

# IDENTIFICANDO EL INFLATÓN CON EL BOSÓN DE HIGGS DEL MODELO ESTÁNDAR

César D. Peralta<sup>1</sup>, Yeinzon Rodríguez<sup>2,3</sup>

## RESUMEN

**Peralta, C. D.; Y. Rodríguez:** Identificando el Inflatón con el Bosón de Higgs del Modelo Estándar. Rev. Acad. Colomb. Cienc. **36** (138): 25-36, 2012. ISSN 0370-3908.

En este artículo, se estudia la posibilidad de que el bosón de Higgs del Modelo Estándar de Partículas Elementales pueda generar inflación primordial del tipo *rodadura lenta*, lo que resolvería los problemas clásicos de la cosmología estándar. El requisito crucial para hacer viable esta posibilidad, es que el campo escalar de Higgs presente un tipo particular de acoplamiento no mínimo a la gravedad. Se realiza una transformación conforme desde el marco de Jordan al marco de Einstein encontrándose una modificación al tradicional potencial de Higgs para valores muy grandes del campo, lo que permite una zona de alta planitud y, por ende, inflación primordial del tipo rodadura lenta. Se comparan los resultados asociados al índice espectral y a la razón tensor a escalar con las cotas observacionales más recientes, encontrándose que la generación de estructuras a gran escala en este escenario es satisfactoria.

**Palabras clave:** Inflación, bosón de Higgs, acoplamiento no mínimo a la gravedad.

## ABSTRACT

Particles can generate primordial inflation of the slow-roll variety, which solves the classical problems of the standard cosmology. The crucial requirement, for this possibility to be feasible, is that the scalar Higgs field is, in a particular way, non-minimally coupled to gravity. A conformal transformation is performed from the Jordan's frame to the Einstein's frame so that a modification on the traditional Higgs potential is found for very large values of the field; this allows a high flatness zone and, therefore,

- 
- 1 Escuela de Física, Universidad Industrial de Santander, Ciudad Universitaria, Bucaramanga 680002, Colombia, E-mail: cesardany12@yahoo.com.mx
  - 2 Centro de Investigaciones en Ciencias Básicas y Aplicadas, Universidad Antonio Nariño, Cra 3 Este # 47A -15, Bogotá, D.C. 110231, Colombia, E-mail: yeinzon.rodriguez@uan.edu.co
  - 3 Escuela de Física, Universidad Industrial de Santander, Ciudad Universitaria, Bucaramanga 680002, Colombia, E-mail: yrodrig@uis.edu.co

primordial inflation of the rodadura lenta variety. The results associated to the spectral index and the tensor to scalar ratio are compared against the most recent observational bounds; from the latter, we conclude that the generation of the large-scale structure is successful in this scenario.

**Key words:** Inflation, Higgs boson, non-minimal coupling to gravity.

## 1. Introducción

La inflación primordial (**Guth**, 1981; **Linde**, 1982) se define como una fase inicial del Universo con expansión acelerada (cuasiexponencial) que permite explicar de forma natural la casi uniforme temperatura observada en la Radiación Cosmica de Fondo (RCF) (**Penzias & Wilson**, 1965) y la, también observada (**Komatsu et al.**, 2011), planitud del Universo. Adicionalmente, este período predice un espectro casi invariante con respecto a la escala, asociado a las perturbaciones en la densidad de energía que son vitales para la generación de las estructuras a gran escala en el Universo (**Guth & Pi**, 1982; **Lyth & Liddle**, 2009; **Rodríguez**, 2009), y perturbaciones tensoriales (**Starobinsky**, 1979) asociadas a la generación de ondas gravitacionales. Las perturbaciones en la densidad de energía fueron confirmadas por la observación de las anisotropías en la temperatura de la RCF, llevadas a cabo inicialmente por el satélite COBE en 1992 (**Smoot et al.**, 1992) y luego por el satélite WMAP en 2003 (**Bennett et al.**, 2003). Los modelos más simples para generar inflación proponen la introducción de un campo escalar primordial denominado el Inflatón (**Dodelson**, 2003; **Lyth & Liddle**, 2009; **Mukhanov**, 2005; **Weinberg**, 2008). Un requisito importante para la adecuada implementación del mecanismo inflacionario (**Linde**, 1982) es que el potencial del inflatón debe poseer una región lo suficientemente plana durante inflación conocida como la región de rodadura lenta (**Dodelson**, 2003; **Lyth & Liddle**, 2009; **Mukhanov**, 2005; **Weinberg**, 2008).

