

El origen de la materia: bariogénesis

Mariano Quirós

En este artículo haremos una excursión por las teorías físicas y mecanismos que intentan explicar uno de los grandes misterios de nuestro Universo: por qué no hay anti-bariones primordiales en el Universo mientras que hay un barión por cada mil millones de fotones; en otras palabras, el origen de la materia. Para explicar este hecho necesitaremos comprender cómo se comportaba nuestro Universo a temperaturas tan altas como un billón de grados.

1. Introducción

Las interacciones entre partículas elementales (interacciones electromagnéticas, débiles y fuertes) están clasificadas por su intensidad (constantes de acoplamiento) y por las partículas “transportadoras” de las mismas (partículas de $\text{spin}=1$ o bosones de gauge). Todas ellas están bellamente descritas por lo que se conoce habitualmente como Modelo Estándar de las interacciones electrodébiles [1] y fuertes [2]. Estamos deliberadamente dejando al margen las interacciones gravitatorias, que, al menos a nivel clásico, están perfectamente descritas por la Teoría de la Gravitación o Relatividad General formulada por A. Einstein en 1915 y 1916. El modelo Estándar nos dice que las partículas elementales, cuya interacción se detecta en particular en los grandes aceleradores como el Large Hadron Collider (LHC) [3] que está funcionando en el CERN (Ginebra, Suiza), no son los átomos, ni los núcleos atómicos, ni siquiera los protones y neutrones de los que están constituidos, sino los quarks, de los que están compuestos neutrones y protones, los leptones cargados eléctricamente (partículas ligeras como los electrones que están en la corteza de los átomos o muones que aparecen en ciertas desintegraciones), los leptones neutros o neutrinos (partículas enigmáticas con una masa pequeñísima comparada con el resto del espectro) y partículas transportadoras de las interacciones como los fotones (cuantos de luz) transportadores de las interacciones electromagnéticas, los bosones $W^\pm$ y Z que transportan las interacciones electrodébiles y los *gluones* que transportan las interacciones fuertes [4,5]. Todas estas partículas ya han sido descubiertas, mientras que la única incógnita del Modelo Estándar reside en el mecanismo por el que los fermiones elementales y ciertas partículas transportadoras de las interacciones como la W y Z adquieren masa. La teoría de la “ruptura espontánea de la simetría electrodébil” implica que tiene que existir una partícula aún no descubierta, el bosón de Higgs [1], que es responsable de que las anteriores partículas, incluida ella misma, sean masivas. El bosón de Higgs debe ser descubierto en el colisionador LHC y su descubrimiento añadirá luz sobre algunas propiedades aún no bien conocidas de las interacciones electrodébiles.

El Modelo Estándar es pues la estructura matemática que describe las interacciones entre las partículas elementales conocidas. El Modelo Estándar, como cualquiera otra teoría Física, tiene que ser capaz de describir de forma correcta los datos experimentales que son los que realmente establecen el veredicto último de una teoría. En particular el Modelo Estándar ya ha sido (y está siendo) ampliamente contrastado con los datos experimentales de colisionadores de alta energía, como el Large Electron Positron (LEP) que estuvo funcionando en el CERN hasta el año 2000 y el Tevatron que está en funcionamiento en el laboratorio FermiLab (Chicago, Illinois, USA), así como con aceleradores de baja energía. El resultado es que el acuerdo entre la teoría y los resultados experimentales es concluyente, llevándose el acuerdo hasta niveles de 0.1%. Sin embargo, a pesar de que los resultados experimentales no indiquen apenas fisuras en el Modelo Estándar existen motivaciones acuciantes para ir más allá de este. En el presente artículo pretendemos describir sucintamente una de tales motivaciones que está íntimamente relacionada con nuestra propia existencia: el origen de la materia, entendiendo por tal los protones y neutrones de los que estamos hechos nosotros mismos, es decir, la materia bariónica.

Los dos problemas “experimentales” más acuciantes que presenta en estos momentos el Modelo Estándar están relacionados con los dos tipos de materia que constituyen nuestro universo observable. El 17% de la materia de nuestro universo es materia “luminosa”, es decir, materia constituida, como nosotros mismos, por protones y neutrones: veremos más adelante en este artículo cómo el Modelo Estándar requiere una extensión para poder explicar su abundancia. Por otro lado, el 83% de nuestro universo está constituido por Materia Oscura, es decir, materia que ha sido detectada por el momento sólo indirectamente a través de sus interacciones gravitacionales. De nuevo el Modelo Estándar requiere de una extensión para poder incluir candidatos a Materia Oscura. Aquí la situación es incluso más complicada puesto que candidatos a Materia Oscura aún no han sido detectados por experimentos de Física de partículas con lo que su misma naturaleza es desconocida. Para completar el relato cabe decir que experimentos astrofísicos, en

particular detección de supernovas, indican que el total de la materia anteriormente descrita (o sea luminosa y oscura) constituye tan solo el 28% de la densidad de energía del universo observable mientras que el resto es una energía no detectable mediante experimentos de Física de partículas y que se conoce con el nombre de Energía Oscura, que puede ser simplemente una Constante Cosmológica. Como he dicho anteriormente, en este artículo vamos a prestar atención a la materia bariónica, que constituye el 4.6% de la densidad total de energía y el 17% de la densidad de materia del universo. Aun cuando la proporción sea minoritaria, su importancia es prioritaria debido a que es el tipo de materia del que estamos hechos nosotros mismos y que por supuesto es el único tipo de materia directamente detectado experimentalmente por el momento¹.

En adelante llamaremos bariones tanto a los protones y neutrones (que tienen carga bariónica igual a +1) como a los quarks (que tienen carga bariónica igual a +1/3). De hecho los protones (p) están constituidos por dos quarks de tipo *up*, *u*, y un quark de tipo *down* *d* ($p = uud$), mientras que los neutrones (n) están constituidos por un quark de tipo *up* y dos quarks de tipo *down* ($n = udd$). Sus respectivas antipartículas (antiprotones $\bar{p} = \bar{u}\bar{u}\bar{d}$ y antineutrones $\bar{n} = \bar{u}\bar{d}\bar{d}$) tienen carga bariónica igual a -1 y están constituidos por los correspondientes antiquarks, que tienen carga bariónica igual a -1/3. Lo que llamamos materia luminosa del Universo está constituido principalmente por protones y neutrones mientras que la antimateria estaría constituida por sus correspondientes antipartículas. Dos son los problemas esenciales que deben ser entendidos en relación con el número bariónico del Universo:

- El primero es que no hay prácticamente evidencia de antimateria en el Universo. De hecho no hay antimateria en el sistema solar y solamente aparecen antiprotones en los rayos cósmicos. Sin embargo, los antiprotones se pueden producir como productos secundarios en colisiones del tipo $pp \rightarrow 3p + \bar{p}$ que proporcionan una abundancia de antiprotones semejante a la observada. Así, por ejemplo, resulta que se detecta un antiprotón aproximadamente por cada 3000 protones mientras que se encuentra un átomo de anti-Helio ($\bar{He}$) por cada 10000 átomos de Helio. Todos estos datos experimentales están de acuerdo con la no existencia de antimateria primordial en el Universo. De hecho, la no existencia de antimateria resulta esencial para la estabilidad del mismo puesto que la materia y la antimateria se aniquilan entre sí produciendo radiación
- Una vez explicado el hecho de que prácticamente no hay antimateria en el Universo, el segundo problema sería entender el origen de la densidad de materia luminosa. De hecho, utilizando los datos de la abundancia primordial de elementos ligeros, de acuerdo con la teoría de la nucleosíntesis, junto con los datos del satélite WMAP [6], se deduce que hay en torno a un protón por cada mil millones de fotones en el Universo. Siendo n_B y n_γ las densidades de bariones y fotones respectivamente, se tiene que $\eta = n_B/n_\gamma \approx 0.61 \times 10^{-9}$

Para ser un poco más precisos podríamos decir que en 5 metros cúbicos hay un solo barión y mil millones de fotones en promedio.

