



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE
MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

DISPERSIÓN CP -ASIMÉTRICA DE FERMIO-
NES DURANTE LA TRANSICIÓN DE FASE ELEC-
TRODÉBIL

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL GRADO DE:
FÍSICO

PRESENTA:
JORDI SALINAS SAN MARTÍN

DIRECTOR DE TESIS:
JOSÉ ALEJANDRO AYALA MERCADO



CIUDAD DE MÉXICO, MÉXICO

MAYO, 2018



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

Dispersión CP -asimétrica de fermiones durante la Transición de Fase Electrodébil

por

Jordi Salinas San Martín

Tesis presentada para obtener el grado de

Físico

en la

FACULTAD DE CIENCIAS

UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

Ciudad de México, México. Mayo, 2018

A mi familia.

Agradecimientos

Este trabajo fue posible por el esfuerzo conjunto de un gran número de personas cuyo aporte directo o indirecto fue vital para mi formación profesional y crecimiento personal.

Quiero expresar mi agradecimiento a:

Mis padres y hermano, *Leonora, Juan e Igor*, quienes sin duda han sido mi mayor fuente de amor, apoyo e inspiración a lo largo de mi vida. *Hasta la victoria, siempre.*

Alejandro y Luis, pues además de guiarme de la manera más amena por el camino profesional, me han tendido una mano amiga una y otra vez. El trabajo no pesa cuando uno ama lo que hace y se está en tan buena compañía.

Tere y Juan, junto con mis padrinos *Angélica y Javier*, quienes me han demostrado mejor que nadie que la bondad de la gente puede ser tan grande como el mundo mismo. Sin su apoyo constante no podría haber alcanzado este punto.

Los grandes profesores que más allá de darme una buena clase, me inspiraron, cautivaron y motivaron a ser cada día mejor: la *Dra. Myriam Mondragón, Dra. Roxana del Castillo, Dra. Renela Valladares, Dra. María de los Ángeles Ortíz, Dr. Ernesto Belmont, Dr. Jerónimo Cortéz, Dr. Matías Moreno, Dr. Mariano Chernicoff* y el *Dr. Genaro Toledo*. Fuera de la Facultad, la *Dra. Malena Tejeda*, además de su cariño y apoyo para alcanzar mis objetivos. También me gustaría reconocer al *Dr. Alipio Calles* quien junto con la *Dra. Roxana del Castillo* me dieron un lugar cálido para realizar mi trabajo tratándome siempre como de la familia.

Mis grandes amigos. *Diego, Fernanda, Jiram, Cecilia, Jorge y Adolfo*, una amistad que con tantas personalidades y diferentes cualidades me llena de esperanza, júbilo y orgullo. En la Facultad me encontré con personas excepcionales por su calidad humana y quienes estoy seguro tendrán nada más que éxito en su porvenir: *Edna, Laura e Ignacio*, quienes fueron motivación pura; *Ricardo*, por una amistad y apoyo en toda aventura; *Eugenia*, por mostrarme la *Terra Incognita*; *Diana*, por su bondad hacia el mundo y valor ante cualquier afrenta y *Alejandra, Gabriela y Luis*, brillantes y nobles como ellos solos, entre

otros con quienes me disculpo por no nombrar explícitamente.

La *Universidad Nacional Autónoma de México* y la *Facultad de Ciencias* a través de algunas autoridades y personajes bienintencionados, apoyadas por el pueblo mexicano. Además de enseñarme física, me enseñaron dos idiomas, me mandaron lejos, me dieron un espacio para practicar deporte, me facilitaron una plétora de eventos culturales, me apoyaron cuando más las necesité, me permitieron desarrollar mis habilidades didácticas y sobre todo, me dieron un espacio libre.

Gracias.

Dispersión CP -asimétrica de fermiones durante la Transición de Fase Electrodébil

por

Jordi Salinas San Martín

Resumen

El entendimiento de la física del Universo temprano permanece insuficiente en varios de sus aspectos. Uno de los grandes problemas de esta era es la generación de una asimetría entre materia y antimateria, conocido como el problema de la bariogénesis. Se cree que al comienzo del Universo se formaron ambas clases de materia en partes iguales, pero que un mecanismo generó la disparidad en sus abundancias poco después del Big Bang. Por otro lado, se han observado campos magnéticos a escalas galácticas e intergalácticas, que son difíciles de explicar bajo un origen astrofísico. Los datos observacionales sugieren que estos campos son producto de una amplificación de campos magnéticos semilla en etapas tempranas del Universo.

En el presente trabajo, se estudia el proceso de dispersión de fermiones durante la Transición de Fase Electrodébil con una fase que induce violación de CP y es incluida en el término de masa de los fermiones. Para esto, se resuelve la ecuación de Dirac con una masa compleja, calculando las corrientes incidente, reflejada y transmitida; dichas corrientes provienen de tener una transición de partículas de una región donde no tienen masa a una donde la han adquirido por el Mecanismo de Higgs, siendo estas regiones separadas por una “pared”. Posteriormente, se estudian los coeficientes de transmisión resultantes. Se encuentra después que la fase en el término de masa da lugar a una propagación asimétrica entre los modos quirales de un fermión que transita de la fase simétrica a la fase rota, generando una corriente eléctrica neta para el caso de una partícula eléctricamente cargada. Finalmente, se discute la generación de un campo magnético a través de esta corriente eléctrica, así como los posibles extensiones del trabajo.

Índice general

1	Introducción	3
2	Magnetogénesis Primordial	7
2.1	Origen de campos magnéticos	8
2.1.1	Fuentes astrofísicas	8
2.1.2	Fuentes primordiales	9
2.1.3	Observaciones	11
3	Transición de Fase Electrodébil	15
3.1	El Modelo Estándar de Partículas Elementales	15
3.1.1	Modelo Estándar	16
3.2	Transiciones de fase	19
3.3	Transiciones de fase en el Modelo Estándar de Partículas Elementales . .	20
3.4	El problema de la bariogénesis	23
3.4.1	Antimateria	23
3.4.2	Asimetría	25
3.4.3	Nucleosíntesis primordial	27
3.4.4	Condiciones de Sakharov	28
3.4.5	Posibles vías para resolver el problema de la bariogénesis	33
4	Dispersión de fermiones	41
4.1	Lagrangiano con violación de CP	41
4.2	Ecuación de movimiento	44

4.2.1	Una masa compleja	44
4.3	Solución a la ecuación de Dirac	46
4.3.1	Solución para la fase simétrica	48
4.3.2	Solución para la fase rota	48
4.3.3	Condiciones de continuidad y discontinuidad	49
4.3.4	Solución espinorial	55
4.3.5	Corrientes incidente, reflejada y transmitida	59
4.3.6	Coefficientes de reflexión y transmisión	61
5	Conclusiones y Perspectivas	67

Capítulo 1

Introducción

[...] Vivir vale la pena si uno puede contribuir en alguna pequeña parte a esta cadena interminable de progreso.

P. A. M. Dirac, 1933

El siglo XX fue testigo de avances excepcionales en el campo de la física como consecuencia de algunas preguntas clave hechas pocos años antes y que desestabilizaron el *estado del arte*. Tan pronto como en 1905, Albert Einstein formuló la *Teoría de la Relatividad Especial* y una década después, la *teoría de la Relatividad General*. La primera estudió las consecuencias de que la velocidad de la luz en el vacío sea la misma en cualquier marco de referencia inercial y que las leyes de la física permanezcan invariantes y la última, dando una descripción a la gravedad más detallada que la Ley de Gravitación Universal de Newton. Por otro lado, en los años siguientes se desarrollaría la *Mecánica Cuántica*, teoría que ofrece una descripción de la naturaleza a escalas de distancia muy pequeñas, como la escala atómica.

A medida que la teoría de la Relatividad Especial y la Mecánica Cuántica se fueron estableciendo como bloques fundamentales de la física moderna, se dio lugar a una revolución en la disciplina. Estas teorías se emplearon como herramientas para hacer nuevos hallazgos a escalas tan pequeñas como el interior de un átomo y tan grandes como el

Universo entero. Hacia las décadas de los 60 y 70's, se construyó el Modelo Estándar de las Partículas Elementales, un compendio de teorías tanto cuánticas como relativistas (únicamente Relatividad Especial) que describen quiénes son y cómo interactúan los elementos más fundamentales de la naturaleza. Este modelo es capaz de predecir con gran precisión la mayoría de los resultados experimentales que se obtienen hoy en día, incluso llegando a incertidumbres del orden de partes por mil millonésima. A pesar de este logro sin precedentes, la física moderna tiene aún una gran cantidad de problemas abiertos en lo que a la naturaleza fundamental del Universo se refiere.

La física del Universo temprano permanece siendo un misterio en varios de sus aspectos. Uno de estos enigmas es la asimetría en las cantidades de materia y antimateria que se observan (problema de la bariogénesis), pues se cree que estas fueron creadas en igual proporción en el Big Bang. Por otro lado, se ha encontrado en las últimas décadas que existen campos magnéticos en los espacios intergalácticos con intensidades de hasta 10^{-15} G* que han mostrado ser difíciles de explicar y que pudieron haber tenido relevancia al momento de la formación de las galaxias. El objetivo del presente trabajo será brindar una explicación a ambas incógnitas usando las herramientas del Modelo Estándar, pero teniendo en cuenta la posibilidad de alguna extensión mínima de éste. Más concretamente, se busca encontrar una asimetría entre materia y antimateria durante la etapa del Universo temprano conocida como *Transición de Fase Electrodebil*; esta asimetría a su vez generaría una corriente eléctrica y ésta, un campo magnético.

El trabajo está organizado de la siguiente manera. En el Capítulo 2 se introducirá con detalle a los posibles mecanismos que se conocen para la generación de campos magnéticos a escalas (inter-)galácticas, así como un breve compendio de las técnicas de observación más usadas para la medición de este tipo de campos magnéticos. En el Capítulo 3 se ahondará en la Transición de Fase Electrodebil, primero dando un resumen del Modelo Estándar de las Partículas Elementales, las transiciones de fase en general y la

*En este trabajo se utilizará el *sistema de unidades naturales* a menos que se indique explícitamente lo contrario. En dicho sistema, la velocidad de la luz en el vacío (c) y la constante de Planck reducida (\hbar), entre otras constantes fundamentales, son iguales a 1. Es decir, $c = \hbar = 1$. Haremos una excepción en el caso de los campos magnéticos donde se utilizarán los *gauss* (G) para medir su intensidad.

relación entre ellos. Se continuará exponiendo con detalle el problema de la bariogénesis incluyendo las observaciones que cuantifican la asimetría entre materia-antimateria y las posibles vías que se han ideado para darle explicación. Para finalizar el capítulo, se reúnen conceptos de todas sus secciones para explicar qué es y porqué es relevante el estudio de la Transición de Fase Electrodébil. El Capítulo 4 comienza deduciendo un Lagrangiano, a partir del cuál se obtendrá la ecuación de Dirac para un fermión durante la Transición de Fase Electrodébil, para posteriormente darle solución a la ecuación. Una vez obtenida la solución a la ecuación de Dirac, se presenta el cálculo de las corrientes de reflexión y transmisión con sus respectivos coeficientes. En la última parte del capítulo, se dan los resultados obtenidos para los coeficientes de transmisión quirales como función de la energía del fermión incidente en varios casos, concluyendo la existencia de una corriente eléctrica proporcional a la diferencia entre los coeficientes de transmisión. Por último, en el Capítulo 5 se resaltan las perspectivas para trabajo futuro teniendo en cuenta los resultados y limitaciones del presente trabajo.

Capítulo 2

Magnetogénesis Primordial

En este capítulo se revisará brevemente el panorama actual sobre el problema de la magnetogénesis primordial. En las décadas recientes se han observado campos magnéticos a escalas tan grandes como la Vía Láctea e incluso en el espacio entre galaxias. Las observaciones de campos magnéticos en galaxias muy alejadas indican que estos campos tuvieron poco tiempo para formarse después del Big Bang y no se sabe cómo es que se generaron; a este problema se le conoce como magnetogénesis primordial. Se presentarán algunos de los posibles escenarios como lo son la generación durante la etapa de inflación y las transiciones de fase. Finalmente se describirán las técnicas usadas para la medición de campos magnéticos a las escalas mencionadas.

Los campos magnéticos son omnipresentes. A toda escala a la que se ha sondeado el Universo, se ha visto que están presentes: en campos magnéticos creados con tan sólo un átomo [1], en imanes comunes a la escala humana, en el campo magnético terrestre [2], en el Sistema Solar [3], en estrellas [4], en la Vía Láctea, en otras galaxias [5], en cúmulos de galaxias [6] e inclusive en el espacio intergaláctico [7]. Las observaciones a escalas galácticas realizadas en años recientes nos han permitido ver intensidades de campos magnéticos coherentes de algunos μG , casi una millonésima parte del campo magnético terrestre [8]. Sin embargo, la presencia y origen de campos magnéticos en el espacio intergaláctico, en ausencia de estructuras astrofísicas, permanece siendo un misterio.

Los resultados experimentales que han medido la distribución de estos campos magnéticos sugieren que los campos que se observan actualmente son producto de una amplificación de campos magnéticos *semilla* a través de un mecanismo tipo dínamo. Más aún, las cotas experimentales obtenidas a partir de la observación de galaxias en etapas tempranas del Universo parecen indicar que dicho dínamo habría tenido poco tiempo para actuar y que habría requerido de intensidades de campo magnético de al menos 10^{-11}G [9] o incluso 10^{-30}G en algunos escenarios [10]. Sin embargo, el origen de los campos semilla es aún desconocido.

2.1. Origen de campos magnéticos

Los posibles procesos para describir el origen de los campos magnéticos a escalas extra galácticas se dividen comúnmente en dos fuentes: astrofísicas y cosmológicas o primordiales [9]. En el escenario de una generación astrofísica, los campos magnéticos semilla son típicamente débiles y los campos observados a gran escala son transportados de fuentes locales dentro de galaxias a mayores escalas. Por otro lado, en el caso de una generación primordial, un campo magnético semilla significativo es creado antes de la galaxia misma en escalas de distancia que son grandes hoy en día [11, 12]. Esta sección se dedica a dar una revisión general de las posibles fuentes de campos magnéticos intergalácticos y a analizar el panorama actual en el marco de estas investigaciones.

2.1.1. Fuentes astrofísicas

Los mecanismos para una generación de campos magnéticos cósmicos por medio de fuentes astrofísicas incluyen escenarios de inducción de campos en la época de recombinación o reionización mediante el efecto de batería Biermann o fotoionización [9]. Otros trabajos indican que los campos magnéticos se pudieron formar dentro de las galaxias para posteriormente ser transportados al medio intergaláctico a través de vientos fuertes de rayos cósmicos o jets de partículas cargadas expulsadas de agujeros negros; estas

partículas cuentan con suficiente energía para superar la velocidad de escape de los halos galácticos y así propagarse a las regiones de vacío [12-15]. La mayoría de los mecanismos mencionados resultan en un campo magnético débil y es necesaria la inclusión de alguna manera de amplificar los campos, lo cual normalmente se consigue por medio de un dínamo. La amplificación por medio de dínamos se ha estudiado ampliamente por sus características favorables y en fecha reciente esta idea ha progresado gracias a la resolución de las simulaciones numéricas en el estudio de la dinámica no-lineal [16]. La evidencia observacional de la existencia de campos con intensidad del orden de los μG recabada de las protogalaxias remotas ha acotado la posibilidad de que estos mecanismos sean los responsables de los campos magnéticos semilla. Así mismo, la presencia de campos magnéticos en zonas del espacio intergaláctico donde los mecanismos no pueden operar han desfavorecido este tipo de modelos en favor de la generación primordial [12].

2.1.2. Fuentes primordiales

Una posibilidad inquietante es que los campos magnéticos a escalas galácticas e intergalácticas sean una reliquia del Universo temprano, es decir, que se hayan conservado y amplificado y hayan precedido a las galaxias mismas. Resulta tal vez intuitivo pensar que los campos magnéticos intergalácticos sean difíciles de explicar bajo procesos puramente astrofísicos en etapas posteriores, favoreciendo así algún tipo de explicación cosmológica o primordial [17]. Según las observaciones hechas en años recientes relacionadas con la forma, coherencia, intensidad y tiempo de aparición, la evidencia parece ser consistente con un origen cosmológico más que astrofísico [8]. Esto se retomará en la Sec. 2.1.3.

Las teorías que describen la generación de campos magnéticos primordiales caen usualmente en una de dos categorías, que difieren entre sí por el mecanismo de producción: generación durante inflación y generación durante una transición de fase [17]. A continuación describiremos brevemente estas posibilidades.

Inflación

El Modelo Estándar de la Cosmología incluye a la inflación como un periodo en el que el Universo temprano se expandió de forma ultra rápida. Los modelos de generación de campos magnéticos semilla durante el periodo inflacionario resultan atractivos pues proveen fácilmente de campos coherentes a grandes escalas. Este tipo de mecanismos explotan el hecho que durante el periodo de inflación, fluctuaciones cuánticas del campo electromagnético se pudieron haber convertido en ondas electromagnéticas clásicas, permeando el Universo con campos magnéticos de gran escala. Este tipo de campos normalmente son muy débiles para dar lugar a un dínamo pues su intensidad típica es menor que 10^{-50} G y en casos muy particulares es posible producir campos con intensidades de 10^{-15} G a escalas de Mpc [12, 18, 19].

Transiciones de fase

El Universo como lo conocemos es el resultado de transiciones de fase que ocurrieron en las etapas tempranas. Dentro del Modelo Estándar de las Partículas Elementales (ME), las dos transiciones de fase que se piensa tuvieron lugar son la electrodébil, cuando el Universo tenía una temperatura de $T_{EW} \sim 10^{14}$ K y la transición de la QCD, $T_{QCD} \sim 10^{11}$ K. En el primer caso, la simetría electrodébil $SU(2) \otimes U(1)$ del ME es espontáneamente rota y todas las masas del modelo son adquiridas vía el Mecanismo de Higgs; en la segunda, la transición se da de una fase donde quarks y gluones están libres en un plasma a un estado *confinado*, donde estas partículas se agrupan para formar las partículas compuestas que conocemos como hadrones, como el protón o neutrón. Al mismo tiempo que sucede el confinamiento de quarks y gluones se rompe espontáneamente la simetría quiral bajo la cual las rotaciones de las componentes izquierda o derecha de los campos fermiónicos no causan modificación en la teoría [12].

En las transiciones de fase de primer orden, se da el fenómeno de nucleación de burbujas. Estas burbujas son regiones espaciales donde la simetría ha sido rota. Conforme el tiempo avanza, las burbujas tienen contacto entre sí, colisionando y expandiendo las

regiones internas. Durante estas colisiones, se puede dar la magnetogénesis por medio de reconexión de líneas de campo magnético de las burbujas, por dínamos magnetohidrodinámicos inducidos por flujo turbulento u otros efectos causados debido a la dinámica de las burbujas. En general, los campos magnéticos producidos durante transiciones de fase pueden ser fuertes pero típicamente tienen escalas de coherencia pequeñas [12].

Las transiciones de fase de segundo orden ocurren de manera más suave, con un equilibrio térmico aproximado manteniéndose a lo largo del proceso. Se ha demostrado que la transición de fase de la QCD es un *crossover* [20-22] y en el marco del Modelo Estándar, la transición de fase electrodébil también lo es según cálculos en la *lattice* [23-26] aunque resultados analíticos, como en [27] o [28] apuntan a una transición débilmente de primer orden. Sin embargo, en el caso de la última, extensiones al Modelo Estándar o incluso dentro del mismo pero con la inclusión de campos magnéticos, se puede encontrar una transición de fase (más fuertemente) de primer orden [12, 29-33].

Después del trabajo original de C. Hogan en 1983, quien propuso por primera vez un mecanismo de magnetogénesis durante la transición de fase electrodébil, diversos mecanismos para la generación de campos magnéticos han sido propuestos, incluso basándose algunos en una transición de segundo orden [12, 19]. Este es uno de los panoramas más favorables para explicar la generación de campos magnéticos semilla de forma primordial pues proveen las condiciones necesarias y se conoce relativamente bien su física.

2.1.3. Observaciones

Los campos magnéticos se han detectado en varias escalas del Universo usando numerosas observaciones astronómicas. Estos campos han aparecido en escalas pequeñas como lo son planetas y estrellas pero también se han medido en galaxias, cúmulos de las mismas, protogalaxias e incluso en el espacio intergaláctico. Las intensidades típicas de estos campos a distintas escalas se resumen en la Tabla 2-1 [18, 19].