Los primeros intentos para modelar inflación, motivados por la fenomenología de partículas elementales (**Griffiths**, 2008; **Kane**, 1993; **Nakamura et al.**, 2010; **'t Hooft**, 1980), consistieron en el uso del campo escalar de Higgs, acoplado de forma mínima a la gravedad, como candidato natural para el inflatón. El Lagrangiano total en este caso viene dado por

$$\mathcal{L}_{tot} = \mathcal{L}_{ME} - \frac{M_P^2}{2} R \quad (1)$$

en donde  $M_P$  es la masa reducida de Planck,  $R$  es el escalar de Ricci (**Weinberg**, 1972), y  $\mathcal{L}_{ME}$  es el Lagran-

giano correspondiente al Modelo Estándar de Partículas Elementales (ME) (**Kane**, 1993) que contiene el Lagrangiano  $\mathcal{L}_H$  asociado al doblete escalar de Higgs  $H$ :

$$\mathcal{L}_{ME} \supset \mathcal{L}_H = -D_\mu H^\dagger D^\mu H + \mu^2 H^\dagger H - \lambda (H^\dagger H)^2 \quad (2)$$

siendo  $D_\mu$  la derivada covariante ante transformaciones de gauge asociadas al grupo de simetrías  $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  (**Kane**, 1993),  $\mu$  un parámetro de masa tal que  $\mu^2 > 0$ ,  $\lambda$  una constante de autoacoplamiento, y

$$H = \begin{pmatrix} H^+ \\ H^0 \end{pmatrix} \quad (3)$$

Sin embargo, para generar el período inflacionario requerido, es necesario asumir en este modelo una constante de auto-acoplamiento  $\lambda \simeq 10^{-13}$  (**Linde**, 1983), siendo ésta muy pequeña en comparación con la esperada a partir de la cota mínima obtenida por el LHC y el LEP del CERN para la masa del bosón de Higgs (**Abbiendi et al.**, 2003; **Atlas Collaboration**, 2012). Por otro lado, este modelo deriva en resultados desfavorables desde el punto de vista post-inflacionario en cuanto a la adecuada generación del proceso de recalentamiento (**Allahverdi, Brandenberger, Cyr-Racine, & Mazumdar**, 2010). Actualmente, esta posibilidad se encuentra descartada por las observaciones de la RCF (**Komatsu et al.**, 2011).

Hacia comienzos de los años 80's se observa que el problema del pequeño valor de  $\lambda$  puede ser evitado reemplazando el segundo término en el Lagrangiano total (c.f. Ec. (1)) por un término de acoplamiento no mínimo a la gravedad de la forma  $\xi H^\dagger H R$  (**Spokoiny, 1984; Zee**, 1979):

$$\mathcal{L}_{tot} = \mathcal{L}_{ME} - \xi H^\dagger H R \quad (4)$$

De esta manera, se relaja el ajuste fino sobre  $\lambda$ , y se da origen al término  $-\frac{M_P^2}{2} R$  en el Lagrangiano total efectivo a través del valor esperado en el vacío del campo de Higgs. Dicho procedimiento de generación dinámica de la masa reducida de Planck (la cual determina la fortaleza de la interacción gravitacional) se denomina el mecanismo de gravedad inducida. Desafortunadamente, este mecanismo conlleva a una física de par-

tículas incoherente con los resultados experimentales (**Cervantes-Cota & Dehnen**, 1995; **van der Bij**, 1994; **van der Bij**, 1995).

Trabajos recientes señalan que el bosón de Higgs del ME podría ser satisfactoriamente identificado con el inflatón siempre y cuando éste se encuentre acoplado de forma no mínima a la gravedad (**Barbinsky, Kamenshchik, & Sta-robinsky**, 2008; **Bezrukov**, 2008; **Bezrukov, Magnin, & Shaposhnikov**, 2009; **Bezrukov & Shaposhnikov**, 2008). Así, no se requerirían extensiones del ME para dar cuenta de un período inflacionario primordial con perturbaciones cosmológicas en concordancia con la estadística de las anisotropías en la temperatura de la RCF. Estos trabajos demuestran que los valores obtenidos para parámetros tales como el índice espectral  $n_s$  y la razón tensor a escalar  $r$  caen dentro del contorno de 68% de nivel de confianza ( $1\sigma$ ) correspondiente a las observaciones más recientes del satélite WMAP (**Komatsu et al.**, 2011).

La idea principal es considerar el Lagrangiano total en donde el bosón de Higgs se encuentra acoplado de forma no mínima a la gravedad de acuerdo a:

$$\mathcal{L}_{tot} = \mathcal{L}_{ME} - \frac{M^2}{2}R - \xi H^\dagger HR \quad (5)$$

en donde  $\mathcal{L}_{ME}$  es el lagrangiano correspondiente al ME,  $M$  es algún parámetro de masa,  $R$  es el escalar de Ricci,  $H$  es el doblete de Higgs, y  $\xi$  es una constante de acoplamiento. Si  $\xi=0$ , se dice que el acoplamiento del campo de Higgs a la gravedad es “mínimo”; así,  $M$  es identificado con la masa reducida de Planck  $M_p$  la cual se encuentra relacionada con la constante de gravitación universal  $G$  de la forma  $M_p \equiv (8\pi G)^{-1/2} = 2,436 \times 10^{18}$  GeV. El escenario con  $\xi = 0$  conduce a buenos resultados fenomenológicos en física de partículas, pero no reproduce inflación del tipo rodadura lenta. Por otra parte, si se asume que  $M=0$ , considerando de este modo gravedad inducida (**Spokoiny**, 1984; **Zee**, 1979), el período inflacionario primordial del tipo rodadura lenta se presenta si  $\xi \sim (M_p/M_w)^2 \sim 10^{32}$  en donde  $M_w \sim 100$  GeV es la escala electrodébil. Dicho escenario, sin embargo, falla en la descripción de la fenomenología de partículas observada (**Cervantes-Cota & Dehnen**, 1995; **van der Bij**, 1994; **van der Bij**, 1995). Estos argumentos indican que puede existir una elección intermedia de  $M$  y  $\xi$  que se ajuste adecuadamente a inflación del tipo rodadura lenta y a física de partículas al mismo tiempo. De hecho, si se escoge  $M = M_p$  y se hace el parámetro  $\xi$  lo suficientemente pequeño,  $\xi \lll 10^{32}$ , es decir, muy lejos