2. Bariogénesis

Para entender mejor cuál puede ser el mecanismo que explique la generación de la materia en nuestro universo, es decir, el parámetro η que acabamos de describir, debemos retrotraernos a la época en que el Universo estaba muy caliente poco después del Big Bang [7]. Esta es la llamada era dominada por la radiación². Las partículas cuya masa es (muy) inferior a la temperatura del Universo se aniquilan con sus antipartículas produciendo fotones e inversamente se crean pares de partícula antipartícula por las reacciones inversas a las anteriores. En este momento las partículas se comportan prácticamente como si fueran de masa cero y se dice que la partícula en cuestión está en equilibrio térmico con la radiación. El Modelo Estándar Cosmológico predice una relación entre la edad del Universo (en segundos) y la temperatura del mismo (en K) que viene dada por [7]

$$t \approx 1/5 (k_B T / \text{GeV})^{-2} 10^{-6}$$

en donde k_B es la constante de Boltzmann. La ecuación anterior nos dice que para una temperatura próxima al GeV (equivalente a la masa del protón), que es de unos 10 billones de grados, ¡el tiempo transcurrido en el Universo después del Big Bang era de unas dos diez milésimas de segundo!

Para temperaturas inferiores a la masa de la partícula, las partículas y antipartículas siguen aniquilándose en fotones, aunque el proceso inverso no puede tener ya lugar y la densidad de equilibrio térmico de partículas y antipartículas decrece exponencialmente como $\exp(-m/T)$ en donde m es la masa de la partícula en cuestión. Este proceso se termina cuando el ritmo de aniquilación de partículas y antipartículas (Γ_{ann}) no puede competir con el ritmo de expansión del Universo (o constante de Hubble H), momento en el cual las partículas y antipartículas se salen del equilibrio térmico y su densidad queda “congelada” a los valores de equilibrio correspondientes a la temperatura de “congelación” (temperatura de *freezeout*). Si aplicamos este proceso a los nucleones (protones y/o neutrones) y antinucleones de masa $\sim 1\text{GeV}$ se puede ver cómo la densidad de los mismos empieza a disminuir exponencialmente para temperaturas inferiores al GeV, mientras que se salen del equilibrio térmico para temperaturas del orden de 20 MeV, para la cual la densidad de equilibrio resulta ser: $n_B/n_\gamma = n_{\bar{B}}/n_\gamma \approx 10^{-18}$

Esto nos demuestra que partiendo de un Universo simétrico, como hemos supuesto hasta el momento, hoy en día el Universo seguiría siendo simétrico respecto al número bariónico y, además, ¡el número de bariones sería

¹ Se podría pensar que tanto la Energía Oscura como la Materia Oscura pudieran tener su origen en modificaciones de la Teoría de la Gravitación aunque los datos actuales desfavorecen este tipo de soluciones.

² Entendemos como radiación cualquier especie de partícula cuya masa es inferior a la temperatura del Universo en ese momento, incluyendo los fotones, claro.

mil millones más bajo que el que observamos! La solución a este problema sólo puede tener una respuesta: debemos abandonar la hipótesis de que el Universo era inicialmente simétrico respecto al número bariónico. En particular, hay que suponer que, para muy altas temperaturas ($T \gg 1 \text{ GeV}$) en las que los bariones estaban en el equilibrio térmico con los fotones y el resto de las partículas –y por tanto había aproximadamente tantos bariones y antibariones como fotones– existía un ligero exceso de bariones sobre antibariones. Concretamente, por cada mil millones (10^9) de fotones y mil millones de antibariones tendría que haber mil millones más un (10^9+1) bariones. Por debajo de la temperatura del GeV los mil millones de bariones y antibariones se aniquilarían entre sí dejando una densidad a la temperatura de *freezeout* muy pequeña, mientras que “el barión residual” generaría una densidad de bariones mil millones de veces menor que la de los fotones, de acuerdo con los datos de la nucleosíntesis primordial y los del satélite WMAP. El problema es pues cómo generar esa asimetría.

La cuestión es cómo conseguir que en el Universo primitivo exista un exceso tan mínimo de bariones sobre antibariones, lo que se denomina asimetría bariónica. Por supuesto, una primera solución consistiría en admitir que “tenemos que hacer” un ajuste fino de las condiciones iniciales del Universo entre el número de bariones y el número de antibariones. Esta solución no es realmente satisfactoria, pues sería más una declaración de nuestra propia ignorancia en conocer las leyes fundamentales que una verdadera explicación. Una segunda solución (la única satisfactoria desde el punto de vista científico en general y de Física de partículas en particular) es que la pequeña asimetría de bariones se haya generado dinámicamente (bariogénesis), como consecuencia de las leyes de la Física. Ahora bien ¿cuáles son las condiciones que una teoría Física debe poseer para poder generar la asimetría de bariones? Estas condiciones fueron formuladas por el físico ruso A. Sakharov [8] hace más de cuarenta años (en 1967) y son un bello ejemplo de un enunciado de condiciones Físicas que ha permanecido intacto hasta nuestros días. El enunciado de las condiciones de la bariogénesis probablemente hubiera valido ampliamente la concesión de un Premio Nobel de Física. El que no se le concediera dicho premio Nobel se debió sin duda a dos circunstancias: una, que en 1967 el Modelo Estándar de las interacciones electrodébiles estaba aún sin confirmar experimentalmente; y otra, que aún en la actualidad no se sabe cuál es el modelo que pueda acomodar las condiciones de Sakharov, aunque éste puede ser uno de los logros del acelerador LHC en el CERN. A. Sakharov murió en 1985 sin acceder al Premio Nobel de Física, aunque le fue concedido en 1973 el Premio Nobel de la Paz por su oposición a la política armamentística, que dio como fruto el tratado de prohibición de pruebas atmosféricas, espaciales y submarinas, firmado en Moscú en 1963, y su colaboración en la fundación del Comité por los Derechos Humanos, de Moscú, en 1970.

Como hemos dicho, las condiciones para la bariogénesis fueron formuladas por Sakharov y se pueden enunciar de la siguiente manera. Una teoría Física, para ser capaz de generar la asimetría bariónica, debe poseer interacciones que satisfagan las tres condiciones siguientes:

1) Interacciones que violen el número bariónico

Esta es una condición bastante obvia, pues, si deseamos que un Universo simétrico respecto a bariones/antibariones evolucione hacia un Universo con asimetría de bariones, es necesario que haya interacciones que violen el número bariónico. Siendo esta condición necesaria es, sin embargo, preciso que la violación sea suficientemente pequeña, debido al hecho de que las interacciones que violan el número bariónico podrían mediar desintegración del protón. Puesto que la materia, incluidos nosotros mismos, estamos hecho en una gran medida de protones, si éstos fueran inestables nosotros mismos nos desintegraríamos y esto no sería consistente con la vida y nuestro Universo. De hecho, la estabilidad del protón se puede medir experimentalmente debido a que la Mecánica Cuántica es probabilista y si el protón no fuera absolutamente estable, sino que tuviera una vida media muy grande, digamos que mucho mayor que la edad de nuestro Universo, sería posible encontrar los productos de desintegración de algún protón siempre que tuviéramos una masa suficientemente grande de protones en nuestro detector, como por ejemplo un gran volumen de agua. De hecho, los experimentos más recientes indican que la vida media del protón es mayor que 10^{33} años. ¡Invitamos al lector a que compare este número con la vida del Universo de trece mil setecientos millones (1.37×10^{10}) millones de años!