Las técnicas más populares para la observación de campos magnéticos a grandes escalas y en regiones remotas del Universo son: el *efecto Zeeman*, el desdoblamiento de

Estructura	Intensidad de \vec{B} (G)	
Tierra	0.5	[19]
Sol	1	[19]
Galaxias	10^{-6}	[34]
Galaxias lejanas	10^{-6}	[35]
Espacio intergaláctico	10^{-16}	[10, 36]

Tabla 2-1: Intensidad del campo magnético típico observado en distintas estructuras que se han sondeado.

líneas espectrales; la intensidad y polarización de la *emisión sincrotrón* de rayos cósmicos de electrones de ultra-alta energía y la medida del efecto Faraday o *rotación de Faraday* de la radiación electromagnética a través de un medio ionizado [19, 37].

Cuando los electrones de un átomo son excitados, éstos alcanzan un orbital de mayor energía y cuando regresan al estado original, la energía es emitida en forma de un fotón. La longitud de onda o frecuencia del fotón emitido es una función de la diferencia de energía entre los estados. Cada elemento posee un espectro único de longitudes de onda o frecuencias que caracterizan al elemento en cuestión, lo que se conoce como *espectro de emisión*. El espectro de emisión es usualmente usado en astronomía para identificar la composición de estructuras en el Universo como las estrellas o nubes de gas. Pieter Zeeman descubrió que en presencia de un campo magnético, el espectro se modificaba causando que las líneas espectrales se separaran debido a la interacción entre el campo magnético y el momento dipolar magnético de los electrones. En casos donde la composición es (aproximadamente) conocida y la distancia no es muy grande, la medición de la separación de las líneas espectrales debida al efecto Zeeman es el mejor método para medir la intensidad de los campos magnéticos; estas condiciones se cumplen para detectar campos magnéticos interestelares pero no es adecuado usar este método para distancias más grandes [12].

Si el campo magnético a medir es distante, es común utilizar otros métodos como lo son la polarización de radiación sincrotrón y la medida de rotación de Faraday. Ambos tipos de detección requieren la determinación independiente de la densidad local de electrones, que es a veces posible obtener y en otros casos no. A frecuencias bajas, la

radiación de sincrotrón es dominante en el espectro de radio del cielo. Los electrones relativistas que fueron acelerados por supernovas convierten su energía cinética en radiación cuando son deflectados en campos magnéticos galácticos. La intensidad de la radiación sincrotrón depende de la componente perpendicular del campo magnético a la línea de visión. También, la radiación sincrotrón está altamente polarizada y se hace uso del efecto Faraday o rotación de Faraday, que rota el plano de polarización de la luz y el efecto es proporcional a la componente del campo magnético en la dirección de propagación. Con estos dos tipos de observaciones es posible caracterizar los campos magnéticos lejanos [38]. En la Fig. 2-1 se muestra un mapa del campo magnético de la galaxia barrada M83 sobrepuesto a una imagen óptica de la galaxia a 15 millones de años luz.

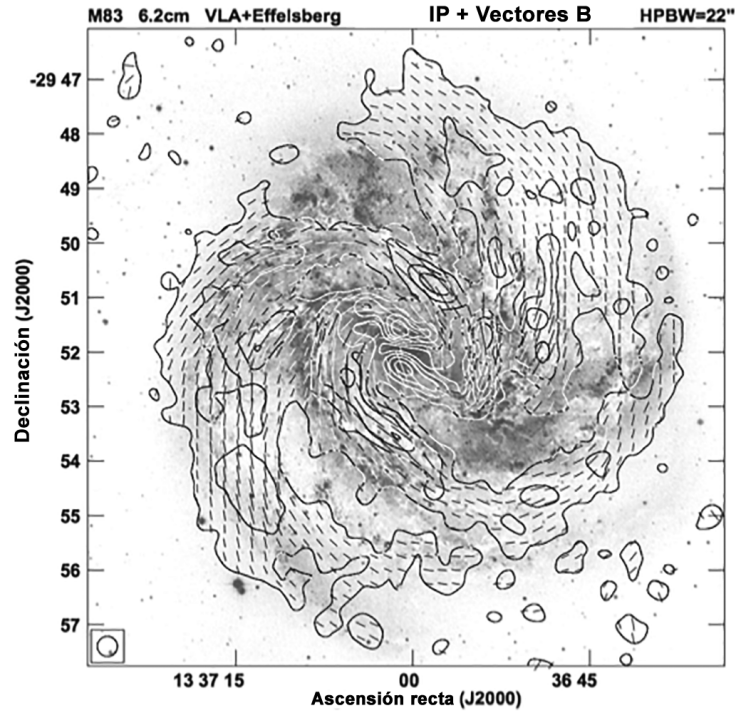


Figura 2-1: Intensidad de las emisiones de radio polarizadas (contornos) y vectores de campo magnético a $\lambda = 6.17$ cm, obtenida de combinar datos de los telescopios VLA (Very Large Array) y Effelsberg, superpuesta en una imagen óptica del Observatorio Anglo-Australiano (Fuente de la imagen: [39]).

En este capítulo se ha planteado el problema de la magnetogénesis primordial: se han observado campos magnéticos coherentes a gran escala dentro de galaxias, incluida la Vía Láctea e incluso en el espacio intergaláctico. Los mecanismos que se han propuesto

para explicar los campos observados hoy en día requieren de campos semilla que hayan sido amplificadas por diversos medios a lo largo de las primeras etapas del Universo. Las observaciones de campos magnéticos en galaxias con un alto corrimiento al rojo indican que los campos magnéticos semilla tuvieron poco tiempo para crearse por lo que los modelos con generación cosmológica como lo son durante la inflación y las transiciones de fase, entre otros, son preferidos sobre aquellos con origen astrofísico. El estudio de las épocas tempranas del Universo se lleva a cabo con ayuda del Modelo Estándar de la Cosmología y el Modelo Estándar de Partículas Elementales. En el próximo capítulo se ahondará en el segundo de estos modelos describiendo su relevancia y la conexión entre el mismo y las investigaciones sobre el Universo temprano.

Capítulo 3

Transición de Fase Electrodébil

En este capítulo se presentará el Modelo Estándar de las Partículas Elementales por medio de una reseña histórica de los eventos que condujeron a su formulación. Posteriormente, se introduce el concepto de transiciones de fase y se describen las transiciones de fase que ocurren bajo el marco del Modelo Estándar. Después se describe detalladamente cómo es que se descubrió la antimateria, cómo se produce y porqué se dice que existe una asimetría entre materia y antimateria en el Universo, recurriendo a evidencias experimentales. Más adelante se listan las condiciones de Sakharov, requisitos necesarios para que una teoría pueda explicar la bariogénesis, y su estatus en el Modelo Estándar. Luego se exponen las posibles vías para resolver el problema de la bariogénesis por medio de diversos mecanismos. Finalmente se da una explicación más detallada de la Transición de Fase Electrodébil y su relación con el Modelo Estándar y las condiciones de Sakharov.

3.1. El Modelo Estándar de Partículas Elementales

La física de partículas es el gran pilar sobre el cual se sostiene nuestro conocimiento sobre las leyes fundamentales de la naturaleza. Ella describe, con ayuda de un amplio formalismo matemático, el comportamiento de los constituyentes más fundamentales de la materia: las partículas elementales; sin embargo, hasta el momento no describe la *materia*

oscura ni la *energía oscura*, que juntos abarcan el 95 % del Universo. La teoría que engloba todo el conocimiento actual que se tiene sobre esta disciplina se denomina el Modelo Estándar de las Partículas Elementales. Una extensa gama de trabajos en las últimas décadas ha convencido a la comunidad especializada en el área que el ME es tan sólo un modelo efectivo a bajas energías de otra teoría más fundamental, o en otros términos, una parte incompleta del rompecabezas. A pesar de esta sospecha sólidamente fundamentada, el ME ha sido una teoría emblemática pues ha estado sujeta a extensas, profundas y variadas pruebas a lo largo de medio siglo; el resultado de las mismas ha sido, en su gran mayoría, una descripción excepcional de los datos que se obtienen experimentalmente a través de los cálculos teóricos hasta las energías a las que experimentalmente se tienen acceso. En esta sección se revisarán las bases del Modelo Estándar, su lenguaje, principales características y se describirá su posición en el panorama del estudio de la física fundamental y en específico, el problema de la violación de CP^* y sus consecuencias.

3.1.1. Modelo Estándar

El día 7 de marzo de 1911, Ernest Rutherford presentó ante la histórica Sociedad Literaria y Filosófica de Mánchester el trabajo “La dispersión de los rayos α y β y la estructura del átomo” en el mismo lugar donde un siglo antes fuera John Dalton quien presentara el primer modelo atómico [40, 41]. La Sociedad Física Americana declaró la fecha como el comienzo de un siglo de física de partículas elementales. El discurso de Rutherford tuvo una relevancia colosal pues supuso un cambio de paradigma en cuanto a técnicas experimentales se refiere; para su celebrado experimento, se usaron partículas α provenientes de decaimientos radiactivos y se estudiaron por medio de la dispersión que éstas sufrían, idea que se sigue utilizando hoy en día en los grandes colisionadores

*La simetría de carga-paridad, o CP , es la combinación de las simetrías C y P . Un Universo con simetría C tendría las mismas leyes de la física si se intercambiaran las cargas eléctricas positivas y las negativas; la simetría P implicaría que las leyes permanecen invariantes bajo inversiones especulares.

de partículas como en el CERN*. Sin embargo, lo más destacado fue el salto intelectual que tomó Rutherford para concluir que las inexplicablemente grandes dispersiones de los rayos α en átomos de oro se debían a que la mayor parte de la masa y carga positiva debían residir en un núcleo de volumen muy reducido. El descubrimiento desencadenó una serie de trabajos que revolucionarían la física en años posteriores [42].

Niels Bohr publicó en 1913 el modelo atómico que llevaría su nombre donde, en sus tres postulados, inicia la transición desde la perspectiva clásica a un mundo cuántico. El modelo de Bohr permitió explicar el experimento de Rutherford y también propuso una solución al problema de las órbitas estables de los electrones alrededor del núcleo [43]. Pocos años más tarde, Rutherford obtuvo evidencia contundente de la existencia del protón y posteriormente, en 1920, enunció la primer hipótesis del neutrón [44-46].

Al final de la década de 1920, los físicos iniciaron su búsqueda de información sobre el núcleo. Chadwick y Bieler observaron que era necesaria una fuerza fuerte que fuera capaz de mantener al núcleo unido pues las fuerzas coulombianas de repulsión eléctrica entre los protones deberían destruir el núcleo [46].

El panorama hacia esta época era bastante alentador pues se tenía tan solo un simple puñado de partículas: el protón, el neutrón y el electrón, gobernados por las reglas de la mecánica cuántica y el electromagnetismo [47].

A medida que los experimentos se hacían de manera cada vez más sofisticada, después de la Segunda Guerra Mundial, se comenzaron a descubrir muchas partículas a un ritmo tan acelerado como una por semana; incluso se han descubierto nuevas partículas tan recientemente como en 2017 [48]. En 1947 se tuvo un preludio de lo que vendría a continuación. Se observaron algunas partículas que siempre aparecían por pares. Fue conjeturado que éstas cargaban un número cuántico que ninguna otra conocida poseía y debido a esta razón, se le denominó *extrañeza*. Estas primeras partículas con extrañeza fueron los *kaones* o K-mesones (K^\pm, K^0, \bar{K}^0), carentes de espín y los *hiperones* o partículas Λ

*La *Organisation Européen pour la Recherche Nucléaire* o CERN es la organización europea dedicada a la investigación de física de altas energías. La organización también opera el laboratorio situado en la frontera franco-suiza que se conoce por el mismo nombre y es el laboratorio más grande del mundo. Entre sus logros están el desarrollo de la física de partículas del Internet.

con espín $1/2$. La producción de los kaones e hiperones se da por pares para conservar la extrañeza en las reacciones

$$\pi^+ + n \rightarrow \Lambda + K^+$$

$$\pi^- + p \rightarrow \Lambda + K^0$$

$$\pi^0 + n \rightarrow \Lambda + K^0,$$

donde π^\pm y π son las partículas conocidas como piones, n es un neutrón y p es un protón. Se estableció una convención donde K^+ y K^0 tendrían extrañeza (S) igual a $+1$ y las partículas Λ tuvieran extrañeza -1 . Después de este descubrimiento, más bariones con $S = -1$ fueron descubiertos y a ellos les siguieron aquellos con $S = -2$ y $S = -3$ [49]. Las observaciones de este tipo de partículas efímeras motivó a los físicos de aquellas épocas a dilucidar una nueva teoría que explicara su existencia y comportamiento pues se hizo evidente que no eran partículas elementales.

Con las notables contribuciones de los grandes físicos de las décadas de los 60 y 70's se construyó lo que se conoce hoy como el Modelo Estándar de Partículas Elementales. Dicho modelo es una amalgama de varias ideas bien conocidas; ésto incluye: la ecuación de Dirac que describe la dinámica de los fermiones, la Teoría Cuántica de Campos que provee una descripción fundamental de las partículas y sus interacciones, el principio de norma local que determina la naturaleza de éstas y el mecanismo de Higgs en del rompimiento espontáneo de la simetría electrodébil que genera las masas de las partículas [50]. El ME ha sido y continúa siendo probado todos los días en laboratorios alrededor del mundo y ha demostrado ser un modelo sólido que es capaz de entregar predicciones consistentes a niveles nunca antes vistos. Sin embargo, el ME no está libre de problemas y carece de argumentos para explicar algunos fenómenos.

3.2. Transiciones de fase

Desde etapas tempranas en nuestras vidas, dedicamos algo de nuestro tiempo en observar cómo se comporta el mundo alrededor bajo diferentes circunstancias. Por ejemplo, después de esperar unos minutos con una paleta helada en mano bajo el sol nos arrepentimos de nuestra lentitud; cuando se nos sirve una taza de té caliente observamos una especie de humo que sale del té y si ponemos la mano encima, nos llevamos una sorpresa al encontrar pequeñas gotas en la piel y observamos la magnetización de un metal después de haber estado cerca de algún imán. Todas las experiencias anteriores son sólo manifestaciones de lo mismo, algo que se conoce como transiciones de fase y en esta sección se dará un breve repaso del concepto formal y sus aplicaciones en la física.

El comportamiento de la materia varía cualitativamente en tal o cual circunstancia. Esto es, las propiedades de un sistema cambian a medida que las variables macroscópicas que lo describen también cambian. Para cualquier sustancia de composición fija, las distintas formas de acomodar los átomos, moléculas o las partículas asociadas con ellas corresponderán a diferentes propiedades de la sustancia. Cada sector de parámetros que se asocian con las mismas propiedades de la sustancia dan lugar a las *fases* [51].

Afortunadamente, la materia no es estática y debido a las condiciones que la rodean, ésta puede sufrir cambios de estado o *transiciones de fase*. Es decir, sus propiedades cambian aún cuando su composición se mantenga constante. Por ejemplo, el delicioso helado puede convertirse en agua que se escurre en la mano; el elusivo vapor puede regresar a la taza en forma de té nuevamente y un tornillo común puede quedar imantado o magnetizado después de estar cerca de un imán [52, 53].

La existencia de las transiciones de fase es una consecuencia de las interacciones entre partículas donde las propiedades de la materia que constituyen pueden guardar muy poca semejanza a aquellas de unas pocas partículas. Para estudiar las transiciones de fase, es necesario considerar el límite termodinámico, que considera los sistemas con muchas partículas o macroscópicos. Todas las propiedades macroscópicas pueden ser deducidas a partir de la energía libre o la función de partición [53, 54].

3.3. Transiciones de fase en el Modelo Estándar de Partículas Elementales

El conocimiento actual sobre la historia del Universo se resume en el Modelo Estándar de Partículas Elementales y el Modelo Estándar Cosmológico. La combinación de estos dos marcos provee un entendimiento sin precedentes acerca de la evolución del Universo basándose en observaciones y experimentos. La física de partículas se encarga de explicar el comportamiento de la materia y sus interacciones a los niveles más básicos, mientras que la mecánica estadística y la Relatividad General* complementan esto para describir las etapas tempranas del Universo [56].

Las épocas del Universo a partir del Big Bang se pueden clasificar de acuerdo a las escalas de energía, *i.e.* temperatura, de acuerdo a cómo interaccionan las partículas en esos regímenes. Una búsqueda popular entre los físicos teóricos que ha representado uno de los grandes retos en el último siglo ha sido el *unificar* las interacciones fundamentales. Por ejemplo, a finales del s. XIX, con los descubrimientos de Ørsted, Ampère y Faraday, James Clerk Maxwell logró juntar en una sola teoría la descripción de los fenómenos eléctricos, magnéticos y ópticos, que se pensaban ajenos previamente [57]. Por la sencillez matemática y poder del resultado de la teoría electromagnética, los físicos fueron motivados a encontrar futuras unificaciones entre teorías. A finales de los años 60, Weinberg, Glashow y Salam propusieron el modelo electrodébil, donde la QED[†] de Feynman, Schwinger y Tomonaga se unificó con la interacción débil, hecho que sucedería alrededor de la escala electrodébil, ~ 100 GeV. Con este antecedente, se propuso ir más allá y unificar a la teoría electrodébil con la interacción fuerte. La unificación entre las interacciones electrodébil y fuerte se espera a una escala de energía $\sim 10^{16}$ GeV, correspondiente a una temperatura de $T \sim 10^{29}$ °C [56, 58].

**General Relativity* o GR es el nombre que se le da a la teoría desarrollada por Albert Einstein entre 1915 y 1916 sobre la gravedad basándose en el principio de covariancia –las leyes de la física deben tener la misma forma en todos los sistemas coordinados–, el principio de equivalencia y la curvatura del espacio-tiempo como fuente de campos gravitatorios [55].

[†]Acrónimo en inglés para *Electrodinámica Cuántica*, teoría que describe la fuerza electromagnética.

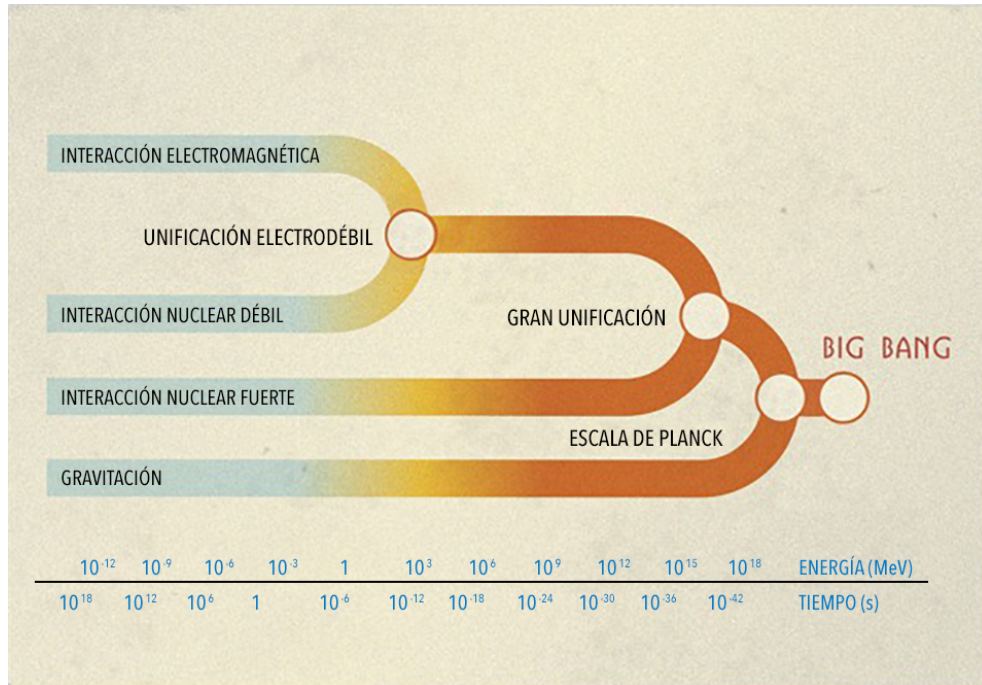


Figura 3-1: En la actualidad, el Universo tiene una temperatura $\sim 10^{-16}$ TeV y las cuatro interacciones fundamentales que conocemos (electromagnética, nuclear débil, nuclear fuerte y gravitación) actúan de forma separada. Si retrocediésemos en el tiempo y llegásemos al punto en donde el Universo tenía una temperatura de 100 GeV, se observaría la unificación de las interacciones electromagnética y nuclear débil. A partir de este punto, dichas interacciones son indistinguibles y actúan como una sola, la interacción electrodébil. A finales del siglo XX se propusieron las primeras Teorías de Gran Unificación que indican una unificación entre las interacciones electrodébil y nuclear fuerte. Además, se especula que a energías aún mayores o tiempos muy cortos después del Big Bang, todas las interacciones se unifican formando una sola fuerza (Fuente de la imagen: [59], traducción: Igor Salinas).