del régimen de gravedad inducida, entonces el límite de bajas energías de la teoría descrita por el Lagrangiano en la Ec. (5) es justamente el ME con el bosón de Higgs usual. Ahora bien, si a su vez  $\xi$  es lo suficientemente grande,  $\xi \gg 1$ , el comportamiento del potencial escalar, relevante para el escenario inflacionario, cambia drásticamente y es posible obtener inflación del tipo rodadura lenta satisfactoriamente.

Cabe destacar que hasta la fecha no ha sido detectado el bosón de Higgs. La dificultad más grande del ME radica en no poder predecir su masa. Los últimos experimentos realizados en el CERN por el detector ATLAS del LHC muestran por escaneo directo que la masa del Higgs debe estar por encima de 115.5 GeV con un 95% de nivel de confianza (**ATLAS Collaboration**, 2012) (teniendo en cuenta también los resultados obtenidos por el LEP del CERN (**Abbiendi et al.**, 2003)). Por otra parte, el detector CMS del CERN ha mostrado que el rango de masas de 127 a 600 GeV se encuentra excluido con un 95% de nivel de confianza (**CMS Collaboration**, 2012). Adicionalmente, los tests de precisión de la teoría electrodébil indican que la cota máxima para la masa del bosón de Higgs es de 158 GeV (**ALEPH Collaboration et al.**, 2010). Finalmente es de anotar que, de forma muy interesante, se presenta un exceso de eventos en ATLAS y CMS sobre el fondo esperado del ME para una masa del bosón de Higgs de 126 GeV, de acuerdo a ATLAS, siendo estadísticamente significativo a  $3.5\sigma$  (**ATLAS Collaboration**, 2012), y para una masa de 124 GeV, de acuerdo a CMS, siendo estadísticamente significativo a  $3.1\sigma$  (**CMS Collaboration**, 2012). Se requiere un mayor número de datos para aclarar el origen de estos excesos y, por ende, para anunciar, si es el caso, el descubrimiento del bosón de Higgs.

Esencialmente el artículo se organiza como sigue: en la Sección 2, se estudia la posibilidad de obtener inflación del tipo rodadura lenta mediante el campo escalar de Higgs acoplado de forma mínima a la gravedad. En la Sección 3, se presenta la acción efectiva, en el marco de Jordan (**Wald**, 1984), para el escenario en donde el bosón de Higgs se encuentra acoplado de forma no mínima a la gravedad; posteriormente se realiza una transformación conforme del marco de Jordan al marco de Einstein (**Wald**, 1984) para así obtener la forma del potencial requerido en una configuración en donde el acoplamiento a la gravedad es mínimo. En la Sección 4, se analiza la viabilidad de un período inflacionario primordial del tipo rodadura lenta; se calculan los parámetros cosmológicos y se comparan con las

cotas observacionales más recientes. Finalmente, en la Sección 5, se presentan las conclusiones.

## 2. El Campo Escalar de Higgs acoplado de forma mínima a la gravedad

El potencial para el campo escalar de Higgs presenta tres regiones en donde, eventualmente, se podría generar inflación del tipo rodadura lenta. Para determinar la viabilidad de inflación de este tipo en cada una de estas regiones, se calcularán los respectivos parámetros de rodadura lenta y se observará si las condiciones respectivas (**Dodelson**, 2003; **Lyth & Liddle**, 2009; **Mukhanov**, 2005; **Weinberg**, 2008) se satisfacen.

Primero que todo se define el doblete escalar de Higgs en el gauge unitario de la forma

$$H = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \phi \end{pmatrix} \quad (6)$$

El potencial escalar, cuando el bosón de Higgs se encuentra acoplado de forma mínima a la gravedad, adquiere entonces la forma (**Kane**, 1993):

$$V(\phi) = -\frac{1}{2}\mu^2\phi^2 + \frac{1}{4}\lambda\phi^4 \quad (7)$$

a partir del cual se obtiene el valor de  $\phi$  para el mínimo de  $V(\phi)$ :

$$\phi = \sqrt{\frac{\mu^2}{\lambda}} \equiv v \quad (8)$$

Ahora, el valor del potencial para  $\phi = v$  es

$$\begin{aligned} V(\phi = v) &= -\frac{1}{4}\frac{\mu^4}{\lambda} \\ &= -V_0 \end{aligned} \quad (9)$$

