

Darkogenesis: una conexión entre la asimetría bariónica del Universo, la materia oscura y sus interacciones

Castillo López, Juan Jesús Leonardo¹, Delepine, David², Iñiguez Álvarez, José Carlos³, Mejía Martínez, Baruch⁴

¹División de Ciencias e Ingenierías, Universidad de Guanajuato
jil.castillolopez@ugto.mx¹, delepine@ugto.mx², mejiamb2018@licifug.ugto.mx⁴

³Division de Ciencias Naturales y Exactas, Universidad de Guanajuato
jose.iniguez@cimat.mx³

Resumen

En este trabajo se realizó un desarrollo teórico del planteamiento de los problemas de materia oscura y de la existencia de la asimetría bariónica del Universo (BAU). La hipótesis de la existencia de la materia oscura se hará a dentro del modelo LambdaCDM. Se explicará la cronología del universo temprano basados en la teoría del Big Bang y la inflación y se indicara los momentos en la historia del Universo que cumplen con las condiciones necesarias para producir la asimetría bariónica del Universo. Esas condiciones son conocidas como condiciones de Sakharov y fueron publicadas en 1967. El mecanismo dinámico para producir la BAU se llama bariogenesis y concluiremos sobre un escenario particular de bariogenesis que involucra el sector de la materia oscura, conectando la BAU a la problemática de la materia oscura y de sus interacciones.

Palabras clave: bariogénesis, materia oscura.

Introducción

El modelo estándar cosmológico o modelo Lambda-CDM por sus siglas (Cold Dark Matter), es el producto de trabajo en relatividad general, que ensambla observaciones astrofísicas con la relatividad general.

Partiendo de la formulación de los físicos Alexander Friedman, Georges Lemaître, Howard Robertson y Arthur Walker de la métrica FLRW, que describe un universo en expansión y con curvatura.

Las observaciones de Edwin Hubble del alejamiento de galaxias y al desarrollar el tensor de Einstein con un tensor de energía-momento para un conjunto de fluidos perfectos con densidades ρ , se encuentran las ecuaciones dinámicas de Friedman. De ellas, demostraron que se tenía una expansión acelerada del universo. Además, esto permitió formular la teoría del átomo primigenio de Lemaître, que posteriormente George Gamow desarrolló en la teoría del Big Bang (caliente).

A pesar de que la teoría del Big Bang explicaba las observaciones del Fondo Cósmico de Microondas (CMB por sus siglas en inglés), existen problemas de la teoría a tiempos tempranos del universo.

A tiempo actual y de acuerdo con el modelo Lambda-CDM se ha medido que el parámetro de densidad total ($\Omega_{tot} = \Omega_0 + \Omega_\Lambda$) es muy cercano a 1.

Del desarrollo de la métrica FLRW, se conduce a afirmar que la curvatura del universo es cercana a ser nula. De manera que, a tiempos tempranos, el parámetro debería de estar dentro del rango $0.9999999999999999 \leq \Omega_{tot} \leq 1.00000000000000000001$, tal que cualquier desviación de la curvatura, generaría un universo diferente al actual. A esto se le conoce como el problema de la planitud.

El principal problema del Big Bang parte de que la información viaja a la velocidad de la luz, y dado que el universo tiene un tiempo finito, la información tiene una distancia finita. Esto genera un problema al querer explicar la isotropía del CMB, ya que se tiene un equilibrio térmico con temperatura de 2.725 K. De manera que no se puede explicar que exista algún mecanismo para generar que todas las regiones tengan la misma temperatura.

Como solución de estos problemas, en 1981, Alan Guth propuso un periodo llamado inflación en el que el parámetro de escala tuviera una aceleración.

El problema de la planitud ayuda a limitar al tiempo de la inflación, tal que esta debería terminar en los 10^{-34} segundos de la creación del universo. Además, la aceleración del factor de escala debería ser perfectamente exponencial, lo cual resuelve el problema de la planitud, ya que cualquier pequeña variación en la curvatura resultaría aún más pequeña con la expansión exponencial (Liddle, An introduction to cosmological inflation., 1998).

Dos grandes problemas de la física moderna son la violación de la simetría entre partículas y antipartículas (violación de CP) y la materia oscura. De un lado tenemos, la teoría más completa hasta la actualidad de interacciones gravitacionales que es la relatividad general, utilizando esta teoría, se han modelado sistemas astrofísicos, como la dinámica de galaxias. Y del otro lado, tenemos la teoría de las interacciones electrodébiles y fuertes que tiene más de 50 años de éxito.