Las interacciones débil y electromagnética se unifican basándose en el grupo de norma $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. A medida que la temperatura del Universo decrece mientras se expande y se alcanza una energía del orden de ~ 100 GeV, la simetría anterior se rompe espontáneamente de forma que $SU(2)_L \otimes U(1)_Y \rightarrow U(1)_{EM}$; con esto, los bosones vectoriales Z^0 y W^\pm adquieren su masa vía el mecanismo de Higgs, mientras que el fotón γ permanece no masivo, correspondiendo a la simetría remanente $U(1)_{EM}$. Este momento se denomina como *Transición de Fase Electrodébil* * y es la primera transición de fase predicha por el modelo de física de partículas [56, 60].

* *Electroweak Phase Transition* o EWPT es el nombre que se le da al periodo de transición de fase electrodébil predicha por el Modelo Estándar de las Partículas Elementales cuando el Universo tenía una edad de $\sim 10^{-12}$ s.

La interacción fuerte tiene una escala de energía que se conoce como Λ_{QCD} y que es ~ 300 MeV [61], momento en el cual la constante de acoplamiento de la interacción se hace del orden de la unidad. Cuando el Universo se encontró a temperaturas $T > \Lambda_{\text{QCD}}$, los grados de libertad relevantes eran quarks y gluones interactuando débilmente en un estado que se conoce como el *plasma de quarks y gluones**. Después que el Universo se enfriara por debajo de Λ_{QCD} , los últimos se *confinaron* en hadrones, partículas formadas por combinaciones de quarks y gluones y que forman la materia que se observa hoy en día. La QCD, teoría que describe la interacción fuerte, también presenta una simetría $SU(3)_L \otimes SU(3)_R$ quirial en el límite de quarks up, down y strange no masivos. Esta simetría también se rompe espontáneamente a temperaturas cercanas a Λ_{QCD} y como resultado de este rompimiento, es posible explicar la diferencia de masa entre los piones y los demás hadrones [49]. Las transiciones de fase de la QCD[†] –el confinamiento y la quirial– son las últimas que se predicen según el ME. Experimentos como ALICE[‡] en CERN y RHIC** en BNL^{††} permiten estudiar la transición de fase de la QCD mediante colisiones de iones pesados ultrarelativistas y es un campo en activo [56].

*Se denomina como *quark-gluon plasma* o QGP al estado de la materia donde los quarks y gluones coexisten de manera libre o con poca interacción fuerte entre ellos. Este estado se alcanza con un estado inicial de hadrones en condiciones de temperaturas de ~ 175 MeV ó $\sim 10^{12}$ °C. Su descubrimiento fue primero anunciado por la colaboración del experimento WA85 en el CERN en 1991 y posteriormente por el SPS-CERN en el año 2000, pero ninguno fue aceptado universalmente por la comunidad. Finalmente, la evidencia mostrada en 2010 por el Laboratorio Nacional de Brookhaven, EUA a partir de experimentos de colisiones de iones pesados (Au), fue aceptada. Se cree que en etapas tempranas del Universo, era el estado de la materia predominante [62].

[†]Acrónimo en inglés para *Cromodinámica Cuántica*, teoría que describe la fuerza nuclear fuerte.

[‡]Acrónimo para *A Large Ion Collider Experiment*, uno de los experimentos más grandes del mundo y uno de los cuatro alojados en el CERN dedicado a estudiar la física a pequeña escala enfocado a estudiar las propiedades del QGP, los quarks, gluones y hadrones.

**Acrónimo para *Relativistic Heavy Ion Collider* es un colisionador de iones pesados a velocidades ultrarelativistas. Entre sus metas están el estudio de las propiedades del QGP y la estructura del protón.

^{††}El *Laboratorio Nacional de Brookhaven* en Nueva York es un laboratorio especializado en física de altas energías y nuclear, nanomateriales, energía sustentable y cambio climático.

3.4. El problema de la bariogénesis

3.4.1. Antimateria

Una de las características más notables en el Universo que se ha podido observar es la relativa ausencia de antimateria, en comparación con la materia regular. Es precisamente su rareza la que hizo que se descubriera hasta apenas el siglo pasado y aún más destacado, tal vez, el hecho de que tal proeza haya sido alcanzada debido al salto intelectual dado por P. A. M. Dirac, adelantándose a los experimentos. Dirac propuso, en 1928, una ecuación que buscaba unificar los conceptos básicos de la reciente teoría cuántica de Erwin Schrödinger y de la relatividad especial de Albert Einstein. Las soluciones de dicha ecuación para el caso de un electrón en el vacío requerían también la existencia de una partícula con la misma masa del electrón pero con carga eléctrica opuesta, el *anti-electrón*. Tan sólo unos años después, en 1932, Carl Anderson descubrió la partícula, llamándola *positrón*, mientras se encontraba estudiando los *rayos cósmicos* [63, 64].

De manera similar a la del par electrón-positrón, hoy se sabe que muchas de las partículas que se tienen en el ME cuentan con su contraparte “anti”. De hecho, no sólo las partículas elementales tienen antipartículas asociadas, sino que puede haber también antipartículas compuestas, antimoléculas y antimateria en general. En 1955, se produjo en el Bevatrón de Berkeley el antiprotón y en 1995 se creó el primer átomo de antihidrógeno en el CERN. La propiedad de la antimateria que es probablemente la más interesante es que al entrar en contacto con la materia común, ambas se *aniquilan* entre sí y el resultado de dicha reacción es una conversión sin pérdida de energía a radiación; es decir, en últimas instancias se consigue luz de alta energía [65].

Hoy se sabe que la cantidad de antimateria en el Universo es escasa respecto a la materia regular. La ausencia de fuentes de rayos γ , la luz que se obtiene de la aniquilación de materia-antimateria, devela que el Universo visible está particularmente compuesto de materia y no de antimateria. Sin embargo, es posible que existan regiones del Universo que estén dominadas por antimateria y estén fuera del rango de visión. Así mismo, si

hubiesen galaxias compuestas de antimateria, éstas tendrían el mismo espectro de emisión y absorción que las galaxias comunes, lo cual dificultaría la detección de antimateria en las mismas [66]. Actualmente, la NASA tiene experimentos que buscan identificar las posibles diferencias que permitirían descubrir las galaxias compuestas de antimateria [67].

A pesar de la relativamente poca presencia de antimateria, cabe resaltar que su producción es común en todos los procesos astrofísicos de altas energías como lo son los sistemas binarios de estrellas o agujeros negros, colisiones de nubes de gas, explosiones estelares y cerca de nosotros con los rayos cósmicos que impactan en la atmósfera terrestre frecuentemente.

Los rayos cósmicos son principalmente protones, partículas α y núcleos más pesados que provienen del exterior de la atmósfera terrestre y que tienen una energía muy alta (desde ~ 1 GeV hasta $\sim 10^8$ TeV por partícula) y chocan con la parte alta de la atmósfera, produciendo una cadena de reacciones. El inicio del estudio de estos rayos fue el preámbulo de lo que ahora se conoce como Física de Altas Energías. A mediados de 1912, Victor Hess concluyó que existía un tipo de radiación entrando a la atmósfera por arriba, descubriendo los rayos cósmicos. Este fenómeno natural permitió el estudio de la física a escalas energéticas otrora inaccesibles y facilitó una serie de descubrimientos como la primer partícula de antimateria, el positrón, en 1932, el pión en 1937 y el kaón, entre otros.

Los rayos cósmicos fueron la única forma de investigar la física de partículas hasta el inicio de la era de los aceleradores de altas energías donde hoy se produce la antimateria de forma regular. Actualmente, la antimateria se usa en la física médica con aplicaciones en la tomografía de emisión de positrones y en algunos tratamientos para el cáncer. Se espera que en algún momento, cuando se pueda crear en suficientes cantidades y con cierta estabilidad, se pueda utilizar la antimateria como combustible para poder aprovechar la eficaz conversión de energía en reacciones materia-antimateria [64].

3.4.2. Asimetría

Con la ecuación de Dirac, propuesta en 1928, se dejó entrever que la antimateria guardaría un alto grado de simetría con respecto a la materia [68]. En otras palabras, un Universo hipotético en el cual se intercambiaran los roles de la materia y la antimateria se comportaría de igual manera que el Universo en el cual nos encontramos. Con esto, nace la pregunta del porqué o cómo es que si la naturaleza trata a ambas, materia y antimateria, por igual, nuestra realidad nos indica que la materia ha prevalecido sobre su similar.

Gracias al trabajo original de Dirac, se propuso que cuando la materia llega a interactuar con la antimateria, el resultado final sería un par de fotones (γ). Es decir, se produciría la aniquilación de un par; por ejemplo, electrón-positrón denotado como e^-e^+ :

$$e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma.$$

Por más de setenta años, se ha llevado a cabo un esfuerzo continuo para dar verificación de esta reacción en experimentos en la Tierra. Dicho proceso ha sido verificado con una extrema precisión experimental y dio como resultado avances substanciales en la física como la introducción de los anillos de acumulación de Frascati en 1961, que serían parte fundamental para los aceleradores que se conocen hoy en día [69].

La verificación experimental del proceso inverso (proceso Breit-Wheeler), la creación de un par,

$$2\gamma \rightarrow e^+ + e^-,$$

ha sido más elusiva para los experimentos debido a la dificultad de colimar fuentes extremadamente brillantes de fotones con energías superiores a la suma de las masas del par, aunque se han obtenido grandes avances durante el último lustro. De forma alternativa, sí se han observado los procesos Breit-Wheeler multifotónicos donde primero se tiene la reacción

$$e + n\omega \rightarrow e' + \gamma,$$

donde ω son los n fotones coherentes de un láser; con este proceso se obtiene un fotón γ de alta energía que interactúa con otros fotones del láser para producir el par deseado, *i.e.*,

$$\gamma + n\omega \rightarrow e^+ + e^-.$$

De acuerdo a la verificación experimental de este fenómeno, llevada a cabo por SLAC en 1997, no se encontró ninguna asimetría entre electrones y positrones a las escalas de energía de un láser pulsado con potencia del orden de los terawatts [70].

Otro de los eventos en los cuáles se lleva a cabo la producción de pares es en las colisiones de iones. Este proceso en su aproximación ultrarelativista fue considerado primero por Landau, Lifshitz y Racah en los años treinta. A medida que el interés en las colisiones de iones pesados ultrarelativistas ha crecido en las últimas décadas, y a las instalaciones en Brookhaven y el CERN, se ha visto que las respuestas a más bajo orden que se tenían desde entonces no son suficientes para describir las colisiones a altas energías pues hay nuevos e interesantes efectos. En este tipo de experimentos como lo es STAR en RHIC, Brookhaven se manejan energías en el centro de masa del orden de 200 GeV por nucleón en colisiones Au-Au donde se producen pares e^+e^- [71]. A estas escalas de energía tampoco se ha encontrado asimetría entre la creación de electrones y positrones, lo que apunta a una asimetría por medio de algún mecanismo externo [72].

En el estudio de la evolución del Universo, es importante tomar en cuenta los procesos antes descritos. A manera de ejercicio, téngase en mente una película de un Universo vacío* yendo hacia atrás en el tiempo. Podemos imaginar cómo es que éste se va calentando a medida que se contrae y el vacío cuántico se va excitando debido a la temperatura cada vez más alta hasta que los fotones tienen una energía $E_\gamma > 2m_e$. Es entonces en este momento cuando se empiezan a crear los pares e^+e^- ; o en general, es donde las antipartículas emergen en igual proporción que las partículas. Esta descripción continuaría hasta llegar a la singularidad del Big Bang [73].

Hemos descrito entonces cómo se comportaría un Universo que habría empezado con

*Vacío cuántico.

materia y antimateria en iguales proporciones y que llegaría al punto donde éstas se habrían aniquilado y sólo quedaría el vacío cuántico. Este escenario es, desde luego, no una descripción fiel de nuestro Universo. Este es el problema de la *bariogénesis*. ¿Cómo se puede conciliar un Universo primigenio con iguales cantidades de materia y antimateria con un Universo evolucionado dominado por materia? Es necesaria entonces la inclusión de alguna condición y un mecanismo que hagan posible la distinción fundamental entre materia y antimateria.

3.4.3. Nucleosíntesis primordial

Una de las tres evidencias, junto con la observación de la expansión del Universo y el Fondo Cósmico de Microondas, en favor de la teoría del Big Bang es la nucleosíntesis primordial o *Nucleosíntesis del Big Bang** que es la comparación entre las abundancias medidas de los elementos más ligeros, como lo son 2H , 3He , 4He y 7Li y la predicción hecha por la teoría. Durante los primeros ~ 20 minutos del Universo, cuando éste se encontraba lo suficientemente denso y caliente para que reacciones nucleares tuvieran lugar, se produjeron los elementos ligeros y trazas de algunos núcleos más pesados [74]. La reproducción de las abundancias observadas para los núcleos ligeros generadas dinámicamente ha sido cumplida satisfactoriamente, tanto que es usada para la obtención de información para otros aspectos como lo es la *materia oscura* o el número de familias de neutrinos. En su versión más simple, la teoría tiene un parámetro libre, la razón de las densidades de número de bariones y fotones,

$$\eta = \frac{n_B}{n_\gamma} \approx \frac{n_B - \bar{n}_B}{n_\gamma} \approx 6 \times 10^{-10}, \quad (3-1)$$

donde n_B es la densidad de número de bariones, \bar{n}_B la densidad de número de anti-bariones y n_γ denota la densidad de número de fotones, que se ha estimado con cierta precisión a partir del Fondo Cósmico de Microondas [75, 76].

*BBN, por sus siglas en inglés.

La cantidad η es crucial para calcular las abundancias relativas de los elementos más ligeros. En la Fig. 3-2 se dan las abundancias relativas de 2H , 3He , 4He y 7Li respecto al Hidrógeno como función de η . Experimentos como WMAP* y *Planck*† ofrecen mediciones consistentes con la predicción del modelo estándar de la BBN [66, 77]. Cabe mencionar que los experimentos que se han hecho hasta el día de hoy en los aceleradores de partículas, el número bariónico se ha conservado. Sin embargo, bajo el marco del ME no hay razones teóricas para creer que esto deba cumplirse siempre, especialmente tomando en cuenta que hay un amplio rango de energías que están fuera del alcance de los laboratorios actuales. Si se asume la conservación del número bariónico, la razón η toma el valor $\eta \sim 10^{-18}$, que está en total desacuerdo con las observaciones de WMAP y *Planck*. Esto nos muestra una vez más la necesidad de generar una asimetría entre materia y antimateria de forma dinámica. En 1967, Andrei Sakharov propuso una serie de condiciones para lograr este objetivo [66, 75].

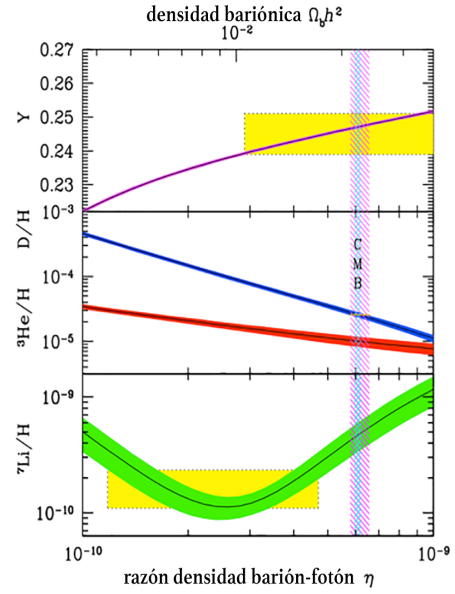


Figura 3-2: Abundancia primordial de 2H , 3He , 4He y 7Li predicha por el modelo estándar de la BBN. Las bandas representan un rango de 95 % de confianza, las cajas indican las abundancias observadas de los elementos ligeros, la banda vertical delgada es la medición de la densidad bariónica medida del Fondo Cósmico de Microondas y la ancha, el rango de concordancia de la BBN (Fuente de la imagen: [61]).

3.4.4. Condiciones de Sakharov

La discrepancia entre los valores predichos para la razón de densidades de número de bariones y fotones, η , parámetro de la Nucleosíntesis del Big Bang, pone en entredicho

* Acrónimo para *Wilkinson Microwave Anisotropy Probe*, que es una sonda de la NASA encargada de estudiar el fondo cósmico de microondas.

† Observatorio espacial operado por la Agencia Espacial Europea de 2009 a 2013 encargado de estudiar el fondo cósmico de microondas con mejor resolución que WMAP.

tal suposición para poder explicar la asimetría entre materia y antimateria si se asume la conservación del número bariónico. Es decir, la manera más natural de explicar la asimetría es generarla dinámicamente; que sean procesos físicos los responsables de la evolución del valor del número bariónico [77].

Andrei Sakharov se dio cuenta de esto y además enunció otros dos requisitos que cualquier teoría debería tener para generar dinámicamente una asimetría bariónica. Las tres condiciones son

- Interacciones que violen el número bariónico.
- Violación de las simetrías C y CP .
- Condiciones fuera del equilibrio térmico.

Cada una de estas condiciones es indispensable, necesariamente simultánea e irremplazable para poder lograr una asimetría bariónica. A continuación se da una explicación más detallada de los puntos mencionados por Sakharov.

Violación del número bariónico

Para lograr tener una asimetría bariónica generada dinámicamente, es necesario contar con interacciones donde el número bariónico no se conserve. Aún cuando ningún experimento ha podido verificar la violación del número bariónico en los procesos conocidos a las escalas probadas, no hay razón para pedir conservación de esta cantidad por primeros principios. [66]

Simetrías C y P

Desde Arquímedes, pasando por Isaac Newton y hasta el advenimiento del *Teorema de Nöther*, generaciones de matemáticos y físicos se dieron cuenta que la física está íntimamente relacionada con la idea de *simetría*. Más concretamente, las simetrías ayudan a simplificar problemas que podrían llegar a ser imposibles de resolver de otra forma.

Con el Teorema de Nöther, se encontró que un tipo particular de simetrías, las simetrías globales continuas, inducen una cantidad conservada en la descripción de la naturaleza. Por estas razones, el estudio de las simetrías se volvió de importancia fundamental a partir de principios del siglo pasado.

Las simetrías discretas, a diferencia de las continuas, tienen lugar cuando algún valor cambia repentinamente; es decir, no se puede llegar de un valor al otro con sucesivos pasos infinitesimales. Dos ejemplos de este tipo de simetrías son la simetría de conjugación de carga (C) y la reflexión especular o paridad (P).

A continuación, se dará una breve revisión a los conceptos de las simetrías C y P para después explicar el porqué es necesaria la inclusión de la segunda condición de Sakharov donde se pide la violación de estas simetrías en la naturaleza.

Conjugación de Carga (C)

La simetría de conjugación de carga transforma una partícula en su antipartícula con la misma masa, momento y espín, pero con opuestos números cuánticos (la carga eléctrica, número bariónico o leptónico, cargas de sabor y componente z del isoespín). Una de las aplicaciones más interesantes para la idea de simetría de conjugación de carga se observa durante el estudio de la electrodinámica clásica.

La electrodinámica está gobernada por las ecuaciones de Maxwell,

$$\begin{aligned}\vec{\nabla} \cdot \vec{E} &= 4\pi\rho \\ \vec{\nabla} \times \vec{B} - \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} &= 4\pi\vec{J} \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{B} &= 0 \\ \vec{\nabla} \times \vec{E} + \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} &= 0.\end{aligned}$$

Bajo C , la densidad de carga eléctrica, ρ , y los vectores \vec{E} , \vec{B} y \vec{J} cambian de signo y las ecuaciones permanecen idénticas. De esta forma, se dice que la electrodinámica es

invariante ante C . En otras palabras, por ejemplo, todos los componentes electrónicos que se conocen funcionarían de la misma manera si llegásemos a invertir la carga de los electrones que los forman [77].

Paridad (P)

¿Es igual la física para la persona enfrente de nosotros cuando nos miramos a un espejo? Las mentes más brillantes pensaron que sí y estaban equivocados. En la década de 1950, los físicos teóricos estuvieron frente a un desafío: describir correctamente el decaimiento beta. En aquel momento, parecía que se habían descubierto dos partículas, τ y Θ que parecían tener la misma masa y tiempo de vida pero una decaía en dos piones y la otra en tres. Richard Feynman cuenta que en alguna reunión, el físico experimental Martin Block se acercó a él y le preguntó si cabía la posibilidad de que fuesen la misma partícula que a veces decayera de una forma y a veces de otra; Feynman le respondió que eso implicaría que la simetría de paridad (P) o reflexión especular no sería una simetría de la naturaleza y en ese tiempo dicha suposición se encontraba a la par de principios tan fundamentales en la física como lo son la conservación de energía y de momento [78].

