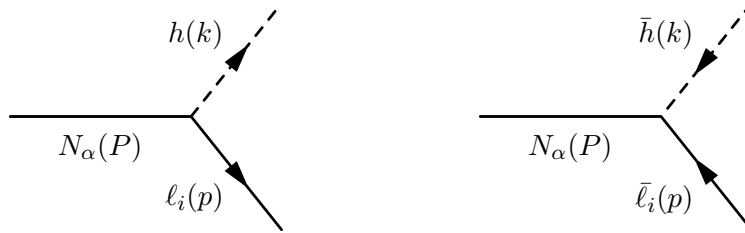
- Propiedades de la conjugación de carga:

$$\begin{aligned}
C^\dagger &= C^{-1} , \\
C^T &= -C , \\
C^{-1}\Gamma_i C &= \eta_i \Gamma_i^T \quad \text{con} \quad \begin{cases} \eta_i = +1 & \text{para } \Gamma_i = I, i\gamma_5, \gamma_\mu\gamma_5 , \\ \eta_i = -1 & \text{para } \Gamma_i = \gamma_\mu, \sigma_{\mu\nu} \equiv \frac{1}{2}i[\gamma_\mu, \gamma_\nu] , \end{cases} \\
C\bar{v}_s^T(\vec{p}) &= u_s(\vec{p}) , & C\bar{u}_s^T(\vec{p}) &= v_s(\vec{p}) , \\
\bar{v}_s(\vec{p})C &= -u_s^T(\vec{p}) , & \bar{u}_s(\vec{p})C &= -v_s^T(\vec{p}) .
\end{aligned}$$

### C.3. Las secciones eficaces

Las secciones eficaces reducidas que se dan a continuación se han obtenido sumando sobre los espines y polarizaciones de las partículas iniciales y finales, pero no incluyen la suma sobre los grados de libertad de gauge (esta suma da un factor adicional que se indica aparte).

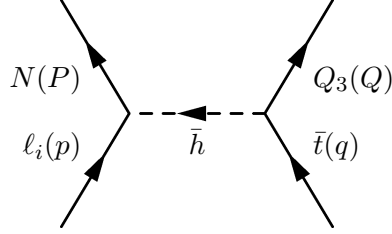
1.  $N_\alpha \rightarrow \ell_i, h$ ;  $N_\alpha \rightarrow \bar{\ell}_i, \bar{h}$ :



$$\Gamma_{N_\alpha, i} = \frac{1}{8\pi} |h_{i\alpha}|^2 M_\alpha . \quad (\text{C.3.1})$$

El ancho de decaimiento dado se obtiene sumando sobre los grados de libertad de gauge y sobre los dos modos de decaimiento ilustrados en la figura y promediando sobre los dos grados de libertad del neutrino  $N_\alpha$ .

2.  $\ell_i, N \rightarrow Q_3, \bar{t}$ :

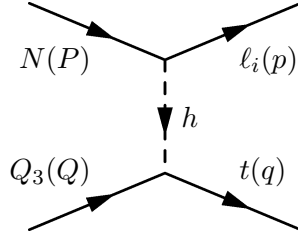


$$\sum_{\text{espines}} |\mathcal{M}|^2 = |h_{i1}|^2 |y_t|^2 \frac{1}{M m_{\ell_i} m_Q m_t} \frac{1}{4} (qQ)(pP) \frac{1}{(p+P)^4},$$

$$\hat{\sigma}(s) = \frac{1}{8\pi} |h_{i1}|^2 |y_t|^2 \left(1 - \frac{M^2}{s}\right)^2. \quad (\text{C.3.2})$$

La suma sobre los grados de libertad de gauge da un factor adicional 6.

3.  $N, Q_3 \rightarrow \ell_i, t$ :



$$\sum_{\text{espines}} |\mathcal{M}|^2 = |h_{i1}|^2 |y_t|^2 \frac{1}{M m_{\ell_i} m_Q m_t} \frac{1}{4} (qQ)(pP) \frac{1}{(p-P)^4},$$

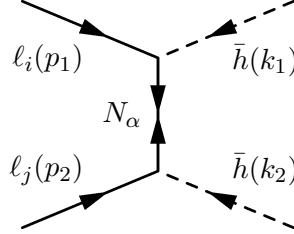
$$\hat{\sigma}(s) = \frac{1}{8\pi} |h_{i1}|^2 |y_t|^2 \left[ \frac{M^2}{s} \ln \left( \frac{(s-M^2)/2 + m_H^2}{m_H^2} \right) + \frac{s-M^2}{s} \right]. \quad (\text{C.3.3})$$

La cantidad  $m_H^2$  aparece como un regulador de la divergencia infrarroja y puede interpretarse como la masa térmica del Higgs. La suma sobre los grados de libertad de gauge da un factor 6.

La sección eficaz para el proceso  $N, \bar{t} \rightarrow \ell_i, \bar{Q}_3$  es la misma, mientras que el elemento de matriz se obtiene usando la simetría de cruzado (que llamaremos “crossing symmetry” de ahora en adelante):

$$\mathcal{M}(N(P), \bar{t}(q) \rightarrow \ell_i(p), \bar{Q}_3(Q)) = \mathcal{M}(N(P), Q_3(-Q) \rightarrow \ell_i(p), t(-q)).$$

4.  $\ell_i, \ell_j \rightarrow \bar{h}, \bar{h}$ :



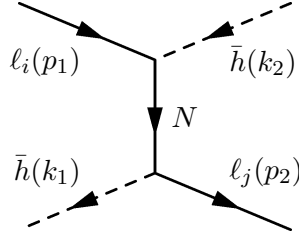
En realidad aquí hay dos secciones eficaces diferentes, dependiendo de los grados de libertad de gauge involucrados en el proceso. Si  $\ell_i$  y  $\ell_j$  tienen la misma carga eléctrica, entonces los canales  $t$  y  $u$  contribuyen a este proceso, por lo cual llamaremos  $\mathcal{M}_{tu}$  y  $\sigma_{tu}$  a la amplitud y sección eficaz correspondiente. En cambio, si  $\ell_i$  y  $\ell_j$  tienen distinta carga, sólo el canal  $t$  contribuye y denominaremos  $\mathcal{M}_t$  y  $\sigma_t$  a la amplitud y la sección eficaz.

$$\begin{aligned}
\sum_{\text{espines}} |\mathcal{M}_t|^2 &= \frac{p_1 p_2}{m_{\ell_i} m_{\ell_j}} \sum_{\alpha} \sum_{\beta} h_{i\alpha} h_{j\alpha} h_{i\beta}^* h_{j\beta}^* \frac{M_{\alpha}}{(p_1 - k_1)^2 - M_{\alpha}^2} \frac{M_{\beta}}{(p_1 - k_1)^2 - M_{\beta}^2}, \\
\sum_{\text{espines}} |\mathcal{M}_{tu}|^2 &= \frac{p_1 p_2}{m_{\ell_i} m_{\ell_j}} \sum_{\alpha} \sum_{\beta} h_{i\alpha} h_{j\alpha} h_{i\beta}^* h_{j\beta}^* \left( \frac{M_{\alpha}}{(p_1 - k_1)^2 - M_{\alpha}^2} + \right. \\
&\quad \left. \frac{M_{\alpha}}{(p_1 - k_2)^2 - M_{\alpha}^2} \right) \left( \frac{M_{\beta}}{(p_1 - k_1)^2 - M_{\beta}^2} + \frac{M_{\beta}}{(p_1 - k_2)^2 - M_{\beta}^2} \right), \\
\hat{\sigma}_t &= \frac{1}{4\pi} \sum_{\alpha} \sum_{\beta} h_{i\alpha} h_{j\alpha} h_{i\beta}^* h_{j\beta}^* \sqrt{a_{\alpha}} \sqrt{a_{\beta}} \frac{1}{a_{\alpha} - a_{\beta}} \ln \left[ \frac{a_{\alpha}}{a_{\beta}} \frac{x + a_{\beta}}{x + a_{\alpha}} \right], \\
\hat{\sigma}_{tu} &= \frac{1}{2} \frac{1}{2\pi} \sum_{\alpha} \sum_{\beta} h_{i\alpha} h_{j\alpha} h_{i\beta}^* h_{j\beta}^* \sqrt{a_{\alpha}} \sqrt{a_{\beta}} \left\{ \frac{1}{a_{\alpha} - a_{\beta}} \ln \left[ \frac{a_{\alpha}}{a_{\beta}} \frac{x + a_{\beta}}{x + a_{\alpha}} \right] + \right. \\
&\quad \left. \frac{1}{x + a_{\alpha} + a_{\beta}} \ln \left[ \frac{(x + a_{\alpha})(x + a_{\beta})}{a_{\alpha} a_{\beta}} \right] \right\}.
\end{aligned} \tag{C.3.4}$$

Para  $\alpha = \beta$  el factor  $\frac{1}{a_{\alpha} - a_{\beta}} \ln \left[ \frac{a_{\alpha}}{a_{\beta}} \frac{x + a_{\beta}}{x + a_{\alpha}} \right]$  debe reemplazarse por su límite cuando  $a_{\alpha} \rightarrow a_{\beta}$ , el cual es igual a  $\frac{x}{a_{\alpha}(x + a_{\alpha})}$ .

El factor  $1/2$  que aparece en  $\hat{\sigma}_{tu}$  se debe a que las dos partículas finales son idénticas.

5.  $\ell_i, \bar{h} \rightarrow \ell_j \bar{h}$  :



$$\sum_{\text{espines}} |\mathcal{M}|^2 = \frac{(k_1 p_1)(k_1 p_2)}{m_1 m_2} \sum_{\alpha, \beta} h_{i\alpha} h_{j\alpha}^* h_{i\beta}^* h_{j\beta} \frac{1}{(p_1 - k_2)^2 - M_\alpha^2} \frac{1}{(p_1 - k_2)^2 - M_\beta^2},$$

$$\hat{\sigma}(s) = \frac{1}{8\pi} \sum_{\substack{\alpha, \beta \\ \alpha \neq \beta}} h_{i\alpha} h_{j\alpha}^* h_{i\beta}^* h_{j\beta} \frac{1}{a_\alpha - a_\beta} \left\{ a_\alpha \ln \frac{x + a_\alpha}{a_\alpha} - a_\beta \ln \frac{x + a_\beta}{a_\beta} \right\} +$$

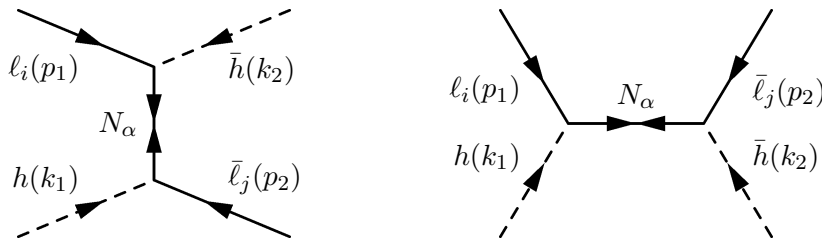
$$\frac{1}{8\pi} \sum_{\substack{\alpha, \beta \\ \alpha = \beta}} h_{i\alpha} h_{j\alpha}^* h_{i\beta}^* h_{j\beta} \left\{ \ln \frac{x + a_\alpha}{a_\alpha} - \frac{x}{x + a_\alpha} \right\}.$$

(C.3.5)

La suma sobre los grados de libertad de gauge da un factor 4.

