

Universidad de Nariño
Facultad de Ciencias Exactas y Naturales
Departamento de Física



Bariogénesis y leptogénesis bajo la mínima extensión
más allá del modelo estándar.

Isaac Mateo Garzón Muñoz.
Director: Dr. Eduardo Rojas Peña.

San Juan de Pasto, diciembre de 2023

Contenido

1. Planteamiento del Problema	3
2. Justificación	4
3. Objetivos	5
4. Marco referencial	6
5. Metodología	12
6. Cronograma	13
7. Presupuesto	13
8. Resultados esperados	14

1. Planteamiento del Problema

En el universo se observa materia pero no antimateria. La explicación de esta observación es una de las preguntas más importantes de la física actual. La asimetría entre materia y antimateria está relacionada con las líneas de investigación conocidas como bariogénesis y leptogénesis en física de altas energías y en general con la física más allá del modelo estándar. Desde los años sesenta se conoce que para explicar satisfactoriamente el universo observado se requiere la violación de simetrías discretas, una evolución térmica del universo fuera del equilibrio y violación del número bariónico [1]. Además de ser un tema fundamental en física de partículas también es de gran importancia para la cosmología.

El problema consiste en usar un modelo de física más allá del modelo estándar que permita explicar la asimetría materia-antimateria del universo mediante el estudio cuantitativo de la generación del número bariónico y el número leptónico. Por tanto, la pregunta a responder es, **¿cuál es la extensión mínima del modelo estándar que permite explicar la asimetría materia-antimateria en el universo?**

Esta clase de modelos pueden tener muchas implicaciones tanto en física de partículas como en cosmología, permitiendo formular otros proyectos que estudien las consecuencias fenomenológicas del modelo estudiado.

Este tema no se ha estudiado en trabajos de grado en la carrera de física o en la maestría en física de la universidad de Nariño. En Colombia se han publicado dos trabajos relacionados, un artículo en la universidad de Antioquia dirigido por el doctor Diego Restrepo y una tesis de maestría en la universidad Nacional dirigida por el doctor Roberto Martínez.

2. Justificación

En 1967, Andrei Sakharov, inspirado en los descubrimientos de la radiación cósmica de fondo [2] y la violación de CP en kaones neutros [3], propuso un conjunto de tres condiciones necesarias que debe satisfacer una interacción para producir materia y antimateria de forma asimétrica [1]:

1. **Violación del número bariónico.** Esta condición es crucial para producir un exceso de bariones en comparación con antibariones.
2. **Violación de simetrías discretas.** La violación de la simetría C (conjugación de carga) también es esencial para garantizar que las interacciones que producen más bariones que antibariones no sean contrarrestadas por interacciones que hagan lo contrario. La violación de la simetría CP (conjugación de carga - paridad) es igualmente necesaria para evitar una producción igual de bariones zurdos y antibariones derechos, así como de antibariones zurdos y bariones derechos.
3. **Interacciones fuera del equilibrio térmico.** De lo contrario, la simetría CPT (carga-paridad-temporal) garantizaría una compensación entre los procesos que aumentan y disminuyen el número bariónico [4].

Hasta el momento, no existe evidencia experimental de interacciones de partículas que rompan la conservación del número bariónico de manera perturbativa. Esto sugiere que antes y después de todas las reacciones de partículas observadas, el número bariónico se mantiene constante. Matemáticamente, el conmutador del operador cuántico del número bariónico con el hamiltoniano del modelo estándar (perturbativo) es cero: $[B, H] = BH - HB = 0$. Sin embargo, se sabe que el modelo estándar viola la conservación del número bariónico de manera no perturbativa, específicamente a través de una anomalía global U(1) [5]. Para explicar la violación bariónica en la bariogénesis, tales eventos (incluida la desintegración de protones) pueden ocurrir en las Teorías de la Gran Unificación (en inglés GUTs) y en los modelos supersimétricos (en inglés SUSYs) a través de bosones masivos hipotéticos.

La segunda condición fue descubierta en 1964 (la violación directa de la simetría CP, es decir, la violación de la simetría CP en un proceso de desintegración, se descubrió más tarde, en 1999) [6]. Debido a la simetría CPT, la violación de la simetría CP exige la violación de la simetría de inversión del tiempo o simetría T.

