JÓVENES EN LA CIENCIA
REVISTA DE DIVULGACIÓN CIENTÍFICA

¿PARTICULAS Y ANTIPARTICULAS TIENEN LAS MISMAS INTERACCIONES? LA VIOLACIÓN DE CP EN EL MODELO ESTANDAR DE LAS INTERACCIONES FUNDAMENTALES

Carlos Arturo Castellanos Castellanos (1), David Yves Ghislain Delepine (2).

1 Ingeniería Mecánica, Universidad Santo Tomas| Dirección de correo electrónico: carlos.castellanosc@usantotomas.edu.co

2 Departamento de Física, División de Ciencias e Ingenierías, Campus León, Universidad de Guanajuato | Dirección de correo electrónico: david_delepine@hotmail.com

Resumen

La violación de CP es un postulado de la cosmología que explica el por qué hay más materia que antimateria en el universo. Este concepto (el cual es una de las tres condiciones de Sakharov para producir asimetría entre materia y antimateria) es observado únicamente en la interacción débil puesto que en la interacción fuerte y en el electromagnetismo se conserva la simetría CP (combinación entre simetría C y simetría P) y ha sido el tema central de varios experimentos como BaBar, LHCb, BELLE, entre otros. En este trabajo se estudia la noción de partículas y anti-partículas, las interacciones electro débiles y su fuente de violación de CP y las condiciones necesarias para que la violación de CP sea observable en un experimento tipo LHC, partiendo desde conceptos base como Modelo Estándar, conjugación de carga, paridad e inversión temporal; tomando en cuenta los postulados de Yukawa y Kobayashi-Maskawa.

Abstract

CP violation is a postulate of cosmology that explains why there is more matter than antimatter in the universe. This concept (which is one of the three Sakharov conditions to produce asymmetry between matter and antimatter) is observed only in the weak interaction because in the strong interaction and electromagnetism symmetry CP (combination of C-symmetry and P-symmetry) and has been the focus of several experiments like BaBar, LHCb, BELLE, among others. In this paper we study the notion of particles and anti-particles, the electroweak interactions, their source and the necessary conditions for CP violation can be observable in a LHC experiment, starting from basic concepts like Standard Model, charge conjugation, parity and time reversal; taking into account the principles of Kobayashi - Maskawa and Yukawa.

Palabras Clave Simetría de CP; Fuerza débil; helicidad; asimetría; partículas elementales; grupo abeliano.

INTRODUCCIÓN

La búsqueda del origen del universo siempre nos ha brindado más dudas que respuestas. Partiendo desde el Big Bang, sabemos que nuestro universo está conformado por más materia que antimateria pero aún no sabemos el por qué ocurre esta asimetría, y el por qué esta se presenta únicamente en la fuerza débil. Como concepto (teoría) principal tenemos el modelo estándar el cual describe las interacciones presentes entre las partículas elementales y a su vez unifica dos teorías muy importantes las cuales son el modelo electro débil y la cromodinámica cuántica, donde en la primera se presentan las interacciones electro débiles las cuales violan el número bariónico debido a efectos topológicos importantes en etapas iniciales del Universo.

MATERIALES Y MÉTODOS

Anti-partículas en los rayos cósmicos

Para entender la simetría de CP se debe tener en cuenta dos simetrías discretas: **Paridad y conjugación de carga**. La primera simetría indica un cambio en el sistema de coordenadas espaciales como si fuera un espejo, invirtiendo a su vez la relación entre el momento angular (spin) y la dirección de la velocidad presente. En 1956 se había aceptado que la paridad total de un sistema de partículas en interacción se conserva (permanecía constante), pero más tarde ese mismo año Dao Lee y Ning Yang establecieron que la paridad no siempre se conservaba lo que dio paso al experimento Wu (Chien Shiung Wu-1957) con el cual se comprobó que había una violación de paridad en la interacción débil. La segunda simetría invierte los números aditivos presentes en el sistema (invierte la carga de cada partícula) lo que da paso, junto al postulado anterior, a la transformación CP. [1]