Así, se redefine el potencial reescalándolo de manera que su mínimo corresponda a  $V=0$  (véase la Figura 1)<sup>4</sup>:

$$V(\phi) = V_0 - \frac{1}{2}\mu^2\phi^2 + \frac{1}{4}\lambda\phi^4 \quad (10)$$

En este potencial se pueden considerar tres regiones en donde, eventualmente, se podría generar inflación del tipo rodadura lenta, las cuales vienen definidas por el valor relativo del campo escalar  $\phi$  con respecto a su valor esperado en el vacío  $v$ :

$$\begin{aligned} \phi &\ll v \\ \phi &\simeq v \\ \phi &\gg v \end{aligned} \quad (11)$$

En la primera región  $\phi \sim 0$ ; en consecuencia el último término del potencial en la Ec. (10) se desprecia por tender a cero más rápidamente que los primeros dos términos. De esta manera, el potencial se puede describir con una muy buena aproximación como:

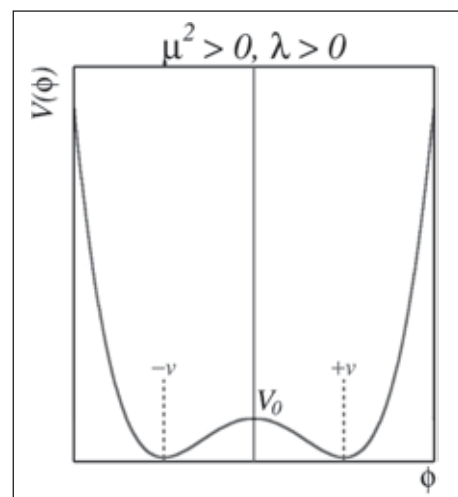
$$V(\phi) \simeq V_0 - \frac{1}{2}\mu^2\phi^2 \quad (12)$$

Los parámetros de rodadura lenta (**Dodelson**, 2003; **Lyth & Liddle**, 2009; **Mukhanov**, 2005; **Weinberg**, 2008) son en esta aproximación:

$$\epsilon = \frac{M_P^2}{2} \left( \frac{V'(\phi)}{V(\phi)} \right)^2 \simeq \frac{8M_P^2\phi^2}{v^4} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \eta &= M_P^2 \frac{V''(\phi)}{V(\phi)} \simeq -\frac{4M_P^2}{v^2} \\ &= -\frac{4 \cdot (2436 \times 10^{18})^2}{(246)^2} \simeq -3.92 \times 10^{32} \end{aligned} \quad (14)$$

en donde una prima denota una derivada con respecto al campo escalar  $\phi$ , y se ha usado  $v \simeq 246$  GeV de acuerdo a los resultados experimentales concernientes al decaimiento beta del neutrón (**Nakamura et al.**, 2010). Las condiciones de rodadura lenta exigen que tanto  $|\eta|$  como  $\epsilon$  sean  $\ll 1$ . Para esta primera región del potencial, se observa que  $|\eta|$  presenta un valor mu-



**Figura 1:** Potencial asociado al campo escalar de Higgs en una dimensión cuando éste se encuentra acoplado de forma mínima a la gravedad. Este potencial se ha reescalado de tal manera que sus mínimos estables corresponden a  $V=0$  y su máximo inestable corresponde a  $V = V_0$ .

<sup>4</sup> Lo anterior con el fin de hacer este modelo coherente con la pequeña contribución a la densidad de energía proveniente de la constante cosmológica (**Weinberg**, 2008).

cho mayor que 1. Por lo tanto es imposible generar inflación.

En la segunda región  $\phi \simeq v$ , y por lo tanto todos los términos del potencial en la Ec. (10) son igualmente importantes. Así, los parámetros de rodadura lenta vienen dados por:

$$\epsilon \simeq \frac{M_P^2}{2} \left( \frac{-\mu^2\phi + \lambda\phi^3}{V_0 - \frac{1}{2}\mu^2\phi^2 + \frac{1}{4}\lambda\phi^4} \right)^2 \quad (15)$$

$$\begin{aligned} &\approx \frac{2M_P^2}{(\phi - v)^2} \\ \eta &\simeq M_P^2 \left( \frac{-\mu^2 + 3\lambda\phi^2}{V_0 - \frac{1}{2}\mu^2\phi^2 + \frac{1}{4}\lambda\phi^4} \right) \quad (16) \\ &\approx \frac{2M_P^2}{(\phi - v)^2} \end{aligned}$$

Dado que para esta región el valor del potencial es prácticamente igual a cero (ya que el campo escalar se encuentra alrededor de su valor esperado en el vacío), y teniendo en cuenta las expresiones (15) y (16), se puede observar que tanto  $\epsilon$  como  $|\eta|$  divergen, haciendo que la inflación del tipo rodadura lenta sea imposible en esta región.