La materia oscura es un concepto que empezó a arraigarse en la física debido a la poca información que se tenía acerca del universo y, por ende, no bastaba para explicar ciertas observaciones realizadas por astrofísicos y astrónomos

La primera de ellas, la realizó el físico Fritz Zwicky, quién al aplicar el teorema de virial a un cúmulo de galaxias, y al obtener la masa total del sistema con la dinámica de estas y comparar con el brillo de las galaxias, obtuvo una discrepancia en los resultados, pues resultaba 400 veces más masa de la esperada, por lo que introdujo el término *materia no visible*.

Consecuentemente, los científicos: Kent Ford, Ken Freeman y Vera Rubin, realizaron estudios en la rotación de las estrellas que se encuentran dentro de las galaxias, donde al utilizar un espectrógrafo para medir la curva de rotación de Andrómeda, concluyó en que, como las galaxias rotan muy rápido y dicha velocidad no era compatible, era necesario introducir materia para que fueran compatibles. Esto trajo solución a la curva de rotación galáctica, que ya tenía varios años siendo problema entre los científicos, postulando que se requerían una 10 veces más materia oscura acumulada por la materia visible.

Algunas otras observaciones que fortalecieron la propuesta de la materia oscura fueron las dispersiones de velocidades de las galaxias, donde al utilizar el teorema del virial junto con la distribución media de masa de un cúmulo de galaxias no coincidían, y la corrección que se utilizó para describir este fenómeno, fue introducir materia no visible. Otra observación fue lo que conocemos como *Lentes gravitacionales* que son predichos por la relatividad general de Einstein, donde al tener un cúmulo de galaxias, estas deforman la trayectoria de la luz. Donde podemos destacar la lente fuerte, que describe la distorsión observada por las galaxias de fondo en arcos cuando la luz atraviesa una lente gravitacional. Cuando se estudió este fenómeno observacionalmente y se logró estudiar la geometría de dicha distorsión, se puede determinar la masa del cúmulo. Concluyendo que la relación entre masa-luz, corresponde a la dinámica de la materia oscura que se encuentra acumulada en los cúmulos de galaxias.

Además, al comparar los modelos teóricos con formalismo de Newton con mediciones astrofísicas, se encontraron discrepancias en la velocidad de rotación de los halos exteriores de las galaxias y la velocidad de dispersión en las mismas.

Dado que las velocidades observadas no son suficientemente altas para tener efectos relativistas, una dinámica newtoniana debería ser suficiente para modelar los halos exteriores de las galaxias.

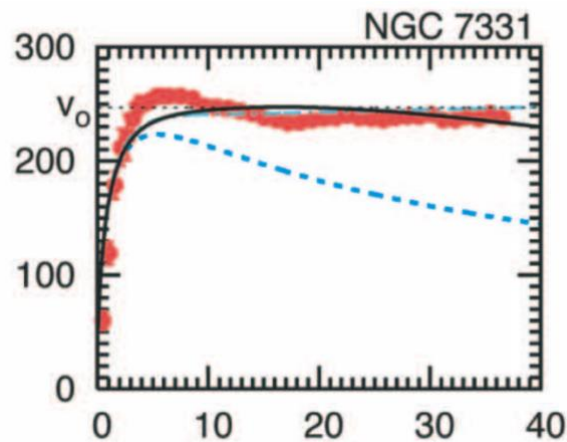


Figura 1. Velocidad de rotación de los halos de la galaxia NGC 7331 en función del radio (Brownstein & Moffat, 2006).

Sin embargo, las velocidades de rotación se mantienen casi constante mientras más distancia se tiene del centro de la galaxia. Como se puede apreciar en la figura 1, los datos observados son los puntos rojos, la línea azul el modelo teórico con formalismo newtoniano y la negra el ajuste de los datos. Este comportamiento anómalo de las galaxias puede ser explicado si existiera un tipo de materia que no interactúa electromagnéticamente (Brownstein & Moffat, 2006). De esta carencia de la interacción electromagnética, es por lo que se le llama materia oscura, dado que no interactúa o emana luz.

El problema de la materia oscura se tiene que distinguir del problema de la energía oscura, el cual se puede formular de la siguiente manera: si se analiza un universo en el que, a grandes escalas, la única interacción sea la gravitacional, entonces debería existir una fuerza de atracción entre los diferentes cuerpos masivos. Pero el problema de la energía oscura se hace evidente al obtener mediciones del parámetro de Hubble (velocidad de la expansión del universo), el cual indica que se tiene una expansión acelerada. Es por ello que algunos modelos cosmológicos introducen una componente de energía tal que su contribución en la evolución del universo sea opuesta a las interacciones gravitacionales, de tal manera que se tenga una expansión acelerada del universo.

El modelo Lambda-CDM toma en cuenta una componente de materia oscura y otra de energía oscura (Ω_Λ). Además, se puede utilizar un parámetro que haga referencia a radiación y partículas relativistas. Esto permite desarrollar una cronología del universo, en la que se aprecia que la época en la que dominan las partículas relativistas y radiación es en tiempos tempranos del universo.