6.  $\ell_i, h \rightarrow \bar{\ell}_j, \bar{h}$  :

Dependiendo de cuales son las componentes de  $SU(2)$  de las distintas partículas que están en juego, se puede tener: (i) sólo contribución del canal  $s$ , (ii) sólo contribución del canal  $t$ , (iii) contribución del canal  $s$  y  $t$ . En lo que sigue supondremos que estamos en el caso (iii), que es el más complejo.



$$\sum_{\text{espines}} |\mathcal{M}|^2 = \frac{1}{2} \frac{p_1 p_2}{m_{\ell_i} m_{\ell_j}} \sum_{\alpha} \sum_{\beta} h_{i\alpha} h_{j\alpha} h_{i\beta}^* h_{j\beta}^* M_\alpha M_\beta [D_\alpha((p_1 - k_2)^2) + D_\alpha(s)]$$

$$[D_\beta^*((p_1 - k_2)^2) + D_\beta^*(s)],$$

$$\begin{aligned}
\hat{\sigma}(s) = & \frac{1}{32\pi} s \sum_{\alpha,\beta} \text{Re} [h_{i\alpha} h_{j\alpha} h_{i\beta}^* h_{j\beta}^*] M_\alpha M_\beta \\
& \left\{ 2 |D_\alpha(s)|^2 |D_\beta(s)|^2 [(s - M_\alpha^2)(s - M_\beta^2) + M_\alpha M_\beta \Gamma_{N_\alpha} \Gamma_{N_\beta}] + \right. \\
& \frac{4}{s^2} \frac{1}{a_\alpha - a_\beta} \left[ (x + a_\alpha) \ln \left( \frac{a_\alpha}{x + a_\alpha} \right) - (x + a_\beta) \ln \left( \frac{a_\beta}{x + a_\beta} \right) \right] + \\
& \frac{4}{s} \text{Re} [D_\beta(s)] \left[ 1 + \frac{x + a_\alpha}{x} \ln \left( \frac{a_\alpha}{x + a_\alpha} \right) \right] + \\
& \left. \frac{4}{s} \text{Re} [D_\alpha(s)] \left[ 1 + \frac{x + a_\beta}{x} \ln \left( \frac{a_\beta}{x + a_\beta} \right) \right] \right\} - \tag{C.3.6} \\
& \frac{1}{32\pi} s \sum_{\alpha,\beta} \text{Im} [h_{i\alpha} h_{j\alpha} h_{i\beta}^* h_{j\beta}^*] M_\alpha M_\beta \\
& \left\{ 2 |D_\alpha(s)|^2 |D_\beta(s)|^2 [(s - M_\alpha^2) M_\beta \Gamma_{N_\beta} - (s - M_\beta^2) M_\alpha \Gamma_{N_\alpha}] + \right. \\
& \frac{4}{s} \text{Im} [D_\beta^*(s)] \left[ 1 + \frac{x + a_\alpha}{x} \ln \left( \frac{a_\alpha}{x + a_\alpha} \right) \right] + \\
& \left. \frac{4}{s} \text{Im} [D_\alpha(s)] \left[ 1 + \frac{x + a_\beta}{x} \ln \left( \frac{a_\beta}{x + a_\beta} \right) \right] \right\}.
\end{aligned}$$

Se ha definido  $D_\xi(x) \equiv \frac{1}{x - M_\xi^2 + i M_\xi \Gamma_{N_\xi}}$ , con  $\Gamma_{N_\xi}$  el ancho de decaimiento del neutrino pesado  $N_\xi$ . Para  $\alpha = \beta$  el término que contiene el factor  $\frac{4}{s^2}$  debe reemplazarse por su límite cuando  $a_\alpha \rightarrow a_\beta$ , el cual es igual a  $\frac{4}{s^2} \left[ \frac{x}{a_\alpha} + \ln \left( \frac{a_\alpha}{x + a_\alpha} \right) \right]$ .

La suma sobre grados de libertad de gauge para el caso (iii) es 2.

La sección eficaz reducida con la correcta substracción de la contribución en capa de masa de los neutrinos pesados mediadores ( $\hat{\sigma}'$ ), se obtiene reemplazando los términos

$$\begin{aligned}
& \frac{1}{32\pi} s \sum_{\substack{\alpha,\beta \\ \alpha=\beta}} \text{Re} [h_{i\alpha} h_{j\alpha} h_{i\beta}^* h_{j\beta}^*] M_\alpha M_\beta 2 |D_\alpha(s)|^2 |D_\beta(s)|^2 [(s - M_\alpha^2)(s - M_\beta^2) + \\
& M_\alpha M_\beta \Gamma_{N_\alpha} \Gamma_{N_\beta}] = \frac{1}{32\pi} s \sum_{\alpha} |h_{i\alpha} h_{j\alpha}|^2 M_\alpha^2 2 |D_\alpha(s)|^2
\end{aligned}$$

por

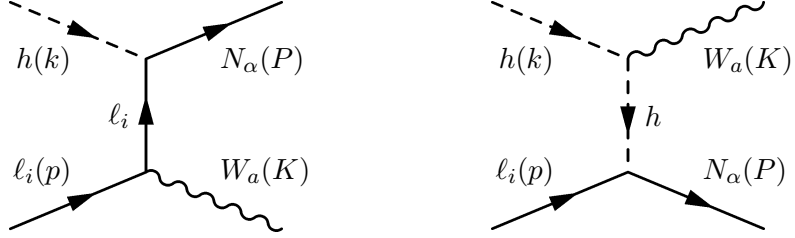
$$\frac{1}{32\pi} s \sum_{\alpha} |h_{i\alpha} h_{j\alpha}|^2 M_\alpha^2 2 |D_\alpha(s)|^{2 \text{ sub}},$$

donde

$$|D_\alpha(s)|^{2 \text{ sub}} \equiv |D_\alpha(s)|^2 - \frac{\pi}{M_\alpha \Gamma_{N_\alpha}} \delta(s - M_\alpha^2).$$

Para una discusión más detallada sobre como abstraer correctamente la contribución en capa de masa ver [51].

7.  $h, \ell \rightarrow N_\alpha, W$  :



$$\sum_{\substack{\text{espines} \\ \text{polarizaciones}}} |\mathcal{M}|^2 = |h_{i\alpha}|^2 \frac{g^2}{4} |(\tau^a)_{\epsilon\rho}|^2 \frac{1}{8M_\alpha m_{\ell_i}} \left\{ -\frac{8M_\alpha^2 s}{s - M_\alpha^2} \frac{1}{(p - P)^2 - m_H^2} + \frac{4(s^2 + M_\alpha^4)}{s - M_\alpha^2} \frac{1}{(p - P)^2 + s - M_\alpha^2 - m_W^2 - m_H^2} \right\}, \quad (\text{C.3.7})$$

$$\hat{\sigma}_{SU(2)}(s) = \frac{1}{16\pi} |(\tau^a)_{\epsilon\rho}|^2 |h_{i\alpha}|^2 g^2 \frac{1}{x} \frac{1}{x - a_\alpha} [F(t_+/M^2) - F(t_-/M^2)],$$

con

$$F(t) \equiv (x^2 + a_\alpha^2) \ln(t + x - a_\alpha - a_W - a_H) - 2a_\alpha x \ln(t - a_H)$$

y  $t_\pm$  los valores extremos de la variable de Mandelstam  $t \equiv (P_1 - P_3)^2$  en un proceso  $12 \rightarrow 34$ :

$$t_\pm = \frac{(m_1^2 - m_2^2 - m_3^2 + m_4^2)^2}{4s} - \left( \sqrt{\frac{(s + m_1^2 - m_2^2)^2}{4s} - m_1^2} \mp \sqrt{\frac{(s + m_3^2 - m_4^2)^2}{4s} - m_3^2} \right)^2.$$

Para el proceso anterior  $t = (p - P)^2$ . Además  $\rho$  y  $\epsilon$  denotan las componentes  $SU(2)$  del leptón  $\ell_i$  externo y virtual respectivamente. La suma sobre todos los grados de libertad

de gauge es  $\sum_{a=1}^3 \sum_{\epsilon, \rho=1}^2 |(\tau^a)_{\epsilon\rho}|^2 = 6$ .

Si  $W$  es el bosón de gauge asociado a la simetría  $U(1)_Y$ , la sección eficaz reducida ( $\hat{\sigma}_{U(1)_Y}$ ) se obtiene reemplazando  $|\frac{1}{2}g(\tau^a)_{\epsilon\rho}|^2$  por  $|g'Y|^2$  en la expresión para  $\hat{\sigma}_{SU(2)}$ . La suma sobre grados de libertad de gauge será  $2 \times g'^2 \times (\frac{1}{2})^2 = \frac{g'^2}{2}$ .

# Apéndice D

## Ecuaciones de Boltzmann

En el capítulo 2 introdujimos las ecuaciones de transporte de Boltzmann para la leptogénesis y discutimos diversos aspectos. Lo que ha quedado pendiente es una derivación detallada de la contribución de los procesos más relevantes a estas ecuaciones. Ese es el propósito de este apéndice. Como ya indicamos en aquel capítulo, supondremos que las partículas obedecen la estadística clásica de Maxwell-Boltzmann<sup>1</sup> y trataremos únicamente el caso de neutrinos pesados jerárquicos, de forma tal que en cada momento hay a lo sumo neutrinos pesados de una sola familia viviendo en el universo. Se considerarán todos los procesos que involucran 3 ó 4 partículas, mientras que los únicos términos correspondientes a procesos con más de 4 partículas que se tendrán en cuenta son aquellos necesarios para que se cumpla la condición de no generación de asimetría en equilibrio térmico. También debemos tener presente que siempre se trabajará a orden lineal en las asimetrías CP y de densidad de materia.

Los procesos que involucran bosones de gauge o los que violan el número leptónico en dos unidades (y no son requeridos por consideraciones de unitariedad) no se tuvieron en cuenta en la resolución numérica de las ecuaciones en los capítulos 3, 4 y 5. De todas formas vamos a estudiarlos aquí, ya que obtener su contribución a las ecuaciones de evolución constituye el primer paso para su inclusión en futuros trabajos.