Finalmente, en la tercera región  $\phi \gg v$ , con lo cual el último término en el potencial de la Ec. (10) es el dominante:

$$V(\phi) \simeq \frac{1}{4}\lambda\phi^4 \quad (17)$$

Procediendo de igual manera que en los dos casos anteriores, los parámetros de rodadura lenta vienen dados por (Linde, 1983).

$$\epsilon \simeq \frac{8M_P^2}{\phi^2} \quad (18)$$

$$\eta \simeq \frac{12M_P^2}{\phi^2} \quad (19)$$

de lo que se concluye que, en este caso, inflación del tipo rodadura lenta es viable en tanto se satisfaga la condición  $\phi^2 \gg 12M_P^2$ .

El valor del campo escalar al final de inflación,  $\phi_{\text{end}}$ , se determina a partir de la violación de las condiciones de rodadura lenta, es decir,

$$\phi_{\text{end}}^2 \simeq 12M_P^2 \quad (20)$$

Así, y empleando la expresión

$$N(\phi_*) = \frac{1}{M_P^2} \int_{\phi_{\text{end}}}^{\phi_*} \frac{V(\phi)}{V'(\phi)} d\phi \quad (21)$$

que cuantifica el monto de inflación desde que el campo escalar  $\phi$  tiene un valor  $\phi^*$  hasta el final de inflación cuando  $\phi = \phi_{\text{end}}$  (Dodelson, 2003; Lyth & Liddle, 2009; Mukhanov, 2005; Weinberg, 2008), se obtiene

$$\phi_*^2 \simeq 4M_P^2(2N(\phi_*) + 3) \quad (22)$$

De esta manera, y con el fin de comparar  $\epsilon$  y  $\eta$  con las observaciones sobre estructura a gran escala, se deben calcular estos parámetros en el tiempo  $t^*$  (correspondiente a  $N(\phi_*) \simeq 60$  (Lyth & Liddle, 2009) en el cual el Universo sale del horizonte. Insertando entonces la expresión dada en la Ec. (22) en las Ecs. (18) y (19) se obtiene

$$\epsilon(t_*) \simeq \frac{2}{2N(\phi_*) + 3} \simeq 0.016 \quad (23)$$

$$\eta(t_*) \simeq \frac{3}{2N(\phi_*) + 3} \simeq 0.024 \quad (24)$$

Estos valores son mucho menores que uno, lo cual es coherente con lo anotado justo después de las Ecs. (18) y (19). Ahora bien, con el fin de generar estructura a gran escala, se debe satisfacer la normalización de COBE (Lyth & Liddle, 2009):

$$\frac{V(\phi_*)}{\epsilon(t_*)} = (0.027M_P)^4 \quad (25)$$

de lo que se concluye que

$$\frac{\frac{1}{4}\lambda [4M_P^2(2N(\phi_*) + 3)]^2}{0.016} \simeq (0.027M_P)^4 \quad (26)$$

$$\implies \lambda \simeq 1.41 \times 10^{-13} \quad (27)$$

Los últimos análisis realizados en el LHC del CERN (en conjunto con los resultados obtenidos por el LEP del CERN (Abbiendi *et. al.*, 2003)) revelaron que el valor mínimo que podría tener la masa del bosón escalar de Higgs es 115.5 GeV (ATLAS Collaboration, 2012). De acuerdo a esto, y dado que la masa del bosón de Higgs es expresada como (Kane, 1993)

$$M_H^2 = 2\lambda v^2 \quad (28)$$

el mínimo valor que podría tener  $\lambda$  es

$$\lambda = \frac{M_H^2}{2v^2} \geq \frac{(115.5)^2}{2 \cdot (246)^2} \simeq 0.11 \quad (29)$$

Así que, el valor encontrado para  $\lambda$  en la Ec. (27), consistente con la generación de inflación primordial del tipo rodadura lenta, es inconsistente con la cota mínima para la masa del bosón de Higgs en 12 órdenes de magnitud.

De esta manera, se ha demostrado que ninguna de las regiones del potencial escalar de Higgs, cuando éste se encuentra acoplado de forma mínima a la gravedad, es adecuada para la generación primordial del tipo rodadura lenta; en primer lugar porque las dos primeras regiones violan las condiciones de rodadura lenta, y en segundo lugar porque, a pesar de que en la tercera región sí se satisfacen las condiciones de rodadura lenta, el valor de la constante de autoacoplamiento  $\lambda$  consistente con inflación es muy pequeño comparado con la cota mínima sobre ella proveniente de la cota mínima para la masa del bosón de Higgs.

### 3. El campo escalar de Higgs acoplado de forma no mínima a la gravedad

Se considerará ahora el sector escalar del ME acoplado de forma no mínima a la gravedad. Al redefinir ahora  $\phi = h$ , e ignorando las interacciones con los sectores de fermiones y de bosones vectoriales, la acción a estudiar tiene la forma (Bezrukov & Shaposhnikov, 2008)

$$S_J = \int d^4x \sqrt{-g} \left\{ -\frac{M_P^2 + \xi h^2}{2} R - \frac{\partial_\mu h \partial^\mu h}{2} - \frac{\lambda}{4} (h^2 - v^2)^2 \right\} \quad (30)$$

en donde  $g$  es el determinante de la métrica  $g_{\mu\nu}$  para un Universo homogéneo e isótropo, y  $\xi$  es una constante de acoplamiento que satisface  $1 \ll \xi \ll 10^{32}$ . La expresión en la Ec. (30), en la que el término cinético para  $h$  es canónico, pero en la que a su vez  $h$  está acoplado de forma no mínima a la gravedad, se dice que corresponde a la acción en el marco de Jordan (Wald, 1984). Por el contrario, una acción en la que el término cinético pueda eventualmente ser no canónico, pero en donde el campo escalar en cuestión está acoplado de forma mínima a la gravedad, se dice que está escrita en el marco de Einstein (Wald, 1984).