Para la construcción de esta cronología y del desarrollo del problema principal de este trabajo, es necesario introducir el concepto de antimateria. Con el desarrollo de la ecuación de Dirac en 1928, que tomaba en cuenta mecánica cuántica relativista para partículas con espín $-1/2$ e interacciones electromagnéticas, se predijo la existencia de partículas, las cuales se caracterizan de la materia en que para que una partícula a tenga una antipartícula \bar{a} , la masa y otras características de ambas es la misma, lo único que cambia es la carga de $\pm \rightarrow \mp$. Es decir, la antipartícula tiene la carga opuesta a la carga de la partícula. Las antipartículas no se limitan únicamente a la teoría, en el universo se es posible apreciar que existe una cantidad mayormente prominente de materia que, de antimateria, en su mayoría se aprecia la antimateria en los denominados rayos cósmicos y en los experimentos realizados en los colisionadores de partículas aquí en la Tierra.

Inicialmente se consideró que partículas y antipartículas tenían las mismas interacciones, pero en 1964 se observó en las oscilaciones entre los mesones neutros Kaones interacciones diferentes entre partículas y antipartículas, lo que se llamó violación de CP. Esas violaciones de CP se observaron después en mesones B y muy recientemente en mesones D. A la fecha, todas las observaciones de violación de CP se pueden explicar usando el modelo estándar de las interacciones electrodébiles, excepto por la asimetría bariónica del Universo que necesita violación de CP como lo veremos más tarde por producirse. Así la BAU es a la fecha la única indicación que necesitamos ir más allá del modelo estándar de las interacciones

electrodébiles para explicarlo, al igual que la naturaleza de la materia oscura que no puede ser explicado por ningunas partículas del mismo modelo.

El desarrollo de esta cronología se puede hacer del presente hacia el Big Bang, ya que la evidencia de los periodos del universo se va descubriendo del presente hacia el pasado.

- **Tiempo Presente** (Mil millones de años \sim 13.8 millones de años, 2.7 K): Se observan galaxias formadas, sistemas planetarios, el universo sigue en expansión, evolución de las estrellas, agujeros negros.
- **Reionización** (200 Ma \sim Mil millones de años, 60 K \sim 19 K): Este periodo se caracteriza por que se dio lugar a la segunda gran ionización en nuestro universo mayormente compuesto por H y He, es decir, hubo una transición de fase de estos dos elementos. Una vez que se formó el H^+ , el universo ahora se encontraba compuesto de un plasma ionizado, de esto se produjo una fuente de energía proveniente de dicha transición de fase. En este periodo, tanto los e^- como los γ fueron poco frecuentes, dando lugar a que el universo se compusiera de hidrógeno ionizado de muy baja densidad, manteniéndose transparente como hasta en nuestros días se ha observado.
- **Formación y evolución de estrellas y galaxias** (300 Millones de años, 60 K): Una vez que el gas cósmico se fue condensando poco a poco, dio origen a la formación de las primeras galaxias después del Big Bang sucediendo aproximadamente 380 millones de años después de la gran explosión. El modelo más aceptado a partir de observaciones astronómicas y simple es el Modelo cosmológico lambda-CDM, el cual nos indica que al acumularse la materia y junto con la fusión, se produjo la acumulación de masa por parte de las galaxias, además de proporcionarle características, como estructura y forma.
- **Época Oscura** (350,000 años, 4000 K \sim 60 K): El período que conocemos como Edad Oscura o época oscura, debe su nombre a que la luz se fue *desvaneciendo* y a su vez, el universo enfriándose, quedando solamente gas cósmico; Se emitió el fondo cósmico de microondas, al igual que el colapso gravitacional de la estructura del universo lo que dio lugar a la formación de las primeras estrellas. En este punto del universo, se estima que la temperatura rondaba los 3000 K.
- **Recombinación** (300,000 años, 0.4 eV): En este periodo se da la primera transición de fase, en la que se formaron los átomos de hidrógeno y helio. Los fotones comenzaron una evolución independiente de la materia, como resultado de ello, se formó el Fondo Cósmico de Microondas (CMB por sus siglas en ingles).
- **Nucleosíntesis** (segundo 1 al minuto 3, 100 keV \sim keV): En este periodo la energía del universo decrece por la expansión, tal que se formaron estructuras de hadrones como los núcleos de deuterio, He^2 y He^4 , manteniendo a los electrones libres.
- **Desacoplamiento de Neutrinos** (1 s, 1 MeV): La época que sucedió a los Hadrones, fue la época de los Neutrinos, podemos decir que de cierta forma, es la época temprana de los leptones, producidos por una temperatura cercana a los 10 mil millones de grados donde se desacoplan los neutrinos.
- **Época del Hadrón** (10^{-5} s \sim 1 s, 150 MeV \sim 1 MeV): A partir del plasma quark-gluón, se enfrió lo suficiente para generar hadrones libres.
- **Época de Quarks** (10^{-12} s \sim 10^{-6} s, 150 GeV \sim 150 MeV): A este tiempo, la temperatura de nuestro universo aún era muy alta por lo que los quarks pudieron moverse como partículas libres formando un plasma quarks-gluones
- **Época Electrodébil** (10^{-12} s, 150 GeV): se caracteriza principalmente por el mecanismo que dio masas a las partículas conocidas, finalizando con la total separación de la fuerza electromagnética de la fuerza débil.
- **Época inflacionaria** (10^{-36} \sim 10^{-33} s, 10^{15} \sim 10^9 GeV): esta época se caracteriza por haber tenido una densidad de energía muy alta en el vacío, esta misma característica es lo que provocó una expansión acelerada del espacio. Para detectar esta época, fue necesario recurrir al efecto que causó mediante la radiación del fondo cósmico de microondas. Después de esta expansión el universo se guio con esta dinámica y poco a poco ha ido desacelerando.
- **La época de la gran unificación** (10^{-36} s, 10^{16} GeV): En este periodo se asume que todo lo que existe puede ser descrito por la teoría de la gran unificación. En esta época, 3 de las 4 fuerzas fundamentales se encuentran unificadas (Electromagnética, fuerte y débil), mientras la gravedad se ha separado.
- **Época de Planck** (0 \sim 10^{-43} s, $> 10^{19}$ GeV) Es la época más temprana en la historia de nuestro universo, que abarca entre cero y 10^{-43} segundos. En este intervalo, las cuatro fuerzas fundamentales de la naturaleza (Gravedad, Electromagnética, Fuerza fuerte y fuerza débil) se encontraban unificadas y, por tanto, no existían las partículas.