En el escenario de desintegración fuera de equilibrio térmico [7], la tercera condición establece que la velocidad de una reacción que genera asimetría bariónica debe ser más lenta que la velocidad de expansión del universo. En esta situación, las partículas y sus correspondientes antipartículas no alcanzan el equilibrio térmico debido a la rápida expansión del universo, lo que reduce la probabilidad de aniquilación de pares.

3. Objetivos

Objetivo general

Usar un modelo de física más allá del modelo estándar para explicar la generación de número bariónico y número leptónico en el universo temprano.

Objetivos específicos

- Estudiar los formalismos de la teoría cuántica de campos y su aplicación al problema de la asimetría materia-antimateria.
- Evaluar el modelo mediante un análisis estadístico con las restricciones experimentales de la física de partículas y cosmología.

4. Marco referencial

Las observaciones indican que el número de bariones (protones y neutrones) en el Universo no es igual al número de antibariones (antiprotones y antineutrones). Hasta donde se conoce, todas las estructuras que vemos en el cosmos (estrellas, galaxias y cúmulos) están compuestas de materia (bariones y electrones) sin observaciones de antimateria (antibariones y positrones) en cantidades apreciables. Dado que diversas consideraciones sugieren que el Universo se origina de un estado con igual número de bariones y antibariones, la asimetría bariónica observada debe haber sido generada de forma dinámica, escenario que se conoce con el nombre de *bariogénesis*. Cabe preguntarse ¿por qué que la asimetría bariónica se ha generado dinámicamente, en lugar de ser una condición inicial? Hay al menos dos razones para ello.

En primer lugar, si una asimetría bariónica hubiera sido una condición inicial, habría sido una limitación muy ajustada (poco natural). Por cada 6.000.000 de antiquarks, debería haber 6.000.001 de quarks. Una circunstancia tan ajustada parece muy inverosímil. En segundo lugar, y quizás más importante, existen excelentes razones, basadas en las características observadas de la radiación cósmica de fondo de microondas (en inglés CMB), para pensar que hubo un proceso inflacionario en el Universo temprano, por tanto, cualquier asimetría bariónica primordial se habría diluido exponencialmente con la expansión del espacio-tiempo.

La asimetría bariónica del Universo plantea un enigma en la física de partículas. El modelo estándar (en inglés SM) de interacciones de partículas contiene todos los ingredientes necesarios para generar dinámicamente tal asimetría en un Universo con simetría bariónica primordial. Sin embargo, no logra explicar una asimetría tan grande como la observada [8]. Se necesita una nueva física [1], que distinga la materia de la antimateria de una manera más pronunciada que la del SM y a su vez, debería apartarse del equilibrio térmico durante la historia del Universo.

La asimetría bariónica del Universo se puede definir en dos formas equivalentes:

$$\eta \equiv \frac{n_B - n_{\bar{B}}}{n_\gamma} \Big|_0 = (6.21 \pm 0.16) \times 10^{-10} \quad (1)$$

$$Y_{\Delta B} \equiv \frac{n_B - n_{\bar{B}}}{s} \Big|_0 = (8.75 \pm 0.23) \times 10^{-11} \quad (2)$$

donde n_B , $n_{\bar{B}}$, n_γ y s son las densidades numéricas de bariones, antibariones, fotones y entropía respectivamente, el subíndice 0 se refiere al momento actual y el valor numérico proviene de datos combinados de fondo de microondas y estructura a gran escala (datos WMAP de 5 años, oscilaciones acústicas bariónicas y Supernovas tipo IA) [9]. Es conveniente calcular $Y_{\Delta B}$ la asimetría bariónica relativa a la densidad de entropía s , donde $s = g_*(2\pi^2/45)T^3$ y se conserva durante la expansión adiabática del Universo (g_* es el número de grados de libertad en el plasma y T es la temperatura).

Las dos definiciones (1) y (2) se relacionan a través de $Y_{\Delta B} = (n_{\gamma 0}/s_0)\eta \simeq \eta/7.04$. Una tercera forma relacionada de expresar la asimetría se da en términos de la fracción bariónica de la densidad de energía crítica,

$$\Omega_B \equiv \rho_B/\rho_{\text{crit}}. \quad (3)$$

Su relación con η esta dada por,

$$\eta = 2.74 \times 10^{-8} \Omega_B h^2, \quad (4)$$

donde $h \equiv H_0/100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1} = 0.701 \pm 0.013$ [10] es el actual parámetro de Hubble. El valor de la asimetría bariónica del Universo se infiere a partir de observaciones de dos maneras independientes.