La transformación conforme que lleva la acción desde el marco de Jordan hasta el marco de Einstein es descrita como

$$\hat{g}_{\mu\nu} = \Omega^2 g_{\mu\nu} \quad (31)$$

en donde  $\hat{g}_{\mu\nu}$  es la nueva métrica, en el marco de Einstein, y  $g_{\mu\nu}$  es la métrica en el marco de Jordan. A partir de esta transformación se define un nuevo escalar de Ricci  $\hat{R}$ , en el marco de Einstein, dado por (Wald, 1984)

$$R = \Omega^2 \hat{R} - 6\hat{g}^{\mu\nu} (\Omega \Omega_{,\mu\nu} - \Omega_{,\mu} \Omega_{,\nu}) \quad (32)$$

en donde las comas denotan derivadas ordinarias con respecto a la coordenada respectiva. Reemplazando las expresiones (31) y (32) en la Ec. (30), se obtiene

$$S_E = \int d^4x \Omega^{-4} \sqrt{-\hat{g}} \left\{ -\frac{M_P^2}{2} \left( 1 + \frac{\xi h^2}{M_P^2} \right) * \left( \Omega^2 \hat{R} - 6\hat{g}^{\mu\nu} [\Omega \Omega_{,\mu\nu} - \Omega_{,\mu} \Omega_{,\nu}] \right) - \Omega^2 \frac{\partial_\mu h \partial^\mu h}{2} - \frac{\lambda}{4} (h^2 - v^2)^2 \right\} \quad (33)$$

Se asumirá ahora que la forma funcional de  $\Omega$  está dada por (Bezrukov & Shaposhnikov, 2008)

$$\Omega^2 = 1 + \frac{\xi h^2}{M_P^2} \quad (34)$$

Así, la acción en el marco de Einstein se reduce a

$$S_E = \int d^4x \sqrt{-\hat{g}} \left\{ -\frac{M_P^2}{2} \hat{R} - 6\frac{M_P^2}{2} \Omega^{-2} \hat{g}^{\mu\nu} \Omega_{,\mu} \Omega_{,\nu} - \Omega^{-2} \frac{\partial_\mu h \partial^\mu h}{2} - \frac{\lambda}{4} \Omega^{-4} (h^2 - v^2)^2 \right\} \quad (35)$$

en donde el segundo término de la segunda línea en la Ec. (33):

$$\int d^4x \sqrt{-\hat{g}} \frac{M_P^2}{2} 6\Omega^{-1} \hat{g}^{\mu\nu} \Omega_{,\mu\nu} \quad (36)$$

se hace cero en virtud al teorema de la divergencia y a la suposición de que el valor de  $h$  en el infinito es cero. Teniendo en cuenta la Ec. (34), se obtiene

$$\Omega_{,\mu} = \frac{\xi h}{\Omega M_P^2} h_{,\mu} \quad (37)$$

con lo que el segundo término de la Ec. (35) se escribe

$$-\frac{6M_P^2\Omega^{-2}}{2} \left( \frac{\xi^2 h^2}{\Omega^2 M_P^4} \hat{g}^{\mu\nu} h_{,\mu} h_{,\nu} \right) = -\frac{6\xi^2 h^2}{2\Omega^4 M_P^2} \hat{g}^{\mu\nu} h_{,\mu} h_{,\nu} \quad (38)$$

el cual se puede agrupar con el tercer término de la Ec. (35) para así obtener

$$-\frac{\partial_\mu h \partial^\mu h}{2\Omega^2} \left( 1 + \frac{6\xi^2 h^2}{M_P^2 \Omega^2} \right) = -\frac{\partial_\mu h \partial^\mu h}{2} \left( \frac{\Omega^2 + 6\xi^2 h^2}{\Omega^4} \frac{M_P^2}{M_P^2} \right) \quad (39)$$

Con el fin de que este último término corresponda a un término cinético canónico, se define la nueva variable  $\chi$ , tal que (**Bezrukov & Shaposhnikov, 2008**)

$$\frac{d\chi}{dh} = \sqrt{\frac{\Omega^2 + 6\xi^2 h^2}{\Omega^4} \frac{M_P^2}{M_P^2}} \quad (40)$$