Desarrollo

Baryon asimetría del Universo

Puesto que la cuantización de la asimetría bariónica depende de la evolución del universo, se puede expresar la asimetría en términos de la cantidad de bariones y antibariones:

$$\eta = \frac{n_B - \widehat{n}_B}{n_\gamma} = \frac{N_B}{n_\gamma}$$

Donde n_B es la densidad bariónica, \widehat{n}_B es la densidad antibariónica y $n_\gamma = 2 \frac{\zeta(3)}{\pi^2} T^3$ es la densidad de fotones a cierta temperatura. Este parámetro nos permite entender la asimetría en el momento en que hubo nucleosíntesis, dependiendo de las diferentes temperaturas producidas en diferentes periodos en el universo.

La manera en cómo se calculaba este parámetro es utilizando la nucleosíntesis del Big Bang (BBN por sus siglas en inglés) y correlacionando con la abundancia de elementos como el Hidrógeno, Helio y Deuterio. Otra manera que pudimos confirmar el valor de η fue utilizando los datos presentados por el Fondo Cósmico de Microondas.

Dado que es necesario introducir una bariogénesis, se debe determinar en qué momento es posible introducirla y qué condiciones se deben tener para que se logre una bariogénesis.

Calculando η utilizando los datos dados por el CMB. Se tiene que:

$$N_B = \frac{\rho_B}{m_B} = \frac{\Omega_B}{m_B} \rho_c$$

Donde ρ_B es la densidad bariónica y se usará $\rho_c = 1.88 \times 10^{-29} h^2 \text{gr cm}^{-3}$ es la densidad crítica del universo, Ω_B es el parámetro de densidad bariónica $\Omega_B = \frac{\rho_B}{\rho_c}$, mientras que h es la parametrización del valor actual del parámetro de Hubble (parámetro de Hubble adimensional):

$$h = \frac{H}{100} \text{ km Mpc s}$$

Así, se tiene que $0.5 \leq h \leq 0.9$. Con esto, se aprecia que:

$$N_B = 1.1 \times 10^{-5} \Omega_B h^2 \text{ cm}^{-3}$$

Puesto que la temperatura del fondo cósmico es de $T_\gamma = 2.735K$, al estimar el valor de η_γ , se sigue que:

$$n_\gamma \simeq 415 \left(\frac{T_\gamma}{2.735K} \right)^3 \text{ cm}^{-3}$$

Con el desarrollo anterior, el rango de η es consistente con los siguientes valores:

$$4 \times 10^{-10} \leq \eta \leq 7 \times 10^{-10}$$

Con esto podemos afirmar que la asimetría en el universo que, aunque es pequeña, no es cero.

Bariogenesis y las condiciones de Sakharov

Como se vio la sección anterior, afirmamos que nuestra asimetría es diferente de cero. En nuestros modelos actuales se considera que en el momento que ocurre la inflación, y el recalentamiento, tuvimos partes iguales de materia y de antimateria.