En la misma reunión, Feynman repitió el cuestionamiento de Block hacia los demás asistentes pues éste último sentía que no sería escuchado. Tsung-Dao Lee, quien fuera junto con Chen-Ning Yang el que propuso la idea formalmente, le contestó de manera complicada a Feynman y éste no entendió pero pensó que la respuesta era que en efecto la violación de la paridad era una posibilidad, aunque muy remota. El histórico experimento realizado por Chien-Shiung Wu en la navidad de 1956 demostró por primera vez que la suposición de que existía una simetría P exacta, o lo que es lo mismo, que izquierda y derecha se comportaban de manera igual fue desestimada de forma contundente [78, 79].

En 1957, Yang y Lee fueron acreedores del premio Nobel de física sin reconocer la contribución de Wu. En el mismo año, Lev Landau propuso que la verdadera simetría de la naturaleza debería ser CP , la combinación simultánea de C y P . Posteriormente, se descubrió que la interacción fuerte, la gravedad y el electromagnetismo son invariantes

ante transformaciones CP , no así la interacción débil. La observación de procesos que no son invariantes ante CP significó un gran descubrimiento; el primero de estos procesos fue el sistema de kaones $K^0 - \bar{K}^0$, estudiado por NA-48* y CPLEAR† en el CERN. Posteriormente, tuvieron lugar los experimentos BaBar‡ en SLAC§, CDF¶ y DØ** en Fermilab con mesones B y actualmente, la violación CP es estudiada en el LHC†† en el experimento LHCb‡‡ [80].

Violación de CP en el Universo temprano

La existencia de una violación de número bariónico no es suficiente para explicar la asimetría de materia-antimateria si C es una simetría del Universo. Si C se conserva, entonces cada reacción que viole el número bariónico $X \rightarrow Y + Z$ tendrá el mismo ancho o probabilidad que la reacción C -conjugada:

$$\Gamma(X \rightarrow Y + Z) = \Gamma(\bar{X} \rightarrow \bar{Y} + \bar{Z}).$$

De esta forma, cada proceso que produzca un exceso de bariones podría ser contrarrestado por el proceso complementario. Cabe destacar que esto no es suficiente. Considérese un

*Experimento llevado a cabo en el *Super Proton Synchrotron* en el CERN de 1997 a 2001 con el objetivo de encontrar una fuente directa de violación de CP .

†Experimento enfocado en realizar mediciones de precisión sobre violación de las simetrías CP , T y CPT en el sistema de kaones neutros.

‡Experimento ubicado en el Laboratorio Acelerador Nacional SLAC, California enfocado en la investigación de la violación de CP en el sistema de mesones B.

§Originalmente el acrónimo de *Stanford Linear Accelerator Center*, es un Laboratorio Nacional en Estados Unidos con programas en física, química, biología y medicina.

¶Experimento terminado en 2011, situado en Fermilab para la búsqueda de fenómenos más allá del Modelo Estándar y propiedades de los quarks pesados, jets y de los bosones W y Z .

**Finalizado en 2011, fue uno de los dos experimentos principales –junto con CDF– en el *Tevatrón*, el antiguo acelerador más grande del mundo, ubicado en Fermilab y enfocado en el estudio de las interacciones entre partículas y antipartículas.

††Acrónimo para *Large Hadron Collider*. Localizado en la frontera entre Francia y Suiza, es el colisionador de partículas más grande del mundo con una circunferencia de 27 kilómetros, capaz de colisionar protones con energías tan grandes como 13 TeV. Entre sus logros están el descubrimiento del bosón de Higgs y el desarrollo de métodos computacionales innovadores para el manejo de grandes cantidades de información.

‡‡*Large Hadron Collider beauty* es uno de los cuatro experimentos principales ubicados en el LHC especializado en el estudio de la física del quark *bottom* y la violación de la simetría CP .

proceso $X \rightarrow q_L q_L$ que creara bariones con quiralidad izquierda y CP fuera una simetría de la naturaleza. Entonces, el proceso CP -conjugado $\bar{X} \rightarrow q_R q_R$ ocurriría con la misma tasa y entonces,

$$\Gamma(X \rightarrow q_L q_L) + \Gamma(X \rightarrow q_R q_R) = \Gamma(\bar{X} \rightarrow \bar{q}_L \bar{q}_L) + \Gamma(\bar{X} \rightarrow \bar{q}_R \bar{q}_R).$$

Es decir, las reacciones C -conjugadas tendrían un ancho distinto pero la suma de los dos preservaría el número bariónico. Por lo tanto, también tiene que existir violación de la simetría CP [81, 82].

Fuera del equilibrio térmico

Un sistema en equilibrio térmico es aquel donde el sistema es estacionario, no evoluciona en el tiempo. De esta forma, si el número bariónico inicial es cero, entonces permanece con este valor para siempre, independientemente de si hay o no violación de las simetrías C y CP . Cabe añadir que esta condición puede ser intercambiada por la necesidad de permitir la violación de la simetría CPT , la cual es actualmente aceptada como una simetría de la naturaleza y es una restricción más fuerte que la desviación del equilibrio [73, 77, 82].

3.4.5. Posibles vías para resolver el problema de la bariogénesis

El trabajo de Sakharov no fue notado ampliamente en los primeros años después de su publicación. No fue sino hasta dentro del contexto de las *Teorías de Gran Unificación* o GUT's, alrededor de 1974, cuando se le dio exposición; esto es porque este tipo de teorías proveen las condiciones de Sakharov de manera natural. Dichas condiciones son necesarias pero no suficientes para poder explicar la asimetría bariónica del Universo. Se tiene que también proponer un mecanismo en el cual se genere dinámicamente la asimetría siguiendo los requisitos previstos. A lo largo de las últimas décadas se han sugerido varios modelos, pero tres de las posibilidades más aceptadas son

- Bariogénesis por GUT.
- Bariogénesis vía leptogénesis.
- Bariogénesis electrodébil.

A continuación, se presenta una breve exposición de cada una de las familias de modelos antes mencionadas. [66, 73, 77]

Teorías de Gran Unificación (GUT's)

Las Teorías de Gran Unificación son marcos teóricos que van más allá del ME y su principal objetivo es el unificar las interacciones débil, fuerte y electromagnética; este objetivo ya fue cumplido parcialmente por el ME al unificar a las interacciones débil y electromagnética. En este tipo de teorías, las tres condiciones de Sakharov se cumplen inmediatamente.

Para poder poner a los quarks y leptones en las mismas representaciones de los grupos de norma, las interacciones tienen que variar los números bariónicos y leptónicos [77]. Una importante consecuencia es la posibilidad de un decaimiento del protón. Es necesario resaltar que los límites experimentales para la vida media del protón indican que $\tau_p > 2.1 \times 10^{29}$ años. Considerando los datos de *Planck*, la edad del Universo es cercana a $\tau_U \approx 13.8 \times 10^9$ años [8]. Es decir, si tuviésemos dos protones, se necesitarían aproximadamente 10^{19} veces la edad del Universo para observar que uno de ellos decayera, si es que lo hiciera. Este tipo de mecanismos son difíciles de probar pues las condiciones para duplicar un ambiente a escalas de GUT's requieren energías imposibles de alcanzar en el laboratorio, $\sim 10^{16}$ GeV [82].

Bariogénesis vía leptogénesis

Los escenarios donde una asimetría leptónica daría lugar a una posterior asimetría bariónica durante las escalas de energía de las GUT vía un decaimiento de neutrinos de Majorana masivos fueron propuestos por Fukugita y Yanagida en 1986. En este tipo

de modelos, la asimetría leptónica daría lugar a una asimetría bariónica por medio de procesos no perturbativos conocidos como *sphaleron* [66].

En el modelo electrodébil existe un número infinitamente degenerado de estados de vacío con diferentes topologías, es decir, con diferentes números bariónicos y leptónicos. Los vacíos adyacentes difieren del valor de $B + L$ por $2N_f N_{CS}$, donde B es el número bariónico, L el leptónico, N_{CS} el número de Chern-Simons y $N_f (= 3)$ el número de sabores de quarks o leptones (en el ME); estos vacíos están separados por barreras de potencial con alturas del orden del valor de expectación en el vacío electrodébil, $v \sim 200$ GeV y suprime altamente la posibilidad de tunelaje entre vacíos. Por otro lado, la cantidad $B - L$ se conserva [66].

Como $B - L$ se conserva, el cambio en B es

$$\Delta B = \frac{1}{2} \Delta(B + L) = N_f N_{CS}.$$

Esta ecuación implica que los procesos donde $\Delta(B + L) = 3, 6, 9, \dots$ son posibles. Kuzmin *et al.* notaron que a altas temperaturas, $kT > v$, las transiciones térmicas eran posibles mediante una interacción que se conoce por el nombre de *sphaleron*. Este tipo de modelos tienen algunas dificultades que pueden ser esquivadas pero aún son muy especulativos y recaen en varias suposiciones [66, 83].

Bariogénesis electrodébil

Otro de los posibles mecanismos para generar una asimetría bariónica es el de la bariogénesis a la escala electrodébil. Este tipo de modelos son muy usados y proveen propiedades interesantes. Una de las principales bondades de este modelo es que se tiene una buena idea de la física a la escala de energía electrodébil, alrededor de 100 GeV; se sabe que existe violación de CP y se ha estudiado la transición de fase ampliamente [77].

En el ME, se encuentra que el número bariónico es una cantidad conservada a nivel clásico. A nivel cuántico, sin embargo, se encuentra la llamada *anomalía axial*, una co-

rrección cuántica que provoca que el número bariónico no se conserve. De esta forma, las tres condiciones de Sakharov se cumplen y se puede trabajar en el mecanismo con más detalle [73].

Cuando el Universo se encontraba a una temperatura cercana a los 100 GeV (casi un billón de grados Celsius) se dio lugar a la EWPT, momento en el que se produjo el rompimiento espontáneo de la simetría* electrodébil. Es decir, cuando las partículas adquirieron masa por medio del *Mecanismo de Higgs*,

$$SU(2)_L \otimes U(1)_Y \xrightarrow{SSB} U(1)_{EM}.$$

Al momento de que el campo de Higgs adquiere un valor de expectación en el vacío, o VEV, se produce una transición de fase en el sentido de un cambio cualitativo en las propiedades de las partículas. A priori, no se tiene conocimiento del orden de la transición de fase, pero esto depende del valor de expectación del Higgs o, más claramente, de su masa. Después de las mediciones hechas por ATLAS[†] y CMS[‡] en el CERN, se sabe que la masa del bosón de Higgs es aproximadamente 125 GeV; esto indicaría que la EWPT no es de primer orden bajo el ME. Hay modelos, sin embargo, en los cuales se puede encontrar que en presencia de un campo magnético, la transición de fase se vuelve más fuerte de primer orden. Modelos supersimétricos también harían de la EWPT una transición de fase de primer orden por medio de dos dobletes de Higgs y también se tendrían nuevas fuentes de violación *CP*. Actualmente, los modelos supersimétricos han sido duramente acotados por los experimentos en el LHC [83-85].

En una EWPT de primer orden, se tiene una transición de fase análoga a aquella del agua hirviendo. Es decir, se produce una nucleación de burbujas pero esta vez en

*SSB, por sus siglas en inglés.

[†]*A Toroidal LHC Apparatus* es uno de los experimentos de propósito general en el LHC. Entre sus objetivos están la investigación del bosón de Higgs, dimensiones extra y partículas de materia oscura, entre otros.

[‡]*Compact Muon Solenoid* es uno de los cuatro experimentos principales localizados en el LHC y uno de los dos de propósito general. Aunque sus objetivos son los mismos que ATLAS, sus principios tecnológicos y diseño son distintos.

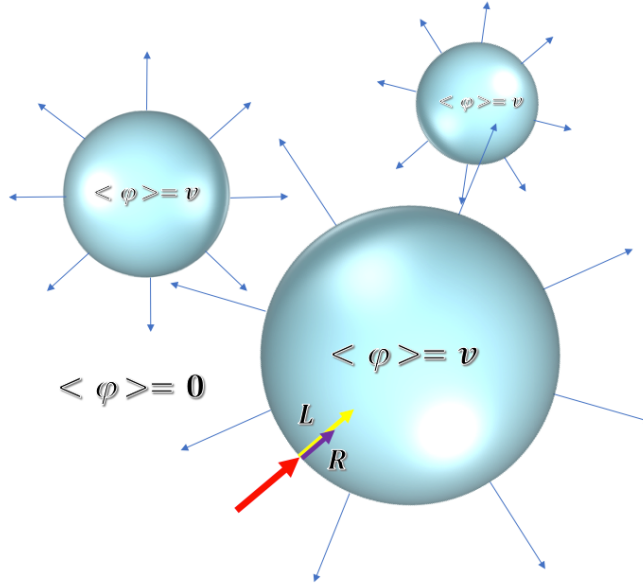


Figura 3-3: Nucleación de burbujas durante una EWPT de primer orden. Las burbujas separan dos dominios: la región de falso vacío donde el valor de expectación del campo de Higgs en el vacío es nulo y la región de verdadero vacío donde el valor de expectación es $v \neq 0$. Con una interacción que viola CP entre la pared y el fermión entrante, las probabilidades de transición son distintas para los modos quirales derecho e izquierdo.

lugar de tener burbujas de vapor, se tienen burbujas de vacío. La pared de las burbujas separan las regiones para los dos valores del VEV del Higgs, la región de falso vacío o *fase simétrica* donde $\langle \varphi \rangle = 0^*$ afuera de la burbuja y la región de verdadero vacío o *fase rota* donde $\langle \varphi \rangle = v \neq 0$ dentro de la misma.

La dinámica de las burbujas les permite crecer en tamaño, moverse a través del espacio y chocar con otras burbujas. Los trabajos que se enfocan en describir esta dinámica hacen uso de modelos hidrodinámicos y representa un panorama poco explorado. La pared de las burbujas es tal vez su característica más interesante pues es en la interacción fermión-pared en la cual se da la violación de la simetría CP . En la Fig. 3-3 se representan pictóricamente las burbujas de la EWPT junto con un resumen del proceso por el cual las partículas adquieren masa.

Dentro del ME, se sabe que la simetría CP no es una simetría exacta en las inter-

* φ denota al campo (doblete) de Higgs que está asociado al bosón de Higgs. La operación " $\langle \rangle$ " denota el "valor esperado en el vacío".

acciones débiles. La fuente de violación de CP en el modelo se localiza en la llamada matriz CKM (por Cabibbo-Kobayashi-Maskawa), que es la matriz de mezcla de masas para quarks. Esta matriz se encuentra en el Lagrangiano de Yukawa después de haber adquirido un VEV,

$$\mathcal{L}_Y = \bar{u}_{jL} m_{jk}^u u_{kR} + \bar{d}_{jL} m_{jk}^d d_{kR} + \text{h.c.} \quad (3-2)$$

donde $u_{L(R)}$ y $d_{L(R)}$ son los quarks tipo *up* con quiralidad izquierda (derecha) y tipo *down* con quiralidad izquierda (derecha) y $m^{u(d)}$ las matrices de masa para los quarks tipo up y down con los índices j y k corriendo sobre las familias (3, en el ME). Cabe notar que los estados u y d son eigenestados de interacción pero no de masa, pues las matrices $m^{u(d)}$ no son diagonales. Sin embargo, las matrices de masa se pueden diagonalizar por medio de una transformación biunitaria [86]. Es decir, existen matrices unitarias U_L , U_R , D_L y D_R tales que

$$U_L m^u U_R^\dagger = M^u = \text{diag}(m_u, m_c, m_t)$$

$$D_L m^d D_R^\dagger = M^d = \text{diag}(m_d, m_s, m_b).$$

donde las matrices $M^{u(d)}$ son diagonales con entradas reales. Usando estas dos ecuaciones en la Ec. (3-2) se encuentra que,

$$\bar{u}_L m^u u_R = \bar{u}_L U_L^\dagger U_L m^u U_R^\dagger U_R u_R = \overline{U_L u_L} M^u U_R u_R = \bar{u}'_L M^u u'_R \quad (3-3)$$

$$\bar{d}_L m^d d_R = \bar{d}_L D_L^\dagger D_L m^d D_R^\dagger D_R d_R = \overline{D_L d_L} M^d D_R d_R = \bar{d}'_L M^d d'_R, \quad (3-4)$$

donde el apóstrofo indica que los estados son eigenestados de masa. Ahora, en el sector de interacción de los quarks, se tiene que el Lagrangiano responsable de las corrientes cargadas (interacciones que involucran a los bosones W^\pm) es proporcional a

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_Q^{CC} &\sim j_{W^+}^\mu W_\mu^+ + \text{h.c.} = \bar{u}_L \gamma^\mu W_\mu^+ d_L + \text{h.c.} \\ &= \bar{u}'_L \gamma^\mu V W_\mu^+ d'_L + \text{h.c.}, \end{aligned} \quad (3-5)$$

donde $V = U_L^\dagger D_L$ es la matriz CKM. Esta matriz de 3×3 con entradas complejas no está definida de forma unívoca y puede escribirse usando distintas parametrizaciones. V tiene, en el caso de 3 familias, cuatro parámetros independientes de los cuales 3 son reales y 1 es imaginario. Al parámetro imaginario de la matriz se le denomina *fase compleja* y es el responsable, junto con la dimensionalidad de la matriz, de que exista violación de CP . La cantidad de violación de CP inducida por la matriz CKM se sabe insuficiente pues según análisis como el Shaposhnikov [87], a escalas de la EWPT, el parámetro η va como

$$\eta \simeq \frac{\delta_{CKM}}{T_{EW}^{12}} \sim 10^{-20}, \quad (3-6)$$

insuficiente para reproducir los resultados de la Nucleosíntesis del Big Bang. No obstante, una violación de CP extra puede ser obtenida a partir de la segregación de carga inducida por un campo magnético externo [29, 73, 88].

A lo largo de este capítulo se ha presentado el Modelo Estándar de las Partículas Elementales poniendo especial énfasis en los conceptos de antimateria, rompimiento de simetría, transiciones de fase y las simetrías discretas que contiene. Se ha expuesto el problema de la bariogénesis, su importancia y los avances que se han hecho para darle solución entre los cuales se encuentran las condiciones de Sakharov: violación de número bariónico, violación de C y CP y condiciones fuera del equilibrio; todas necesarias en cualquier modelo que intente explicar la asimetría entre materia y antimateria. Una posible vía de solución al problema de la bariogénesis se da con una EWPT de primer orden, etapa en la cual los fermiones adquieren su masa por el mecanismo de Higgs. Como es el caso para otras transiciones de fase de primer orden, como el agua, durante la EWPT se da la nucleación de burbujas que separan dos dominios: verdadero y falso vacío, separadas por una pared delgada donde las partículas adquieren masa y pueden estar sujetas a una interacción que viole la simetría CP , cumpliendo con las condiciones de Sakharov.

Una vez ubicada la EWPT como un momento en la historia del Universo en el cuál se pudo llevar a cabo la bariogénesis, queda solamente precisar la dinámica de las partículas

en dicho momento. En el siguiente capítulo, se presentará y dará solución a la ecuación de Dirac que gobierna la dinámica de los fermiones durante la EWPT para posteriormente determinar la asimetría en los comportamientos de materia y antimateria.

Capítulo 4

Dispersión de fermiones

En los capítulos anteriores se han presentado dos problemas en la física contemporánea: la magnetogénesis primordial y la bariogénesis; el primero de los cuales es la interrogante de cómo es que existen campos magnéticos a grandes escalas como lo son galaxias e inclusive entre ellas y el segundo es el intento por entender la asimetría entre materia y antimateria en el Universo. Como se vio anteriormente, uno de los puntos en común para tratar estos problemas es la EWPT. Esta transición de fase tuvo lugar cuando el Universo tenía una temperatura de alrededor de 100 GeV y tuvo lugar el rompimiento de simetría espontáneo que da origen a las masas de las partículas y a la separación de las interacciones nuclear débil y electromagnética. En este capítulo se dará solución a la ecuación de Dirac que describe el comportamiento de un fermión cargado con masa compleja pasando de la región de falso vacío a la de verdadero vacío, atravesando una pared infinitamente delgada que interactúa de tal manera que se viola la simetría discreta CP .