Así, y teniendo en cuenta que

$$\begin{aligned} \frac{\partial\chi}{\partial x^\mu} &= \frac{d\chi}{dh} \frac{\partial h}{\partial x^\mu} \\ \Rightarrow \frac{\partial_\mu \chi \partial^\mu \chi}{2} &= \frac{\partial_\mu h \partial^\mu h}{2} \left( \frac{d\chi}{dh} \right)^2 \end{aligned} \quad (41)$$

se llega finalmente a la acción en el marco de Einstein  $S_E$  para un campo  $\chi$  con término cinético canónico,

$$S_E = \int d^4x \sqrt{-\hat{g}} \left\{ -\frac{M_P^2}{2} \hat{R} - \frac{\partial_\mu \chi \partial^\mu \chi}{2} - U(\chi) \right\} \quad (42)$$

y cuyo potencial adopta la forma

$$U(\chi) = \frac{\lambda}{4\Omega^4(\chi)} (h^2(\chi) - v^2)^2 \quad (43)$$

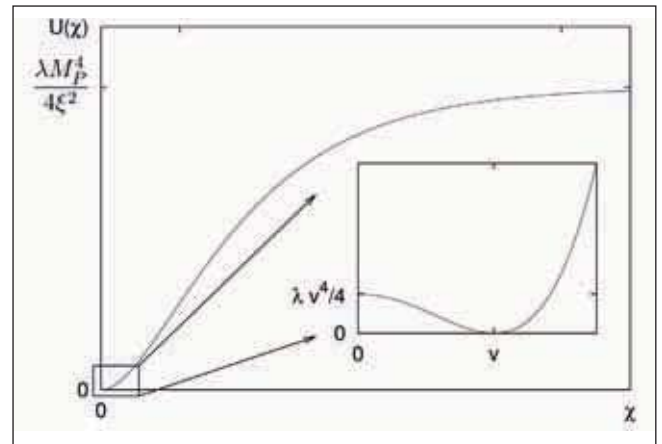
Con base en la Ec. (40), se determinará ahora la dependencia funcional explícita del potencial  $U(\chi)$  con respecto al campo escalar  $\chi$ . Un análisis de dicha dependencia funcional revelará la existencia de dos regiones vitales para el adecuado funcionamiento de este modelo. En la primera región, se reproduciría de la fenomenología de física de partículas asociada al Higgs; en la segunda región se podrá obtener inflación del tipo rodadura lenta a su vez que se generará satisfactoriamente estructura a gran escala. En primera instancia, se analizará el potencial para valores de  $h$  muy pequeños en comparación con  $M_P/\xi$ . Así, y teniendo en cuenta que  $\xi \gg 1$ , se observa de la Ec. (34) que  $\Omega^2 \simeq 1$ , lo cual conduce a  $d\chi/dh \simeq 1$  de acuerdo a la Ec. (40). De esta manera,

$$d\chi \simeq dh \quad \Rightarrow \quad h \simeq \chi \quad (44)$$

Así, el campo escalar  $\chi$  en esta región es el mismo campo escalar de Higgs  $h$ , en tanto que el potencial  $U(\chi)$  adquiere la estructura usual para el potencial de Higgs cuando éste se encuentra acoplado de forma mínima a la gravedad:

$$U(\chi) \simeq \frac{\lambda}{4} (\chi^2 - v^2)^2 \quad (45)$$

La anterior expresión revela que, para valores de  $\chi$  mucho menores que  $M_P/\xi$ , se reproduce la fenomenología de física de partículas asociada al campo escalar de Higgs. La Figura 2 presenta el potencial efectivo  $U(\chi)$  para las dos regiones anteriormente mencionadas; en un pequeño recuadro a la izquierda, del cual se hace un aumento a la derecha de la gráfica, se observa que la forma del potencial, para valores de  $h$  mucho menores que  $M_P/\xi$ , es la usual forma de sombrero mexicano para el campo escalar de Higgs acoplado de forma mínima a la gravedad que ya se había presentado en la Figura 1.



**Figura 2:** Potencial Efectivo  $U(\chi)$  en el marco de Einstein. En la primera región, correspondiente al pequeño recuadro a la izquierda, del cual se hace un aumento a la derecha, el potencial adopta la usual forma de sombrero mexicano para el campo escalar de Higgs acoplado de forma mínima a la gravedad (véase la Figura 1). En la segunda región, correspondiente al resto de la gráfica, el potencial presenta una zona de alta planitud para valores de  $\chi$  lo suficientemente grandes. Como se discute en la Sección 4, tal planitud del potencial hace posible que en esta región se presente inflación del tipo rodadura lenta en coherencia con la generación de estructura a gran escala (**Bezrukov & Shaposhnikov, 2008**).

En segunda instancia, se analizará el potencial para valores de  $h$  muy grandes en comparación con  $M_P/\xi$ . Así, a partir de la Ec. (34) se obtiene

$$\Omega^2 \simeq \frac{\xi h^2}{M_P^2} \tag{46}$$

con lo cual se deduce, a partir de la Ec. (40), que

$$\begin{aligned} \frac{d\chi}{dh} &\simeq \sqrt{\frac{\xi h^2 M_P^2 + 6\xi^2 h^2 M_P^2}{\xi^2 h^4 M_P^4}} \\ &= \sqrt{\frac{1 + 6\xi}{\xi} \cdot \frac{M_P^2}{h^2}} \simeq \frac{\sqrt{6}M_P}{h} \end{aligned} \tag{47}$$

en donde nuevamente se ha empleado el hecho de que  $\xi \gg 1$ . De esta manera, por integración se obtiene