### D.1. Notación

Por comodidad resumiremos la notación que fuimos introduciendo en los distintos capítulos:

- $\bar{a}$  = conjugado CP de  $a$ .
- $Y_a = \frac{n_a}{s}$ ,  $Y_a^{eq} = \frac{n_a^{eq}}{s}$  (donde “eq” denota “en equilibrio”).
- $Y_{\delta a} = \frac{n_a - n_{\bar{a}}}{s}$ , donde  $a$  representa un sólo grado de libertad de una especie de partículas.

---

<sup>1</sup>Las funciones distribución en el espacio de fases serán de Maxwell-Boltzmann, pero al calcular el número de interacciones por unidad de tiempo y volumen para un proceso dado, se pondrá el factor 1/2 correspondiente a cada par de partículas idénticas iniciales o finales.

- $y_a = \frac{Y_{\delta a}}{Y_a^{eq}}$ .
- $[a, b, \dots \leftrightarrow i, j, \dots] = \frac{n_a}{n_a^{eq}} \frac{n_b}{n_b^{eq}} \gamma^{eq}(a, b, \dots \rightarrow i, j, \dots) - \frac{n_i}{n_i^{eq}} \frac{n_j}{n_j^{eq}} \gamma^{eq}(i, j, \dots \rightarrow a, b, \dots)$ .
- $(a, b, \dots \leftrightarrow i, j, \dots) \equiv [a, b, \dots \leftrightarrow i, j, \dots] - [\bar{a}, \bar{b}, \dots \leftrightarrow \bar{i}, \bar{j}, \dots]$ .
- A menudo se omitirá el supraíndice  $eq$  en  $\gamma^{eq}(a, b, \dots \rightarrow i, j, \dots)$ , por lo cual  $\gamma(a, b, \dots \rightarrow i, j, \dots)$  también denotará el número de interacciones por unidad de tiempo y volumen para partículas en equilibrio térmico, a menos que se indique otra cosa.
- $\Delta\gamma(a, b \rightarrow i, j) = \gamma(a, b \rightarrow i, j) - \gamma(\bar{a}, \bar{b} \rightarrow \bar{i}, \bar{j})$ .
- $\gamma^{arb}(a, b, \dots \rightarrow i, j, \dots)$  es el número de interacciones por unidad de tiempo y volumen considerando sólo el nivel árbol en la amplitud de transición correspondiente.
- $\gamma'$  = parte fuera de capa de masa de  $\gamma$ .
- $[a, b, \dots \leftrightarrow i, j, \dots]' = \frac{n_a}{n_a^{eq}} \frac{n_b}{n_b^{eq}} \gamma'^{eq}(a, b, \dots \rightarrow i, j, \dots) - \frac{n_i}{n_i^{eq}} \frac{n_j}{n_j^{eq}} \gamma'^{eq}(i, j, \dots \rightarrow a, b, \dots)$ .
- $Y_{\Delta_k} = Y_B/3 - Y_{L_k}$ , con  $Y_B$  la asimetría bariónica total e  $Y_{L_k}$  la asimetría leptónica total en el sabor  $k$ , es decir  $Y_{L_k} = 2Y_{\ell_k} + Y_{e_k}$ , con  $Y_{\ell_k}$  la asimetría para un sólo grado de libertad del doblete de  $SU(2)$  correspondiente y  $e_k$  denota al leptón derecho cargado de la familia  $k$ .
- $K_i = |\langle \ell_i | \ell_d \rangle|^2$ , es decir  $K_i$  es el cuadrado de la proyección del leptón en el cual decae  $N(\ell_d)$  en el autoestado de sabor  $\ell_i$  (ver capítulo 4 y tener presente que aquí omitiremos el subíndice "1" de  $N_1$  y  $\ell_{d_1}$ ).
- $\bar{K}_i = |\langle \bar{\ell}_i | \bar{\ell}'_d \rangle|^2$ , donde  $\bar{\ell}'_d$  es el antileptón en el cual  $N$  decae.
- $K_i^0$  es  $K_i$  a nivel árbol.
- $\Delta K_i = K_i - \bar{K}_i$ .

## D.2. Algunas Propiedades

Las siguientes son algunas propiedades que usaremos al derivar las contribuciones de los procesos a las ecuaciones de transporte.

(a) Puede mostrarse que:

$$\boxed{Y_a(t)Y_b(t) - Y_{\bar{a}}(t)Y_{\bar{b}}(t) = Y_a^{eq}(t)Y_{\delta b}(t) + Y_b^{eq}(t)Y_{\delta a}(t) + O(\Delta Y^2)}, \quad (D.2.1)$$

donde  $t$  es el tiempo comóvil,  $Y_d^{eq}(t) \equiv Y_d^{eq}(\mu_d = 0, T = T(t))$ ,  $\mu_d$  es el potencial químico de la partícula  $d$  ( $d = a$  o  $b$ ) y definimos las cantidades  $\Delta Y = \Delta Y_d$  o  $\Delta Y_{\bar{d}}$  a través de los desarrollos

$$\begin{aligned} Y_d(t) &= Y_d^{eq}(t) + \Delta Y_d(t), \\ Y_{\bar{d}}(t) &= Y_{\bar{d}}^{eq}(t) + \Delta Y_{\bar{d}}(t). \end{aligned}$$



En la derivación de la ecuación hemos usado la igualdad  $Y_{\delta d} = \Delta Y_d - \Delta Y_{\bar{d}}$ .

- (b) Es de esperar que la violación de  $CP$  sea pequeña y que todas las partículas exceptuando  $N$  tengan densidades que se aparten muy poco del equilibrio, esto justifica trabajar a orden lineal en las asimetrías:

$$(a b \leftrightarrow i j) = \gamma^{arb}(a b \rightarrow i j)[y_a + y_b - y_i - y_j] + 2\Delta\gamma(a b \rightarrow i j) + O(\Delta Y^2 + \Delta Y \cdot (\gamma - \gamma^{arb})) . \quad (\text{D.2.2})$$

- (c) •  $\gamma^{arb}(a b \rightarrow i j) = \gamma^{arb}(\bar{a} \bar{b} \rightarrow \bar{i} \bar{j}) = \gamma^{arb}(i j \rightarrow a b) = \gamma^{arb}(\bar{i} \bar{j} \rightarrow \bar{a} \bar{b})$  .  
 •  $\gamma^{eq}(a b \rightarrow i j) \stackrel{(\text{por } CP T)}{=} \gamma^{eq}(\bar{i} \bar{j} \rightarrow \bar{a} \bar{b})$  .

### D.3. Los procesos

En la sección 2.6 obtuvimos la forma que adquieren las ecuaciones de transporte para la leptogénesis. Vimos que, como los esfalerones no cambian  $Y_{\Delta_k}$  y no hay otros procesos que violan número bariónico, la ecuación de Boltzmann para la evolución de  $Y_{\Delta_k}$  puede escribirse

$$z H s \frac{dY_{\Delta_k}}{dz} = \sum_{\substack{\text{todos los} \\ \text{procesos}}} \Delta L_k [i \leftrightarrow f] = \sum_{\Delta L_k > 0} \Delta L_k (i \leftrightarrow f), \quad (\text{D.3.1})$$

donde  $i$  y  $f$  representan estados iniciales y finales respectivamente. La cantidad  $\Delta L_k = L_k(i) - L_k(f)$  es la diferencia entre los números leptónicos de los estados inicial y final.

En lo que sigue se estudiarán los aportes a esta ecuación de los distintos procesos que ocurrían durante la leptogénesis. Con respecto a los términos que violan  $CP$ , es decir que involucran cantidades tipo  $\Delta\gamma(i \rightarrow f)$ , tendremos cuidado de separar la parte que se anula cuando todas las densidades son las de equilibrio de la parte que no se anula. Cuando sumemos las contribuciones de todas las interacciones sabemos que los términos que no se anulan en equilibrio deben cancelarse entre sí.

#### D.3.1. Decaimiento de $N$

Se considerará el decaimiento de  $N$  en dos y tres partículas:

$$\begin{aligned} & (\ell_i h \leftrightarrow N) \\ &= \frac{Y_{\ell_i}}{Y_{\ell_i}^{eq}} \frac{Y_h}{Y_h^{eq}} \gamma(\ell_i h \rightarrow N) - \frac{Y_N}{Y_N^{eq}} \gamma(N \rightarrow \ell_i h) - \frac{Y_{\bar{\ell}_i}}{Y_{\bar{\ell}_i}^{eq}} \frac{Y_{\bar{h}}}{Y_{\bar{h}}^{eq}} \gamma(\bar{\ell}_i \bar{h} \rightarrow N) \\ & \quad + \frac{Y_N}{Y_N^{eq}} \gamma(N \rightarrow \bar{\ell}_i \bar{h}) \\ &= K_i^0 \frac{\gamma_D}{2} [y_{\ell_i} + y_h] - \left( \frac{Y_N}{Y_N^{eq}} - 1 \right) \Delta\gamma(N \rightarrow \ell_i h) - 2\Delta\gamma(N \rightarrow \ell_i h), \end{aligned} \quad (\text{D.3.2})$$

donde  $\gamma_D \equiv \gamma^{arb}(N \rightarrow \ell_d h) + \gamma^{arb}(N \rightarrow \bar{\ell}'_d \bar{h})$ .

$$\begin{aligned}
& (\ell_i t \bar{Q}_3 \leftrightarrow N) \\
&= \gamma^{arb}(N \rightarrow \ell_i t \bar{Q}_3) [y_{\ell_i} + y_t - y_{Q_3}] - \left( \frac{Y_N}{Y_N^{eq}} - 1 \right) \Delta\gamma(N \rightarrow \ell_i t \bar{Q}_3) \\
&\quad - 2\Delta\gamma(N \rightarrow \ell_i t \bar{Q}_3).
\end{aligned} \tag{D.3.3}$$

### D.3.2. Intercambio de $H$ en el canal $s$ ( $\Delta L = 1$ )

Respecto a las interacciones entre leptones y quarks mediadas por el Higgs, las únicas relevantes son las que involucran al top, ya que el correspondiente acoplamiento de Yukawa es aproximadamente 40 veces más grande que el que le sigue en magnitud (el del bottom). Ahora trataremos con el proceso mediado por un Higgs en el canal  $s$  y luego con las dos posibilidades de intercambiar al Higgs en el canal  $t$ .