4.1. Lagrangiano con violación de CP

En el Modelo Estándar de las Partículas Elementales, el Lagrangiano completo puede ser separado en sectores correspondientes a las interacciones electrodébil, fuerte y al

acoplamiento con el Higgs por parte de las demás partículas. El sector que describe el acoplamiento de los quarks con el Higgs es comúnmente denotado como sector o Lagrangiano de Yukawa en honor al físico Hideki Yukawa. Dicho Lagrangiano puede ser escrito como

$$\mathcal{L}_Y = Y^u \bar{q}_L \varphi^C u_R + Y^d \bar{q}_L \varphi d_R + h.c. \quad (4-1)$$

donde q son los dobletes de sabor para los quarks que incluye a los quarks u , tipo *up* en la parte superior y a los d , tipo *down* en la parte inferior; φ es el doblete de Higgs y φ^C es el doblete de Higgs conjugado; L y R denotan la quiralidad, $h.c.$ refiere a los términos hermitiano conjugados y $Y^{u,d}$ son las matrices de Yukawa que contienen, cada una, 9 constantes complejas arbitrarias. A partir del Lagrangiano de Dirac convencional sin interacciones y tomando en cuenta al Lagrangiano de Yukawa del Modelo Estándar, Ec. (4-1), escribimos el Lagrangiano para un fermión como

$$\mathcal{L}_D = i \bar{\Psi} \gamma^\mu \partial_\mu \Psi - m \bar{\Psi} \Psi + h.c., \quad (4-2)$$

donde Ψ es el espinor asociado al fermión, γ^μ son las matrices de Dirac, m es la masa del fermión y $h.c.$ refiere a los términos hermitiano-conjugados para asegurar la hermiticidad del Lagrangiano. Cabe notar que las matrices de Dirac no están unívocamente definidas, es decir, no existe un conjunto único y a los distintos conjuntos de matrices de Dirac se les denomina representaciones; en lo subsecuente, se usará la representación quiral de las matrices de Dirac. En esta representación,

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} 0 & -\mathbb{I}_{2 \times 2} \\ -\mathbb{I}_{2 \times 2} & 0 \end{pmatrix}, \gamma^i = \begin{pmatrix} 0 & \sigma^i \\ -\sigma^i & 0 \end{pmatrix}, \gamma^5 = i \gamma^0 \gamma^1 \gamma^2 \gamma^3 = \begin{pmatrix} \mathbb{I}_{2 \times 2} & 0 \\ 0 & -\mathbb{I}_{2 \times 2} \end{pmatrix}, \quad (4-3)$$

donde $\mathbb{I}_{2 \times 2}$ es la matriz identidad de dimensión 2 y σ^i son las matrices de Pauli,

$$\sigma^1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \sigma^2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \sigma^3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad (i = \sqrt{-1}) \quad (4-4)$$

Teniendo en mente la propiedad de quiralidad de los fermiones, es de utilidad el reescribir el Lagrangiano anterior en términos de las proyecciones de quiralidad del espinor en cuestión. Esto se logra con ayuda de los operadores de proyección de quiralidad P_R y P_L definidos como

$$\begin{aligned} P_R &= \frac{1}{2}(1 + \gamma^5) \\ P_L &= \frac{1}{2}(1 - \gamma^5). \end{aligned} \quad (4-5)$$

Usando dichos proyectores sobre el espinor Ψ , se encuentra que los modos quirales de Ψ son

$$\begin{aligned} \psi_R &= \frac{1}{2}(1 + \gamma^5)\Psi \\ \psi_L &= \frac{1}{2}(1 - \gamma^5)\Psi. \end{aligned} \quad (4-6)$$

De esta forma, reescribimos el Lagrangiano (4-2) como

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_D &= i\bar{\Psi}\gamma^\mu\partial_\mu\Psi - \frac{m}{2} [\bar{\Psi}(1 + \gamma^5)\Psi] - \frac{m^*}{2} [\bar{\Psi}(1 - \gamma^5)\Psi] \\ &= i\bar{\Psi}\gamma^\mu\partial_\mu\Psi - m\bar{\psi}_L\psi_R - m^*\bar{\psi}_R\psi_L \end{aligned} \quad (4-7)$$

donde se muestra explícitamente la presencia de los modos quirales derechos e izquierdos, así como la posibilidad de tener una masa compleja, consecuencia de que los acoplamientos de Yukawa, Y^u y Y^d , puedan ser complejos. El hecho de que esta masa pueda ser compleja resultará clave pues más adelante se verá que fungirá como fuente de violación de CP .

4.2. Ecuación de movimiento

A partir del Lagrangiano en la Ec. (4-7), es posible encontrar una ecuación de movimiento para el problema usando las ecuaciones de Euler-Lagrange sobre $\bar{\Psi}$,

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \bar{\Psi}} = \partial_\mu \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \bar{\Psi})}. \quad (4-8)$$

La parte izquierda de las Ecs. (4-8) es, usando \mathcal{L}_D ,

$$\frac{\partial \mathcal{L}_D}{\partial \bar{\Psi}} = \left\{ i\not{\partial} - \frac{m}{2}(1 + \gamma^5) - \frac{m^*}{2}(1 - \gamma^5) \right\} \Psi, \quad (4-9)$$

donde se ha introducido la notación *slash* de Feynman en la cual $\not{a} = a_\mu \gamma^\mu$ para cualquier a con índices de Lorentz y la parte derecha,

$$\partial_\mu \frac{\partial \mathcal{L}_D}{\partial (\partial_\mu \bar{\Psi})} = 0, \quad (4-10)$$

y por lo tanto, la ecuación de movimiento para el problema es la ecuación de Dirac para una masa compleja,

$$\left\{ i\not{\partial} - \frac{m}{2}(1 + \gamma^5) - \frac{m^*}{2}(1 - \gamma^5) \right\} \Psi = 0. \quad (4-11)$$

4.2.1. Una masa compleja

En una transición de fase de primer orden, se da la nucleación de burbujas. La región que separa las dos fases se llama pared. Durante la EWPT, las propiedades de la pared dependen de aquellas del potencial electrodébil efectivo. El parámetro más importante de la burbuja es el espesor de la pared y es dependiente del modelo que se use [89]; los dos regímenes son la pared “ancha” y la “delgada”. En el primero, se dice que se está en el régimen adiabático pues

$$\tau_T \ll \tau_H,$$

donde τ_T es el tiempo que caracteriza cuán rápido se equilibran las partículas en el plasma cósmico o qué tanto dura la desviación del equilibrio térmico y $\tau_H \simeq \varphi/\dot{\varphi}$ es la escala de tiempo del Higgs. Así, en este caso las interacciones son rápidas y mantienen el equilibrio térmico con lo que se puede describir el plasma en las paredes en términos de termodinámica en equilibrio y la bariogénesis ocurre dentro de la burbuja [89].

Por otro lado, para el régimen no-adiabático, $\tau_T \gg \tau_H$ y la pared es delgada comparada con el camino libre medio y las partículas se reflejan con coeficientes calculables dependientes de la cantidad de violación de CP . En este caso, la asimetría ocurre a lo largo de una región extendida y es mayor respecto al escenario adiabático [89, 90].

En el régimen de pared delgada, es posible encontrar una solución unidimensional para el campo de Higgs φ en función de la dirección de propagación, perpendicular a la pared de la burbuja que se piensa plana al ser macroscópica. Esta solución se denomina *kink* y está dada por

$$\varphi(z) \sim 1 + \tanh\left(\frac{z}{\lambda_p}\right), \quad (4-12)$$

donde z es la dirección a lo largo del cambio de fase y λ_p es el ancho de la pared. Para el caso particular donde el espesor de la pared es nulo, $\lambda_p = 0$, la solución *kink* se convierte en una función escalón $\Theta(z)$, siendo la masa de los fermiones reflejados y transmitidos por la pared proporcional a esta. Para permitir una interacción que viole la simetría CP , la masa $m(z)$ se permite ser compleja. Por lo tanto, la masa de los fermiones se puede describir por medio de la expresión

$$m(z) = m_0 e^{i\phi} \Theta(z), \quad (4-13)$$

donde ϕ es una fase [84].

4.3. Solución a la ecuación de Dirac

En esta sección daremos solución analítica a la Ec. de Dirac (4-11) para posteriormente obtener las corrientes de Dirac de incidencia, reflexión y transmisión con sus respectivos coeficientes.

Dado que el espinor Ψ de (4-11) tiene que cumplir también con ecuaciones de Klein-Gordon, proponemos una solución general de la forma

$$\Psi = \left\{ i\rlap{-}\not{\partial} + m(z)\frac{1}{2}(1 - \gamma^5) + m^*(z)\frac{1}{2}(1 + \gamma^5) \right\} \Phi^*. \quad (4-14)$$

Sustituyendo (4-14) en (4-11) se obtienen cuatro ecuaciones tipo Klein-Gordon

$$\left\{ -\partial^2 - i\rlap{-}\not{\partial} \left[m(z)\frac{1}{2}(1 + \gamma^5) + m^*(z)\frac{1}{2}(1 - \gamma^5) \right] - |m(z)|^2 \right\} \Phi = 0. \quad (4-15)$$

Al sustituir aquí la expresión para la masa compleja dada por (4-13) que únicamente tiene dependencia en la dirección espacial z , se obtienen las cuatro ecuaciones

$$\left\{ -\partial^2 - i\gamma^3 m_0 \delta(z) \left[e^{i\phi}\frac{1}{2}(1 + \gamma^5) + e^{-i\phi}\frac{1}{2}(1 - \gamma^5) \right] - m_0^2 \Theta(z) \right\} \Phi = 0. \quad (4-16)$$

Usando el método de separación de variables, escribimos a Φ como

$$\Phi(\vec{x}, t) = \xi(x, y)\Phi(z)\eta(t), \quad (4-17)$$

donde hemos factorizado la dependencia a lo largo z . A continuación, únicamente consideramos el problema de fermiones que inciden de forma perpendicular a la pared de la burbuja. Es decir, descartamos $\xi(x, y)$. Buscando además una solución estacionaria donde $\eta = e^{-iEt}$, las ecuaciones de (4-16) se reducen a

$$\left\{ E^2 - m_0^2 \Theta(z) + \frac{d^2}{dz^2} - i\gamma^3 m_0 \delta(z) \left[e^{i\phi}\frac{1}{2}(1 + \gamma^5) + e^{-i\phi}\frac{1}{2}(1 - \gamma^5) \right] \right\} \Phi(z) = 0. \quad (4-18)$$

Notando que ambos lados de la ecuación anterior sólo presentan una dependencia en z , se puede optar por escribir la solución general como combinación lineal de *eigenespinores* de γ^3 ; estos espinores u_{\pm}^s dados por

$$u_{\pm}^1 = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ \pm i \\ 0 \end{pmatrix}, \quad u_{\pm}^2 = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \\ \mp i \end{pmatrix} \quad (4-19)$$

que cumplen con las relaciones

$$\begin{aligned} \gamma^3 u_{\pm}^{1,2} &= \pm i u_{\pm}^{1,2} \\ \gamma^5 u_{\pm}^{1,2} &= u_{\mp}^{1,2} \\ \gamma^0 u_{\pm}^1 &= \mp i u_{\mp}^1 \\ \gamma^0 u_{\pm}^2 &= \pm i u_{\mp}^2, \end{aligned} \quad (4-20)$$

donde $s = 1, 2$ son los índices de espín y \pm denotan las energías positivas y negativas, respectivamente. Usando los eigenespinores (4-19), podemos expandir $\Phi(z)$ en

$$\Phi(z) = \Phi_+^1(z)u_+^1 + \Phi_-^1(z)u_-^1 + \Phi_+^2(z)u_+^2 + \Phi_-^2(z)u_-^2. \quad (4-21)$$

Después de sustituir la expansión (4-21) en (4-18), se obtienen cuatro ecuaciones diferenciales correspondientes a cada eigenespinor,

$$\begin{aligned} \left[E^2 - m_0^2 \Theta(z) + \frac{d^2}{dz^2} + m_0 \delta(z) \cos \phi \right] \Phi_+^{1,2} &= -im_0 \delta(z) \sin \phi \Phi_-^{1,2}(z), \\ \left[E^2 - m_0^2 \Theta(z) + \frac{d^2}{dz^2} - m_0 \delta(z) \cos \phi \right] \Phi_-^{1,2} &= im_0 \delta(z) \sin \phi \Phi_+^{1,2}(z), \end{aligned} \quad (4-22)$$

donde al ser iguales las ecuaciones para $s = 1, 2$, trabajaremos de ahora en adelante únicamente con el superíndice $s = 1$, a menos de que se indique lo contrario. Las ecuacio-

nes en (4-22) pueden ser vistas como funciones de onda ante un potencial tipo *Delta de Dirac* donde se tiene una solución continua con primer derivada discontinua en la pared de la burbuja. A continuación, dividimos la dirección perpendicular a la burbuja en tres regiones de interés: $z < 0$, $z = 0$ y $z > 0$. De este modo, nos proponemos encontrar una solución para las regiones $z < 0$ y $z > 0$ para después imponer las condiciones de continuidad de la soluciones y de discontinuidad en sus primeras derivadas para $z = 0$ [91]. A la región espacial $z < 0$ le llamaremos fase simétrica o de falso vacío y a la región $z > 0$, fase rota o de verdadero vacío.

4.3.1. Solución para la fase simétrica

Las Ecs. (4-22) para $z < 0$ se desacoplan al ser el término de masa igual a cero y pueden ser escritas como

$$\begin{aligned} \left[E^2 + \frac{d^2}{dz^2} \right] \Phi_+^1(z) &= 0, \\ \left[E^2 + \frac{d^2}{dz^2} \right] \Phi_-^1(z) &= 0, \end{aligned} \quad (4-23)$$

cuyas soluciones son

$$\Phi_{\pm}^1(z) = A_{\pm} e^{iEz} + B_{\pm} e^{-iEz}. \quad (4-24)$$

4.3.2. Solución para la fase rota

En este caso, las Ecs. de (4-22) se desacoplan de nueva cuenta y toman la forma

$$\begin{aligned} \left[E^2 - m_0^2 + \frac{d^2}{dz^2} \right] \Phi_+^1(z) &= 0, \\ \left[E^2 - m_0^2 + \frac{d^2}{dz^2} \right] \Phi_-^1(z) &= 0, \end{aligned} \quad (4-25)$$

cuyas soluciones son

$$\Phi_{\pm}^1(z) = F_{\pm}e^{i\sqrt{E^2-m_0^2}z} + G_{\pm}e^{-i\sqrt{E^2-m_0^2}z}. \quad (4-26)$$

4.3.3. Condiciones de continuidad y discontinuidad

Usando las soluciones para la fase simétrica dadas por las Ecs. (4-24) y la fase rota dadas por las Ecs. (4-26), procederemos en esta parte a establecer la condición de continuidad en las soluciones cuando $z = 0$. Evaluando ambas ecuaciones en el punto $z = 0$ e igualando se obtiene la condición (de continuidad en la función de onda)

$$A_{\pm} + B_{\pm} = F_{\pm} + G_{\pm}, \quad (4-27)$$

que tiene que satisfacerse en todo momento.

Usando el método de [91] para un potencial tipo delta de Dirac, se requiere ahora usar la condición de frontera de continuidad en la primer derivada de la función de onda, exceptuando el punto donde el potencial se extienda infinitamente. Para calcular la discontinuidad que se presenta en el punto $z = 0$, se integran las Ecs. (4-22) por ambos lados desde $0 - \epsilon$ a $0 + \epsilon$ y se toma el límite cuando $\epsilon \rightarrow 0$. Esto es

$$\begin{aligned} & \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \int_{-\epsilon}^{+\epsilon} dz \left\{ \left[E^2 - m_0^2 \Theta(z) + \frac{d^2}{dz^2} \pm m_0 \delta(z) \cos \phi \right] \Phi_{\pm}^1 \pm \left[im_0 \delta(z) \sin \phi \right] \Phi_{\mp}^1 \right\} \\ &= \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \left\{ \int_{-\epsilon}^{+\epsilon} dz \frac{d^2 \Phi_{\pm}^1}{dz^2} \pm m_0 \left[\cos \phi \int_{-\epsilon}^{+\epsilon} dz \delta(z) \Phi_{\pm}^1 + i \sin \phi \int_{-\epsilon}^{+\epsilon} dz \delta(z) \Phi_{\mp}^1 \right] \right\} \\ &= \Delta \left(\frac{d\Phi_{\pm}^1}{dz} \right) \pm m_0 \left[\cos \phi \Phi_{\pm}^1(0) + i \sin \phi \Phi_{\mp}^1(0) \right] \\ &= 0, \end{aligned} \quad (4-28)$$

donde la notación Δ hace referencia a la diferencia en la evaluación de $\frac{d\Phi_{\pm}^1}{dz}$ en los puntos

$0 - \epsilon$ y $0 + \epsilon$. Así la ecuación que mide la discontinuidad es

$$\Delta \left(\frac{d\Phi_{\pm}^1}{dz} \right) = \mp m_0 [\cos \phi \Phi_{\pm}^1(0) + i \operatorname{sen} \phi \Phi_{\mp}^1(0)]. \quad (4-29)$$

Cabe resaltar que efectivamente, para un potencial que no es infinito, el término a la derecha de la Ec. (4-29) sería nulo. El siguiente paso en el tratamiento de la discontinuidad es encontrar la derivada de la función de onda y sustituirla en la ecuación anterior.

Usando de nueva cuenta las soluciones para la fase simétrica, Ec. (4-24) y para la fase rota, Ec. (4-26), se obtienen directamente las siguientes derivadas respecto a la coordenada z ,

$$\begin{aligned} (z < 0) \quad \frac{d\Phi_{\pm}^1}{dz}(z) &= iEA_{\pm}e^{iEz} - iEB_{\pm}e^{-iEz}, \\ (z > 0) \quad \frac{d\Phi_{\pm}^1}{dz}(z) &= i\sqrt{E^2 - m_0^2}F_{\pm}e^{i\sqrt{E^2 - m_0^2}z} - i\sqrt{E^2 - m_0^2}G_{\pm}e^{-i\sqrt{E^2 - m_0^2}z}, \end{aligned} \quad (4-30)$$

que, después de ser evaluadas en $-\epsilon$ y ϵ , respectivamente y tras tomar el límite da como resultado el conjunto de ecuaciones

$$\begin{aligned} (z < 0) \quad \frac{d\Phi_{\pm}^1}{dz}(0) &= iE(A_{\pm} - B_{\pm}), \\ (z > 0) \quad \frac{d\Phi_{\pm}^1}{dz}(0) &= i\sqrt{E^2 - m_0^2}(F_{\pm} - G_{\pm}). \end{aligned} \quad (4-31)$$

Es decir,

$$\begin{aligned} \Delta \left(\frac{d\Phi_{\pm}^1}{dz} \right) &= -i \left[E(A_{\pm} - B_{\pm}) - \sqrt{E^2 - m_0^2}(F_{\pm} - G_{\pm}) \right] \\ &= \mp m_0 [\cos \phi (A_{\pm} + B_{\pm}) + i \operatorname{sen} \phi (A_{\mp} + B_{\mp})]. \end{aligned} \quad (4-32)$$

De esta forma, tenemos dos conjuntos de dos ecuaciones, Ecs. (4-27) y (4-32), con 8 variables, $A_{\pm}, B_{\pm}, F_{\pm}$ y G_{\pm} . Esto vuelve al sistema indeterminado. En este punto es conveniente analizar físicamente la situación para entender el problema de mejor manera

y realizar simplificaciones.

En el contexto de la propagación de ondas, e^{ikz} describe una onda propagándose hacia la derecha en un marco donde la dirección positiva ($+z$) se encuentra al lado derecho, como es el caso. Por el contrario, e^{-ikz} describe una onda yendo en la dirección opuesta ($-z$). Así, el significado físico de las variables o coeficientes A_{\pm} , B_{\pm} , F_{\pm} y G_{\pm} es aquel de amplitudes de onda.

A continuación asumimos que toda la onda incidente en la pared de la burbuja o potencial delta proviene desde $z \rightarrow -\infty$. Al cruzar la pared de la burbuja, entonces encontraremos que tan sólo hay una onda resultante viajando en la misma dirección que la incidente, pues si hubiese otra onda viajera en la dirección opuesta, se estaría violando directamente nuestra suposición. Tal suposición es válida pues en el contexto de la EWPT, con burbujas de gran tamaño (en comparación con el inverso de la masa de las partículas incidentes) y a tiempos cortos de haber comenzado la transición de fase ($t \ll \beta^{-1} < H^{-1}$, con β la razón de nucleación de burbujas y H el parámetro de Hubble), se espera encontrar pocos fermiones dentro de la burbuja.