2) Interacciones que violen C y CP

Esta condición es algo menos obvia que la anterior y requiere alguna explicación adicional. En el Modelo Estándar (como en cualquier otra teoría de campos) se pueden definir tres simetrías discretas:

- La conjugación de carga, C . Simplemente transforma una partícula en su antipartícula correspondiente. Por ejemplo, transforma un electrón en un positrón o un protón en un antiprotón.
- La paridad, P . Los fermiones en el Modelo Estándar tienen componentes (quiralidades) “zurdas” (*left-handed*) y “diestras” (*right-handed*) que tienen diferentes interacciones en el mismo. A energías bajas, comparadas con las energías electrodébiles, vemos que las componentes zurdas y diestras de los fermiones se componen en un fermión (de Dirac). Por ejemplo lo que llamaríamos un electrón es una mezcla de un electrón zurdo y un electrón diestro (o equivalentemente de un electrón zurdo y un positrón zurdo). En definitiva, en el Modelo Estándar existen fermiones zurdos y fermiones diestros que se comportan de manera totalmente diferente en lo que respecta a sus interacciones. La acción de la paridad P transforma un fermión zurdo en su correspondiente fermión diestro. Por ejemplo, transformaría un electrón zurdo en un electrón diestro.
- Finalmente, en la lista de simetrías discretas cabe mencionar la inversión temporal T . Sin embargo, dado que CPT se conserva es preferible cambiarla por la acción de CP . De lo que acabamos de ver se deduce fácilmente que CP transforma un fermión zurdo en su antifermión diestro. Por ejemplo transformaría un electrón zurdo en un positrón diestro.

Está claro de la explicación anterior que C transforma un protón zurdo (diestro) en un antiprotón zurdo (diestro) mientras que CP transforma un protón zurdo (diestro) en un antiprotón diestro (zurdo). Puesto que la antimateria bariónica puede estar hecha de la misma quiralidad (zurdo/diestro) o de distinta quiralidad que la materia bariónica, está claro que, si partiendo de un Universo simétrico materia-antimateria queremos llegar a un Universo no simétrico, ambas simetrías discretas tienen que estar violadas. En particular obsérvese que, módulo invariancia CPT , violación de CP implica violación de la inversión temporal T . Como veremos inmediatamente, la violación de T debe conjugarse con separación del equilibrio térmico para que haya generación neta de número bariónico.

3) Interacciones fuera del equilibrio térmico

Si todas las partículas en el Universo estuvieran en equilibrio térmico entonces no se podría definir una “flecha del tiempo” y la invariancia CPT impediría la aparición de cualquier exceso de bariones, haciendo irrelevantes la existencia de interacciones que violan B y CP .

Como hemos dicho anteriormente una especie de partícula está en equilibrio térmico si el ritmo al que interactúa con el resto de las partículas es más rápido que el ritmo de expansión del Universo. Podemos entender, con un sencillo ejemplo de una partícula que se desintegra violando el número bariónico, lo que esto significa y cómo la condición de separación del equilibrio térmico es necesaria para la bariogénesis. Imaginemos que las especies de partículas A, B, C están en equilibrio a través de la reacción $A \leftrightarrow B + C$ en donde se viola el número bariónico, lo que significa que el número bariónico de A es diferente de la suma de los números bariónicos de B y C . Esto es posible si se satisfacen las dos condiciones anteriores de la bariogénesis que hemos enunciado. Por consiguiente, la desintegración de la partícula A genera un número bariónico diferente de cero. ¿Significa esto que el número bariónico neto producido sea distinto de cero? La respuesta a esta pregunta es negativa si la desintegración de A se produce cuando la partícula está en equilibrio térmico. En efecto, si el número bariónico generado en la desintegración $A \leftrightarrow B + C$ es distinto de cero (llamémosle ΔB), al estar las partículas en equilibrio se produce también el proceso de desintegración inversa $B + C \rightarrow A$ en donde se genera un número bariónico igual en valor absoluto y de signo contrario al anterior, $-\Delta B$, de tal forma que el número bariónico neto generado por la desintegración es nulo.

Está claro que el concepto de equilibrio térmico depende en gran medida no sólo de cómo interactúan las partículas, sino también de la rapidez de expansión del Universo en el momento de la interacción. Si el ritmo de expansión del Universo es mucho más lento que el ritmo con que las partículas B y C interactúan para generar la desintegración inversa, esta última tendrá lugar. Sin embargo si el ritmo con que el Universo se está expandiendo es mucho mayor el resultado es que las partículas B y C tenderán a expandirse con el Universo y a separarse una de otra, con lo que no podrán efectuar la desintegración inversa en la partícula A y como consecuencia ésta se desintegrará fuera del equilibrio. Dicho de otra manera, fuera del equilibrio térmico se crea

una flecha de tiempo de forma que la desintegración inversa no tiene lugar. Es pues condición necesaria para la bariogénesis generada por la desintegración de una partícula que ésta tenga lugar cuando la partícula que se desintegra esté fuera del equilibrio térmico.

Los sistemas típicos en los que tiene lugar una situación fuera del equilibrio térmico están asociados con los diferentes tipos de bariogénesis que están siendo investigados. Son principalmente dos:

- **Leptogénesis.** El ejemplo más sencillo de sistema fuera del equilibrio es la desintegración de una partícula fuera de su equilibrio térmico. Este es el caso de la bariogénesis en las teorías de Gran Unificación, en las que hay interacciones de partículas superpesadas que violan número bariónico y que pueden desintegrarse fuera del equilibrio generando número bariónico. Estas son las primeras teorías físicas que podían producir bariogénesis que fueron propuestas, aunque recientemente se ha demostrado que algunas de estas teorías realmente no generaban asimetría de bariones debido a que los “esfalerones” (*sphalerons*) diluían la asimetría que habría sido producida. Más recientemente, con el descubrimiento de una pequeña masa de los neutrinos zurdos y el mecanismo de *seesaw* en el que neutrinos diestros superpesados producen la masa requerida para sus compañeros zurdos, se han propuesto mecanismos en los que en lugar de producirse número bariónico se produce número leptónico, cuando los neutrinos diestros se desintegran fuera del equilibrio térmico, que es procesado en número bariónico por los esfalerones. Este mecanismo recibe el nombre de leptogénesis y será objeto de análisis al final de este artículo.
- **Bariogénesis electrodébil.** Otro ejemplo de sistema fuera del equilibrio son las burbujas que se producen en una transición de fase de primer orden. Este tipo de transiciones de fase se producen por la aparición de burbujas de una fase en el fondo de otra. El caso más conocido es la transición de fase del agua de líquido a vapor cuando se aumenta la temperatura del líquido. Las dos fases, líquido y vapor, están en equilibrio térmico pero la transición de una a otra se tiene que hacer por un proceso en el que el agua se sale del equilibrio térmico de la fase correspondiente mediante la aparición de burbujas. Esto se traduce en que las paredes de la burbuja, que interpolan entre las dos fases, se encuentran fuera del equilibrio y se pueden aprovechar las interacciones que violan B y CP en dichas paredes para generar el número bariónico. Este proceso se conoce con el nombre de bariogénesis [9] y será estudiado a continuación.