$$\begin{aligned}
& (N \ell_i \leftrightarrow Q_3 \bar{t}) \\
&= \frac{Y_N}{Y_N^{eq}} \frac{Y_{\ell_i}}{Y_{\ell_i}^{eq}} \gamma(N \ell_i \rightarrow Q_3 \bar{t}) - \frac{Y_{Q_3}}{Y_{Q_3}^{eq}} \frac{Y_{\bar{t}}}{Y_{\bar{t}}^{eq}} \gamma(Q_3 \bar{t} \rightarrow N \ell_i) - \frac{Y_N}{Y_N^{eq}} \frac{Y_{\bar{\ell}_i}}{Y_{\bar{\ell}_i}^{eq}} \gamma(N \bar{\ell}_i \rightarrow \bar{Q}_3 t) \\
&\quad + \frac{Y_{\bar{Q}_3}}{Y_{\bar{Q}_3}^{eq}} \frac{Y_t}{Y_t^{eq}} \gamma(\bar{Q}_3 t \rightarrow N \bar{\ell}_i) \\
&= \gamma^{arb}(N \ell_i \rightarrow Q_3 \bar{t}) \left[ \frac{Y_N}{Y_N^{eq}} y_{\ell_i} - (y_{Q_3} - y_t) \right] + \frac{Y_N}{Y_N^{eq}} \Delta\gamma(N \ell_i \rightarrow Q_3 \bar{t}) \\
&\quad + \Delta\gamma(N \ell_i \rightarrow Q_3 \bar{t}) \\
&= K_i^0 \gamma_{Ss} \left[ \frac{Y_N}{Y_N^{eq}} y_{\ell_i} - (y_{Q_3} - y_t) \right] + \left( \frac{Y_N}{Y_N^{eq}} - 1 \right) \Delta\gamma(N \ell_i \rightarrow Q_3 \bar{t}) \\
&\quad + 2\Delta\gamma(N \ell_i \rightarrow Q_3 \bar{t}),
\end{aligned} \tag{D.3.4}$$

donde  $\gamma_{Ss} \equiv \gamma^{arb}(N \ell_d \rightarrow Q_3 \bar{t})$ .

### D.3.3. Intercambio de $H$ en el canal $t$ ( $\Delta L = 1$ )

Hay dos contribuciones:

$$\begin{aligned}
& (\ell_i \bar{Q}_3 \leftrightarrow N \bar{t}) \\
&= \frac{Y_{\ell_i}}{Y_{\ell_i}^{eq}} \frac{Y_{\bar{Q}_3}}{Y_{\bar{Q}_3}^{eq}} \gamma(\ell_i \bar{Q}_3 \rightarrow N \bar{t}) - \frac{Y_N}{Y_N^{eq}} \frac{Y_{\bar{t}}}{Y_{\bar{t}}^{eq}} \gamma(N \bar{t} \rightarrow \ell_i \bar{Q}_3) - \frac{Y_{\bar{\ell}_i}}{Y_{\bar{\ell}_i}^{eq}} \frac{Y_{Q_3}}{Y_{Q_3}^{eq}} \gamma(\bar{\ell}_i Q_3 \rightarrow N t) \\
&\quad + \frac{Y_N}{Y_N^{eq}} \frac{Y_t}{Y_t^{eq}} \gamma(N t \rightarrow \bar{\ell}_i Q_3) \\
&= K_i^0 \gamma_{St} \left[ y_{\ell_i} - y_{Q_3} + \frac{Y_N}{Y_N^{eq}} y_t \right] + \left( \frac{Y_N}{Y_N^{eq}} - 1 \right) \Delta\gamma(\ell_i \bar{Q}_3 \rightarrow N \bar{t}) \\
&\quad + 2\Delta\gamma(\ell_i \bar{Q}_3 \rightarrow N \bar{t}),
\end{aligned} \tag{D.3.5}$$

$$\begin{aligned}
& (\ell_i t \leftrightarrow N Q_3) \\
&= \frac{Y_{\ell_i}}{Y_{\ell_i}^{eq}} \frac{Y_t}{Y_t^{eq}} \gamma(\ell_i t \rightarrow N Q_3) - \frac{Y_N}{Y_N^{eq}} \frac{Y_{Q_3}}{Y_{Q_3}^{eq}} \gamma(N Q_3 \rightarrow \ell_i t) - \frac{Y_{\bar{\ell}_i}}{Y_{\bar{\ell}_i}^{eq}} \frac{Y_{\bar{t}}}{Y_{\bar{t}}^{eq}} \gamma(\bar{\ell}_i \bar{t} \rightarrow N \bar{Q}_3) \\
&\quad + \frac{Y_N}{Y_N^{eq}} \frac{Y_{\bar{Q}_3}}{Y_{\bar{Q}_3}^{eq}} \gamma(N \bar{Q}_3 \rightarrow \bar{\ell}_i \bar{t}) \\
&= K_i^0 \gamma_{St} \left[ y_{\ell_i} + y_t - \frac{Y_N}{Y_N^{eq}} y_{Q_3} \right] + \left( \frac{Y_N}{Y_N^{eq}} - 1 \right) \Delta \gamma(\ell_i t \rightarrow N Q_3) \\
&\quad + 2 \Delta \gamma(\ell_i t \rightarrow N Q_3), \tag{D.3.6}
\end{aligned}$$

donde  $\gamma_{St} \equiv \gamma^{arb}(\ell_d \bar{Q}_3 \rightarrow N \bar{t}) = \gamma^{arb}(\ell_d t \rightarrow N Q_3)$ .

#### D.3.4. $LL \leftrightarrow \bar{H}\bar{H}$ : Intercambio de $N$ en los canales $t$ y $u$ ( $\Delta L = 2$ )

Este proceso tiene que analizarse con especial cuidado ya que puede haber partículas idénticas en el estado inicial o final. Cuando los dos bosones de Higgs son idénticos los canales  $t$  y  $u$  contribuyen a la interacción, mientras que sólo lo hace el canal  $t$  cuando los bosones de Higgs son distinguibles (tienen distinta hipercarga). Entonces hay dos densidades de interacciones distintas que se denotarán  $\gamma_{tu}$  y  $\gamma_t$  para los casos de bosones de Higgs idénticos y distinguibles respectivamente <sup>2</sup>.

Para comenzar notemos como es la relación entre las densidades de interacción que involucran a leptones de sabores específicos y a los autoestados de decaimiento. Por ejemplo, se tiene que

$$\gamma_t^{arb}(\ell_i^- \ell_j^{\circ} \rightarrow h^- \bar{h}^{\circ}) = K_i^0 K_j^0 \gamma_t^{arb}(\ell_d \ell_d \rightarrow \bar{h} \bar{h}), \tag{D.3.7}$$

donde los supraíndices “-” y “o” indican las componentes de carga eléctrica negativa y neutra respectivamente (tanto de  $\ell$  como de  $h$ ). En la definición de las densidades de interacción de esta sección no se incluye ninguna suma sobre los grados de libertad de gauge de  $\ell_d$  o  $\bar{h}$ ; por ejemplo  $\gamma_{tu}^{arb}(\ell_d^- \ell_d^- \rightarrow h^- h^-) = \gamma_{tu}^{arb}(\ell_d^{\circ} \ell_d^{\circ} \rightarrow \bar{h}^{\circ} \bar{h}^{\circ}) \equiv \gamma_{tu}^{arb}(\ell_d \ell_d \rightarrow \bar{h} \bar{h})$ . Los factores 1/2 correspondientes a cada par de partículas idénticas iniciales o finales tampoco se incluyen en la definición de  $\gamma^{arb}(\ell_d \ell_d \rightarrow \bar{h} \bar{h})$ , así que se pondrán explícitamente en los siguientes desarrollos; por ejemplo,  $\gamma_{tu}^{arb}(\ell_1^- \ell_1^- \rightarrow h^- h^-) = 1/4 K_1^0 K_1^0 \gamma_{tu}^{arb}(\ell_d \ell_d \rightarrow \bar{h} \bar{h})$ .

Por otro lado, hay varios grados de libertad involucrados en  $LL \leftrightarrow \bar{H}\bar{H}$ . Usando las ec. (D.2.2) y (D.3.7) se puede ver fácilmente que, por ejemplo,

$$(\ell_i^- \ell_j^{\circ}) = \gamma_t^{arb}(\ell_d \ell_d \rightarrow \bar{h} \bar{h}) K_i^0 K_j^0 [y_{\ell_i} + y_{\ell_j} + 2y_h] + 2 \Delta \gamma_t(\ell_i^- \ell_j^{\circ} \rightarrow h^- \bar{h}^{\circ}), \tag{D.3.8}$$

donde también se ha usado que  $y_{h^-} = y_{\bar{h}^{\circ}} = -y_h$  e  $y_{\ell_k^-} = y_{\ell_k^{\circ}} = y_{\ell_k}$ .

<sup>2</sup>Los cálculos explícitos muestran que no es posible obtener una de la otra a través de un factor numérico global.

Dicho todo esto, la contribución total de los procesos de la forma  $LL \leftrightarrow \bar{H}\bar{H}$  a la ecuación de Boltzmann de, por ejemplo  $Y_{\Delta_1}$ , queda:

$$\begin{aligned}
& zHs \frac{dY_{\Delta_1}}{dz} \Big|_{Ntu} \\
& \stackrel{(1)}{=} \left[ 2 [(\ell_1^- \ell_1^\circ) + (\ell_1^- \ell_1^-) + (\ell_1^\circ \ell_1^\circ)] + \sum_{j=2}^3 (\ell_1^- \ell_j^\circ) + (\ell_1^- \ell_j^-) + (\ell_1^\circ \ell_j^-) + (\ell_1^\circ \ell_j^\circ) \right] \\
& = 2K_1^0 K_1^0 \left[ \gamma_t (2y_{\ell_1} + 2y_h) + \frac{1}{4} \gamma_{tu} (4y_{\ell_1} + 4y_h) \right] \\
& \quad + K_1^0 K_2^0 \left[ \gamma_t (2y_{\ell_1} + 2y_{\ell_2} + 4y_h) + \frac{1}{2} \gamma_{tu} (2y_{\ell_1} + 2y_{\ell_2} + 4y_h) \right] \tag{D.3.9} \\
& \quad + K_1^0 K_3^0 \left[ \gamma_t (2y_{\ell_1} + 2y_{\ell_3} + 4y_h) + \frac{1}{2} \gamma_{tu} (2y_{\ell_1} + 2y_{\ell_3} + 4y_h) \right] + \text{términos } \Delta\gamma \\
& = 2K_1^0 K_1^0 \left( \gamma_t + \frac{\gamma_{tu}}{2} \right) [2y_{\ell_1} + 2y_h] + K_1^0 K_2^0 \left( \gamma_t + \frac{\gamma_{tu}}{2} \right) [2y_{\ell_1} + 2y_{\ell_2} + 4y_h] \\
& \quad + K_1^0 K_3^0 \left( \gamma_t + \frac{\gamma_{tu}}{2} \right) [2y_{\ell_1} + 2y_{\ell_3} + 4y_h] + \text{términos } \Delta\gamma \\
& \stackrel{(2)}{=} \gamma_{Ntu} K_1^0 [y_{\ell_1} + \tilde{y}_\ell + 2y_h] + \text{términos } \Delta\gamma .
\end{aligned}$$

(1): El factor 2 es para los procesos que violan  $L_1$  en 2 unidades.