Los coeficientes A_{\pm} son la amplitud de una onda viajera desde $z \rightarrow -\infty$ hacia $z = 0$, es decir, son la amplitud de la onda incidente en la pared; los coeficientes B_{\pm} son la amplitud de una onda que viaja desde $z = 0$ a $z \rightarrow -\infty$, es decir, son la amplitud de la onda reflejada en la pared; los coeficientes F_{\pm} son la amplitud de una onda que viaja desde $z = 0$ a $z \rightarrow \infty$, es decir, son la amplitud de la onda transmitida a través de la pared y G_{\pm} son la amplitud de una onda incidente de $z \rightarrow \infty$ hacia $z = 0$. El argumento anterior, representado en la Fig. 4-1, nos permite hacer una simplificación matemática en el problema. Como no hay onda viajera que vaya desde $z \rightarrow \infty$ hacia la pared, los coeficientes de amplitud G_{\pm} son nulos. Esto es,

$$G_{\pm} = 0. \tag{4-33}$$

De tal manera que el sistema de ecuaciones dado por las Ecs. (4-27), (4-32) y (4-33) se

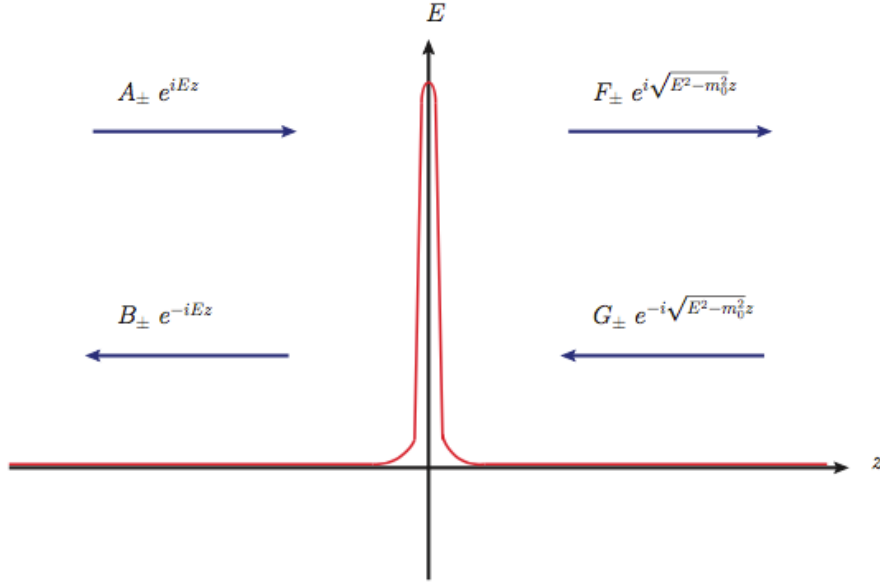


Figura 4-1: El problema de fermiones dispersados durante la EWPT en el régimen de una pared infinitamente delgada se puede modelar por las Ecs. (4-22), cuyas soluciones en la fase simétrica, Ec. (4-24) y en la fase rota, (4-26) se pueden representar junto con el potencial Delta de Dirac de esta figura. Los coeficientes indican las amplitudes de las ondas viajeras, cuyas direcciones se muestran con la ayuda de flechas. Los coeficientes G_{\pm} son las amplitudes de la onda incidente con origen en $z \rightarrow 0$ y dirección hacia $z = 0$; esta parte de la solución no es admisible y por ende, $G_{\pm} = 0$.

ve reducido a

$$\begin{aligned} \left[i \left(E - \sqrt{E^2 - m_0^2} \right) \mp m_0 \cos \phi \right] A_{\pm} - \left[i \left(E + \sqrt{E^2 - m_0^2} \right) \pm m_0 \cos \phi \right] B_{\pm} \\ = \pm i m_0 \sin \phi (A_{\mp} + B_{\mp}), \end{aligned} \quad (4-34)$$

que es un sistema de dos ecuaciones con cuatro incógnitas, que continúa siendo un sistema indeterminado. No obstante, como la onda incidente viaja desde $z \rightarrow -\infty$, es natural expresar las soluciones en términos de los coeficientes de amplitud A_{\pm} puesto que se tiene en mente obtener los coeficientes de reflexión y transmisión dados en términos de la onda incidente. Dicho sistema de ecuaciones puede solucionarse de varias formas; en este caso utilizaremos el método de matriz invertible. Reescribiremos el sistema en la Ec. (4-34)

de forma matricial como

$$\mathbf{U} \begin{pmatrix} B_+ \\ B_- \end{pmatrix} = \mathbf{V} \begin{pmatrix} A_+ \\ A_- \end{pmatrix}, \quad (4-35)$$

donde

$$\mathbf{U} = \begin{pmatrix} i(E + \sqrt{E^2 - m_0^2}) + m_0 \cos \phi & im_0 \sin \phi \\ im_0 \sin \phi & -i(E + \sqrt{E^2 - m_0^2}) + m_0 \cos \phi \end{pmatrix}$$

$$\mathbf{V} = \begin{pmatrix} i(E - \sqrt{E^2 - m_0^2}) - m_0 \cos \phi & -im_0 \sin \phi \\ -im_0 \sin \phi & -i(E - \sqrt{E^2 - m_0^2}) - m_0 \cos \phi \end{pmatrix}. \quad (4-36)$$

Buscamos exponer al vector $(B_+ \ B_-)$ como una matriz \mathcal{M} , que multiplique al vector $(A_+ \ A_-)$. Con este objetivo, nos proponemos encontrar la matriz inversa de \mathbf{U} para poder escribir

$$\begin{pmatrix} B_+ \\ B_- \end{pmatrix} = \mathcal{M} \begin{pmatrix} A_+ \\ A_- \end{pmatrix} = \mathbf{U}^{-1} \mathbf{V} \begin{pmatrix} A_+ \\ A_- \end{pmatrix}. \quad (4-37)$$

Para obtener la matriz inversa, primero es necesario sacar el determinante de \mathbf{U} , \mathcal{D} , y verificar que éste sea no nulo. Esto es

$$\begin{aligned} \mathcal{D} = \det \mathbf{U} &= m_0^2 \cos^2 \phi + \left(E + \sqrt{E^2 - m_0^2} \right)^2 + m_0^2 \sin^2 \phi \\ &= 2E^2 + 2E\sqrt{E^2 - m_0^2} \\ &= 2E \left(E + \sqrt{E^2 - m_0^2} \right), \end{aligned} \quad (4-38)$$

que es siempre distinto de cero. Así, la matriz inversa \mathbf{U}^{-1} es

$$\mathbf{U}^{-1} = \begin{pmatrix} -i(E + \sqrt{E^2 - m_0^2}) + m_0 \cos \phi & -im_0 \sin \phi \\ -im_0 \sin \phi & i(E + \sqrt{E^2 - m_0^2}) + m_0 \cos \phi \end{pmatrix}$$

$$\times \frac{1}{2E \left(E + \sqrt{E^2 - m_0^2} \right)}$$

y entonces

$$\mathcal{M} = \frac{im_0}{E + \sqrt{E^2 - m_0^2}} \begin{pmatrix} \cos \phi & i \operatorname{sen} \phi \\ -i \operatorname{sen} \phi & -\cos \phi \end{pmatrix}. \quad (4-39)$$

Esto nos permite finalmente escribir los coeficientes B_{\pm} en términos de los A_{\pm} como

$$\begin{aligned} B_+ &= \left(\frac{im_0 \cos \phi}{E + \sqrt{E^2 - m_0^2}} \right) A_+ - \left(\frac{m_0 \operatorname{sen} \phi}{E + \sqrt{E^2 - m_0^2}} \right) A_-, \\ B_- &= \left(\frac{m_0 \operatorname{sen} \phi}{E + \sqrt{E^2 - m_0^2}} \right) A_+ - \left(\frac{im_0 \cos \phi}{E + \sqrt{E^2 - m_0^2}} \right) A_-, \end{aligned} \quad (4-40)$$

y

$$\begin{aligned} F_+ &= \left(1 + \frac{im_0 \cos \phi}{E + \sqrt{E^2 - m_0^2}} \right) A_+ - \left(\frac{m_0 \operatorname{sen} \phi}{E + \sqrt{E^2 - m_0^2}} \right) A_-, \\ F_- &= \left(\frac{m_0 \operatorname{sen} \phi}{E + \sqrt{E^2 - m_0^2}} \right) A_+ + \left(1 - \frac{im_0 \cos \phi}{E + \sqrt{E^2 - m_0^2}} \right) A_-. \end{aligned} \quad (4-41)$$

Con estos coeficientes nos es posible ahora escribir las soluciones para $\Phi_{\pm}^{1,2}$ que estaban previamente escritas en las Ecs. (4-24) y (4-26); en términos de A_{\pm} , para $z < 0$,

$$\begin{aligned} \Phi_+^{1,2} &= A_+ e^{iEz} + \left[\left(\frac{im_0 \cos \phi}{E + \sqrt{E^2 - m_0^2}} \right) A_+ - \left(\frac{m_0 \operatorname{sen} \phi}{E + \sqrt{E^2 - m_0^2}} \right) A_- \right] e^{-iEz}, \\ \Phi_-^{1,2} &= A_- e^{iEz} + \left[\left(\frac{m_0 \operatorname{sen} \phi}{E + \sqrt{E^2 - m_0^2}} \right) A_+ - \left(\frac{im_0 \cos \phi}{E + \sqrt{E^2 - m_0^2}} \right) A_- \right] e^{-iEz}, \end{aligned} \quad (4-42)$$

mientras que para $z > 0$,

$$\begin{aligned} \Phi_+^{1,2} &= \left[\left(1 + \frac{im_0 \cos \phi}{E + \sqrt{E^2 - m_0^2}} \right) A_+ - \left(\frac{m_0 \operatorname{sen} \phi}{E + \sqrt{E^2 - m_0^2}} \right) A_- \right] e^{i\sqrt{E^2 - m_0^2}z}, \\ \Phi_-^{1,2} &= \left[\left(\frac{m_0 \operatorname{sen} \phi}{E + \sqrt{E^2 - m_0^2}} \right) A_+ + \left(1 - \frac{im_0 \cos \phi}{E + \sqrt{E^2 - m_0^2}} \right) A_- \right] e^{i\sqrt{E^2 - m_0^2}z}. \end{aligned} \quad (4-43)$$

4.3.4. Solución espinorial

A continuación usaremos las soluciones $\Phi_{\pm}^{1,2}$ encontradas en la sección anterior para calcular las soluciones espinoriales de la ecuación de Dirac presentada en la Ec. (4-11). Cabe recordar que las soluciones escalares $\Phi_{\pm}^{1,2}$, junto con los eigenespinores u_{\pm}^s , son las partes con las cuales se reconstruye $\Phi(z)$ a través de la Ec. (4-21) y que, a su vez debe cumplir con la Ec. (4-14) para obtener el espinor $\Psi(z)$ que describe al fermión en el eje transversal a la pared de la burbuja.

Antes de dar las soluciones espinoriales para ambas fases, haremos algunas anotaciones previas. Teniendo en cuenta que $\Phi_{\pm}^1(z) = \Phi_{\pm}^2(z)$, la expansión en eigenespinores dada en la Ec. (4-21) se puede escribir como

$$\Phi(z) = \Phi_+^1(z)(u_+^1 + u_+^2) + \Phi_-^1(z)(u_-^1 + u_-^2). \quad (4-44)$$

Es la Ec. (4-44) la que usaremos dentro de la Ec. (4-14) para obtener la parte de la solución espinorial dependiente de z .

Antes de calcular las soluciones espinoriales transversas a la pared de la burbuja en las dos regiones, se puede realizar una simplificación más para agilizar los cálculos. Como se vio en la Sec. 4.3.3, los coeficientes A_{\pm} , B_{\pm} y F_{\pm} representan las amplitudes de probabilidad de las ondas incidente, reflejada y transmitida. Más aún, como se menciona en la Sec. 4.3, los subíndices \pm representan las soluciones de energías positivas y negativas, respectivamente. En el caso que nos atañe, las soluciones de energía negativa son aquellas que describen estados ligados mientras que las de energía positiva, los estados de dispersión. Es por esta razón que descartamos las primeras.

En la fase simétrica

Para encontrar la solución espinorial de la onda incidente, usamos las Ecs. (4-14) y (4-44) con $\Phi_{\pm}^{1,2}$ para $z < 0$ y tomando sólo los términos proporcionales a e^{iEz} ,

$$\begin{aligned}
 \psi^{\text{inc}}(z) &= [E \{A_+(-iu_-^1) + A_+(iu_-^2)\} - i\partial_z \{A_+(iu_+^1) + A_+(iu_+^2)\}] e^{iEz} \\
 &= [E \{A_+(-iu_-^1) + A_+(iu_-^2)\} - i(iE) \{A_+(iu_+^1) + A_+(iu_+^2)\}] e^{iEz} \\
 &= [E \{A_+(-iu_-^1) + A_+(iu_-^2)\} + E \{A_+(iu_+^1) + A_+(iu_+^2)\}] e^{iEz} \\
 &= iE [-A_+u_-^1 + A_+u_-^2 + A_+u_+^1 + A_+u_+^2] e^{iEz} \\
 &= A_+ \cdot iE \{-u_-^1 + u_-^2 + u_+^1 + u_+^2\} e^{iEz}.
 \end{aligned}$$

Usando los eigenespinores dados por la Ec. (4-19), se llega a que

$$\boxed{\psi^{\text{inc}}(z) = A_+ \cdot iE \begin{pmatrix} 0 \\ 2 \\ 2i \\ 0 \end{pmatrix} e^{iEz}} \quad (4-45)$$

En el caso de la onda reflejada se sigue un procedimiento similar, sólo que esta vez se consideran $\Phi_{\pm}^{1,2}$ para $z < 0$ y los términos proporcionales a e^{-iEz} de modo que

$$\begin{aligned}
 \psi^{\text{ref}}(z) &= \{E\gamma^0 - i\gamma^3\partial_z\} \times \left\{ A_+ \left(\frac{im_0 \cos \phi}{E + \sqrt{E^2 - m_0^2}} \right) u_+^1 + A_+ \left(\frac{m_0 \text{sen } \phi}{E + \sqrt{E^2 - m_0^2}} \right) u_-^1 \right. \\
 &\quad \left. + A_+ \left(\frac{im_0 \cos \phi}{E + \sqrt{E^2 - m_0^2}} \right) u_+^2 + A_+ \left(\frac{m_0 \text{sen } \phi}{E + \sqrt{E^2 - m_0^2}} \right) u_-^2 \right\} e^{-iEz} \\
 &= A_+ \cdot E \left\{ \left(\frac{im_0 \cos \phi}{E + \sqrt{E^2 - m_0^2}} \right) [\gamma^0 u_+^1 + \gamma^0 u_+^2] + \left(\frac{m_0 \text{sen } \phi}{E + \sqrt{E^2 - m_0^2}} \right) [\gamma^0 u_-^1 + \gamma^0 u_-^2] \right. \\
 &\quad \left. - \left(\frac{im_0 \cos \phi}{E + \sqrt{E^2 - m_0^2}} \right) [\gamma^3 u_+^1 + \gamma^3 u_+^2] - \left(\frac{m_0 \text{sen } \phi}{E + \sqrt{E^2 - m_0^2}} \right) [\gamma^3 u_-^1 + \gamma^3 u_-^2] \right\} e^{-iEz}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&= A_+ \cdot \left(\frac{m_0 E}{E + \sqrt{E^2 - m_0^2}} \right) \left\{ (i \cos \phi) [(-iu_-^1) + (iu_-^2) + (iu_+^1) - (iu_+^2)] \right. \\
&\quad \left. + (\sin \phi) [(iu_+^1) + (-iu_+^2) - (-iu_-^1) - (-iu_-^2)] \right\} e^{-iEz} \\
&= A_+ \cdot \left(\frac{m_0 E}{E + \sqrt{E^2 - m_0^2}} \right) \left\{ u_+^1 (\cos \phi + i \sin \phi) + u_+^2 (\cos \phi - i \sin \phi) \right. \\
&\quad \left. + u_-^1 (\cos \phi + i \sin \phi) + u_-^2 (-\cos \phi + i \sin \phi) \right\} e^{-iEz} \\
&= A_+ \cdot \left(\frac{m_0 E}{E + \sqrt{E^2 - m_0^2}} \right) \left\{ (u_+^1 + u_-^1) e^{i\phi} + (u_+^2 - u_-^2) e^{-i\phi} \right\} e^{-iEz},
\end{aligned}$$

que, usando los eigenspinores, nos da el espinor que describe la onda reflejada perpendicular a la burbuja de vacío

$$\boxed{\psi^{\text{ref}}(z) = A_+ \cdot \frac{2m_0 E}{E + \sqrt{E^2 - m_0^2}} \begin{pmatrix} e^{i\phi} \\ 0 \\ 0 \\ -ie^{-i\phi} \end{pmatrix} e^{-iEz}.} \quad (4-46)$$

En la fase rota

De forma análoga a los cálculos anteriores para la fase simétrica, ahora se consideran $\Phi_{\pm}^{1,2}$ para $z > 0$ y los términos proporcionales a $e^{i\sqrt{E^2-m_0^2}}$. Así,

$$\begin{aligned}
\psi^{\text{tra}}(z) &= \{E\gamma^0 - i\gamma^3\partial_z + m_0\} \times \{\Phi_+^1(z)u_+^1 + \Phi_-^1(z)u_-^1 + \Phi_+^2(z)u_+^2 + \Phi_-^2(z)u_-^2\} \\
&= (-iEu_-^1 + \partial_z u_+^1 + m_0 u_+^1) \Phi_+^1 + (iEu_+^1 - \partial_z u_-^1 + m_0 u_-^1) \Phi_-^1 \\
&\quad + (iEu_-^2 + \partial_z u_+^2 + m_0 u_+^2) \Phi_+^2 + (-iEu_+^2 - \partial_z u_-^2 + m_0 u_-^2) \Phi_-^2 \\
&= \begin{pmatrix} -iE + i\sqrt{E^2 - m_0^2} + m_0 \\ iE + i\sqrt{E^2 - m_0^2} + m_0 \\ -E - \sqrt{E^2 - m_0^2} + im_0 \\ -E + \sqrt{E^2 - m_0^2} - im_0 \end{pmatrix} \Phi_+^{1,2} + \begin{pmatrix} iE - i\sqrt{E^2 - m_0^2} + m_0 \\ -iE - i\sqrt{E^2 - m_0^2} + m_0 \\ -E - \sqrt{E^2 - m_0^2} - im_0 \\ -E + \sqrt{E^2 - m_0^2} + im_0 \end{pmatrix} \Phi_-^{1,2}.
\end{aligned}$$

Si este resultado se expande en su totalidad toma la forma de

$$\psi^{\text{tra}}(z) = A_+ e^{i\sqrt{E^2-m_0^2}z} \times \begin{pmatrix} \left[-iE + i\sqrt{E^2 - m_0^2} + m_0 \right] + \frac{im_0}{E+\sqrt{E^2-m_0^2}} \left\{ (-iE + i\sqrt{E^2 - m_0^2})e^{i\phi} + m_0 e^{-i\phi} \right\} \\ \left[iE + i\sqrt{E^2 - m_0^2} + m_0 \right] + \frac{im_0}{E+\sqrt{E^2-m_0^2}} \left\{ (iE + i\sqrt{E^2 - m_0^2})e^{i\phi} + m_0 e^{-i\phi} \right\} \\ \left[-E - \sqrt{E^2 - m_0^2} + im_0 \right] + \frac{m_0}{E+\sqrt{E^2-m_0^2}} \left\{ (-iE - i\sqrt{E^2 - m_0^2})e^{-i\phi} - m_0 e^{i\phi} \right\} \\ \left[-E + \sqrt{E^2 - m_0^2} - im_0 \right] + \frac{m_0}{E+\sqrt{E^2-m_0^2}} \left\{ (-iE + i\sqrt{E^2 - m_0^2})e^{-i\phi} + m_0 e^{i\phi} \right\} \end{pmatrix}.$$

(4-47)

4.3.5. Corrientes incidente, reflejada y transmitida

En la Sec. 4.3.4 se obtuvieron las soluciones espinoriales asociadas con las ondas incidente, reflejada y transmitida de forma explícita. Para poder cuantificar la probabilidad de encontrar un fermión en una zona dada, es necesario calcular las *corrientes de Dirac* para cada una de las ondas. Una vez obtenidas las últimas, el siguiente paso es calcular los coeficientes de reflexión y transmisión que muestran la razón de probabilidad del fermión de ser reflejado o transmitido respecto a la cantidad de fermiones incidentes. En esta sección llevaremos a cabo el cálculo para la obtención de las corrientes.

La corriente de Dirac, j^μ , es un cuadrivector que se obtiene a partir de

$$j^\mu = \bar{\psi}\gamma^\mu\psi,$$

donde ψ es un espinor de Dirac. El rol de ψ en el caso de este trabajo, lo toman $\psi^{\text{inc}}(z)$, $\psi^{\text{ref}}(z)$ y $\psi^{\text{tra}}(z)$, de forma separada.