3. Transiciones de fase

Como acabamos de explicar el fenómeno de las transiciones de fase es muy común en la naturaleza. Sucede cuando una sustancia cambia su estado debido a un cambio en la temperatura y/o presión. Todos estamos acostumbrados a que el agua hierve cuando la calentamos. Esto es un cambio en el estado de las moléculas de agua, que pasan de la fase

líquida a la fase vapor cuando las calentamos a una temperatura por encima de un valor crítico (temperatura crítica) que en este caso está en torno a los 100 grados centígrados, dependiendo de la presión ambiental. Este fenómeno se llama evaporación del agua. El fenómeno inverso sucede cuando la temperatura del vapor de agua baja por debajo de la temperatura crítica anterior y se conoce como licuefacción del vapor³.

Tomemos pues como ejemplo la licuefacción del vapor en agua para entender mejor la dinámica del proceso físico. Si bajamos la temperatura del vapor a unos 100 grados centígrados observaremos que se forman burbujas (pequeñas gotas) de agua líquida en medio del fondo de vapor. Dentro de esas burbujas no hay vapor de agua sino su condensado líquido. Si continuamos bajando la temperatura estas burbujas de condensado terminan por llenar todo el recipiente en donde teníamos inicialmente el vapor de agua y finalmente nos encontraremos con agua líquida. Esta transición de fase recibe el nombre de transición de fase de primer orden porque el estado de un punto determinado presenta una discontinuidad con respecto a la temperatura: pasa abruptamente de estado vapor (no condensado) a estado líquido (condensado). Una imagen semejante podríamos describir en el fenómeno inverso, evaporación del agua cuando se sube la temperatura, con aparición de burbujas de la fase vapor en el fondo de la fase sólida. Las transiciones de primer orden se caracterizan por la existencia de calor latente: en la transición, el sistema absorbe o libera una cantidad de energía. Por ejemplo en un proceso de enfriamiento se debe liberar una cierta cantidad de calor latente que corresponde a la diferencia de energía libre entre un estado metaestable (el del vapor) y el estado estable (el del líquido) o estado de mínima energía. Existen en la naturaleza transiciones de fase en los que la transición entre las dos fases se realiza de una manera continua como la transición ferromagnética-paramagnética o la condensación de Bose-Einstein. Estas reciben el nombre de transiciones de fase de segundo orden.

La descripción que acabamos de dar es una descripción macroscópica de los correspondientes fenómenos. Los sistemas termodinámicos están caracterizados, entre otros parámetros, por un parámetro de orden. El valor de este parámetro de orden depende de varios factores. Por ejemplo, por regla general, aumenta (sistema más ordenado) según descende la temperatura. Para dar una descripción microscópica de estos fenómenos necesitamos una teoría fundamental en la que exista un cierto campo escalar (que puede ser en particular el campo de Higgs del Modelo Estándar, ϕ) que posea una cierta energía libre y que actúe como parámetro de orden: más concretamente definiremos como parámetro de orden el cociente entre el campo de Higgs y la temperatura ϕ/T . Si este campo minimiza la energía libre mediante un cierto valor distinto de cero se dice que “condensa”, mientras que si adquiere un valor nulo en las condiciones energéticas óptimas entonces se dice que no condensa. En una transición de fase el caso en que el campo condensa caracteriza el estado que se forma en las burbujas, mientras que los puntos del espacio en donde el campo no condensa caracterizan la fase inicial fuera de las

burbujas. Podemos describir mediante unas sencillas gráficas de la energía libre (*potencial efectivo*) la característica de las transiciones de fase de distintos órdenes.

La transición más sencilla es la transición de fase de segundo orden, cuya energía libre hemos dibujado en la figura 1 para distintos valores de la temperatura como función del valor del campo de Higgs.

Hemos suprimido las unidades en los ejes para que no oscurezcan la explicación. Vemos en la figura 1 distintas curvas correspondientes a la energía libre para distintos valores de la temperatura. Hemos utilizado un código de colores para las distintas temperaturas de forma que el rojo corresponda a los valores más altos de la temperatura (más caliente) y el violeta a los valores más bajos (más frío). Observamos que para altas temperaturas (rojo, anaranjado) las distintas curvas de la energía libre tienen un mínimo en el origen de coordenadas. Esto se corresponde con el hecho de que a estas temperaturas no aparecen condensados de la nueva fase. Sin embargo a una cierta temperatura (la línea verde en la figura) el origen pasa de ser un mínimo a ser un máximo local y el mínimo se desplaza a partir del origen de forma continua conforme disminuye la temperatura. En la figura se puede ver que las líneas azul clara, azul oscuro y violeta tienen su mínimo a diferentes distancias respecto al origen: tanto más distanciadas cuanto menor es la temperatura. Por consiguiente, si hiciéramos un gráfico del mínimo de la energía libre como función de la temperatura observaríamos que para altas temperaturas el mínimo está en cero (el origen) y para un cierto valor *crítico* de la temperatura empieza a ser distinto de cero y crece de forma continua cuando la temperatura decrece. Este es el contenido de la figura 2, en donde se enseña la gráfica del cociente ϕ/T como función de la temperatura T . De nuevo se han suprimido las unidades en los ejes de la figura y se ha utilizado el mismo código de colores que en la figura 1: el rojo corresponde a una temperatura alta (en donde el campo de Higgs es nulo) mientras que el violeta corresponde a temperaturas bajas, en donde el valor del campo de Higgs es ya diferente de cero. Esta figura nos muestra que la evolución de ϕ/T respecto a la temperatura es una curva continua. Los aficionados a las matemáticas habrán ya observado que aunque la curva sea continua empieza de una forma abrupta, con lo que su derivada presenta una discontinuidad. Hay transiciones de fase en los que la derivada es continua en todo el intervalo e incluso

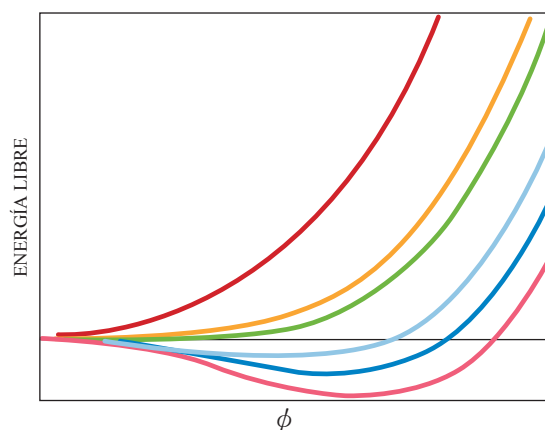


Fig.1. Energía libre para una transición de fase de segundo orden.

³ Un fenómeno semejante sucede con el paso de agua a hielo (y viceversa) cuando la temperatura del agua (hielo) baja (sube) por debajo (encima) de su temperatura crítica, en torno a los 0 grados centígrados.

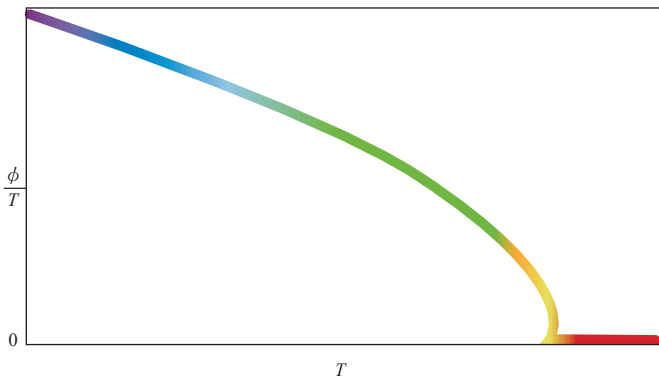


Fig.2. Valor del campo en el mínimo de la energía libre, dividido por la temperatura, como función de la temperatura para una transición de fase de segundo orden.

transiciones de fase en las que todas las infinitas derivadas de la curva son continuas: estas últimas transiciones de fase reciben el nombre de *crossover*, palabra inglesa que indica que la transición es completamente continua.