(2): Usar que  $K_1^0 + K_2^0 + K_3^0 = 1$ .

Se han definido las cantidades  $\tilde{y}_\ell \equiv \sum_i K_i^0 y_{\ell_i}$ ,  $\gamma_t \equiv \gamma_t^{arb}(\ell_d \ell_d \rightarrow \bar{h}\bar{h})$ ,  $\gamma_{tu} \equiv \gamma_{tu}^{arb}(\ell_d \ell_d \rightarrow \bar{h}\bar{h})$  y  $\gamma_{Ntu} \equiv 2 \left( \gamma_t + \frac{\gamma_{tu}}{2} \right)$ . Queremos resaltar que al final aparece la densidad de interacciones  $\gamma_{Ntu}$  y no  $\gamma_{Nt}$  que es la utilizada comúnmente en la literatura.

Los términos  $\Delta\gamma$  son (omitiendo los subíndices  $t$  y  $tu$ ):

$$\begin{aligned}
\text{términos } \Delta\gamma = & 2 \left[ 2 \left\{ \Delta\gamma(\ell_1^- \ell_1^\circ \rightarrow h^- \bar{h}^\circ) + \Delta\gamma(\ell_1^- \ell_1^- \rightarrow h^- h^-) + \Delta\gamma(\ell_1^\circ \ell_1^\circ \rightarrow \bar{h}^\circ \bar{h}^\circ) \right\} + \right. \\
& \sum_{j=2}^3 \Delta\gamma(\ell_1^- \ell_j^\circ \rightarrow h^- \bar{h}^\circ) + \Delta\gamma(\ell_1^- \ell_j^- \rightarrow h^- h^-) + \Delta\gamma(\ell_1^\circ \ell_j^- \rightarrow \bar{h}^\circ h^-) + \\
& \left. \Delta\gamma(\ell_1^\circ \ell_j^\circ \rightarrow \bar{h}^\circ \bar{h}^\circ) \right].
\end{aligned}$$

### D.3.5. $LH \leftrightarrow \bar{L}\bar{H}$ : Intercambio de $N$ en los canales $s$ y $t$ ( $\Delta L = 2$ )

Como se explicó en el capítulo 2 (sec. 2.6), solamente debe considerarse la parte fuera de capa de masa de estos procesos. De acuerdo a la ecuación (D.2.2) se ve que

$$\begin{aligned}
(\ell_i h \leftrightarrow \bar{\ell}_j \bar{h})' & \equiv [\ell_i h \leftrightarrow \bar{\ell}_j \bar{h}]' - [\bar{\ell}_i \bar{h} \leftrightarrow \ell_j h]' \\
& = \gamma'^{arb}(\ell_i h \rightarrow \bar{\ell}_j \bar{h}) [y_{\ell_i} + y_{\ell_j} + 2y_h] + 2\Delta\gamma'(\ell_i h \rightarrow \bar{\ell}_j \bar{h}). \tag{D.3.10}
\end{aligned}$$

Además, teniendo en cuenta la relación entre autoestados de sabor y decaimiento se obtiene la igualdad  $\gamma'^{arb}(\ell_i h \rightarrow \bar{\ell}_j \bar{h}) = K_i^0 K_j^0 \gamma'^{arb}(\ell_d h \rightarrow \bar{\ell}_d \bar{h})$ . Con estos resultados se puede encontrar la contribución de los procesos  $LH \leftrightarrow \bar{L}\bar{H}$  a la ecuación de Boltzmann:

$$\begin{aligned} z H s \frac{dY_{\Delta_1}}{dz} &= K_1^0 \gamma'^{arb}(\ell_d h \rightarrow \bar{\ell}_d \bar{h}) [K_1^0 (2y_{\ell_1} + 2y_h) + K_2^0 (y_{\ell_1} + y_{\ell_2} + 2y_h) \\ &\quad + K_3^0 (y_{\ell_1} + y_{\ell_3} + 2y_h)] + \text{términos } \Delta\gamma \\ &= K_1^0 \gamma'_{Ns} [y_{\ell_1} + \tilde{y}_\ell + 2y_h] + \text{términos } \Delta\gamma, \end{aligned} \quad (\text{D.3.11})$$

donde  $\gamma'_{Ns} \equiv \gamma'^{arb}(\ell_d h \rightarrow \bar{\ell}_d \bar{h})$ . Los términos  $\Delta\gamma$  son:

$$\text{términos } \Delta\gamma = 2\Delta\gamma'(\ell_1 h \rightarrow \bar{\ell}_1 \bar{h}) + 2\Delta\gamma'(\ell_1 h \rightarrow \bar{\ell}_2 \bar{h}) + 2\Delta\gamma'(\ell_1 h \rightarrow \bar{\ell}_3 \bar{h}). \quad (\text{D.3.12})$$

### D.3.6. Procesos con bosones de gauge ( $\Delta L = 1$ )

Hay distintos procesos que involucran bosones de gauge y violan número leptónico. Como  $g^2 \approx 0,4$  y  $g'^2 \approx (1/3)g^2$ , solamente se considerarán los de orden más bajo en  $g$  y  $g'$  ( $g$  y  $g'$  son las constantes de acoplamiento de  $SU(2)$  y  $U(1)$  respectivamente). Denotaremos con la letra  $A$  a los bosones de gauge de  $SU(2)$  o  $U(1)$ . Los procesos son:

- $\ell_i h \leftrightarrow NA$  (intercambio de  $\ell$  y  $h$  en el canal  $t$ ):

$$\begin{aligned} (\ell_i h \leftrightarrow NA) &= \gamma^{arb}(\ell_i h \rightarrow NA) [y_{\ell_i} + y_h] + \left( \frac{Y_N}{Y_N^{eq}} - 1 \right) \Delta\gamma(\ell_i h \rightarrow NA) \\ &\quad + 2\Delta\gamma(\ell_i h \rightarrow NA). \end{aligned}$$

- $N\bar{h} \leftrightarrow \ell_i A$  (intercambio de  $h$  en el canal  $t$  e intercambio de  $\ell$  en el canal  $s$ ):

$$\begin{aligned} (N\bar{h} \leftrightarrow \ell_i A) &= \gamma^{arb}(N\bar{h} \rightarrow \ell_i A) \left[ -\frac{Y_N}{Y_N^{eq}} y_h - y_{\ell_i} \right] + \left( \frac{Y_N}{Y_N^{eq}} - 1 \right) \Delta\gamma(N\bar{h} \rightarrow \ell_i A) \\ &\quad + 2\Delta\gamma(N\bar{h} \rightarrow \ell_i A). \end{aligned}$$

- $N\ell_i \leftrightarrow \bar{h}A$  (intercambio de  $h$  en el canal  $s$  e intercambio de  $\ell$  en el canal  $t$ ):

$$\begin{aligned} (N\ell_i \leftrightarrow \bar{h}A) &= \gamma^{arb}(N\ell_i \rightarrow \bar{h}A) \left[ \frac{Y_N}{Y_N^{eq}} y_{\ell_i} + y_h \right] + \left( \frac{Y_N}{Y_N^{eq}} - 1 \right) \Delta\gamma(N\ell_i \rightarrow \bar{h}A) \\ &\quad + 2\Delta\gamma(N\ell_i \rightarrow \bar{h}A). \end{aligned}$$

Hemos usado que las densidades de los bosones de gauge son siempre las de equilibrio.

### D.3.7. Procesos con $\Delta L_i \neq 0$ y $\Delta L = 0$

Hay distintos procesos que no violan el número leptónico total pero que pueden redistribuir la asimetría leptónica en el espacio de sabor. Los detallaremos a continuación.

(a) Procesos con intercambio de  $N$ :

- $l_i h \leftrightarrow l_k h$  (intercambio de  $N$  en el canal  $s$ ):

$$(l_i h \leftrightarrow l_k h)' = \gamma'^{arb}(l_i h \rightarrow l_k h) [y_{\ell_i} - y_{\ell_k}] + 2\Delta\gamma'(l_i h \rightarrow l_k h) .$$

- $l_i \bar{h} \leftrightarrow l_k \bar{h}$  (intercambio de  $N$  en el canal  $t$ ):

$$(l_i \bar{h} \leftrightarrow l_k \bar{h}) = \gamma^{arb}(l_i \bar{h} \rightarrow l_k \bar{h}) [y_{\ell_i} - y_{\ell_k}] + 2\Delta\gamma(l_i \bar{h} \rightarrow l_k \bar{h}) .$$

- $l_i \bar{\ell}_k \leftrightarrow h \bar{h}$  (intercambio de  $N$  en el canal  $t$ ):

$$(l_i \bar{\ell}_k \leftrightarrow h \bar{h}) = \gamma^{arb}(l_i \bar{\ell}_k \rightarrow h \bar{h}) [y_{\ell_i} - y_{\ell_k}] + 2\Delta\gamma(l_i \bar{\ell}_k \rightarrow h \bar{h}) .$$

(b) Procesos con intercambio de  $h$ :

- $l_i \bar{\ell}_k \leftrightarrow NN$  (intercambio de  $h$  en el canal  $t$ )

$$(l_i \bar{\ell}_k \leftrightarrow NN) = \gamma^{arb}(l_i \bar{\ell}_k \rightarrow NN) [y_{\ell_i} - y_{\ell_k}] + \Delta\gamma(l_i \bar{\ell}_k \rightarrow NN) \left( \frac{Y_N^2}{Y_N^{eq2}} - 1 \right) + 2\Delta\gamma(l_i \bar{\ell}_k \rightarrow NN) .$$

- $l_i N \leftrightarrow l_k N$  (intercambio de  $h$  en los canales  $s$  y  $t$ ):

$$(l_i N \leftrightarrow l_k N) = \gamma^{arb}(l_i N \rightarrow l_k N) \frac{Y_N}{Y_N^{eq}} [y_{\ell_i} - y_{\ell_k}] + 2 \left( \frac{Y_N}{Y_N^{eq}} - 1 \right) \Delta\gamma(l_i N \rightarrow l_k N) + 2\Delta\gamma(l_i N \rightarrow l_k N) .$$