La primera forma es mediante la nucleosíntesis del big bang [11]. Esta área de la cosmología predice las abundancias de los elementos ligeros, D, ^3He , ^4He y ^7Li , donde estas predicciones dependen esencialmente de un único parámetro que es η :

- Las abundancias de D y ^3He son muy sensibles a η . La razón es que son cruciales en la síntesis de ^4He a través de reacciones de dos cuerpos $\text{D}(p, \gamma) ^3\text{He}$ y $^3\text{He}(\text{D}, p) ^4\text{He}$. La velocidad de estas reacciones es proporcional a las densidades numéricas de los núcleos entrantes que, a su vez, dependen de η : $n(\text{D}) \propto \eta$ y $n(^3\text{He}) \propto \eta^2$, por lo tanto, cuanto mayor sea η , más tarde se detendrán estos procesos de producción de ^4He (es decir, se volverán más lentos que la tasa de expansión del Universo), y en consecuencia, menores serán las abundancias de congelación de D y de ^3He .
- La abundancia de ^4He es menos sensible a η , valores más grandes de η significan que el número relativo de fotones, y en particular, los fotones con energía mayor que las energías de enlace de los núcleos relevantes, es menor, y por lo tanto, las abundancias de D, ^3He y ^3H se acumulan antes. En consecuencia, la síntesis de ^4He comienza antes, con una mayor relación de neutrones-protones.
- La dependencia de la abundancia de ^7Li en η es más complicada, ya que intervienen dos procesos de producción con dependencias opuestas a η .

Las abundancias primordiales de los cuatro elementos ligeros se pueden inferir a partir de diversas observaciones. El hecho de que haya un rango de η que sea consistente con todas las abundancias da un fuerte respaldo a la cosmología estándar del big bang caliente. Este rango es proporcionado (al 95 % de nivel de confianza) por [11],

$$4.7 \times 10^{-10} \leq \eta \leq 6.5 \times 10^{-10}, \quad 0.017 \leq \Omega_B h^2 \leq 0.024. \quad (5)$$

La segunda manera de determinar Ω_B proviene de las mediciones de las anisotropías en el CMB [12]. El espectro del CMB corresponde, en excelente aproximación, a una radiación de cuerpo negro con una temperatura casi constante T . La observación básica es la fluctuación de temperatura,

$$\Theta(\hat{\mathbf{n}}) = \Delta T/T \quad (6)$$

donde \hat{n} denota la dirección en el cielo, el análisis es más sencillo en el espacio de Fourier, donde se define el número de onda como k .

El momento crucial para el CMB fue el de la recombinación, cuando la temperatura descendió lo suficiente como para que protones y electrones pudieran formar hidrógeno neutro, esto ocurrió a un corrimiento al rojo de $z_{\text{rec}} \sim 1000$. Antes de este momento, el plasma cosmológico se puede describir, en buena aproximación, como un fluido fotón-barión. Las principales características del CMB provienen de las ecuaciones básicas de la mecánica de fluidos aplicadas a un fluido fotón-barión perfecto, despreciando los efectos dinámicos de la gravedad y los bariones:

$$\ddot{\Theta} + c_s^2 k^2 \Theta = 0, \quad c_s \equiv \sqrt{\dot{p}/\dot{\rho}} = \sqrt{1/3}, \quad (7)$$

donde c_s es la velocidad del sonido en el fluido bariónico libre de dinámica (ρ y p son la densidad de energía y la presión de los fotones). Estas características en el espectro de anisotropía incluyen: la existencia de picos y valles, el espaciado entre picos adyacentes y la ubicación del primer pico. Las modificaciones debidas a la gravedad y los bariones se pueden entender al agregar sus efectos a la ecuación (7),

$$\ddot{\Theta} + c_s^2 k^2 \Theta = F, \quad c_s = \frac{1}{\sqrt{3(1 + 3\rho_B/4\rho_\gamma)}}, \quad (8)$$

donde F es el término de forzamiento debido a la gravedad y ρ_B es la densidad de energía de los bariones. El efecto físico de los bariones es proporcionar una gravedad adicional que aumenta la compresión en pozos de potencial. La consecuencia es un aumento de las fases de compresión, lo que se traduce en un aumento de los picos impares en el espectro. Así, una medición de la disparidad entre picos impares y pares restringe la densidad de energía de los bariones. Un ajuste a las observaciones más recientes (data solamente WMAP5, asumiendo un modelo Λ CDM con un espectro de potencia libre de escala para las fluctuaciones de densidad primordial) da (a 2σ) [10].