Así, podríamos preguntar si existen en secciones más alejadas del universo, regiones totalmente simétricas, de tal manera que podríamos encontrar parches donde se presentan actividad. Sin embargo, notemos que aun en las regiones menos densas, no hay indicios que demuestren que se presentan ese tipo de actividades.

Mas aun, si consideramos algún tipo de asimetría en el momento anterior a la inflación notaremos que esta se haría despreciable en nuestro universo actual.

Pero antes de pasar a estudiar las condiciones de Sakharov tenemos que introducir la noción de quiralidad de las partículas visto que las interacciones electrodébiles dependen de esta propiedad de las partículas,

Quiralidad de las partículas

Para las partículas con masa, es posible tener dos tipos de configuraciones dependiendo de su espín y su momento. La helicidad de una partícula es izquierda cuando el espín (s) y el momento (p) no están alineados. Por otra parte, la helicidad es derecha cuando el espín y el momento sí están alineados.

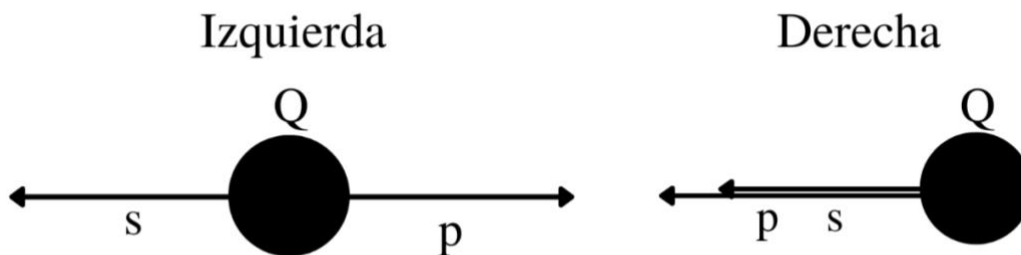


Figura 2. Descripción gráfica de partículas izquierda y derecha.

Para una partícula sin masa, la quiralidad es equivalente a su helicidad

Simetrías discretas C, P y T

Para construir las condiciones de la bariogénesis, es necesario introducir las simetrías discretas C, P y T, el cual asume que para una partícula X existe una antipartícula \bar{X} . Entonces al aplicar algún tipo de simetrías, se tienen las siguientes relaciones:

- Conjugación C: para una partícula X con carga Q_X , si se aplica una conjugación de carga C, se tiene lo siguiente

$$C^{-1}XC = X^c = \bar{X}$$

- Transformación P: la transformación de paridad es el cambio de signos en las coordenadas espaciales. Entonces al aplicar P a una partícula con momento p

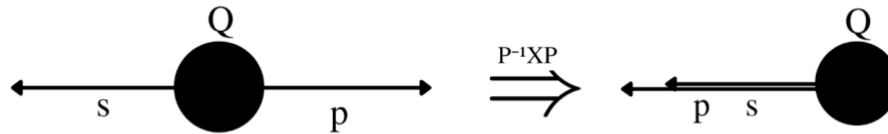


Figura 3. Aplicación de paridad a una partícula izquierda, produciendo una partícula derecha.

se tiene una transformación $P^{-1}X_L P = X_R$ o viceversa, $P^{-1}X_R P = X_L$. Se debe resaltar que el espín es invariante a P.

- **Simetría T:** es la simetría que cambia el signo temporal $T: t \rightarrow -t$. Dado que el espín y el momento son sensibles a T, pero la carga no, entonces

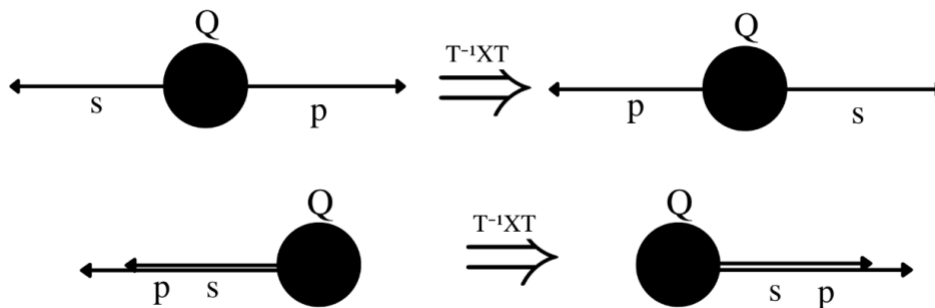


Figura 4. Aplicación de inversión temporal a partículas izquierda y derecha.

En mecánica cuántica es importante recordar que la inversión temporal esta descrita por un operador anti unitario a la diferencia de las otras simetrías como P o como simetría de rotación que son descritas por operadores unitarios.

Condiciones de Sakharov

Sakharov en 1967 considero que la asimetría en el universo es un proceso dinámico. Y más aun, estableció tres condiciones que todo modelo de interacciones en nuestro universo debería de cumplir.