La transición de fase que acabamos de describir, aun siendo interesante para muchos procesos físicos, no es la que más nos interesa para nuestros propósitos. Hemos dicho que el valor del campo en el mínimo evolucionaba de forma continua como función de la temperatura. Cuando esto no sucede, es decir, cuando el valor del mínimo en términos de la temperatura tiene una discontinuidad (un salto), decimos que la transición de fase es de primer orden. En la figura 3 hemos dibujado la energía libre para distintas temperaturas en una transición de fase de primer orden. Nuevamente hemos suprimido las unidades en los ejes y hemos utilizado el mismo código de colores para las diferentes temperaturas: rojo temperatura alta y violeta temperatura baja. Observamos que para altas temperaturas el origen sigue siendo el mínimo absoluto (el más profundo, es decir, el de menor energía: el energéticamente favorable). Sin embargo, nos aparece una nueva estructura que no nos aparecía en las transiciones de segundo orden. En la curva roja empieza a aparecer una estructura que recibe el nombre de punto de inflexión en matemáticas. Este punto de inflexión se transforma inmediatamente en un mínimo para temperaturas inferiores: por ejemplo en la curva naranja se aprecia claramente este mínimo. Sin embargo, de momento este nuevo mínimo que ha aparecido corresponde a una energía libre superior a la del origen y por lo tanto no está energéticamente favorecido. El sistema no ha experimentado aún la transición de fase a estas temperaturas. No obstante, se puede observar que la altura a la que se encuentra este mínimo va descendiendo conforme baja la temperatura, con lo que a una temperatura determinada, la curva verde en la figura, este mínimo está a la misma altura que el mínimo en el origen, así que consideraciones energéticas no discriminan entre los dos mínimos. Lo que sucede a temperaturas inferiores es que el nuevo mínimo baja por debajo del mínimo en el origen y la consideración energética favorece este mínimo como mínimo físico. Lo que sucede a partir de este momento tiene que ver con la Mecánica Cuántica. El campo que estaba a altas temperaturas en el origen tiene que saltar la barrera que existe entre el mínimo en el origen y el mínimo desplazado. Esto lo puede llevar a

cabo mediante una fluctuación cuántica o una fluctuación térmica, según los casos, con lo que el campo es capaz de “saltar” la barrera de potencial y pasa directamente del valor nulo que tiene en el origen al valor distinto de cero que tiene en el nuevo mínimo. Este salto es una discontinuidad, que es lo que caracteriza a una transición de fase de primer orden. Lo que sucede físicamente es que aparecen “burbujas” de la nueva fase dentro del “mar” de la fase antigua. Por ejemplo, el caso del enfriamiento del vapor de agua es bastante claro: al bajar la temperatura aparecen burbujas (gotitas) de agua líquida dentro del vapor y finalmente conforme la temperatura vaya disminuyendo esas gotitas irán llenando el recipiente que contiene el vapor y todo se habrá licuado. De la misma manera, en cualquier transición de fase de primer orden se formarán inicialmente burbujas de la nueva fase dentro de la fase antigua y conforme vaya descendiendo la temperatura finalmente las burbujas coalescerán unas con otras y llenarán todo el volumen. El proceso por el que el valor del campo como función de la temperatura tiene una discontinuidad se muestra en la figura 4, en donde de nuevo hemos utilizado el mismo código de colores para indicar la temperatura y donde vemos que el valor del campo da un salto. Esto es precisamente lo que sucede con la transición de fase electrodébil en el Modelo Estándar. Veremos más adelante cómo el salto que aparece en la figura 4 está relacionado con la masa del bosón de Higgs y es determinante para la bariogénesis electrodébil.

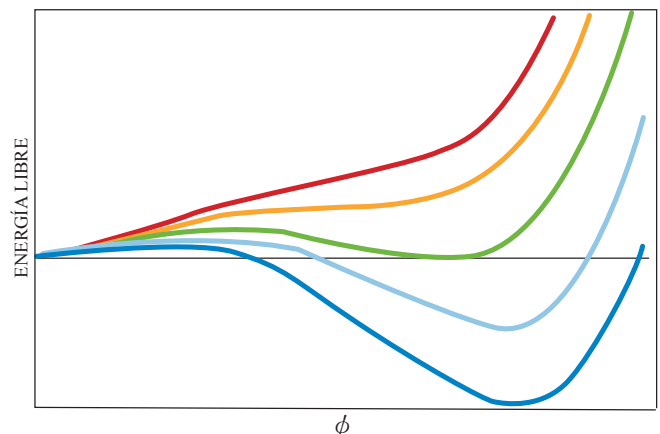


Fig.3. Energía libre para una transición de fase de primer orden.

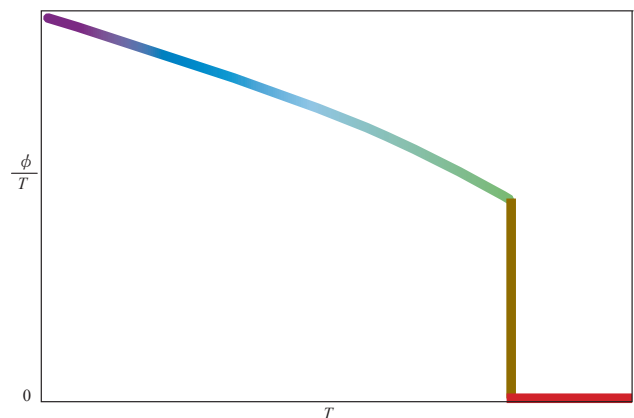


Fig.4. Valor del campo dividido por la temperatura en el mínimo de la energía libre como función de la temperatura para una transición de fase de primer orden.

4. Bariogénesis electrodébil

Las condiciones requeridas por Sakharov son satisfechas por el Modelo Estándar de las interacciones electrodébiles. Esto da origen a la llamada bariogénesis electrodébil [9], que es un mecanismo muy elegante para la generación de la asimetría de bariones y que tiene la enorme ventaja de que implica unas ciertos requerimientos sobre la transición de fase electrodébil que pudieran ser verificados por el colisionador LHC.

Veamos primero cómo se satisfacen las condiciones de Sakharov en el Modelo Estándar:

- La no conservación de la carga bariónica fue descubierta en 1976 por el físico holandés Gerard 't Hooft, quien fue galardonado en 1999 con el Premio Nobel de Física, junto con su antiguo director de tesis Martinus J.G. Veltman, precisamente por la comprensión de la estructura cuántica de las interacciones electrodébiles. De hecho, el número bariónico y el número leptónico son simetrías globales anómalas conservadas en el Modelo Estándar. 't Hooft descubrió sin embargo que estas simetrías son violadas por efectos no perturbativos: las configuraciones correspondientes reciben el nombre de *instantones* a temperatura cero y *esfalerones* (*sphalerons*) a temperatura no nula.
- La violación de CP existe en el Modelo Estándar como una fase compleja en la matriz de masas de fermiones: lo que se conoce como fase de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa. De hecho, los físicos japoneses Makoto Kobayashi y Toshihide Maskawa recibieron el Premio Nobel de Física en 2008 por haber establecido en 1973 la conexión entre la existencia de tres familias de quarks y la existencia de esta violación de CP , que está comprobada experimentalmente⁴. En realidad, la violación de CP fue descubierta en 1964 en la desintegración de kaones neutros por James Cronin y Val Fitch, que consiguieron por este descubrimiento el Premio Nobel de Física en 1980.
- Finalmente, como hemos dicho anteriormente, las condiciones para que las interacciones que violan CP y número bariónico B estén fuera del equilibrio térmico se pueden dar en una transición de fase de primer orden como la descrita en las figuras 3 y 4. Como también hemos dicho, la transición de fase de primer orden implica aparición de burbujas de la nueva fase dentro del “mar” de la fase antigua, y las condiciones para que las interacciones relevantes aparezcan fuera del equilibrio se dan en las paredes de las burbujas, que es donde tiene lugar la transición entre las dos fases.