$$0.02149 \leq \Omega_B h^2 \leq 0.02397. \quad (9)$$

La impresionante consistencia entre las restricciones de la nucleosíntesis (5) y del fondo cósmico de microondas (9) sobre la densidad de bariones en el Universo es otro triunfo de la cosmología del big bang caliente. Una teoría coherente de la bariogénesis debería explicar $n_B \approx 10^{-10} s$.

Las tres condiciones necesarias para generar dinámicamente una asimetría de bariones fueron propuestas por Sakharov [1]:

1. **Violación del número bariónico.** Esta condición es necesaria para evolucionar desde un estado inicial con $Y_{\Delta B} = 0$ a un estado con $Y_{\Delta B} \neq 0$.
2. **Violación de simetrías discretas C y CP.** Si se conservara C o CP, entonces los procesos que involucran bariones procederían a exactamente la misma velocidad que los

procesos C- o CP- conjugados que involucran antibariones, con el efecto general de que no se generarían asimetrías de bariones.

3. **Dinámica fuera del equilibrio.** En equilibrio químico, no hay asimetrías en números cuánticos que no se conservan (como B el número bariónico, según la primera condición).

Estos ingredientes están presentes en el modelo estándar. Sin embargo, no se ha encontrado ningún mecanismo dentro de este modelo que genere una asimetría de bariones lo suficientemente grande, realizando una comparativa más profunda:

1. El número bariónico se viola en el SM y los procesos resultantes que violan el número bariónico son rápidos en el Universo temprano [13]. La violación se debe a la anomalía quirral (triángulo) y conduce a procesos que involucran nueve quarks zurdos (tres de cada generación) y tres leptones zurdos (uno de cada generación). Se cumple una regla de selección,¹

$$\Delta B = \Delta L = \pm 3. \quad (10)$$

A temperatura cero, la amplitud de los procesos que violan el número bariónico es proporcional a $e^{-8\pi^2/g^2}$ [14], lo cual es demasiado pequeño para tener algún efecto observable. Sin embargo, a altas temperaturas, estas transiciones no llegan a ser suprimidas [13].

2. Las interacciones débiles del SM violan C de manera maximal y violan CP a través del mecanismo de Kobayashi-Maskawa [15]. Esta violación de CP se puede parametrizar mediante el invariante de Jarlskog [16], que, cuando se normaliza adecuadamente, es del orden de 10^{-20} . Dado que prácticamente no hay factores de mejora cinemáticos en el baño térmico [17, 18], es imposible generar $Y_{\Delta B} \sim 10^{-10}$ con una cantidad tan pequeña de violación de CP. En consecuencia, la bariogénesis implica que deben existir nuevas fuentes de violación de simetría más allá de la fase de Kobayashi-Maskawa del SM.
3. Dentro del SM, la salida del equilibrio térmico ocurre en la transición de fase electrodébil (en inglés EWPT)[19]. Aquí, la condición de no equilibrio es proporcionada por las interacciones de partículas con la pared de la burbuja, mientras se mueve a través del plasma. Sin embargo, el límite inferior experimental de la masa del Higgs sugiere que esta transición no es de primer orden, como se requiere para una bariogénesis exitosa. Por lo tanto, se requiere un tipo diferente de salida del equilibrio térmico proveniente de nueva física o, alternativamente, una modificación a la transición electrodébil.