## D.4. Las ecuaciones de Boltzmann

Sumando todas las contribuciones detalladas en la sección anterior se obtienen las ecuaciones de Boltzmann para la leptogénesis con las restricciones indicadas al principio del

apéndice:

$$\begin{aligned}
\frac{dY_{\Delta_i}}{dz} = & \frac{-1}{sHz} \left\{ \left( \frac{Y_N}{Y_N^{eq}} - 1 \right) \left[ \epsilon_{\ell_i}^N \gamma_D + \Delta\gamma(N \rightarrow \ell_i t \bar{Q}_3) \right. \right. \\
& - \Delta\gamma(N \ell_i \rightarrow Q_3 \bar{t}) - \Delta\gamma(N \bar{Q}_3 \rightarrow \bar{t} \ell_i) - \Delta\gamma(N t \rightarrow Q_3 \bar{\ell}_i) \\
& - \Delta\gamma(\ell_i h \rightarrow NA) - \Delta\gamma(N \ell_i \rightarrow \bar{h} A) + \Delta\gamma(N \bar{h} \rightarrow \ell_i A) \\
& \left. - \left( \sum_{k \neq i} 2\Delta\gamma(\ell_i N \rightarrow \ell_k N) + \left( \frac{Y_N}{Y_N^{eq}} + 1 \right) \Delta\gamma(\ell_i \bar{\ell}_k \rightarrow NN) \right) \right] \\
& - \frac{1}{2} (y_{\ell_i} + y_h) K_i^0 \gamma_D - \left[ 2y_{\ell_i} + (y_t - y_{Q_3}) \left( \frac{Y_N}{Y_N^{eq}} + 1 \right) \right] K_i^0 \gamma_{St} \\
& - \left( \frac{Y_N}{Y_N^{eq}} y_{\ell_i} + y_t - y_{Q_3} \right) K_i^0 \gamma_{Ss} - (y_{\ell_i} + \tilde{y}_\ell + 2y_h) K_i^0 (\gamma'_{Ns} + \gamma_{Ntu}) \\
& - \gamma^{arb}(N \rightarrow \ell_i t \bar{Q}_3) (y_{\ell_i} + y_t - y_{Q_3}) \\
& - \gamma^{arb}(\ell_i h \rightarrow NA) [y_{\ell_i} + y_h] - \gamma^{arb}(N \ell_i \rightarrow \bar{h} A) \left[ \frac{Y_N}{Y_N^{eq}} y_{\ell_i} + y_h \right] \\
& - \gamma^{arb}(N \bar{h} \rightarrow \ell_i A) \left[ \frac{Y_N}{Y_N^{eq}} y_h + y_{\ell_i} \right] \\
& - \sum_{k \neq i} \left( \gamma^{arb}(\ell_i h \rightarrow \ell_k h) + \gamma^{arb}(\ell_i \bar{h} \rightarrow \ell_k \bar{h}) + \gamma^{arb}(\ell_i \bar{\ell}_k \rightarrow h \bar{h}) \right. \\
& \left. + \gamma^{arb}(\ell_i \bar{\ell}_k \rightarrow NN) + \gamma^{arb}(\ell_i N \rightarrow \ell_k N) \frac{Y_N}{Y_N^{eq}} \right) [y_{\ell_i} - y_{\ell_k}] \left. \right\}. \quad (D.4.1)
\end{aligned}$$

Hay una ecuación por cada sabor  $i$  relevante. La asimetría CP en el sabor  $i$ ,  $\epsilon_{\ell_i}^N \equiv \Delta\gamma(N \rightarrow \ell_i h)/\gamma_D$ , a orden más bajo no nulo en los acoplamientos de Yukawa viene dada por (cap. 4)  $\epsilon_{\ell_i}^N = K_i^0 \epsilon_\ell^N + \Delta K_i/2$ , donde  $\epsilon_\ell^N$  es la asimetría CP total (es decir, sumada sobre todos los sabores).

Para obtener estas ecuaciones se ha separado en cada término la parte que no se anula en equilibrio del resto. En el capítulo 2 explicamos que usando unitariedad puede demostrarse que la integral de colisión debe anularse cuando todas las distribuciones son las de equilibrio[10]. Entonces la suma de todos los términos que no son nulos en equilibrio debe ser cero y por lo tanto no se han incluido en las ecuaciones (D.4.1).

En el caso jerárquico ( $M_1 \ll M_2 \ll M_3$ ) y al orden más bajo en los acoplamientos

de Yukawa de los neutrinos pesados se obtiene un conjunto simplificado de ecuaciones:

$$\begin{aligned}
\frac{dY_{\Delta_i}}{dz} = & \frac{-1}{sHz} \left\{ \left( \frac{Y_N}{Y_N^{eq}} - 1 \right) \left[ \gamma_D \epsilon_{\ell_i}^N \left[ 1 + 2 \frac{\gamma_{Ss}}{\gamma_D} + 4 \frac{\gamma_{St}}{\gamma_D} \right] \right. \right. \\
& - \left. \Delta\gamma(\ell_i h \rightarrow NA) - \Delta\gamma(N\ell_i \rightarrow \bar{h}A) + \Delta\gamma(N\bar{h} \rightarrow \ell_i A) \right] \\
& - \frac{1}{2} (y_{\ell_i} + y_h) K_i^0 \gamma_D - \left[ 2y_{\ell_i} + (y_t - y_{Q_3}) \left( \frac{Y_N}{Y_N^{eq}} + 1 \right) \right] K_i^0 \gamma_{St} \\
& - \left( \frac{Y_N}{Y_N^{eq}} y_{\ell_i} + y_t - y_{Q_3} \right) K_i^0 \gamma_{Ss} - \gamma^{arb}(\ell_i h \rightarrow NA) [y_{\ell_i} + y_h] \\
& - \gamma^{arb}(N\bar{h} \rightarrow \ell_i A) \left[ \frac{Y_N}{Y_N^{eq}} y_h + y_{\ell_i} \right] \\
& \left. - \gamma^{arb}(N\ell_i \rightarrow \bar{h}A) \left[ \frac{Y_N}{Y_N^{eq}} y_{\ell_i} + y_h \right] \right\}. \tag{D.4.2}
\end{aligned}$$

También hemos usado que  $\gamma^{arb}(N \rightarrow \ell_i t \bar{Q}_3) \ll \gamma^{arb}(N \rightarrow \ell_i h)$  y por lo tanto no tuvimos en cuenta en esta ecuación el decaimiento de  $N$  a tres cuerpos. Las asimetrías CP en los scatterings entre quarks y leptones se expresó de acuerdo a los resultados presentados en el capítulo 5 para el caso jerárquico.



## Apéndice E

# Cota para la asimetría CP dependiente del sabor

En este apéndice damos una demostración de la cota superior para la asimetría CP  $\epsilon_j^1 \equiv \epsilon_{\ell_j}^{N_1}$  del decaimiento de  $N_1$  en el autoestado de sabor  $\ell_j$ , válida en el límite jerárquico ( $M_{2,3} \gg M_1$ ), que fue introducida en la ec. (2.5.11).

A partir de las ecs. (2.5.7) se puede obtener la expresión para la asimetría CP  $\epsilon_j^1$  al orden más bajo no nulo en los acoplamientos de Yukawa y en las “jerarquías”  $M_1/M_{2,3}$ :

$$\epsilon_j^1 = \frac{-1}{8\pi(h^\dagger h)_{11}} \sum_{\beta \neq 1} \text{Im} \left[ h_{j\beta}^* h_{j1} \left( \frac{3}{2\sqrt{y_\beta}} (h^\dagger h)_{\beta 1} + \frac{1}{y_\beta} (h^\dagger h)_{1\beta} \right) \right], \quad (\text{E.0.1})$$

donde  $y_\beta \equiv M_\beta^2/M_1^2$ . Esta ecuación ya fue introducida en el capítulo 4, donde además hicimos algunos comentarios acerca del origen de los distintos términos (ver ec. 4.3.3). Cuando  $M_{2,3} \gg M_1$  el término proporcional a  $1/y_\beta$  es despreciable respecto al que va como  $1/\sqrt{y_\beta}$ , así que no lo tendremos en cuenta<sup>1</sup>. A partir de las ecs. (4.3.5) y (4.3.6) podemos escribir a  $\epsilon_j^1$  en términos de la matriz de mezcla leptónica  $U$  y la matriz ortogonal  $R$  introducida en la parametrización de Casas-Ibarra (sec. 2.3):

$$\begin{aligned} \epsilon_j^1 &= -\frac{3}{16\pi} \frac{M_1}{v^2} \frac{\text{Im} \left[ \sum_{\beta,i,k,l} m_i \sqrt{m_k m_l} R_{\beta i}^* R_{1i} R_{\beta k}^* R_{1l} U_{jl}^* U_{jk} \right]}{\sum_\ell m_\ell |R_{1\ell}|^2} \\ &= -\frac{3}{16\pi} \frac{M_1}{v^2} \frac{\text{Im} \left[ \sum_{i,l} m_i \sqrt{m_i m_l} R_{1i} R_{1l} U_{jl}^* U_{ji} \right]}{\sum_\ell m_\ell |R_{1\ell}|^2}. \end{aligned} \quad (\text{E.0.2})$$

En el último paso se usó que  $R^T \cdot R = I$ . Resulta conveniente definir un vector  $\vec{R}$  con componentes  $\vec{R}_i = \sqrt{m_i} R_{1i}$  y reescribir la expresión anterior como:

$$\epsilon_j^1 = -\frac{3}{16\pi} \frac{M_1}{v^2} \text{Im} \left[ \frac{\sum_i m_i U_{ji} \vec{R}_i}{\|\vec{R}\|} \frac{\sum_l U_{jl}^* \vec{R}_l}{\|\vec{R}\|} \right]. \quad (\text{E.0.3})$$

<sup>1</sup>Si la parte imaginaria de  $h_{j\beta}^* h_{j1} (h^\dagger h)_{\beta 1}$  estuviera muy suprimida, podría llegar a ser más importante el término proporcional a  $y_\beta$ , pero este caso no nos interesa porque estamos buscando una cota máxima.