Como acabamos de ver, el Modelo Estándar satisface todas las exigencias requeridas para la bariogénesis electrodébil. De hecho, un bello mecanismo para la generación de la asimetría de bariones en una transición de fase de primer orden fue propuesto en 1993 por Andrew Cohen, David Kaplan y Ann Nelson [9] como se puede ver de la figura 5.

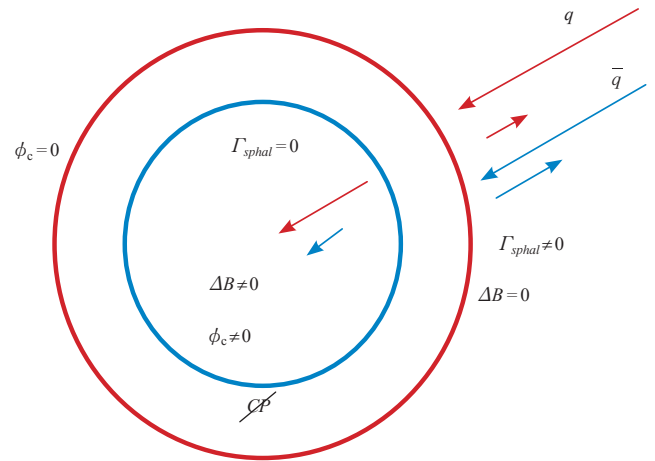


Fig.5. Generación de la asimetría de bariones en una transición de fase de primer orden.

Observamos en la figura 5 una burbuja de la nueva fase en donde sus paredes están limitadas por los círculos rojo y azul. En esta pared el parámetro ϕ/T , cuya gráfica para una transición de fase de primer orden está dada en la figura 4, pega un salto desde cero a un cierto valor. Realmente, podemos suponer que $\phi/T=0$ fuera del círculo rojo mientras que el valor de ϕ/T dentro del círculo azul corresponde al salto dado por la función en la figura 4. Es decir si el salto es grande el valor de ϕ/T será grande y si el salto es pequeño este valor será pequeño. En el interior de la pared están localizadas las interacciones que violan CP , como se puede ver en la figura 5. Imaginemos pues que hay un flujo exterior de quarks (en color rojo) y de anti-quarks (en color azul) que interactúan con las paredes de la burbuja. Puesto que las interacciones en las paredes de la burbuja violan CP esto significa que dichas interacciones distinguen entre quarks y anti-quarks con los que los coeficientes de transmisión y reflexión de los mismos son diferentes. En la figura 5 hemos ejemplificado el caso en que el coeficiente de reflexión de los quarks (indicado por la flecha roja que rebota en la burbuja) es menor que el coeficiente de reflexión de los anti-quarks (flecha azul que rebota), y correspondientemente el coeficiente de transmisión de los quarks (flecha roja en el interior de la burbuja) es mayor que el coeficiente de transmisión de los anti-quarks (flecha azul en el interior de la burbuja). Puesto que se reflejan más anti-quarks que quarks hay un número bariónico que se genera fuera de la burbuja (en este caso un número negativo). Sin embargo fuera de la burbuja las interacciones que violan número bariónico (las interacciones esfalerónicas) están en *equilibrio térmico* (esto se indica en el gráfico con $\Gamma_{sphal} \neq 0$) con lo que los procesos inversos tenderían a cancelar el número bariónico producido en el exterior de la burbuja y finalmente el número bariónico neto generado fuera de la burbuja sería cero (esto se indica con $\Delta B = 0$). De forma semejante, puesto que se transmiten más quarks que anti-quarks hacia el interior de la burbuja se genera en este proceso un número bariónico en el interior de la burbuja. Si los esfalerones estuvieran también en equilibrio térmico en el interior de la burbuja o fase rota (es lo que se denota en la figura con un valor no nulo del campo de Higgs ($\phi_c \neq 0$)) la asimetría bariónica neta en el interior

⁴ Desgraciadamente para Niccolò Cabibbo, el primer miembro del trío y fallecido recientemente (el 16 de Agosto de 2010), que hizo un trabajo teórico semejante diez años antes, en 1963, este lo había aplicado para la presencia de dos familias de quarks, con lo que no fue capaz de “predecir” la existencia de violación de CP como hicieron sus otros dos colegas. No obstante, la comunidad científica sigue denominando con las siglas de los tres científicos, es decir, CKM, a la fase de violación de CP en la matriz de masa de los quarks.

de la burbuja sufriría la misma suerte que fuera de la misma y sería cero. Sin embargo si los esfalerones están fuera del equilibrio térmico, lo que suponemos (esto se indica en el gráfico con $\Gamma_{sphal}=0$), entonces la asimetría bariónica generada permanece.

Obsérvese que en esta descripción pictórica del mecanismo de bariogénesis la violación del número bariónico que aparece fuera de la burbuja y en el interior de su pared está íntimamente asociada a la existencia de los esfalerones, ya que éstos son las interacciones que en el Modelo Estándar violan el número bariónico. Por consiguiente para que el mecanismo de bariogénesis electrodébil funcione se requieren esencialmente dos condiciones.

- En primer lugar es necesario que haya bastante generación de asimetría bariónica. Esto requiere en particular que la violación de CP sea suficientemente fuerte en el Modelo Estándar.
- La segunda condición es que la asimetría bariónica, una vez que se haya generado no sea borrada por las mismas interacciones esfalerónicas que estuvieran en equilibrio térmico. Para que esto suceda es necesario que las interacciones esfalerónicas en el interior de la burbuja no puedan competir con el ritmo de expansión del Universo, o, dicho de otra forma, que sean despreciables. Este segundo requerimiento se traduce por una condición sobre la transición de fase que debe de ser fuertemente de primer orden. De forma más cuantitativa se requiere que el salto que da ϕ/T en la figura 4 sea mayor o al menos igual a la unidad.

Veremos a continuación que, aunque el Modelo Estándar satisface todas las condiciones requeridas por la bariogénesis electrodébil, cuantitativamente es insuficiente por lo que no es capaz de generar la asimetría bariónica que es observada por los experimentos.

- La violación de CP que está codificada en la fase CKM es muy pequeña e insuficiente. La razón técnica es que la cantidad relevante para la bariogénesis electrodébil es el producto de la fase CKM multiplicada por un producto de masas de los quarks divididas por la temperatura electrodébil. Al ser las masas de los quarks ligeros muy inferiores a la temperatura de la transición de fase el factor de supresión es muchos órdenes de magnitud inferior a la unidad con lo que el efecto desaparece.
- Aun si un análisis más detallado del Modelo Estándar demostrara que la anterior dificultad es salvable (cosa que no ha sucedido por el momento) la segunda condición, la de no diluir la asimetría bariónica una vez producida, eliminaría el Modelo Estándar puro para la bariogénesis electrodébil. La razón es que la condición anterior que hemos mencionado $\phi/T \geq 1$ está íntimamente relacionada con la masa del Higgs en el Modelo Estándar. En particular, la cota presente impuesta por los resultados experimentales de LEP (el anterior colisionador de electrones del CERN), en concreto que la masa del Higgs debe ser mayor que 114 GeV, es inconsistente con la condición anterior.