Esto demuestra que la bariogénesis requiere nueva física que extienda el SM de al menos dos maneras: debe introducir nuevas fuentes de violación de CP y debe proporcionar una salida

¹Esta regla de selección implica que los procesos de esfalerón no median el decaimiento del protón.

del equilibrio térmico además de la transición de fase electrodébil (EWPT) o modificar la propia EWPT. Algunos posibles mecanismos de nueva física para la bariogénesis son los siguientes:

GUT bariogénesis [20, 21] genera la asimetría de bariones en los decaimientos fuera de equilibrio de bosones pesados en las Teorías de Gran Unificación. Las ecuaciones de Boltzmann (en inglés BE) para los bosones y la asimetría de bariones son estudiadas en [22]. Las BE también son necesarias para la leptogénesis haciendo énfasis en los análisis de Kolb y Wolfraam [23]. El escenario de bariogénesis por GUTs tiene dificultades con la no observación de la desintegración del protón, lo que establece un límite inferior en la masa del bosón en decaimiento y, por lo tanto, en la temperatura de recalentamiento después de la inflación. Los modelos simples de inflación no proporcionan una temperatura de recalentamiento tan alta, lo que podría regenerar vestigios no deseados. Además, en las GUTs más simples $B + L$ se viola pero $B - L$ no, en consecuencia, los esfalerones del SM que violan $B + L$, en equilibrio a $T \lesssim 10^{12}$ GeV, destruirían esta asimetría.

La leptogénesis fue propuesta por Fukugita y Yanagida en 1986 [24]. Se introducen nuevas partículas, neutrinos singletes, a través del mecanismo de seesaw [25]. Sus acoplamientos de Yukawa proporcionan la necesaria fuente adicional de violación de CP. La tasa de estas interacciones de Yukawa puede ser lo suficientemente lenta (es decir, más lenta que H , la tasa de expansión del Universo en el momento en que se genera la asimetría) como para que se produzca una salida del equilibrio térmico. La violación del número leptónico proviene de las masas de Majorana de estas nuevas partículas, y los procesos esfalerones del Modelo Estándar aún desempeñan un papel crucial en la conversión parcial de la asimetría leptónica en una asimetría bariónica [26].

Bariogénesis electrodébil [7, 27] es el nombre de una clase de modelos donde la desviación del equilibrio térmico es proporcionada por la transición de fase electrodébil. En principio, el SM pertenece a esta clase, pero la transición de fase no es fuertemente de primer orden [28] y la violación de CP es demasiado pequeña [17, 18]. Por lo tanto, los modelos viables de bariogénesis electrodébil necesitan una modificación del potencial escalar de tal manera que la naturaleza de la transición de fase electrodébil cambie, además de nuevas fuentes de violación de CP. Un ejemplo es el modelo 2HDM (modelo de dos dobletes de Higgs) [29], donde el potencial del Higgs tiene más parámetros y, a diferencia del potencial del SM, viola CP. Otro ejemplo interesante es el MSSM (Modelo Estándar Mínimo Supersimétrico) [30], donde se modifica el potencial del Higgs de la manera requerida y donde hay nuevas (diagonales de sabor) fases de violación de CP. La bariogénesis electrodébil y, en particular, la bariogénesis del MSSM, podría estar sujeta pronto a pruebas experimentales en el LHC del CERN.

El mecanismo de Affleck-Dine [31]. La asimetría surge en un campo escalar clásico, que luego decae en partículas. En un modelo SUSY, este campo podría ser alguna combinación de

campos scalar-quark, Higgs y scalar-lepton. El campo comienza con un valor de expectación grande y transita hacia el origen en su potencial escalar. En las distancias iniciales grandes desde el origen puede haber contribuciones al potencial de interacciones que violan el número bariónico o leptónico (mediadas, por ejemplo, por partículas pesadas). Estas imprimen una asimetría neta al campo que fluctúa. Este mecanismo genérico podría producir una asimetría en cualquier combinación de B y L .

5. Metodología

Tipo de investigación: Esta investigación adoptará un enfoque descriptivo, ya que tiene como objetivo la elaboración de una monografía centrada en examinar la extensión mínima del modelo estándar que resuelva el problema de bariogénesis y leptogénesis. El propósito principal es proporcionar una explicación a la asimetría materia-antimateria mediante el empleo de formalismos provenientes de la teoría cuántica de campos.

En términos del enfoque metodológico, se orientará hacia un enfoque cuantitativo. Se emplearán metodologías estadísticas formales para abordar de manera rigurosa el problema planteado, permitiendo así una exploración detallada de las relaciones y variables involucradas en el contexto de la asimetría materia-antimateria.