Ecuación de Dirac, Klein-Gordon y Schrödinger

Al analizar el modelo estándar de partículas elementales tenemos que este está conformado por bosones (8 gluones, 1 fotón y 3 bosones débiles $W^{\pm}Z$) y fermiones (Quarks y Leptones), donde los bosones cuentan con spin 1 y los fermiones cuentan con spin ½; también existe el caso del spin 0 donde se encuentra la partícula de Higgs, la cual trabaja con el origen de las masas. Una de las maneras para describir a los fermiones es deducir la ecuación de Dirac la cual se deduce a partir de la función de onda transformada de la ecuación de Schrödinger, ya sea dependiente o independiente del tiempo. El parámetro principal que se debe tener en cuenta para definir la función de onda es la dualidad onda-partícula (de Broglie – 1924) el cual postula que las partículas pueden describirse por medio de una ecuación ondulatoria. [2]

$$\lambda = \frac{h}{p}$$

A su vez el efecto fotoeléctrico propuesto por Einstein propone que gracias a la radiación ejercida en un material se presenta una liberación de electrones, en donde:

$$E = hf = mc^2$$

Podemos reescribir la ecuación anterior como la sumatoria de la energía en reposo más la energía cinética, donde se le añade el termino p que corresponde al momento del objeto.

$$E = \sqrt{p^2c^2 + m^2c^4}$$

Partiendo de esta ecuación se puede plantear un caso especial en donde el objeto no posee masa como en el caso del fotón.

$$E = pc$$
$$p = \bar{h}k = \frac{h}{\lambda}$$

Donde el factor k denota el número de onda circular presente en el sistema.

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}$$

Si partimos de una onda viajera la cual cuenta con cierta relación respecto al tiempo, podemos obtener una ecuación que relacione amplitud y tiempo.

$$\phi = Ae^{i(kz-\omega_o t)}$$

En este caso debemos expresar la constante de Planck y la velocidad de la luz en unidades naturales, lo que nos ayuda a obtener la ecuación de Klein-Gordon partiendo de la ecuación de energía.

$$\bar{h} = c = 1$$
$$E^2 = p^2 + m^2$$

Podemos expresar la ecuación general de la energía en términos que relacionen la función de onda y el tiempo, y así establecer la ecuación de Schrödinger necesaria para este caso.

$$E = K + U = \frac{p^2}{2m} + U$$

$$\frac{\delta\phi}{\delta t} = \frac{\delta^2\phi}{\delta z^2} + U(z,t)\phi$$

La ecuación de Schrödinger resultante de la derivación de la ecuación anterior tomando los postulados de onda de de Broglie.

$$\frac{i\bar{h}\delta\phi}{\delta t} = -\frac{\overline{h^2}}{2m}\frac{\delta^2\phi}{\delta z^2} + U(z,t)\phi$$

Las segundas condiciones que se tienen en cuenta son que $E = \frac{i\bar{h}\delta\phi}{\delta t}$ y $p = -i\bar{h}\sigma$ obtenidas de la ecuación de Schrödinger. Partiendo de estas se espera obtener la ecuación de Klein-Gordon tomando el postulado métrico de Minkowski el cual es una variación de Lorentz expresada en matriz.

$$\left(\frac{\delta^2}{\delta t^2} - \sigma^2 + m^2\right)\phi(z,t) = 0$$

$$g^{\mu\nu} = g_{\mu\nu} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{bmatrix}$$

Un concepto que se debe tener en cuenta para entender la simetría de CP es el de quiralidad, el cuál describe el comportamiento que tienen las partículas en un sistema de giro (helicidad).

$$\gamma_5 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix}; i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$$
$$P_L = \frac{1-\gamma_5}{2};$$
$$P_R = \frac{1+\gamma_5}{2}$$