- **Violación de B:** Suponiendo que el universo tuvo un inicio bariónicamente simétrico ($B = 0$), tal que evolucione a un universo bariónicamente asimétrico $B \neq 0$, debe existir un mecanismo que rompa la simetría bariónica en las interacciones del modelo estándar. Si el numero bariónico esta conservado en todas las interacciones del modelo, nunca se podría generar una asimetría en esta carga.
- **Violaciones C y CP:** Por datos experimentales, se ha observado que las partículas derechas (R) e izquierdas (L) interactúan diferente en el Modelo Estándar. El problema está cuando se aplica paridad de carga a una partícula, está ya no interactúa con los bosones W^\pm e interactúa diferente con el bosón Z^0 . De manera que se tiene una máxima violación de la simetría C.

Añadido a lo anterior, al tener una partícula izquierda que sí interactúa con los bosones W^\pm y se le aplica CP, la antipartícula derecha sí interactúa con los bosones W^\pm y de la misma manera con Z^0 que la partícula antes de aplicar CP. De manera similar, si a una partícula derecha se le aplica CP, entonces tampoco interactúa con los bosones W^\pm . Eso hizo que en 1957, Lev Landau propuso que la simetría entre partículas

y antipartículas en el modelo estándar electrodébil no es C la conjugación de carga pero la combinación de C y P, llamada simetría CP.

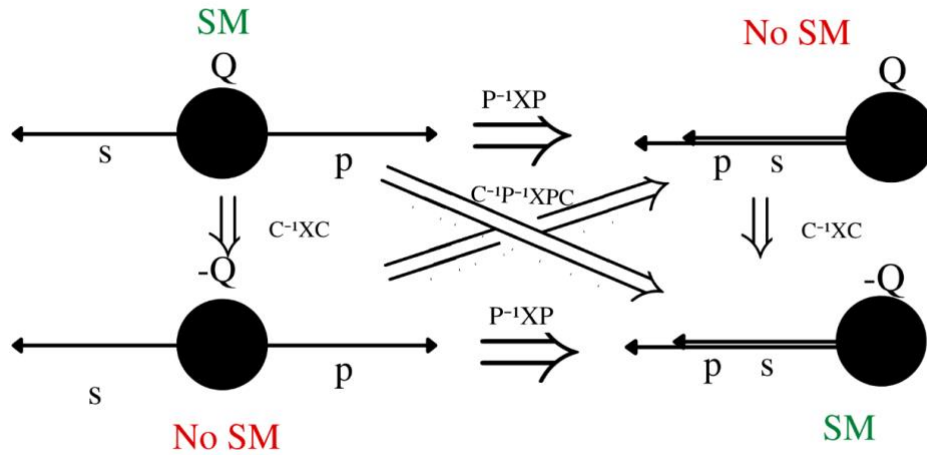


Figura 5. Aplicación de CP en partículas izquierda y derecha.

Para probar que es necesaria la violación de C y de CP, suponga una interacción del tipo:

$$X \rightarrow Y + B$$

Donde X es un estado inicial, si Y es el estado final, entonces B será el exceso bariónico. Supongamos que tenemos simetría C (simetría de carga conjugada). Entonces vemos que la razón conjugada de este proceso es: $\bar{X} \rightarrow \bar{Y} + \bar{B}$, debe ser la misma:

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

Así, si tomamos la tasa de producción de bariones será:

$$\frac{dB}{dt} \propto \Gamma(\hat{X} \rightarrow \hat{Y} + \hat{B}) - \Gamma(X \rightarrow Y + B)$$

Ilustramos porque necesitamos no solamente violación de C pero también violación de CP para producir una asimetría bariónica.

Considerando la quiralidad en el decaimiento de X de tal manera que se producen en dos quarks izquierdos o en dos quarks derechos.

$$X \rightarrow q_L q_L \quad \text{ó} \quad X \rightarrow q_R q_R$$

Al aplicar C a un quark, se obtiene un antiquark $q_L \rightarrow \bar{q}_L$, de manera que, al aplicar C al decaimiento de X , se tiene que

$$\Gamma(X \rightarrow q_L q_L) \neq \Gamma(\bar{X} \rightarrow \bar{q}_L \bar{q}_L)$$

Si se aplica CP a un quark izquierdo, se debe cumplir que $q_L \rightarrow \bar{q}_R$, entonces la aplicación de CP sobre el decaimiento de X sigue que

$$\Gamma(X \rightarrow q_L q_L) = \Gamma(\bar{X} \rightarrow \bar{q}_R \bar{q}_R)$$

Además:

$$\Gamma(X \rightarrow q_R q_R) = \Gamma(\bar{X} \rightarrow \bar{q}_L \bar{q}_L)$$

Por lo tanto, se debería de cumplir que:

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

Esto implica que no hay una asimetría neta en el proceso de quarks. En general necesitamos ambas violaciones para considerar un modelo de bariogénesis.