Corriente incidente

La Ec. (4-45) es la solución espinorial que describe a la onda incidente de forma perpendicular a la pared de la burbuja de verdadero vacío. Usando la definición de corriente de Dirac, la correspondiente *corriente incidente* en su componente z está dada por

$$j_z^{\text{inc}} = A_+^2 E^2 \begin{pmatrix} 0 & 2 & -2i & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 2 \\ 2i \\ 0 \end{pmatrix},$$

que arroja como resultado

$$j_z^{\text{inc}} = -8A_+^2 \cdot E^2. \quad (4-48)$$

Corriente reflejada

De manera similar, la corriente reflejada en su componente z es

$$j_z^{\text{ref}} = A_+^2 \cdot \frac{4m_0^2 E^2}{\left(E + \sqrt{E^2 - m_0^2}\right)^2} \begin{pmatrix} e^{-i\phi} & 0 & 0 & ie^{i\phi} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{i\phi} \\ 0 \\ 0 \\ -e^{-i\phi} \end{pmatrix},$$

de lo que se obtiene que

$$j_z^{\text{ref}} = 8A_+^2 \cdot \frac{m_0^2 E^2}{\left(E + \sqrt{E^2 - m_0^2}\right)^2} \quad (4-49)$$

Corrientes transmitidas

Como es de nuestro interés cuantificar la asimetría entre los modos quirales, es preciso calcular las corrientes transmitidas quirales. Es decir, es necesario aplicar los proyectores quirales, Ecs. (4-5), al espinor (4-47) dentro de la ecuación

$$j_z^{\text{tra}} = \bar{\psi} \gamma^3 \psi. \quad (4-50)$$

Haciendo esto, se obtienen las corrientes transmitidas quirales derecha e izquierda, respectivamente

$$j_R^{\text{tra}} = -A_+^2 \frac{4E}{\left(E + \sqrt{E^2 - m_0^2}\right)^2} \times \left[2\sqrt{E^2 - m_0^2} \left(E + \sqrt{E^2 - m_0^2} \right) (E - m_0 \sin \phi) - m_0^3 \sin 2\phi \right], \quad (4-51)$$

$$j_L^{\text{tra}} = -A_+^2 \frac{4E}{\left(E + \sqrt{E^2 - m_0^2}\right)^2} \times \left[2\sqrt{E^2 - m_0^2} \left(E + \sqrt{E^2 - m_0^2} \right) (E + m_0 \sin \phi) + m_0^3 \sin 2\phi \right]. \quad (4-52)$$

4.3.6. Coeficientes de reflexión y transmisión

Para conocer la probabilidad de reflexión o transmisión de un fermión con quiralidad definida después de interactuar con la pared de la burbuja es necesario calcular los llamados coeficientes de reflexión y transmisión que se definen como las razones entre la corriente de reflexión y las corrientes transmisión quirales con la corriente incidente calculadas en la Sec. 4.3.5, respectivamente. Esto es

$$R \equiv - \left| \frac{j_z^{\text{ref}}}{j_z^{\text{inc}}} \right|, \quad T^{R,L} \equiv \left| \frac{j_{R,L}^{\text{tra}}}{j_z^{\text{inc}}} \right|, \quad (4-53)$$

donde el signo en R se da para tomar en cuenta la dirección de las corrientes. Con esta definición, los coeficientes de reflexión y transmisión son

$$R = \frac{m_0^2}{\left(E + \sqrt{E^2 - m_0^2}\right)^2}, \quad (4-54)$$

$$T^R = \frac{2\sqrt{E^2 - m_0^2} \left(E + \sqrt{E^2 - m_0^2}\right) (E - m_0 \sin \phi) - m_0^3 \sin 2\phi}{2E \left(E + \sqrt{E^2 - m_0^2}\right)^2}, \quad (4-55)$$

$$T^L = \frac{2\sqrt{E^2 - m_0^2} \left(E + \sqrt{E^2 - m_0^2}\right) (E + m_0 \sin \phi) + m_0^3 \sin 2\phi}{2E \left(E + \sqrt{E^2 - m_0^2}\right)^2}. \quad (4-56)$$

Derivado de la conservación de corriente, los coeficientes tienen que satisfacer

$$1 = R - (T^R + T^L), \quad (4-57)$$

que se prueba haciendo uso de la igualdad $m_0^2 = \left(E + \sqrt{E^2 - m_0^2}\right) \left(E - \sqrt{E^2 - m_0^2}\right)$.

Los coeficientes de la Ecs. (4-55) y (4-56) contienen la información sobre la razón del número de fermiones para cada modo quiral transmitido a través de la pared respecto a los incidentes. Los términos dependientes de la fase ϕ dan origen a una asimetría en la cantidad de fermiones transmitidos entre los modos izquierdo y derecho, siempre y cuando la fase no sea un múltiplo entero de π . La Fig. 4-2 muestra los coeficientes de

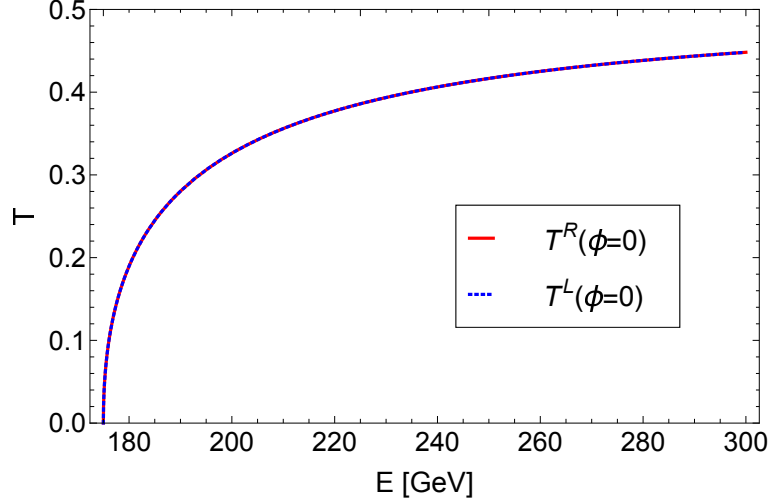


Figura 4-2: Coeficientes de transmisión para los modos derecho e izquierdo en el caso donde la fase ϕ del término de masa compleja en (4-13) es $\phi = 0$. En este caso no hay masa compleja y por tanto, no hay interacción con la pared que viole CP , por lo que los modos quirales se propagan de la misma forma y no existe asimetría. Para esta gráfica se ha usado un valor de masa $m_0 = 170$ GeV.

transmisión para el caso trivial donde $\phi = 0$ como función de la energía, donde las dos probabilidades coinciden, como es de esperar. Es decir, cuando no hay una fase compleja en el término de masa, no hay violación de CP y por lo tanto, no hay asimetría. En todas las gráficas se ha usado una masa $m_0 = 170$ GeV, que se aproxima a la masa del quark *top*; ésta elección se debe a que los términos que diferencian a T^R y T^L , los coeficientes de transmisión quirales, son proporcionales a m_0 y por ende, una masa más grande debería dar lugar a una asimetría mayor.

Por otro lado, en el caso donde el valor de la fase del término de masa compleja es distinto de $n\pi$, se da lugar a una asimetría. Es decir, la probabilidad de encontrar una partícula transmitida a través de la pared de la burbuja es diferente para cada una de las quiralidades (véanse las Figs. 4-3 y 4-4). La asimetría entre los modos se cuantifica en términos de la diferencia $T^L - T^R$, que varía respecto al valor de la fase compleja, a la energía de la partícula y su masa. Cabe notar que para energías comparables a la masa, los coeficientes se tornan negativos y hay que considerar las soluciones de partícula negativa, $A_- \neq 0$, tomando en cuenta el fenómeno conocido como *Paradoja de Klein*. Esto se mencionará con más detalle en el siguiente capítulo.

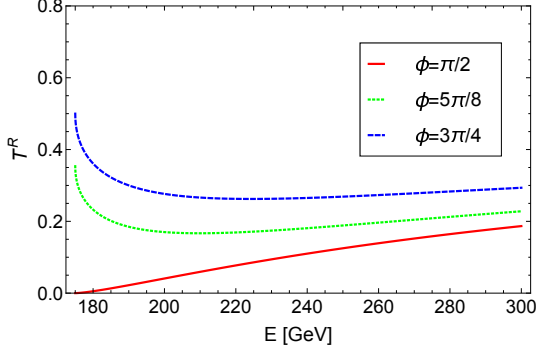


Figura 4-3: Coeficiente de transmisión para los fermiones con masa $m_0 = 170$ GeV y quiralidad der. como función de la energía de la partícula a tres valores para la fase ϕ . De la Ec. (4-55) se observa que la función que describe el coeficiente es periódica en ϕ con periodo 2π . En el intervalo de valores para ϕ , $[\frac{\pi}{2}, \frac{3\pi}{4}]$, el valor del coeficiente aumenta para todas las energías.

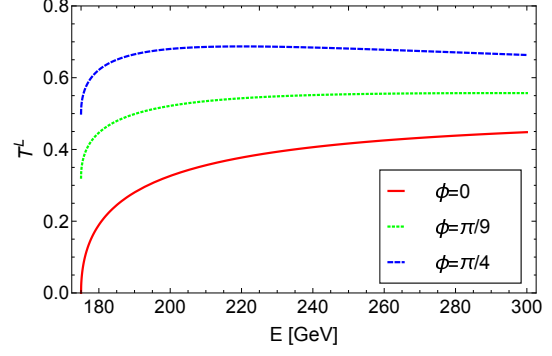


Figura 4-4: Coeficiente de transmisión para los fermiones con masa $m_0 = 170$ GeV y quiralidad izq. como función de la energía de la partícula a tres valores para la fase ϕ . De la Ec. (4-56) se observa que la función que describe el coeficiente es periódica en ϕ con periodo 2π . En el intervalo de valores para ϕ , $[0, \frac{\pi}{4}]$, el valor del coeficiente aumenta para todas las energías.

En las Figs. 4-5 y 4-6, se observa el comportamiento de los coeficientes de transmisión en función de la energía del fermión para una masa determinada. Se puede apreciar que existen dominios de energía donde una masa mayor significa una probabilidad mayor y algunos donde una masa más grande implica una probabilidad menor.

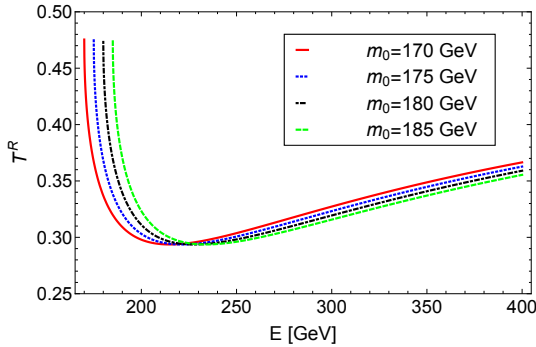


Figura 4-5: Coeficiente de transmisión quiral derecho como función de la energía de la partícula para cuatro valores de la masa m_0 . Dependiendo del valor de m_0 , la propagación a una energía fija varía en probabilidad. Para esta gráfica, se ha escogido el valor arbitrario de $\phi = \frac{4\pi}{5}$.

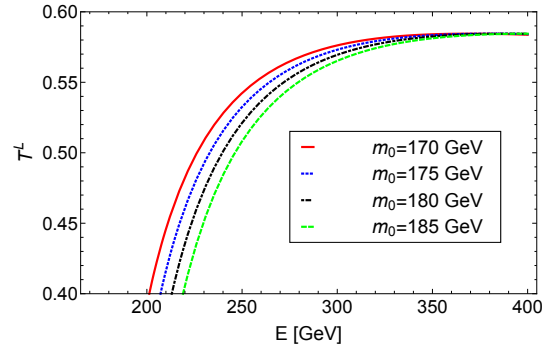


Figura 4-6: Coeficiente de transmisión quiral izquierdo como función de la energía de la partícula para cuatro valores de la masa m_0 . Dependiendo del valor de m_0 , la propagación a una energía fija varía en probabilidad. Para esta gráfica, se ha escogido el valor arbitrario de $\phi = \frac{4\pi}{5}$.

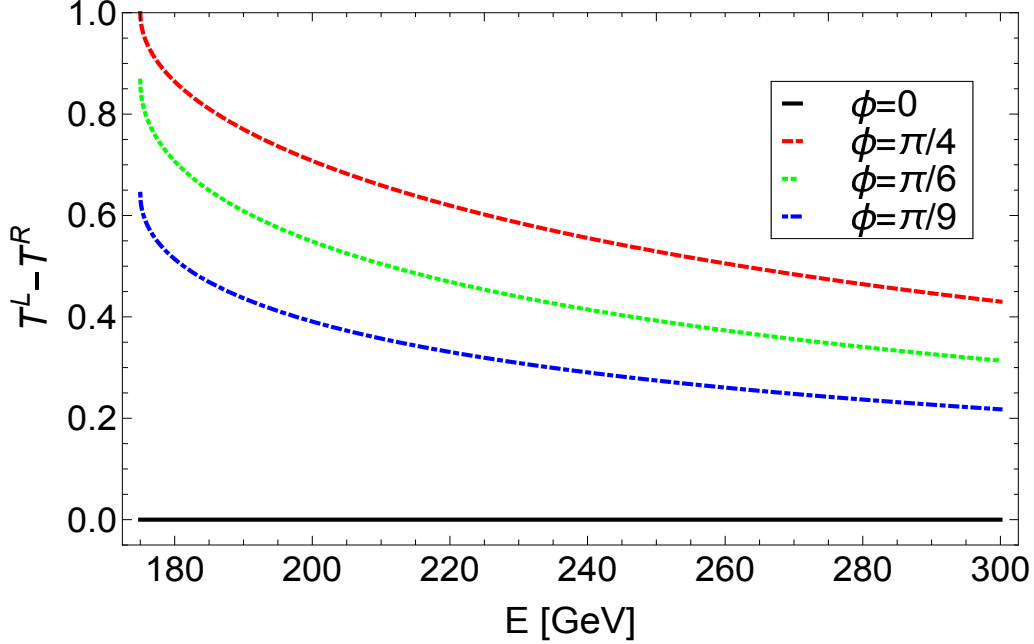


Figura 4-7: Diferencia de los coeficientes de transmisión quirales para cuatro distintos valores de ϕ , demostrando la propagación asimétrica entre las dos cantidades. Para un fermión cargado eléctricamente con carga q y masa $m_0 = 170$ GeV, la asimetría es responsable de una corriente eléctrica neta local en la vecindad de la pared de la burbuja.

Es también importante notar el comportamiento asintótico de las gráficas de los coeficientes de transmisión, pues para energías $E \gg m_0$, los valores de ambos coeficientes tienden a $1/2$. Es decir, las partículas con quiralidades derecha e izquierda se propagan con igual proporción a energías muy altas comparadas con su masa. Sin embargo, el escenario en el que una partícula tenga dicha energía es poco probable dado que la temperatura es una medida de la energía cinética promedio y a una desviación más grande de aquel valor le corresponde una menor probabilidad de que ocurra.

Finalmente, en la Fig. 4-7 se muestra la diferencia de los coeficientes de transmisión quirales para cuatro distintos valores de ϕ , demostrando la propagación asimétrica entre las dos cantidades. [84, 92]. En cuanto a la generación de un campo magnético a través de la corriente eléctrica generada por la asimetría,

$$\vec{J} = q_f \left(\vec{J}_{\text{tra}}^L - \vec{J}_{\text{tra}}^R \right),$$

es importante mencionar la propiedad de *helicidad* de un campo magnético. Esta propiedad invariante de norma es definida como

$$\int_{\Omega} \vec{B} \cdot \vec{A} d^3x,$$

donde Ω es un volumen cerrado que contiene las líneas del campo magnético \vec{B} y \vec{A} es el potencial vectorial. Dicha cantidad es importante en el contexto de la magnetogénesis pues se necesita que sea no nula para que los efectos de amplificación surtan efecto [84, 93]. En el caso aquí expuesto, la intensidad de las corrientes eléctricas –y últimamente de los campos magnéticos generados– depende de las energías de las partículas incidentes en la burbuja tridimensional, produciendo un campo magnético con *helicidad*, previniendo que este se desvanezca.

Capítulo 5

Conclusiones y Perspectivas

En este trabajo se estudió la probabilidad de reflexión y transmisión de fermiones cargados a través de la pared delgada de una burbuja durante una EWPT de primer orden. Los fermiones originados en la fase simétrica, donde el valor esperado en el vacío del campo de Higgs es nulo, se permitieron interactuar con la pared de tal manera que se violara la simetría CP por medio de una fase ϕ en un término de masa compleja para cumplir con las condiciones de Sakharov para la generación de una asimetría bariónica. La asimetría, cuantificada por una corriente eléctrica proporcional a la diferencia entre los coeficientes de transmisión quirales, resultó ser distinta de cero para valores de $\phi \neq n\pi$ como se aprecia en la Fig. 4-7.

Si bien los resultados de los cálculos por lattice apuntan a una EWPT como un crossover y no una transición de primer orden en el caso del Modelo Estándar, este podría no ser el caso para extensiones como lo son el MSSM, modelos con dos dobletes de Higgs, con singletes escalares o fermiones de Majorana acoplados al Higgs [94]. Finalmente, se espera que a medida que se alcancen energías más grandes en el LHC y se hagan uso de nuevos descubrimientos como las ondas gravitacionales [95], estas teorías sean probadas en los años próximos. Los resultados obtenidos aquí se publicaron en la revista Phys. Rev. D **95**, 123004 (2017) bajo el nombre **Charge asymmetry from CP-violating fermion scattering off bubble walls during the electroweak phase transition** [84].

Aquí hemos observado una asimetría entre las probabilidades de transmisión entre modos quirales derecho e izquierdo bajo una serie de consideraciones a manera de simplificación. Durante una EWPT de primer orden, hemos considerado burbujas macroscópicas ($r_b \gg \lambda$, con r_b el radio de la burbuja y λ la longitud de onda de de Broglie de la partícula incidente), estáticas, sin colisiones, con simetría esférica y en el régimen de pared (infinitamente) delgada, $\lambda_p = 0$. En el escenario convencional de una EWPT de primer orden, la nucleación de burbujas comienza a una temperatura crítica T_c en la cual las fases simétrica y rota son igualmente favorecidas. Sin embargo, a $T \simeq T_c$, la tensión superficial causa que estas se encojan. No es sino hasta cuando T es menor que T_c que las burbujas comienzan a crecer pues la presión del interior, que tiene menor densidad de energía, sobrepasa los efectos de tensión. Las burbujas usualmente se asumen esféricas y cuando han alcanzado un tamaño macroscópico, la pared es plana a buena aproximación. La idealización esférica no es trivial y depende mayormente, de la tensión superficial, de la tasa de colisión entre burbujas y de la velocidad de expansión [89].

En este trabajo, se ha tratado una burbuja en la EWPT completamente esférica, de pared delgada y en reposo con fermiones incidentes de forma perpendicular a su superficie. Podría pensarse que una corriente eléctrica neta no sería suficiente para generar un campo magnético considerando otras corrientes que se generen en la región diametralmente opuesta y que pudieran cancelar la corriente original. Esto es, sin embargo, improbable; hay que tener en cuenta que en general, la velocidad de las burbujas es no nula y que en un marco de referencia con la burbuja en reposo se reflejaría en una mayor incidencia (y con mayor energía) de partículas en uno de los lados de la burbuja. Igualmente importante es el hecho de que las partículas incidentes no impactan, en general, de forma ortogonal y su energía también es distinta haciendo que una cancelación de sus contribuciones fuera difícil. Adicionalmente, hay otros factores a considerar como un ligero gradiente de temperatura y la forma de las burbujas.

El cálculo de la velocidad de expansión de la burbuja es complicado pues involucra las interacciones fuera del equilibrio del plasma con la pared; a medida que la burbuja

crece, dispersa el plasma a su alrededor y disipa energía, que decrece su expansión. También, se sabe que el ancho de la pared, λ_p afecta a la velocidad de la burbuja y que una pared gruesa podría llegar a alcanzar velocidades ultrarelativistas, mientras que una pared delgada se ve más afectada por las interacciones con el medio y llega a una velocidad terminal. Típicamente, en el régimen de pared delgada, $\lambda_p \simeq T^{-1}$ y se alcanza una velocidad $v_p \sim 0.1c$, aunque este resultado es ampliamente dependiente del modelo utilizado [89, 96]. En particular, en [97], Moore y Prokopec sugieren que usando un potencial efectivo a dos loops y resolviendo las ecuaciones de Boltzmann para un fluido se encuentra que $\lambda \simeq 29T^{-1}$ y $v_p \simeq 0.7c$, que afectarían la forma de la burbuja y la tasa de reflexión y transmisión de los fermiones incidentes. En este caso, valdría la pena visitar el problema aquí presentado tomando en cuenta este tipo de consideraciones. Más recientemente, en trabajos como [98] y [99] se reportan valores de $v_p \simeq 0.01c - 0.1c$ para el ME y de hasta $v_p \simeq 10^{-2}c$ para el Modelo Supersimétrico Mínimo (MSSM), con los cuales las aproximaciones aquí realizadas son válidas.

Otra situación de interés se da al observar el comportamiento de las probabilidades de reflexión y transmisión de fermiones a través de la pared de la burbuja en la EWPT para partículas con energía cercana a la masa m_0 . En estos casos, los coeficientes son negativos. La razón detrás de este resultado, que podría pensarse falaz, es la llamada *Paradoja de Klein* donde si la partícula tiene una energía entre $E < V - m$ entonces se pueden tener un coeficiente de reflexión mayor que la unidad y coeficientes de transmisión negativos. Tradicionalmente, la paradoja se resuelve al tratar en el problema las soluciones de energía negativa características de la teoría de Dirac y que forzan a una reinterpretación de la teoría para prevenir que los electrones atómicos escapen y abandonando la descripción de partícula única y reemplazándola por la Teoría Cuántica de Campos donde para potenciales $V > E + m$ se producen pares fermión-antifermión [100, 101].