Fuente de datos: para el desarrollo del proyecto se hará uso de fuentes de datos primarias como artículos a modo de reviews y fuentes secundarias como lo podrían ser libros, tesis universitarias y páginas web que aborden el tema a tratar, además se utilizará como fuentes de datos las notas de clase de teoría clásica de campos, teoría de grupos, electiva de altas energías y cosmología para los desarrollos matemáticos correspondientes.

Técnicas de recolección y análisis de información: La recopilación de información se llevará a cabo mediante la revisión de documentos y tesis previamente publicadas que aborden temáticas relevantes para la investigación. Además, los procesos matemáticos y demostraciones serán ejecutados de manera autónoma o mediante el uso de herramientas especializadas, como el software Mathematica o Sarah.

Diseño metodológico: a continuación, se describen a detalle cada uno de los pasos a seguir, los cuales permitirán alcanzar los objetivos planteados y el correcto desarrollo del problema, teniendo en cuenta que en todo momento se elaborará el manuscrito de trabajo de grado.

1. Se hará una revisión bibliográfica sobre los formalismos de la teoría cuántica de campos enfocados a la resolución del problema de la bariogénesis y leptogénesis.
2. Se procederá a seleccionar y aplicar cómo modelo, la extensión mínima del modelo estándar que permite explicar la asimetría materia-antimateria en el universo.
3. Se realizará una reproducción de resultados teóricos del modelo seleccionado.
4. Se hará un análisis de χ^2 sobre el espacio de parámetros del modelo con las restricciones experimentales de física de partículas y cosmología.
5. Finalmente se consolidará toda la información en la redacción formal del documento de trabajo de grado.

6. Cronograma

No.	Actividades	Mes 1	Mes 2	Mes 3	Mes 4
1	Revisión bibliográfica sobre los formalismos de la teoría cuántica de campos que se enfocan en la resolución del problema de la bariogénesis y la leptogénesis.	X			
2	Selección y aplicación del modelo.	X	X		
3	Reproducción de resultados teóricos.		X	X	
4	Análisis estadístico sobre el espacio de parámetros del modelo con las restricciones experimentales de física de partículas como de cosmología.			X	X
5	Redacción del manuscrito de trabajo de grado.	X	X	X	X

7. Presupuesto

Presupuesto tangible						
No.	Concepto	Fuente de financiación	cantidad	Unidad comercial	Valor unitario	Subtotal
1	Asus TUF Dash F15	Estudiante	1	Und	4'500.000	4'500.000
2	Plan de datos	Estudiante	4	Mes	38.000	152.000
3	Papelería	Estudiante	1	Und	40.000	80.000
Presupuesto intangible						
4	Horas de trabajo del docente	Universidad	32	Hora	50.000	1'600.000
5	Horas de trabajo del estudiante	Estudiante	380	Hora	15.000	5'700.000

8. Resultados esperados

- Un potencial escalar con una transición de fase de primer orden que satisfaga los criterios necesarios para que se pueda generar suficiente número bariónico o leptónico respecto al modelo usado.
- Descripción correcta de cómo el formalismo de la teoría cuántica de campos puede dar solución al problema de la bariogénesis y leptogénesis.
- Un ajuste óptimo en el comportamiento del modelo con las restricciones experimentales de la física de partículas y de cosmología.
- Presentación del respectivo trabajo en un congreso a manera de ponencia corta.