Estudiaremos los dos factores dentro de la parte imaginaria por separado:

- Factor  $\sum_i m_i U_{ji} \vec{R}_i / \|\vec{R}\|$ : Sea  $U' = U D_\nu$  con  $D_\nu = \text{diag}(m_1, m_2, m_3)$ , entonces se tiene que

$$\|U' \vec{R}\|^2 = (U' \vec{R})^\dagger (U' \vec{R}) = \vec{R}^\dagger D_\nu^2 \vec{R} = \sum_i m_i^2 |\vec{R}_i|^2 \leq m_{\max}^2 \|\vec{R}\|^2,$$

donde  $m_{\max}$  es la mayor de las masas de los neutrinos livianos y por lo tanto

$$\left| \sum_i m_i U_{ji} \vec{R}_i \right| = |(U' \vec{R})_j| \leq \|U' \vec{R}\| \leq m_{\max} \|\vec{R}\|. \quad (\text{E.0.4})$$

- Factor  $\sum_l U_{jl}^* \vec{R}_l / \|\vec{R}\|$ : Teniendo en cuenta que  $h^T = v^{-1} \sqrt{M} R \sqrt{D_\nu} U^\dagger$  (ver la ec. 2.3.6) se obtienen las siguientes igualdades:

$$h_{1j}^\dagger h_{j1} = \frac{M_1}{v^2} \sum_{i,l} \vec{R}_l U_{lj}^\dagger U_{ji} \vec{R}_i^* = \frac{M_1}{v^2} \left| \sum_l U_{jl}^* \vec{R}_l \right|^2$$

(E.0.5)

y

$$\sum_j h_{1j}^\dagger h_{j1} = \frac{M_1}{v^2} \|\vec{R}\|^2,$$

donde hemos usado que  $U$  es una matriz unitaria. Por lo tanto,

$$\left| \sum_l U_{jl}^* \vec{R}_l \right| / \|\vec{R}\| = (h_{1j}^\dagger h_{j1} / (h^\dagger h)_{11})^{1/2} = \sqrt{K_j^0}, \quad (\text{E.0.6})$$

donde  $K_j^0$  es el coeficiente de proyección en el autoestado  $\ell_j$  a nivel árbol definido en el capítulo 4 (ver ecs. 4.2.2 y 4.2.3). Notar que  $K_j^0 = \kappa_j / \kappa$ , donde este cociente fue definido luego de la ec. (2.5.11), cuando todavía no habíamos introducido los coeficientes de proyección.

Juntando estos resultados se llega a una cota superior para la asimetría:

$$|\epsilon_j^1| \leq \frac{3}{16\pi} \frac{M_1}{v^2} m_{\max} \sqrt{K_j^0}. \quad (\text{E.0.7})$$

Para finalizar mostraremos que para una matriz unitaria  $U$  arbitraria,  $D_\nu$  una matriz diagonal de elementos reales positivos cualquiera y  $R$  una matriz compleja ortogonal, la cota obtenida es ideal, es decir la igualdad puede darse. Para ello se elige  $j = 3$  y:

$$U = I, \\ D_\nu = \text{diag}(m_1, m_2, m_3) \quad \text{con} \quad m_1 = 0 \quad \text{y} \quad m_3 = m_{\max}, \\ R = \begin{pmatrix} \sqrt{1 - \frac{ia}{m_3}} & 0 & \sqrt{\frac{ia}{m_3}} \\ 0 & 1 & 0 \\ \sqrt{\frac{ia}{m_3}} & 0 & -\sqrt{1 - \frac{ia}{m_3}} \end{pmatrix} \quad \text{con} \quad a \in \mathfrak{R}.$$

Es fácil ver que  $\vec{R} = (0, 0, \sqrt{ia})$  y por lo tanto (usar ec. E.0.3)  $|\epsilon_{j=3}^1| = \frac{3}{16\pi} \frac{M_1}{v^2} m_{\max}$ , como se quería mostrar.

# Bibliografía

- [1] Edward W. Kolb and Michael S. Turner. The Early universe. *Front. Phys.*, 69:1–547, 1990.
- [2] G. Steigman. Observational tests of antimatter cosmologies. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 14:339–372, 1976.
- [3] A. D. Dolgov. Antimatter in the universe. 2002. [arXiv:astro-ph/0207441].
- [4] Andrew G. Cohen, A. De Rujula, and S. L. Glashow. A matter-antimatter universe? *Astrophys. J.*, 495:539–549, 1998. [arXiv:astro-ph/9707087].
- [5] Diego Casadei. Searches for cosmic antimatter. 2004. [arXiv:astro-ph/0405417].
- [6] W. M. Yao et al. (Particle Data Group). Review of particle physics. *J. Phys.*, G33:1–1232, 2006.
- [7] Gary Steigman. Primordial nucleosynthesis: Successes and challenges. *Int. J. Mod. Phys.*, E15:1–36, 2006. [arXiv:astro-ph/0511534].
- [8] Richard H. Cyburt, Brian D. Fields, Keith A. Olive, and Evan Skillman. New BBN limits on physics beyond the standard model from He-4. *Astropart. Phys.*, 23:313–323, 2005. [arXiv:astro-ph/0408033].
- [9] A. D. Sakharov. Violation of CP Invariance, C Asymmetry, and Baryon Asymmetry of the Universe. *Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, 5:32–35, 1967.
- [10] Steven Weinberg. Cosmological Production of Baryons. *Phys. Rev. Lett.*, 42:850–853, 1979.
- [11] Werner Bernreuther. CP violation and baryogenesis. *Lect. Notes Phys.*, 591:237–293, 2002. [arXiv:hep-ph/0205279].
- [12] Michael Dine and Alexander Kusenko. The origin of the matter-antimatter asymmetry. *Rev. Mod. Phys.*, 76:1, 2004. [arXiv:hep-ph/0303065].
- [13] Stephen L. Adler. Axial vector vertex in spinor electrodynamics. *Phys. Rev.*, 177:2426–2438, 1969.

- 
- [14] J. S. Bell and R. Jackiw. A PCAC puzzle:  $\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$  in the sigma model. *Nuovo Cim.*, A60:47–61, 1969.
- [15] Gerard 't Hooft. Symmetry breaking through Bell-Jackiw anomalies. *Phys. Rev. Lett.*, 37:8–11, 1976.
- [16] A. A. Belavin, Alexander M. Polyakov, A. S. Shvarts, and Yu. S. Tyupkin. Pseudoparticle solutions of the Yang-Mills equations. *Phys. Lett.*, B59:85–87, 1975.
- [17] Gerard 't Hooft. Computation of the quantum effects due to a four-dimensional pseudoparticle. *Phys. Rev.*, D14:3432–3450, 1976. [Erratum-ibid.D18:2199,1978].
- [18] V. A. Kuzmin, V. A. Rubakov, and M. E. Shaposhnikov. On the Anomalous Electroweak Baryon Number Nonconservation in the Early Universe. *Phys. Lett.*, B155:36, 1985.
- [19] N. S. Manton. Topology in the Weinberg-Salam Theory. *Phys. Rev.*, D28:2019, 1983.
- [20] Peter Arnold, Dam T. Son, and Laurence G. Yaffe. Hot B violation, color conductivity, and  $\log(1/\alpha)$  effects. *Phys. Rev.*, D59:105020, 1999. [arXiv:hep-ph/9810216].
- [21] Dietrich Bodeker. On the effective dynamics of soft non-abelian gauge fields at finite temperature. *Phys. Lett.*, B426:351–360, 1998. [arXiv:hep-ph/9801430].
- [22] Peter Arnold, Dam Son, and Laurence G. Yaffe. The hot baryon violation rate is  $O(\alpha(w)^{**5} T^{**4})$ . *Phys. Rev.*, D55:6264–6273, 1997. [arXiv:hep-ph/9609481].
- [23] Luis Bento. Sphaleron relaxation temperatures. *JCAP*, 0311:002, 2003. [arXiv:hep-ph/0304263].
- [24] C. Jarlskog. Commutator of the Quark Mass Matrices in the Standard Electroweak Model and a Measure of Maximal CP Violation. *Phys. Rev. Lett.*, 55:1039, 1985.
- [25] W. Buchmuller, Z. Fodor, and A. Hebecker. Thermodynamics of the electroweak phase transition. *Nucl. Phys.*, B447:317–339, 1995. [arXiv:hep-ph/9502321].
- [26] Z. Fodor, J. Hein, K. Jansen, A. Jaster, and I. Montvay. Simulating the electroweak phase transition in the SU(2) Higgs model. *Nucl. Phys.*, B439:147–186, 1995. [arXiv:hep-lat/9409017].
- [27] K. Kajantie, M. Laine, K. Rummukainen, and Mikhail E. Shaposhnikov. The Electroweak Phase Transition: A Non-Perturbative Analysis. *Nucl. Phys.*, B466:189–258, 1996. [arXiv:hep-lat/9510020].
- [28] Glennys R. Farrar and M. E. Shaposhnikov. Baryon asymmetry of the universe in the standard electroweak theory. *Phys. Rev.*, D50:774, 1994. [arXiv:hep-ph/9305275].

- [29] Patrick Huet and Eric Sather. Electroweak baryogenesis and standard model CP violation. *Phys. Rev.*, D51:379–394, 1995. [arXiv:hep-ph/9404302].
- [30] M. B. Gavela, M. Lozano, J. Orloff, and O. Pene. Standard model CP violation and baryon asymmetry. Part 1: Zero temperature. *Nucl. Phys.*, B430:345–381, 1994. [arXiv:hep-ph/9406288].
- [31] M. B. Gavela, P. Hernandez, J. Orloff, O. Pene, and C. Quimbay. Standard model CP violation and baryon asymmetry. Part 2: Finite temperature. *Nucl. Phys.*, B430:382–426, 1994. [arXiv:hep-ph/9406289].
- [32] Sacha Davidson, Enrico Nardi, and Yosef Nir. Leptogenesis. 2008. [arXiv:hep-ph/0802.2962].
- [33] Wilfried Buchmuller. Baryogenesis – 40 Years Later. 2007. [arXiv:hep-ph/0710.5857].
- [34] A. D. Dolgov. NonGUT baryogenesis. *Phys. Rept.*, 222:309–386, 1992.
- [35] M. Fukugita and T. Yanagida. Baryogenesis Without Grand Unification. *Phys. Lett.*, B174:45, 1986.
- [36] Yosef Nir. Introduction to leptogenesis. 2007. [arXiv:hep-ph/0702199].
- [37] Enrico Nardi. Topics in leptogenesis. *AIP Conf. Proc.*, 917:82–89, 2007. [arXiv:hep-ph/0702033].
- [38] Alessandro Strumia. Baryogenesis via leptogenesis. 2006. [arXiv:hep-ph/0608347].
- [39] W. Buchmuller, P. Di Bari, and M. Plumacher. Leptogenesis for pedestrians. *Ann. Phys.*, 315:305–351, 2005. [arXiv:hep-ph/0401240].
- [40] J. A. Casas and A. Ibarra. Oscillating neutrinos and  $\mu \rightarrow e, \gamma$ . *Nucl. Phys.*, B618:171–204, 2001. [arXiv:hep-ph/0103065].
- [41] Jean-Marie Frere, Thomas Hambye, and Gilles Vertongen. Is leptogenesis falsifiable at LHC? 2008. [arXiv:hep-ph/0806.0841].
- [42] L. Covi, E. Roulet, and F. Vissani. CP violating decays in leptogenesis scenarios. *Physics Letters B*, 384:169–174, September 1996.
- [43] Sacha Davidson and Alejandro Ibarra. A lower bound on the right-handed neutrino mass from leptogenesis. *Phys. Lett.*, B535:25–32, 2002. [arXiv:hep-ph/0202239].
- [44] Thomas Hambye, Yin Lin, Alessio Notari, Michele Papucci, and Alessandro Strumia. Constraints on neutrino masses from leptogenesis models. *Nucl. Phys.*, B695:169–191, 2004. [arXiv:hep-ph/0312203].