Finalmente, aún cuando la intensidad de la corriente eléctrica pueda ser suficiente para generar un campo magnético lo suficientemente fuerte, cabría estudiar posibles extensiones al ME como modelos de dos dobletes de Higgs, singletes escalares acoplados

al Higgs o modelos de Higgs compuesto para proveer un campo magnético de mayor intensidad [84, 102].

Bibliografía

- [1] Natterer, F. D. *et al.* “Reading and writing single-atom magnets”. *Nature* **543**, 7644 (2017), págs. 226-228. DOI: 10.1038/nature21371.
- [2] NOAA, NGDC y CIRES. *Main Field Total Intensity. US/UK World Magnetic Model - Epoch 2015.0*. 2014. URL: https://www.ngdc.noaa.gov/geomag/WMM/data/WMM2015/WMM2015_F_MERC.pdf.
- [3] Williams, D. R. *Sun Fact Sheet*. 2016. URL: <https://nssdc.gsfc.nasa.gov/planetary/factsheet/sunfact.html>.
- [4] Wade, G. A. *et al.* “The MiMeS survey of magnetism in massive stars: introduction and overview”. *MNRAS* **456**, 1 (2016), págs. 2-22. DOI: 10.1093/mnras/stv2568.
- [5] Beck, R. “Magnetic fields in spiral galaxies”. *Astron. Astrophys. Rev.* **24**, 4 (2016). DOI: 10.1007/s00159-015-0084-4.
- [6] Brüggén, M. “Magnetic fields in galaxy clusters”. *Astron. Nachr.* **334**, 6 (2013), págs. 543-547. DOI: 10.1002/asna.201311895.
- [7] Veres, P., Dermer, C. D. y Dhuga, K. S. “Properties of the Intergalactic Magnetic Field constrained by Gamma-Ray observations of Gamma-Ray Bursts”. *ApJ* **847**, 39 (2017). DOI: 10.3847/1538-4357/aa87b1.
- [8] Ade, P. A. R. *et al.* “Planck 2015 results”. *Astron. Astrophys.* **594**, A19 (2016). DOI: 10.1051/0004-6361/201525821.

- [9] Zucca, A., Li, Y. y Pogossian, L. “Constraints on Primordial Magnetic Fields from Planck combined with the South Pole Telescope CMB B-mode polarization measurements”. *Phys. Rev. D* **95**, 063506 (2017).
- [10] Minoda, T. *et al.* *Thermal Sunyaev-Zel’dovich effect in the intergalactic medium with primordial magnetic fields*. 2017. URL: [arXiv:1705.10054](https://arxiv.org/abs/1705.10054).
- [11] Kahniashvili, T., Brandenburg, A. y Tevzadze, A. G. “The evolution of the primordial magnetic field since its generation”. *Phys. Scr.* **91**, 104008 (2016). DOI: [10.1088/0031-8949/91/10/104008](https://doi.org/10.1088/0031-8949/91/10/104008).
- [12] Kandus, A., Kunze, K. E. y Tsagas, C. “Primordial Magnetogenesis”. *Phys. Rep.* **505**, 1 (2011), págs. 1-58. ISSN: 0370-1573.
- [13] Samui, S., Subramanian, K. y Srianand, R. “Efficient cold outflows driven by cosmic rays in high redshift galaxies and their global effects on the IGM”. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* (2017).
- [14] Beck, A. M. *et al.* “On the magnetic fields in voids”. *MNRASL* **429**, 1 (2013), págs. L60-L64. DOI: [10.1093/mnrasl/sls026](https://doi.org/10.1093/mnrasl/sls026).
- [15] Durrive, J. B. y Langer, M. “Intergalactic magnetogenesis at Cosmic Dawn by photoionization”. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **453** (2015), págs. 345-356. DOI: [10.1093/mnras/stv1578](https://doi.org/10.1093/mnras/stv1578).
- [16] Brandenburg, A. y Subramanian, K. “Astrophysical magnetic fields and nonlinear dynamo theory”. *Phys. Rep.* (2005).
- [17] Subramanian, K. “The origin, evolution and signatures of primordial magnetic fields”. *Rep. Prog. Phys.* **79**, 076901 (2016). DOI: [10.1088/0034-4885/79/7/076901](https://doi.org/10.1088/0034-4885/79/7/076901).
- [18] Green, D. y Kobayashi, T. “Constraints on Primordial Magnetic Fields from Inflation”. *J. Cos. Astr. Phys.* **2016** (2016).

- [19] Kandus, A. “Origen y evolución de campos magnéticos asociados a las grandes estructuras cosmológicas”. Tesis doctoral. Universidad de Buenos Aires, 2001.
- [20] Cabibbo, N. y Parisi, G. “Exponential hadronic spectrum and quark liberation”. *Phys. Lett. B* **59**, 1 (1975), págs. 67-69. DOI: 10.1016/0370-2693(75)90158-6.
- [21] Ayala, A. *et al.* “The effective QCD phase diagram and the critical end point”. *Nucl. Phys. B* (2015).
- [22] DeTar, C. E. y Heller, U. M. “QCD Thermodynamics from the Lattice”. *Eur. Phys. J. A* **41** (2009), págs. 405-437. DOI: 10.1140/epja/i2009-10825-3.
- [23] Kajantie, K. *et al.* “The Electroweak Phase Transition: A Non-perturbative Analysis”. *Nucl. Phys. B* **466**, 1-2 (1996), págs. 189-258. DOI: 10.1016/0550-3213(96)00052-1.
- [24] Fodor, Z. “Electroweak Phase Transitions”. *Nucl. Phys. B (Proc. Sup.)* **83-84** (2000), págs. 121-125. DOI: 10.1016/S0920-5632(00)91603-7.
- [25] Cline, J. *Baryogenesis*. 2006. URL: [arXiv:hep-ph/0609145v3](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0609145v3).
- [26] D’Onofrio, M., Rummukainen, K. y Tranberg, A. “Physical parameters of the electroweak crossover”. *Nucl. Part. Phys. Proc.* **273-275** (2016), págs. 2363-2365. DOI: 10.1016/j.nuclphysbps.2015.09.392.
- [27] Carrington, M. E. “The Effective potential at finite temperature in the Standard Model”. *Phys. Rev. D* **45** (1992). DOI: 10.1103/PhysRevD.45.2933.
- [28] Grojean, C., Servant, G. y Wells, J. “First-Order Electroweak Phase Transition in the Standard Model with a Low Cutoff”. *Phys. Rev. D* **71** (2005). DOI: 10.1103/PhysRevD.71.036001.
- [29] Ayala, A., Piccinelli, G. y Pallares, G. “Fermion scattering off electroweak phase transition kink walls with hypermagnetic fields”. *Phys. Rev. D* (2002).

- [30] Sánchez, A., Ayala, A. y Piccinelli, G. “Effective potential at finite temperature in a constant hypermagnetic field: Ring diagrams in the standard model”. *Phys. Rev. D* **75**, 043004 (2007). DOI: 10.1103/PhysRevD.75.043004.
- [31] Ayala, A. *et al.* “Effective potential at finite temperature in a constant magnetic field: Ring diagrams in a scalar theory”. *Phys. Rev. D* **71**, 023004 (2005). DOI: 10.1103/PhysRevD.71.023004.
- [32] Elmfors, P., Enqvist, K. y Kainulainen, K. “Strongly first order electroweak phase transition induced by primordial hypermagnetic fields”. *Phys. Lett. B* **440** (3-4 1998), págs. 269-274. DOI: 10.1016/S0370-2693(98)01117-4.
- [33] Giovannini, M. y Shaposhnikov, M. “Primordial hypermagnetic fields and the triangle anomaly”. *Phys. Rev. D* **57**, 2186 (1998). DOI: 10.1103/PhysRevD.57.2186.
- [34] Durrer, R. y Neronov, A. “Cosmological Magnetic Fields: Their Generation, Evolution and Observation”. *Astron. Astrophys. Rev.* **21**, 62 (2013). ISSN: 1432-0754.
- [35] Kronberg, P., Perry, J. y Zukowski, E. “Discovery of extended Faraday rotation compatible with spiral structure in an intervening galaxy at $Z = 0.395$ - New observations of PKS 1229 - 021”. *ApJ* **387** (1992), págs. 528-535. DOI: 10.1086/171104.
- [36] Neronov, A. y Vovk, I. “Evidence for strong extragalactic magnetic fields from Fermi observations of TeV blazars”. *Science* **328**, 5974 (2010), págs. 73-75. DOI: 10.1126/science.1184192.
- [37] Vazza, F. *et al.* “Simulations of extragalactic magnetic fields and of their observables”. *Class. Quantum Grav.* **34** (2017).
- [38] Reich, W. “Galactic Magnetic Fields”. *Mapping the Galaxy and Nearby Galaxies*. Ed. por K. Wada y F. Combes. Astrophysics and Space Science Proceedings. 2008. ISBN: 978-0-387-72768-4.

- [39] Frick, P. *et al.* “Magnetic and gaseous spiral arms in M83”. *A&A* **585**, A21 (2016). DOI: 10.1051/0004-6361/201526796.
- [40] Rutherford, E. “The Scattering of the α and β Rays and the Structure of the Atom”. *Proc. of the Manch. Lit. and Phil. Soc.* **55**, IV (1911), págs. 18-20.
- [41] Rutherford, E. “The Scattering of the α - and β - Particles by Matter and the Structure of the Atom”. *Phil. Mag.* **21**, 669 (1911).
- [42] Weinberg, S. “Particle Physics, From Rutherford to the LHC”. *100 Years of Subatomic Physics*. Ed. por E. Henley y S. Ellis. Singapur: World Scientific, 2013. Cap. 1, págs. 3-9. ISBN: 978-9814425797.
- [43] Bohr, N. “On the Constitution of Atoms and Molecules”. *Phil. Mag.* 6.^a ép. **26** (1913), págs. 1-25.
- [44] Rutherford, E. “Collision of α Particles with Light Atoms IV. An Anomalous Effect in Nitrogen”. *Phil. Mag.* **37**, 581 (1919).
- [45] Rutherford, E. “Nuclear Constitution of Atoms”. *Proc. Roy. Soc.* **A97**, 324 (1920).
- [46] Ezhela, V. V. *et al.* *Particle Physics. One Hundred Years of Discoveries*. 1996. ISBN: 1-56396-642-5.
- [47] Lincoln, D. “God’s Thoughts: Practical Steps Toward a Theory of Everything”. *The Physics Teacher* **55**, 204 (2017).
- [48] Aaij, R. *et al.* “Observation of the doubly charmed baryon Ξ_{cc}^{++} ”. *Phys. Rev. Lett.* **109**, 11 (2017). DOI: 10.1103/PhysRevLett.119.112001.
- [49] Pal, P. *An Introductory Course of Particle Physics*. CRC Press, 2014. ISBN: 978-1482216981.
- [50] Thomson, M. *Modern Particle Physics*. Cambridge: Cambridge University Press, 2013. ISBN: 978-1-107-03426-6.
- [51] Papon, P., Leblond, J. y Meijer, P. H. E. *The physics of phase transitions*. Berlin: Springer, 2002.

- [52] Goodstein, D. L. *States of Matter*. Nueva York: Dover Publications, 1985. ISBN: 0-486-49506-X.
- [53] Kardar, M. *Statistical Physics of Fields*. Cambridge: Cambridge University Press, 2007. ISBN: 978-0-521-87341-3.
- [54] Tong, D. *Statistical Physics*. 2012. URL: <http://www.damtp.cam.ac.uk/user/tong/statphys/sp.pdf>.
- [55] Schutz, B. F. *A First Course in General Relativity*. Segunda edición. Cambridge: Cambridge University Press, 2009. ISBN: 978-0-511-53995-4.
- [56] Boyanovsky, D., de Vega, H. J. y Schwarz, D. J. “Phase transitions in the early and present Universe”. *Annual Review of Nuclear and Particle Science* **56** (2006), págs. 441-500. DOI: 10.1146/annurev.nucl.56.080805.140539.
- [57] Beléndez, A. *Electromagnetic Unification*. 2015. URL: https://rua.ua.es/dspace/bitstream/10045/45806/1/Metode_ENG_v84_2015.pdf.
- [58] Xin, X. *Glashow-Weinberg-Salam Model: An Example of Electroweak Symmetry Breaking*. University of Illinois. 2007. URL: http://guava.physics.uiuc.edu/~nigel/courses/569/Essays_Fall2007/files/xianhao_xin.pdf.
- [59] Colaboración Mu2e. *Unificación*. URL: https://mu2e.fnal.gov/images_v2/unification-lg.jpg.
- [60] Bergerhoff, B. y Wetterich, C. “Electroweak Phase Transition in the Early Universe?” *Current Topics in Astropfundamental Physics: Primordial Cosmology*. Ed. por N. Sánchez y A. Zichichi. Vol. **511**. NATO ASI Series. Dordrecht: Springer, 1998. DOI: 10.1007/978-94-011-5046-0_6.
- [61] Patrignani, C. *et al.* “Review of Particle Physics”. *Chin. Phys. C* **40**, 100001 (2016).

- [62] Koch, P., Müller, B. y Rafelski, J. “From Strangeness Enhancement to Quark-Gluon Plasma Discovery”. *Int. J. Mod. Phys. A* **32**, 31 (2017). DOI: 10.1142/S0217751X17300241.
- [63] CERN. *Antimatter*. 2018. URL: <https://home.cern/topics/antimatter>.
- [64] CERN. *Cosmic rays: particles from outer space*. 2018. URL: <https://home.cern/about/physics/cosmic-rays-particles-outer-space>.
- [65] Chukman, S. “Antiproton and positron dynamics in antihydrogen production”. Tesis doctoral. University of California, 2014.
- [66] Perkins, D. H. *Particle Astrophysics*. Segunda Edición. Oxford: Oxford University Press, 2009.
- [67] NASA. *Alpha Magnetic Spectrometer - 02*. 2018. URL: https://www.nasa.gov/mission_pages/station/research/experiments/742.html.
- [68] Dirac, P. A. M. “The quantum theory of the electron”. *Roy. Soc. of London Proc. Series A* **117** (1928).
- [69] Ruffini, R., Vereshchagin, G. y Xue, S. “Electron-positron pairs in physics and astrophysics: From heavy nuclei to black holes”. *Phys. Rep.* **487** (1-4 2010), págs. 1-140. DOI: 10.1016/j.physrep.2009.10.004.
- [70] Bamber, C. *et al.* “Studies of nonlinear QED in collisions of 46.6 GeV electrons with intense laser pulses”. *Phys. Rev. D* **60**, 092004 (1999).
- [71] Baur, G., Hencken, K. y Trautmann, D. “Photon-Photon Physics in Very Peripheral Collisions of Relativistic Heavy Ions”. *J. Phys. G* **24** (1998), págs. 1657-1692. DOI: 10.1088/0954-3899/24/9/003.
- [72] Decker. “Electron-positron pair production in relativistic heavy-ion collisions”. *Phys. Rev. A* **44**, 2883 (1991).
- [73] Sánchez, A. “Transición de fase electrodébil en presencia de campos hipermagnéticos”. Tesis doctoral. Universidad Nacional Autónoma de México, 2007.

- [74] Coc, A. y Vangioni, E. “Primordial Nucleosynthesis”. *Int. J. Mod. Phys. E* **26**, 1741002 (No. 8 2017). DOI: 10.1142/S0218301317410026.
- [75] Mathews, G. J. y Kusakabe, M. “Introduction to big bang nucleosynthesis and modern cosmology”. *Int. J. Mod. Phys. E* **26**, 1741001 (No. 8 2017). DOI: 10.1142/S0218301317410014.
- [76] Weinberg, D. H. *Big Bang Nucleosynthesis (BBN)*. Ohio State University. 2009. URL: <http://www.astronomy.ohio-state.edu/~dhw/A5682/notes7.pdf>.
- [77] Bigi, I. I. y Sanda, A. I. *CP Violation*. Cambridge University Press, 2009. DOI: 10.1017/CB09780511581014.
- [78] Feynman, R. *Surely You're Joking, Mr. Feynman!* Nueva York: Bantam Book, 1985. ISBN: 0-553-25649-1.
- [79] Wu, C. S. *et al.* “Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay”. *Phys. Rev.* **105**, 1413 (1957).
- [80] Maroño, M. V. *Violación CP y Cosmología*. 2009. URL: <http://nuclear.fis.ucm.es/FNYP-C/19/VioCPyCosmo.pdf>.
- [81] Sakharov, A. D. “Violation of CP invariance, C asymmetry, and baryon asymmetry of the universe”. *JETP* **5** (1967), págs. 24-27.
- [82] Perepelitsa, D. V. *Sakharov Conditions for Baryogenesis*. 2008. URL: <http://phys.columbia.edu/~dvp/dvp-sakharov.pdf>.
- [83] Balázs, C. *Baryogenesis. A small review of the big picture*. 2014. URL: [arXiv:1411.3398](https://arxiv.org/abs/1411.3398).
- [84] Ayala, A., Hernández, L. A. y Salinas, J. “Charge asymmetry from *CP*-violating fermion scattering off bubble walls during the electroweak phase transition”. *Phys. Rev. D* **95**, 123004 (2017).
- [85] Ventura, A. *Searches for supersymmetry*. 2017. URL: [arXiv:1711.00152v1](https://arxiv.org/abs/1711.00152v1).

- [86] Cottingham, W. N. y Greenwood, D. A. *An Introduction to the Standard Model of Particle Physics*. 2007. ISBN: 0-511-27377-0.
- [87] Shaposhnikov, M. “Standard model solution of the baryogenesis problem”. *Phys. Lett. B* **287** (1987).
- [88] Pallares, G. “Bariogénesis electrodébil en el modelo estándar”. Tesis de Licenciatura. Universidad Nacional Autónoma de México, 2001.
- [89] Cohen, A. G., Kaplan, D. B. y Nelson, A. E. “Progress in Electroweak Baryogenesis”. *Ann. Rev. Nuc. Part. Sci.* **43** (1993), págs. 27-70.
- [90] Funakubo, K. *et al.* “Numerical Approach to CP-Violating Dirac Equation”. *Prog. Theor. Phys.* **95** (5 1996), págs. 929-941.
- [91] Griffiths, D. J. *Introduction to Quantum Mechanics*. Nueva Jersey: Prentice Hall, 1994.
- [92] Ayala, A., Hernández, L. A. y Salinas, J. “Chiral asymmetry during the EWPT from *CP*-violating scattering off bubble walls”. *EPJ Web of Conferences*. Ed. por A. Ayala y E. Cuautle. **172** vols. 08001. 2018. DOI: 10.1051/epjconf/201817208001.
- [93] Durrer, R. y Caprini, C. “Primordial magnetic fields and causality”. *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **0311**, 010 (2003).
- [94] Cline, J. “Is electroweak baryogenesis dead?” *Phil. Trans. Roy. Soc. Lond. A* (2018). DOI: 10.1098/rsta.2017.0116.
- [95] Weir, D. J. “Gravitational waves from a first order electroweak phase transition: a brief review”. *Phil. Trans. Roy. Soc. Lond. A* **376**, 2114 (2018). DOI: 10.1098/rsta.2017.0126.
- [96] Ayala, A. *et al.* “Scattering in the Presence of Electroweak Phase Transition Bubble Walls”. *Phys. Rev. D* **49** (1994), págs. 5559-5570. DOI: 10.1103/PhysRevD.49.5559.

- [97] Moore, G. y Prokopec, T. “Bubble wall velocity in a first order electroweak phase transition”. *Phys. Rev. Lett.* **75** (1995).
- [98] Moore, G. “Electroweak Bubble Wall Friction: Analytic Results”. *JHEP* **2000** (2000). DOI: 10.1088/1126-6708/2000/03/006.
- [99] John, P. y Schmidt, M. G. “Do Stops Slow Down Electroweak Bubble Walls?” *Nucl. Phys. B* **598** (2001). DOI: 10.1016/S0550-3213(00)00768-9.
- [100] Bjorken, J. D. y Drell, S. D. *Relativistic Quantum Mechanics*. Nueva York: McGraw-Hill, 1964. ISBN: 07-005493-2.
- [101] Greiner, W. *Relativistic Quantum Mechanics*. 3.^a ed. Berlín: Springer, 2000. ISBN: 3-540-67457-8.
- [102] Prokopec, T., Schmidt, M. G. y Weenink, J. “Exact solution of the Dirac equation with CP violation”. *Phys. Rev. D* **87**, 083508 (2013). DOI: 10.1103/PhysRevD.87.083508.