Referencias

- [1] A. D. Sakharov, “Violation of CP Invariance, C asymmetry, and baryon asymmetry of the universe,” *Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, vol. 5, pp. 32–35, 1967.
- [2] A. A. Penzias and R. W. Wilson, “A Measurement of Excess Antenna Temperature at 4080 Mc/s.,” *apj*, vol. 142, pp. 419–421, July 1965.
- [3] J. H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch, and R. Turlay, “Evidence for the 2π decay of the k_2^0 meson,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 13, pp. 138–140, Jul 1964.
- [4] G. R. Farrar and M. E. Shaposhnikov, “Baryon asymmetry of the universe in the minimal Standard Model,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 70, pp. 2833–2836, 1993. [Erratum: *Phys.Rev.Lett.* 71, 210 (1993)].
- [5] A. Boubakir, H. Aissaoui, and N. Mebarki, “Strong first-order phase transition and B-violation in the compact 341 model,” *Int. J. Mod. Phys. A*, vol. 36, no. 33, p. 2150244, 2021.
- [6] e. a. Alavi-Harati, “Observation of direct cp violation,” *Physical Review Letters*, vol. 83, p. 22–27, July 1999.
- [7] A. Riotto and M. Trodden, “Recent progress in baryogenesis,” *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, vol. 49, pp. 35–75, 1999.
- [8] A. D. Dolgov., “NonGUT baryogenesis,” *Phys. Rept.*, vol. 222, pp. 309–386, 1992.
- [9] E. K. et al., “Five-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Cosmological Interpretation,” *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 2009.
- [10] J. D. et al., “Five-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Likelihoods and Parameters from the WMAP data,” *The Astrophysical Journal Supplement Series*, vol. 180, pp. 306–329, 2009.
- [11] W. M. Y. et al., “Review on Big-bang nucleosynthesis in Review of particle physics,” *J. Phys.*, vol. G33, 2006.
- [12] W. Hu and S. Dodelson., “Cosmic Microwave Background Anisotropies.,” *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, vol. 40, pp. 171–216, 2002.
- [13] V. A. R. V. A. Kuzmin and M. E. Shaposhnikov., “On the Anomalous Electroweak Baryon Number Nonconservation in the Early Universe.,” *Phys. Lett.*, vol. B155, p. 36, 1985.
- [14] G. ’t Hooft., “Symmetry breaking through Bell-Jackiw anomalies.,” *Phys. Lett.*, vol. 37, pp. 8–11, 1976.

- [15] M. Kobayashi and T. Maskawa., “CP Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction.,” *Prog. Theor. Phys.*, vol. 49, pp. 652–657, 1973.
- [16] C. Jarlskog, “Commutator of the Quark Mass Matrices in the Standard Electroweak Model and a Measure of Maximal CP Violation,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 55, p. 1039, 1985.
- [17] M. B. Gavela, M. Lozano, J. Orloff, and O. Pene, “Standard model CP violation and baryon asymmetry. Part 1: Zero temperature,” *Nucl. Phys.*, vol. B430, pp. 345–381, 1994.
- [18] 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.*, vol. B430, pp. 382–426, 1994.
- [19] M. Trodden, “Electroweak baryogenesis,” *Rev. Mod. Phys.*, vol. 71, pp. 1463–1500, 1999.
- [20] J. R. Ellis, M. K. Gaillard, and D. V. Nanopoulos, “Baryon Number Generation in Grand Unified Theories,” *Phys. Lett.*, vol. B80, p. 360, 1979.
- [21] S. Weinberg, “Cosmological production of baryons,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 42, pp. 850–853, 1979.
- [22] J. N. Fry, K. A. Olive, and M. S. Turner, “Higgs bosons and the evolution of baryon asymmetries,” *Phys. Rev.*, vol. D22, p. 2977, 1980.
- [23] E. W. Kolb and S. Wolfram, “Baryon Number Generation in the Early Universe,” *Nucl. Phys.*, vol. B172, p. 224, 1980.
- [24] M. Fukugita and T. Yanagida, “Baryogenesis without grand unification,” *Phys. Lett.*, vol. B174, p. 45, 1986.
- [25] T. Yanagida, “Horizontal gauge symmetry and masses of neutrinos,” the Workshop on the Baryon Number of the Universe and Unified Theories, vol. 13-14, 1979.
- [26] S. Y. Khlebnikov and M. E. Shaposhnikov, “The statistical theory of anomalous fermion number nonconservation,” *Nucl. Phys.*, vol. B308, pp. 885–912, 1988.
- [27] J. M. Cline, “Baryogenesis,” *hep-ph/060914*, 2006.
- [28] K. Kajantie, M. Laine, K. Rummukainen, and M. E. Shaposhnikov, “The Electroweak Phase Transition: A Non-Perturbative Analysis,” *Nucl. Phys.*, vol. B466, pp. 189–258, 1996.
- [29] M. Losada, “High temperature dimensional reduction of the MSSM and other multi-scalar models,” *Phys. Rev.*, vol. D56, pp. 2893–2913, 1997.

- [30] D. Delepine, J. M. Gerard, R. G. Felipe, and J. Weyers, “A light stop and electroweak baryogenesis,” *Phys. Lett.*, vol. B386, pp. 183–188, 1996.
- [31] I. Affleck and M. Dine, “A new mechanism for baryogenesis,” *Nucl. Phys.*, vol. B249, p. 361, 1985.