En las ecuaciones anteriores se observa el comportamiento derecho e izquierdo de las partículas teniendo en cuenta el operador de quiralidad $\gamma_5$expresado en forma de una matriz diagonal. Para expresar la ecuación de Dirac de forma diagonal debemos tener en cuenta el spinor y el métrico de Minkowski.

$$(i\gamma^\mu\delta_\mu - m)\psi = 0;\ \gamma_\mu = g_{\mu\nu}\gamma^\nu$$
$$\psi = \begin{pmatrix} \xi_+ \\ \chi_- \end{pmatrix}; P_R\psi = \psi_R = \begin{pmatrix} \xi_+ \\ 0 \end{pmatrix}$$
$$P_L = \psi_L = \begin{pmatrix} 0 \\ \chi_- \end{pmatrix};\ \bar{\psi}\psi = \bar{\psi}_R\psi_L + \bar{\psi}_L\psi_R$$
$$\begin{bmatrix} 0 & -i\frac{\partial}{\partial t} + i\vec{\sigma}\,\vec{\nabla} \\ -i\frac{\partial}{\partial t} - i\vec{\sigma}\,\vec{\nabla} & 0 \end{bmatrix}\begin{pmatrix} \xi_+ \\ \chi_- \end{pmatrix} - m\begin{pmatrix} \xi_+ \\ \chi_- \end{pmatrix} = 0$$

Grupo de Norma (Gauge) [3]

Cuando hablamos del grupo de norma nos referimos a una teoría física que explica la interacción entre fermiones y como esta puede ser vista por medio de transformaciones globales o locales. Para el modelo estándar se toma el grupo SU(3) x SU(2) x U(1) donde U(n) está compuesto por matrices unitarias y SU(n) es un subgrupo del anterior en donde todos sus elementos poseen determinante.

$$\sqcup \in SU(N);\ \sqcup^\dagger = \sqcup^-;\ det\ \sqcup = 1$$

Donde SU(N) es un grupo N x N de matrices unitarias con $N^2 - 1$ parámetros reales con $\sqcup = 1 + i \propto^{t^a}$ y $\sqcup^\dagger = e^{(-i\propto^a t^{a\dagger})}$.

- *Simetría U(1)*

Teniendo en cuenta que el grupo U(1) es unitario (1x1), este cuenta con factores de fase $e^{i\propto}$; lo cual nos representa que $e^{i\alpha}e^{i\beta} = e^{i\beta}e^{i\alpha}$ indicando así que es un grupo abeliano. Si tenemos un lagrangiano $\mathcal{L} = \partial_\mu\varphi^*\partial^\mu\varphi - m^2\varphi^*\varphi - \lambda(\varphi^*\varphi)^2$ este será invariante bajo este grupo al expresar $\varphi = \frac{\varphi_1 + i\varphi_2}{\sqrt{2}}$ $y\ \varphi^* = \frac{\varphi_1 - i\varphi_2}{\sqrt{2}}$ donde:

$$\varphi_1 \to \varphi'_1 = \cos(\alpha\varphi_1) - \sin(\alpha\varphi_2)$$
$$\varphi_2 \to \varphi'_2 = \sin(\alpha\varphi_1) + \cos(\alpha\varphi_2)$$

- *Simetría SU(2)*

Este grupo está compuesto por dobletes de escalares $\varphi = \begin{pmatrix}\varphi_1 \\ \varphi_2\end{pmatrix}$ donde $\varphi_1 \, y \, \varphi_2$ son campos complejos. En este caso el lagrangiano $\mathcal{L} = \partial_\mu \varphi^\dagger \partial^\mu \varphi - m^2 \varphi^\dagger \varphi - \lambda(\varphi^\dagger \varphi)^2$ es invariante bajo la transformación global de este grupo, donde tenemos que los parámetros son constantes $(\partial_\mu \{e^{(i\vec{\alpha}\vec{t})}\} = 0)$ y los campos se expresan:

$$\varphi \to \varphi' = e^{i\alpha^a \frac{\tau^a}{2}} \varphi$$
$$\varphi^\dagger \to \varphi'^\dagger = \varphi^\dagger e^{-i\alpha^a \frac{\tau^a}{2}}$$