- [45] Asmaa Abada, Sacha Davidson, Francois-Xavier Josse-Michaux, Marta Losada, and Antonio Riotto. Flavour issues in leptogenesis. *JCAP*, 0604:004, 2006. [arXiv:hep-ph/0601083].
- [46] F. X. Josse-Michaux and A. Abada. Study of flavour dependencies in leptogenesis. *JCAP*, 0710:009, 2007. [arXiv:hep-ph/0703084].
- [47] M. A. Luty. Baryogenesis via leptogenesis. *Phys. Rev.*, D45:455–465, 1992.
- [48] Michael Plumacher. Baryogenesis and lepton number violation. *Z. Phys.*, C74:549–559, 1997. [arXiv:hep-ph/9604229].
- [49] Michael Plumacher. Baryon asymmetry, neutrino mixing and supersymmetric SO(10) unification. *Nucl. Phys.*, B530:207–246, 1998. [arXiv:hep-ph/9704231].
- [50] Apostolos Pilaftsis and Thomas E. J. Underwood. Resonant leptogenesis. *Nucl. Phys.*, B692:303–345, 2004. [arXiv:hep-ph/0309342].
- [51] G. F. Giudice, A. Notari, M. Raidal, A. Riotto, and A. Strumia. Towards a complete theory of thermal leptogenesis in the SM and MSSM. *Nucl. Phys.*, B685:89–149, 2004. [arXiv:hep-ph/0310123].
- [52] Edward W. Kolb and Stephen Wolfram. Baryon Number Generation in the Early Universe. *Nucl. Phys.*, B172:224, 1980. [Erratum-ibid.B195:542,1982].
- [53] M. J. G. Veltman. Unitarity and causality in a renormalizable field theory with unstable particles. *Physica*, 29:186–207, 1963.
- [54] Esteban Roulet, Laura Covi, and Francesco Vissani. On the CP asymmetries in Majorana neutrino decays. *Phys. Lett.*, B424:101–105, 1998. [arXiv:hep-ph/9712468].
- [55] W. Buchmuller, P. Di Bari, and M. Plumacher. Cosmic microwave background, matter-antimatter asymmetry and neutrino masses. *Nucl. Phys.*, B643:367–390, 2002. [arXiv:hep-ph/0205349].
- [56] John R. Ellis and Martti Raidal. Leptogenesis and the violation of lepton number and CP at low energies. *Nucl. Phys.*, B643:229–246, 2002. [arXiv:hep-ph/0206174].
- [57] Riccardo Barbieri, Paolo Creminelli, Alessandro Strumia, and Nikolaos Tetradis. Baryogenesis through leptogenesis. *Nucl. Phys.*, B575:61–77, 2000. [arXiv:hep-ph/9911315].
- [58] Guy Engelhard, Yuval Grossman, Enrico Nardi, and Yosef Nir. The importance of  $N_2$  leptogenesis. *Phys. Rev. Lett.*, 99:081802, 2007. [arXiv:hep-ph/0612187].
- [59] Wilfried Buchmuller and Stefan Fredenhagen. Quantum mechanics of baryogenesis. *Phys. Lett.*, B483:217–224, 2000. [arXiv:hep-ph/0004145].

- [60] Andrea De Simone and Antonio Riotto. Quantum Boltzmann Equations and Leptogenesis. *JCAP*, 0708:002, 2007. [arXiv:hep-ph/0703175].
- [61] Andrea De Simone and Antonio Riotto. On Resonant Leptogenesis. *JCAP*, 0708:013, 2007. [arXiv:hep-ph/0705.2183].
- [62] Vincenzo Cirigliano, Andrea De Simone, Gino Isidori, Isabella Masina, and Antonio Riotto. Quantum Resonant Leptogenesis and Minimal Lepton Flavour Violation. *JCAP*, 0801:004, 2008. [arXiv:hep-ph/0711.0778].
- [63] Chee Sheng Fong and M. C. Gonzalez-Garcia. On Quantum Effects in Soft Leptogenesis. 2008. [arXiv:hep-ph/0806.3077].
- [64] Apostolos Pilaftsis and Thomas E. J. Underwood. Electroweak-scale resonant leptogenesis. *Phys. Rev.*, D72:113001, 2005. [arXiv:hep-ph/0506107].
- [65] A. Anisimov, A. Broncano, and M. Plumacher. The CP-asymmetry in resonant leptogenesis. *Nucl. Phys.*, B737:176–189, 2006. [arXiv:hep-ph/0511248].
- [66] Yuval Grossman, Tamar Kashti, Yosef Nir, and Esteban Roulet. Leptogenesis from supersymmetry breaking. *Phys. Rev. Lett.*, 91:251801, 2003. [arXiv:hep-ph/0307081].
- [67] Giancarlo D’Ambrosio, Gian F. Giudice, and Martti Raidal. Soft leptogenesis. *Phys. Lett.*, B575:75–84, 2003. [arXiv:hep-ph/0308031].
- [68] Yuval Grossman, Tamar Kashti, Yosef Nir, and Esteban Roulet. New ways to soft leptogenesis. *JHEP*, 11:080, 2004. [arXiv:hep-ph/0407063].
- [69] K. Huang. *Statistical mechanics*. New York: © 1963 by John Wiley & Sons.
- [70] Anders Basboll and Steen Hannestad. Decay of heavy Majorana neutrinos using the full Boltzmann equation including its implications for leptogenesis. *JCAP*, 0701:003, 2007. [arXiv:hep-ph/0609025].
- [71] Enrico Nardi, Juan Racker, and Esteban Roulet. CP violation in scatterings, three body processes and the Boltzmann equations for leptogenesis. *JHEP*, 09:090, 2007. [arXiv:hep-ph/0707.0378].
- [72] Laura Covi, Nuria Rius, Esteban Roulet, and Francesco Vissani. Finite temperature effects on CP violating asymmetries. *Phys. Rev.*, D57:93–99, 1998. [arXiv:hep-ph/9704366].
- [73] O. Vives. Flavoured leptogenesis: A successful thermal leptogenesis with  $N(1)$  mass below  $10^{10}$ -GeV. *Phys. Rev.*, D73:073006, 2006. [arXiv:hep-ph/0512160].
- [74] Pasquale Di Bari. Seesaw geometry and leptogenesis. *Nucl. Phys.*, B727:318–354, 2005. [arXiv:hep-ph/0502082].

- [75] Steve Blanchet and Pasquale Di Bari. Leptogenesis beyond the limit of hierarchical heavy neutrino masses. *JCAP*, 0606:023, 2006. [arXiv:hep-ph/0603107].
- [76] A. Abada, S. Davidson, A. Ibarra, F.X. Josse-Michaux, M. Losada, and A. Riotto. Flavour matters in leptogenesis. *JHEP*, 09:010, 2006. [arXiv:hep-ph/0605281].
- [77] W. Buchmuller and M. Plumacher. Spectator processes and baryogenesis. *Phys. Lett.*, B511:74–76, 2001. [arXiv:hep-ph/0104189].
- [78] Enrico Nardi, Yosef Nir, Juan Racker, and Esteban Roulet. On Higgs and sphaleron effects during the leptogenesis era. *JHEP*, 01:068, 2006. [arXiv:hep-ph/0512052].
- [79] Jeffrey A. Harvey and Michael S. Turner. Cosmological baryon and lepton number in the presence of electroweak fermion number violation. *Phys. Rev.*, D42:3344–3349, 1990.
- [80] M. Laine and Mikhail E. Shaposhnikov. A remark on sphaleron erasure of baryon asymmetry. *Phys. Rev.*, D61:117302, 2000. [arXiv:hep-ph/9911473].
- [81] Guy D. Moore. Computing the strong sphaleron rate. *Phys. Lett.*, B412:359–370, 1997. [arXiv:hep-ph/9705248].
- [82] R. N. Mohapatra and P. B. Pal. Massive neutrinos in physics and astrophysics. *World Sci. Lect. Notes Phys.*, 41:1–318, 1991.
- [83] Enrico Nardi, Yosef Nir, Esteban Roulet, and Juan Racker. The importance of flavor in leptogenesis. *JHEP*, 01:164, 2006. [arXiv:hep-ph/0601084].
- [84] Tomohiro Endoh, Takuya Morozumi, and Zhao-hua Xiong. Primordial lepton family asymmetries in seesaw model. *Prog. Theor. Phys.*, 111:123–149, 2004. [arXiv:hep-ph/0308276].
- [85] S. Blanchet, P. Di Bari, and G. G. Raffelt. Quantum Zeno effect and the impact of flavor in leptogenesis. *JCAP*, 0703:012, 2007. [arXiv:hep-ph/0611337].
- [86] Andrea De Simone and Antonio Riotto. On the impact of flavour oscillations in leptogenesis. *JCAP*, 0702:005, 2007. [arXiv:hep-ph/0611357].
- [87] B. Kayser, F. Gibrat-Debu, and F. Perrier. The Physics of massive neutrinos. *World Sci. Lect. Notes Phys.*, 25:1–117, 1989.
- [88] Paul Langacker. Neutrino mass. TASI 90, Boulder, CO, Jun 3-29, 1990.
- [89] W. Greiner and J. Reinhardt. Field quantization. Berlin, Germany: Springer (1996) 440 p.
- [90] Howard E. Haber and Gordon L. Kane. The Search for Supersymmetry: Probing Physics Beyond the Standard Model. *Phys. Rept.*, 117:75–263, 1985.
- [91] F. Mandl and Graham Shaw. Quantum Field Theory. Chichester, Uk: Wiley (1984) 354 P. (A Wiley-interscience Publication).



# Trabajos Publicados

Trabajos publicados durante el transcurso del trabajo de tesis:

**“On Higgs and sphaleron effects during the leptogenesis era”.**

Enrico Nardi, Yosef Nir, Juan Racker, y Esteban Roulet. *JHEP*, 01:068, 2006.

**“The importance of flavor in leptogenesis”.**

Enrico Nardi, Yosef Nir, Esteban Roulet, y Juan Racker. *JHEP*, 01:164, 2006.

**“CP violation in scatterings, three body processes and the Boltzmann equations for leptogenesis”.**

Enrico Nardi, Juan Racker, y Esteban Roulet. *JHEP*, 09:090, 2007.