Como conclusión parcial de esta sección, hemos resumido las condiciones que debe de satisfacer una teoría de la transición de fase electrodébil y hemos concluido que el

Modelo Estándar, aunque posee cualitativamente todos los ingredientes necesarios, es incapaz de explicar los datos experimentales cuantitativamente. Esta es la típica situación en la que una teoría Física que puede explicar perfectamente un gran número de datos experimentales (el Modelo Estándar), requiere una extensión que, sin alterar su capacidad para explicar los datos presentes, pueda explicar un nuevo fenómeno. El lector aficionado a la Física recordará que este es un hecho ampliamente repetido en la historia de la Física y que por ejemplo dio origen a la aparición de la Mecánica Cuántica por las limitaciones de la Mecánica Clásica. El mensaje claro que obtenemos de todo esto es que necesitamos Física más allá del Modelo Estándar que sea capaz de explicar el origen de la asimetría de la materia pero que no destruya las buenas predicciones experimentales del Modelo Estándar. Debo advertir al lector que éste no es un tema cerrado y resuelto en el campo de la Física teórica y contrastado con los datos experimentales; por ello, lo que sigue y las conclusiones de este artículo quedarán un tanto abiertas a la investigación. Como conclusión describiremos dos posibilidades para generar la asimetría de bariones que son objeto de estudio en la actualidad.

5. Supersimetría

Cabe esperar, como acabamos de ver, que extensiones de nueva Física que vayan más allá del Modelo Estándar puedan resolver los problemas anteriores que hemos encontrado para generar la asimetría de bariones. Una extensión muy popular del Modelo Estándar, que es la solución más elegante al problema de las jerarquías⁵, es dotarle al mismo de una nueva simetría: la supersimetría [10]. El modelo supersimétrico *predice* que, acompañando a cada partícula del Modelo Estándar, existe una partícula con spin diferente: en particular acompañando a los fermiones existen bosones de spin cero (llamados *sfermions*), acompañando a los bosones de Higgs⁶ existen fermiones de spin 1/2 (llamados *Higgsinos*) y acompañando a los bosones de gauge existen fermiones de spin 1/2 (llamados *gauginos*). En particular la extensión mínima supersimétrica del Modelo Estándar es probablemente el candidato número uno a nueva Física y meta principal (después de la búsqueda del bosón de Higgs) de las investigaciones experimentales que tienen lugar en el acelerador LHC.

Los modelos supersimétricos, aparte de resolver de forma elegante el problema de las jerarquías, proporcionan candidatos a la Materia Oscura del Universo (en particular los Higgsinos y gauginos) y, lo que nos interesa más en este momento, podrían ser capaces de generar suficiente bariogénesis electrodébil. La razón por la que esto puede suceder es:

- Tienen nuevos términos que violan CP además de la fase de CKM, con lo que el anterior inconveniente del Modelo

⁵ El problema de las jerarquías del Modelo Estándar consiste en que es inestable frente a escalas muy superiores a la electrodébil, características de la Gran Unificación o de la gravedad cuántica.

⁶ Por cuestiones técnicas son necesarios el doble de bosones de Higgs que en el Modelo Estándar.

Estándar queda superado. Estos nuevos términos se han estudiado exhaustivamente en los últimos años y se ha demostrado que pueden estar en acuerdo con todos los datos experimentales de violación de CP .

- Tienen nuevos bosones (además del Higgs del Modelo Estándar) por lo que es posible que generen una transición de fase de primer orden suficientemente fuerte como para que la asimetría bariónica no se diluya en el interior de las burbujas.

Los modelos de bariogénesis electrodébil tienen la inmensa ventaja que se pueden contrastar con los datos experimentales que se producirán en los próximos años en el acelerador LHC. Recordamos al lector que, si bien desde el punto de vista fundamental parece que esta propiedad sea menor⁷, sin embargo esto está lejos de ser así. Imaginemos que una teoría puede explicar la asimetría de bariones. ¿Cómo sabemos que la teoría que explica el fenómeno se realiza verdaderamente en la naturaleza? No es suficiente con que explique el fenómeno en cuestión. La teoría debe tener otras predicciones de tal forma que los datos experimentales puedan confirmar o descartarla. Como cualquier teoría que pueda generar bariogénesis electrodébil debe tener predicciones propias a la escala que se está explorando en LHC, está claro que dicha teoría es descartable o verificable por los datos experimentales de LHC. Esto es lo que sucede con la extensión mínima supersimétrica del Modelo Estándar. Puede explicar la bariogénesis electrodébil pero a cambio de unas predicciones muy concretas que se podrán verificar en LHC. En particular hay dos predicciones:

- La masa del bosón de Higgs debe ser bastante próxima a las cotas actuales proporcionadas por LEP. Se da la circunstancia que esta región es de difícil exploración experimental por lo que se tardarán unos cuantos años en clarificar si éste es el caso o no.
- Con objeto de conseguir que la transición de fase sea suficientemente de primer orden debe existir un nuevo bosón –uno de los compañeros bosónicos del quark más pesado o quark top– más ligero que el mismo quark top.

En definitiva, en unos años sabremos si la supersimetría describe la nueva Física necesaria para poder generar la asimetría de bariones requerida. Por supuesto que si la supersimetría es la solución a este problema la teoría predice un enorme número de signatures experimentales que deberán ser exploradas y descubiertas en LHC.

6. Leptogénesis

Existe otro mecanismo alternativo a la bariogénesis electrodébil: recibe el nombre de leptogénesis [11]. Recordemos que en el Modelo Estándar existen como simetrías globales, aparte del número bariónico, el número leptónico (que es igual a +1 para leptones como el electrón y a -1 para anti-leptones como el positrón). Los esfalerones, de los que hemos hablado en secciones anteriores, violan no solamente el número barió-

nico sino también el número leptónico manteniendo iguales ambos números $\Delta B = \Delta L$). En consecuencia si conseguimos por algún mecanismo que se genere número leptónico los esfalerones lo procesarán y lo convertirán en número bariónico. Este hecho está en la base de la leptogénesis.

La leptogénesis está basada en un hecho experimental del que se tiene evidencia desde hace unos cuantos años: los neutrinos tienen una masa muy pequeña pero distinta de cero. La diferencia entre los neutrinos y los fermiones cargados eléctricamente radica en que los neutrinos zurdos son eléctricamente neutros por lo que sus compañeros diestros también lo serían y son completamente neutros frente a todas las cargas del Modelo Estándar. Por consiguiente los neutrinos diestros no están protegidos por ninguna simetría y pueden tener masas (de *Majorana*) muy pesadas (mucho más pesadas que las escalas que se alcanzarán en LHC). En este caso los términos de masa violan el número leptónico, cosa que no sucede dentro del Modelo Estándar puro. Este hecho se ha utilizado desde hace muchos años como un posible mecanismo para “explicar” las pequeñez de las masas de los neutrinos zurdos (se conoce como mecanismo de *seesaw*) frente al resto del espectro fermiónico. Por otro lado la matriz de masas de neutrinos puede tener fuentes adicionales de violación de CP de las que se tiene muy poca información experimental y por consiguientes son totalmente explotables para el mecanismo de leptogénesis.

Los neutrinos pesados (diestros) se pueden desintegrar en otras partículas ligeras violando el número leptónico y en ciertas circunstancias lo pueden hacer en condiciones de no equilibrio térmico. En consecuencia pueden generar leptogénesis, proporcionalmente a la violación de CP en el sector leptónico, que es procesada por los esfalerones en número bariónico. Este mecanismo se puede ver aumentado bajo ciertas condiciones especiales (lo que se llama leptogénesis resonante o *resonant leptogenesis*) o estar basado en violación, no de número leptónico global sino asociado a un determinado sabor de fermiones (leptogénesis saboreada o *flavored leptogenesis*).