En las ecuaciones anteriores τ^a (a = 1, 2, 3) se refiere a las matrices de Pauli $\tau^1 = \begin{bmatrix}0 & 1 \\ 1 & 0\end{bmatrix}, \tau^2 = \begin{bmatrix}0 & -i \\ i & 0\end{bmatrix}, \tau^3 = \begin{bmatrix}1 & 0 \\ 0 & -1\end{bmatrix}$ y a su vez indica que este grupo no es abeliano.

Rompimiento de simetría espontánea, simetrías locales y mecanismo Higgs

Rompimiento de simetría

Al analizar que la invariancia de Gauge cumple plenamente en el electromagnetismo y la interacción fuerte pero la interacción débil no cumple por lo que es necesario incluir un rompimiento espontáneo y el mecanismo de Higgs. Este rompimiento funciona si al partir de un lagrangiano respecto a un grupo espacial (en este caso un grupo de Lie) cae en un estado de vacío lo que provoca que no se comporte de forma simétrica.

$$\mathcal{L} = \partial_\mu \varphi^* \partial^\mu \varphi - V(\varphi^* \varphi)$$

En donde $V(\varphi^* \varphi)$ se refiere al potencial en donde $\varphi \neq 0$ lo que indica un estado de vacío infinitamente degenerado.

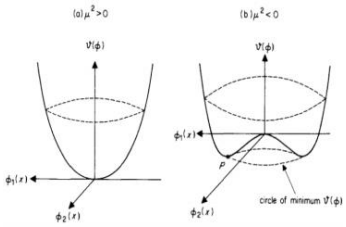

IMAGEN 1: Dos casos en donde $m^2 < 0$ y $m^2 > 0$.

Mecanismo de Higgs

Este apartado es el proceso que da masa a las partículas elementales y, a su vez, unifica las teorías electromagnética y débil. En este mecanismo los términos cinéticos del lagrangiano dejan de ser invariantes, por lo que es necesario introducir un nuevo término denominado derivada covariante.

$$D'_\mu = \sqcup D_\mu \sqcup^\dagger$$
$$D_\mu \equiv \partial_\mu - ieA_\mu$$

Partiendo de los anteriores postulados se forma un nuevo lagrangiano invariante teniendo en cuenta la densidad lagrangiana $F^i{}_{\mu\nu} = \partial_\mu A^i{}_\nu - \partial_\nu A^i{}_\mu + g e^{ijk} A^j_\mu A^k_\nu$ y $G_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu$.

$$\mathcal{L}_{GF} = -\frac{1}{4} F^i{}_{\mu\nu} F^{i\mu\nu} - \frac{1}{4} G_{\mu\nu} G^{\mu\nu}$$

Al tener ya formulado el lagrangiano se introduce un doblete SU(2) el cual representa el campo escalar de Higgs para el rompimiento de simetría.[4]

$$\varphi = \begin{pmatrix}\varphi^\dagger \\ \psi^o\end{pmatrix}; \; \Upsilon_\varphi = 1$$
$$\mathcal{L}_s = (D_\mu \varphi)^\dagger (D^\mu \varphi) - V(\varphi^\dagger \varphi)$$

RESULTADOS Y DISCUSIÓN

Al observar las simetrías en los campos de norma y el póstumo rompimiento espontáneo se obtuvo que la violación de CP es única en interacción débil y se analizaron las condiciones necesarias para que este fenómeno ocurra. Una medición para la violación de CP proviene de la asimetría CP (A_{cp}) la cual define la diferencia de decaimiento en un estado final para la partícula (A_f) y la anti-partícula $(\overline{A_f})$, las cuales deben tener fases débiles y fuertes. Para obtener las fases débiles (violan CP) se estableció la matriz CKM partiendo de la interacción de Yukawa.