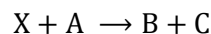
- Desviación del equilibrio térmico: En un sistema con el equilibrio térmico, se tiene que la configuración del sistema es invariante al tiempo. Además, por la invarianza CPT implicaría que en ningún sistema termodinámico se tendría una producción de un exceso bariónico, es decir que en $X \rightarrow Y + B$ se tiene un proceso $Y \rightarrow X - C$. Lo cual implica que nuestro exceso bariónico tiende al valor $B = 0$.

Para probar que es necesario que un proceso en general tenga que salir del equilibrio térmico para poder producir el exceso de bariones necesarios para la bariogénesis. Supongamos que tenemos un proceso X, con masa M_X en equilibrio térmico a temperaturas $M_X \gg T$, en unidades naturales. El número de densidad para este proceso viene dado por:

$$n_X \simeq g_X (M_X T)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{M_X + \mu_X}{T}}$$

Donde μ_X es el potencial químico asociado.

Por otra parte, decimos que un proceso $X \rightarrow Y + B$ está en equilibrio químico si su dispersión inelástica que cambia el número de partículas en el plasma en un proceso:



Tienen una razón mayor que la expansión que el universo. Con esto en mente, podemos escribir los potenciales químicos involucrados en este tipo de procesos:

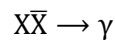
$$\mu_X + \mu_A = \mu_B + \mu_C$$

De esta manera podemos hablar del número de densidad de un proceso de antimateria de la siguiente manera:

$$n_{\bar{X}} \simeq g_X (M_X T)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{M_X - \mu_X}{T}}$$

Aquí, tomamos el hecho de que $\mu_{\bar{X}} = -\mu_X$

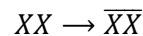
Por el proceso:



Así $\mu_Y = 0$. Si X tiene un número bariónico B , tenemos entonces que tenemos una contribución:

$$B \propto n_X - n_{\bar{X}} = 2g_X (M_X T)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{M_X}{T}} \sinh\left(\frac{\mu_X}{T}\right)$$

Así, por la primera condición de Sakharov se sigue que X y \bar{X} , deben seguir el siguiente proceso.



Por lo que $\mu_X = 0$. Así ambas contribuciones del número bariónico tienden a cero.

Por lo tanto, para tener un exceso finito de nuestro número bariónico, debemos tener una ruptura con el equilibrio térmico.

Por lo tanto, para tener un exceso finito de nuestro número bariónico, debemos tener una ruptura con el equilibrio térmico. Como obtener esta ruptura del equilibrio térmico, existe en general dos principales clases de modelos para tener desviaciones al equilibrio térmico:

- Enfriamiento del Universo: en esos modelos se aprovecha el enfriamiento del Universo y cuando la Temperatura del Universo Y es mas pequeña que la masa de la partícula, la partícula seguirá decayéndose pero el plasma describiendo el universo en este momento no tendrá la energía suficiente para producir esta misma partícula (modelo de tipo leptogenesis o modelo de GUT por ejemplo).
- Tener en un momento de la historia del Universo transición de fase de primer orden suficientemente fuerte (por ejemplo en los momentos donde hay rompimientos de simetrías (GUT, escala electrodébil (en el momento del rompimiento electrodébil (mecanismo de Higgs), hadronización, ...)

La cuarta condición de Sakharov: preservar la BAU hasta nuestros días

Las tres condiciones de Sakharov son condiciones necesarias para que un modelo puede producir una asimetría bariónica, pero existe otra restricción importante que cualquier sea la época en la cual se produce la BAU se tiene que preservar la asimetría producidas hasta nuestros días.

Eso es una condición no trivial debido a las propiedades del mismo modelo estándar electrodébil.

El Modelo Estándar está basado en los grupos de norma o de gauge $U(1)$, $SU(2)$ y $SU(3)$. Utilizando $U(1) \times SU(2)$, se obtienen las interacciones electromagnéticas descritas por el fotón, y también la interacción nuclear débil, descrita por los W^\pm , Z^0 . Del grupo $SU(3)$ se obtiene la carga de color, que describe a las interacciones fuertes y tiene como bosón al gluón.

De la teoría electrodébil $SU(2) \times U(1)$, se describen a los leptones: electrones e^- , muones (μ^-) y tauones (τ^-); además del neutrino electrónico (ν_e), neutrino tauónico (ν_τ) y neutrino muónico (ν_μ). El modelo estándar también describe otras 6 partículas, quarks sensibles a la interacción fuerte, a diferencia de los leptones. Los hadrones están formados con quarks que interactúan mediante los gluones que se describen de $SU(3)$.