La leptogénesis como explicación del origen de la materia del Universo tiene ventajas en inconvenientes. La principal ventaja es que es un mecanismo en gran medida basado en datos experimentales como son las masas y las oscilaciones de los neutrinos ligeros y por consiguiente no se introduce “ad hoc” con objeto de resolver ningún problema teórico. El principal inconveniente es que la escala de desintegración de los neutrinos pesados que dan origen a la asimetría leptónica es, en los modelos más naturales, muchos órdenes de magnitud superior a las escalas que serán cubiertas por el LHC o por cualquier acelerador en nuestro futuro previsible. Es cierto que se pueden estirar los parámetros con objeto de que sean accesibles al LHC, aunque en estos modelos se sacrifica mucho la naturalidad y la belleza de los mismos.

7. Conclusiones

Hemos descrito un par de soluciones al problema de generar dinámicamente la asimetría de bariones que observamos en el Universo. No debemos dar la impresión de que

⁷ Una vez explicado un fenómeno, ¿por qué preocuparse en contrastar experimentalmente la teoría correspondiente?

estos son los únicos mecanismos que pretenden explicar la presencia de materia en el Universo. Se han propuesto otros mecanismos originados de nuevo para superar los problemas que aparecen en el Modelo Estándar. Cabría mencionar entre otros: bariogénesis electrodébil fría (es un mecanismo semejante al de bariogénesis electrodébil tradicional pero a temperatura casi nula), mecanismo de Dine-Afleck (que utiliza direcciones planas que aparecen en las teorías supersimétricas),...

Todos estos mecanismos están descritos en términos de lo que llamamos nueva Física respecto a la del Modelo Estándar de las interacciones electrodébiles. Normalmente, estas soluciones no se han propuesto con el único objeto de resolver el problema de la bariogénesis, sino que tienen bases y motivaciones bien diferentes. De hecho, muy frecuentemente se encuentra la solución a ciertos problemas intentando resolver otros. Alguien dijo que no se habría inventado la bombilla a base de mejorar las velas. Sin embargo, ni siquiera esta afirmación se puede asegurar que sea correcta. En ciencias de la naturaleza las teorías tienen que contrastarse con los datos experimentales, que son los que finalmente tienen la última palabra. No obstante, por otro lado, en ocasiones los grandes avances en la Física se deben más a la reflexión que a experimentos, como sucedió con la Relatividad y la Gravitación de Einstein, aunque por supuesto que las teorías relativistas están verificadas por los datos experimentales. Podemos decir que en ciencia no hay reglas absolutas, pero también es cierto que estamos entrando en una era en que los datos experimentales van a ser de un gran interés y debemos prestarles enorme atención para ver si realmente nos pueden confirmar el origen de la materia en el Universo. Confiamos en que al menos dentro de unos años LHC nos haya dado suficiente información sobre posible nueva Física como para que nuestra visión sobre el origen de la materia sea más aguda de lo que lo es en este momento.

Referencias

- [1] BERNABÉU, J., “La Teoría Unificada Electro-Débil”, Rev. Esp. Física **25**(2) (2011) 18; Wikipedia, “Modelo Estándar de Física de Partículas”, http://es.wikipedia.org/wiki/Modelo_estándar_de_Física_de_partículas.
- [2] ARMESTO, N. Y PAJARES, C., “Cromodinámica Cuántica”, Rev. Esp. Física (este número); Wikipedia, “Cromodinámica Cuántica”, http://es.wikipedia.org/wiki/Cromodinámica_cuántica.
- [3] CENTRO DE PARTÍCULAS ASTROPARTÍCULAS Y NUCLEAR (CPAN), “Artículos de Divulgación”, <http://www.i-cpan.es/articulos.php>.
- [4] PICH, A. “Quarks y Leptones: Física de Sabor”, Rev. Esp. Física (este número).
- [5] GONZÁLEZ GARCÍA, C., “Fenomenología de Neutrinos Masivos”, Rev. Esp. Física **25**(2) (2011) 27.
- [6] GARCÍA BELLIDO, J., “La Nueva Cosmología”, Rev. Esp. Física **25**(2) (2011) 33; Wikipedia, “WMAP”, <http://es.wikipedia.org/wiki/WMAP>.
- [7] KOLB, E.W., TURNER, M.S., “The Early universe” Front. Phys. **69** (1990) 1-547.
- [8] SAKHAROV, A.D., “Violation of CP Invariance, c-Asymmetry, and Baryon Asymmetry of the Universe”, Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz. **5** (1967) 32, JETP Lett **5** (1967) 24.
- [9] Algunos artículos de recopilación son: COHEN, A.G., KAPLAN, D.B. AND NELSON, A.E., “Progress in electroweak baryogenesis”, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **43**, 27 (1993) [arXiv:hep-ph/9302210]; QUIRÓS, M., “Field theory at finite temperature and phase transitions”, Helv. Phys. Acta **67**, 451 (1994); RUBAKOV, V.A. AND SHAPOSHNIKOV, M.E., “Electroweak baryon number non-conservation in the early universe and in high-energy collisions”, Usp. Fiz. Nauk **166**, 493 (1996) [Phys. Usp. **39**, 461 (1996)] [arXiv:hep-ph/9603208].
- [10] WIKIPEDIA, “Supersimetría”, <http://es.wikipedia.org/wiki/Supersimetría>.
- [11] WIKIPEDIA, “Leptogenesis (physics)”, [http://en.wikipedia.org/wiki/Leptogenesis_\(physics\)](http://en.wikipedia.org/wiki/Leptogenesis_(physics)).

Mariano Quirós

Institució Catalana de Recerca i Estudis Avançats (ICREA)
e Institut de Física d'Altes Energies (IFAE).
Universitat Autònoma de Barcelona,
08193 Bellaterra, Barcelona

LIBROS Y PUBLICACIONES RECIBIDOS

- **Reflexiones sobre Cosmología.** Ed. Ordís. Barcelona 1999. Juan Rius-Camps.
- **La Irreversibilidad y el Caos.** Ed. Ordís. Barcelona 2006. Juan Rius-Camps.
- **Nueva Dinámica.** Pruebas Experimentales. Ed. Ordís. Barcelona 2009. Juan Rius-Camps.
- **Los fundamentos posmológicos de la Mecánica y las leyes fundamentales de la Dinámica.** “Anuario filosófico”. Tomo IX. Universidad de Navarra. Pamplona 1976. Reeditado en 1993.
- **La Gaceta de la Real Sociedad Matemática Española.** Vol. 14, nº 2 y 3. Año 2011.
- **Progress of Theoretical Physics.** Vol. 125 nº 6. 2011.
- **Caos: Una breve introducción.** Leonard Smith. Alianza Editorial. 263 pp. 2011.
- **Lecture Notes and Essays in Astrophysics III.** Editors A. Ulla and M. Manteiga.
- **Revista Brasileira de Ensino de Física.** Vol. 32 nº 1, 2, 3 y 4. 2010.
- **Mètode.** Universitat de València. Revista de Difusión de la Investigación. Verano 2011.
- **Anales de la Academia Nacional de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales.** Buenos Aires. Tomo 61. 2009.
- **UNE, La Revista de Aenor.** Julio-Agosto 2011. Nº 262.
- **Información y Actualidad Astronómica.** IAA. Instituto de Astrofísica de Andalucía-CSIC. Nº 34, julio 2011.
- **Nuclear España.** Nº 319. Junio 2011.
- **Journal of the Korean Physical Society.** Vol. 58, nº 4 (Pt. I y II). 2001.
- **Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society.** Vol. 151, Part 1. July 2011.