$$\mathcal{L}_{yuk} = -G_e(\bar{L}\varphi R + \bar{R}\varphi^\dagger L)$$

Para que la matriz CKM produzca violación de CP, se establecieron 3 generaciones de quarks las cuales establecen 3 ángulos de rotación y una fase, la cual es la que ocasiona la violación, lo que permitió reescribir el lagrangiano de Yukawa.

$$Q_{Li} \equiv \begin{pmatrix}U_i \\ D_i\end{pmatrix}_L$$
$$\mathcal{L}^Q{}_{yuk} = \overline{D'_{Li}} M^D D'_{Rj} + \overline{U'_{Li}} M^U U'_{Rj} + h.c.$$

Al tener el lagrangiano en término de los quarks U y D se puede expresar un parámetro unitario $\tilde{V}_{CKM} = {V_{uL}}^{\dagger} V_{dL}$ esencial para conformar la matriz CKM.

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}$$

Existen varias parametrizaciones para observar la violación de CP, ya sea por medio de los ángulos de Euler u otras restricciones. Una de estas es la estándar (Chau-Keung).

$$V = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & C_{23} & S_{23} \\ 0 & -S_{23} & C_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} C_{13} & 0 & S_{13}e^{-i\delta_{13}} \\ 0 & 1 & 0 \\ -S_{13}e^{i\delta_{13}} & 0 & C_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} C_{12} & S_{12} & 0 \\ -S_{12} & C_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$
$$= \begin{pmatrix} C_{12}C_{13} & S_{12}C_{13} & S_{13}e^{-i\delta_{13}} \\ -S_{12}C_{23} - C_{12}S_{23}S_{13}e^{i\delta_{13}} & C_{12}C_{23} - S_{12}S_{23}S_{13}e^{i\delta_{13}} & S_{23}C_{13} \\ S_{12}S_{23} - C_{12}C_{23}S_{13}e^{i\delta_{13}} & -S_{12}C_{23} - C_{12}S_{23}S_{13}e^{i\delta_{13}} & C_{23}S_{13} \end{pmatrix}$$

Donde $C_i = \cos\theta_i$ y $S_i = \sin\theta_i$ representan los ángulos de Euler y δ es la fase que viola CP. Existe otra parametrización aproximada (Wolfenstein) la cuál introduce nuevas restricciones como $S_{12} \equiv \lambda = 0.222$, $S_{23} \equiv A\lambda^2$, $S_{13}e^{i\delta_{13}} \equiv A\lambda^3(\rho - i\eta)$.

$$V = \begin{pmatrix} 1 - {\lambda^2}/{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - {\lambda^2}/{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + O\lambda^4$$

Donde la violación de CP ocurre cuando η es diferente de 0. Partiendo de la matriz se pudo comprobar la asimetría CP $A_{CP} = {\left|A_f\right|^2 - \left|\overline{A_f}\right|^2}\Big/{\left|A_f\right|^2 + \left|\overline{A_f}\right|^2}$ y que condición produce la violación.

$$A_f = A_0 e^{i(\delta_0 + \alpha_0)} + A_1 e^{i(\delta_1 + \alpha_1)}$$
$$\bar{A}_f = A_0 e^{i(\alpha_0 - \delta_0)} + A_1 e^{i(\alpha_1 - \delta_1)}$$
$$A_{CP} = \sin(\delta_0 - \delta_1)\sin(\alpha_0 - \alpha_1)$$

Partiendo de lo anterior se dedujo que si la diferencia de probabilidades del decaimiento de una partícula o anti-partícula es diferente de 0, la simetría CP no se conserva.