De esta manera, el conjunto de todas las interacciones y partículas del modelo estándar están contenidas en $SU(3) \times SU(2) \times (1)$. Como se explicó en una sección anterior, experimentalmente el modelo estándar no conserva todas las simetrías discretas (C,P,T), ya que naturalmente viola C y P. Es por lo que el campo $SU(2)$ se llama $SU(2)_L$ porque solamente las partículas izquierdas (L) son sensibles a la interacción de este grupo de simetrías.

Por tanto, el modelo estándar se construye con los grupos de gauge:

$$SU(3) \times SU(2)_L \times U(1)_Y$$

El modelo estándar electrodébil tiene el potencial de cumplir con las tres condiciones de Sakharov. Viola el número bariónico vía efectos topológicos, viola C y CP y podría presentar una transición de fase de primer orden. Pero para cumplir la condición de estar fuera del equilibrio térmico, impone una condición sobre la masa del Higgs, es decir $m_H < 90 \text{ GeV}$. La observación de un Higgs con una masa de 126 GeV excluye el modelo estándar para producir la BAU.

A alta temperatura, el modelo estándar viola el número $B+L$ y conserva $B-L$ debido a efectos topológicos llamados esphalerones. Y por lo tanto si la asimetría que se produce antes del rompimiento electrodébil es una asimetría $B+L$, esta asimetría desaparecerá antes de llegar a la escala electrodébil.

Así un cuestionamiento importante es ¿cómo se puede mantener esta asimetría bariónica hasta el tiempo actual? Un par de simetrías importantes a considerar para desarrollar esta pregunta son $B + L$ y $B - L$, donde L es el número leptónico y B el número bariónico. En cuanto a la teoría electrodébil, la cual es parte del Modelo Estándar, naturalmente viola $B + L$ durante el mecanismo de Higgs, pero conserva $B - L$.

Tomando en cuenta lo anterior, si se tiene una bariogénesis antes de la época electrodébil, ya se debería tener una violación de B, de manera que cualquier número bariónico anterior al rompimiento espontáneo de simetría electrodébil debería verse afectado por la violación de $B + L$.

Otro factor que considerar es la inflación. Al igual que con el problema de la planitud del Big Bang presentado en la introducción, si se tiene una asimetría pequeña, la inflación por la expansión exponencial del universo debería disminuir a cualquier pequeña asimetría tal que esta sea prácticamente nula. Lo cual podría sugerir que la asimetría bariónica podría ser sumamente grande si se considera bariogénesis antes de la inflación.

Por tanto, si se produce una asimetría bariónica, es necesario que este modelo asegure la supervivencia de esta asimetría tal que el universo evolucione al universo en el que existimos.

Conclusión: ¿Están relacionadas la asimetría bariónica con la materia y energía oscuras?

La asimetría bariónica del Universo y la materia oscura comparten una propiedad en común: ninguno de los dos se puede explicar a dentro del modelo estándar electrodébil y son las únicas indicaciones al día de hoy de la necesidad de ir más allá del modelo estándar.

Una dificultad para generar la BAU es que la BAU es muy pequeña. Pero lo que sabemos es que la interacción de la materia oscura con la materia visible debe ser muy pequeña. Por lo tanto, se podría aprovechar esta propiedad para generar una asimetría en el sector oscuro de orden uno y aprovechar la pequeñez de las interacciones entre sector oscuro y sector visible para explicar la pequeñez de la BAU.

Una ventaja de esos modelos de bariogénesis llamado darkogenesis es que nos obligan a proponer nuevas interacciones entre la materia oscura y la materia visible, abriendo la posibilidad de confrontar esos modelos a las restricciones experimentales y observacionales que provienen de los experimentos de detección directa o indirecta de la materia oscura.

Bibliografía/Referencias

- Brownstein, J. R., & Moffat, J. W. (2006). Galaxy rotation curves without nonbaryonic dark matter. *The Astrophysical Journal*, 636(2), 721.
- Cline, J. (2006). Baryogenesis. *arXiv:hep-ph/0609145v3*.
- Kitano, R. (2005). Dark matter from baryon asymmetry. *Physical Review D*, 71(2).
- Liddle, A. (1998). An introduction to cosmological inflation. *High energy physics and cosmology*, 260.
- Liddle, A. (2015). An introduction to modern cosmology.
- Riotto, A. (1998). Theories of Baryogenesis. *arXiv:hep-ph/9807454*.
- SAKHAROV, A. (1998). Violation of CP-invariance, C-asymmetry, and baryon asymmetry of the universe. In the Intermissions.... 84–87.
- Shaposhnikov, M. (2009). Baryon asymmetry of the universe and neutrinos. *Progress of Theoretical Physics*, 122(1).
- Ureña, L. (2018). Unveiling the dynamics of the universe. *arXiv preprint physics/0609181*.