CONCLUSIONES

La violación de CP ha sido el objeto de estudio de varias entidades que han realizado varios experimentos empleando decaimiento de Kaones, piones, mesones B y D que han probado el rompimiento de la simetría. Partiendo de la parametrización de Wolfenstein y decaimientos de mesones B y Kaones ($B \to \pi\pi // K \to \pi\pi$) obtenemos algunos estimados de ρ (0.118 ± 0.021) y η (0.350 ± 0.017) lo que nos indica un intervalo donde la violación de CP es observable.

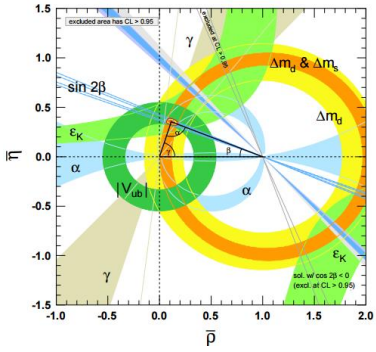

IMAGEN 2: Gráfica de ajuste global a partir del triángulo unitario.[5]

Gracias a estos resultados podemos concluir que incluyendo un modelo de doble doblete de Higgs se puede llegar a operar Física Nueva empleando los diagramas de Pingüino y los coeficientes de Wilson teniendo en cuenta $b\bar{u} \to s\bar{u}u\bar{u}$ y $b\bar{d} \to s\bar{u}u\bar{d}$.

AGRADECIMIENTOS

En esta sección deseo reconocer la colaboración de aquellos que hicieron posible este artículo. Principalmente agradezco a la Universidad de Guanajuato por acogerme en este verano de investigación y así ampliar mis conocimientos en este campo, segundo agradezco a mi casa de estudios, la Universidad Santo Tomas, por impulsar el espíritu investigativo de los estudiantes y brindarme la oportunidad de participar en este convenio. Hago especial reconocimiento a mi investigador el Dr. David Delepine y a los doctores Benjamín Jaramillo y Selim Gómez quienes me asesoraron e impartieron conocimientos durante el proceso de investigación haciendo posible la obtención de un buen resultado de investigación, a su vez agradezco al semillero FCEU (Fenómenos Cuánticos y otros Eventos Universales) de la Universidad Santo Tomas con el cuál fue posible de realizar la investigación y, ofrezco un especial agradecimiento a mi asesor el Dr. José Cabarcas quien no solo dio seguimiento a todo el proceso sino que también impartió un vasto conocimiento y aprecio sobre el tema que hizo posible obtener los resultados esperados. Finalmente agradezco a mi

familia, amigos y compañeros de investigación por todo el apoyo brindado durante la estancia.

REFERENCIAS

[1] Branco, G; (1999). CP Violation (1st ed.) Oxford: Oxford University Press.

[2] Cuentos Cuánticos; (2011), El Problema de Klein Gordon, Cuentos-Cuánticos. Recuperado de: https://cuentos-cuanticos.com/2011/11/27/el-problema-de-klein-gordon/ (2016).

[3] Cuentos Cuánticos; (2011), Gauge esto, Gauge lo otro… ¿Qué es una teoría gauge? Recuperado de: https://cuentos-cuanticos.com/2011/11/27/el-problema-de-klein-gordon/ (2016).

[4] van Dam, S; (2012). Spontaneous symmetry breaking in the Higgs mechanism, PhiSci ARCHIVE. Recuperado de: http://philsci-archive.pitt.edu/9295/ (2016)

[5] Ceccucci, A; Ligeti, Z; Sakai, Y; (2014), THE CKM QUARK-MIXING MATRIX, Particle Data Group, Recuperado de: http://pdg.lbl.gov/2015/reviews/rpp2015-rev-ckm-matrix.pdf (2016)

Höcker, A; Ligeti, Z; (2006-2007), CP violation and the CKM matrix, CERN, CH–1211 Geneva 23, Switzerland (2016)

Nierste, U; (2005), CKM matrix and CP violation, Fermilab Wine&Cheese seminar. Recuperado de: http://theory.fnal.gov/jetp/talks/nierste.pdf.