$$\begin{aligned} \int_{\chi_0}^{\chi} d\chi &= \int_{h_0}^h \frac{\sqrt{6}M_P}{h} dh \\ \Rightarrow \chi - \chi_0 &= \sqrt{6}M_P \ln\left(\frac{h}{h_0}\right) \end{aligned} \tag{48}$$

en donde  $h_0$  se puede identificar con el límite inferior de la aproximación realizada sobre  $h$ , es decir,  $h_0 = M_P/\sqrt{\xi}$ , y  $\chi_0$  se puede asumir por el momento igual a  $h_0$  como resultado de pretender conectar las soluciones para  $\chi$  correspondientes a las dos regiones en el punto de encuentro entre ellas. La expresión (48) queda entonces escrita como

$$\chi - \frac{M_P}{\sqrt{\xi}} = \sqrt{6}M_P \ln\left(\frac{h}{M_P/\sqrt{\xi}}\right) \tag{49}$$

de donde se puede observar que

$$\chi \gg \sqrt{6}M_P \tag{50}$$

para lo cual se ha tenido en cuenta que  $h \gg M_P/\sqrt{\xi}$  y  $\xi \gg 1$ . La anterior expresión redefine el valor para  $\chi_0$  supuesto anteriormente:

$$\chi_0 = \sqrt{6}M_P \tag{51}$$

de la que se obtiene la expresión para el campo escalar de Higgs  $h$  en términos del campo escalar  $\chi$  a partir de la Ec. (48):

$$\begin{aligned} h &= \frac{M_P}{\sqrt{\xi}} \exp\left[(\chi - \sqrt{6}M_P) \sqrt{6}M_P\right] \\ &\simeq \frac{M_P}{\sqrt{\xi}} \exp\left[\frac{\chi}{\sqrt{6}M_P}\right] \end{aligned} \tag{52}$$

Por otra parte, para evitar el régimen de gravedad inducida (Zee, 1979), se debe asegurar que

$$\frac{\xi v^2}{2} R \ll \frac{M_P^2}{2} R \tag{53}$$

de acuerdo a la Ec. (30). Lo anterior implica, para la segunda región correspondiente a valores de  $h$  mucho mayores que  $M_P/\sqrt{\xi}$ , que

$$h^2 \gg \frac{M_P^2}{\xi} \gg v^2 \tag{54}$$

Finalmente, con base en las Ecs. (46) y (52), el parámetro  $\Omega^2$  puede ahora escribirse en función de  $\chi$  de la siguiente manera:

$$\Omega^2 = 1 + \exp\left[\frac{2\chi}{\sqrt{6}M_P}\right] \tag{55}$$

Así, reemplazando las Ecs. (52), (54), y (55) en la Ec. (43), el potencial para el campo escalar  $\chi$  adquiere la forma

$$\begin{aligned} U(\chi) &= \frac{\lambda}{4\Omega^4(\chi)} (h^2(\chi) - v^2)^2 \\ &\simeq \left(1 + \exp\left[\frac{2\chi}{\sqrt{6}M_P}\right]\right)^{-2} \frac{\lambda M_P^4}{4\xi^2} \exp\left[\frac{4\chi}{\sqrt{6}M_P}\right] \\ \Rightarrow U(\chi) &= \frac{\lambda M_P^4}{4\xi^2} \left(1 + \exp\left[-\frac{2\chi}{\sqrt{6}M_P}\right]\right)^{-2} \end{aligned} \tag{56}$$

La anterior expresión revela que el potencial para el campo escalar  $\chi$  es exponencialmente plano para  $\chi \gg \sqrt{6}M_P$ . El potencial efectivo  $U(\chi)$  en el marco de Einstein es presentado en la Figura 2 y, como se observa, el potencial presenta una zona de alta planitud para valores de  $\chi$  lo suficientemente grandes. Como se verá en la próxima sección, tal planitud del potencial hace posible que en la segunda región se presente inflación del tipo rodadura lenta exitosamente y se genere estructura a gran escala de forma satisfactoria (Bezrukov & Shaposhnikov, 2008).

Antes de finalizar esta sección, se debe señalar que la viabilidad de este modelo ha sido puesta en entredicho, casi desde el mismo momento de su concepción, debido a que la teoría podría ser inestable a la escala de energía de inflación (Elias-Miro et al., 2011). Lo anterior implicaría la necesidad de incluir correcciones cuánticas, lo que a su vez ha motivado la formulación de cuatro propuestas alternativas a la presentada en este artículo: en la primera de ellas, el modelo nuevo de inflación Higgs (Germani & Kehagias, 2010a; Germani & Kehagias, 2010b), el término cinético del campo escalar es acoplado al tensor de Einstein (Granda, 2011; Granda & Cardona, 2010) teniendo como efecto un cambio en la normalización del campo durante inflación que permite la generación exito-

sa de estructuras a gran escala; en la segunda propuesta, la inflación cinética que corre (**Nakayama & Takahashi, 2010; Nakayama & Takahashi, 2011**), la introducción de un término cinético no estándar simplemente cambia la normalización del campo escalar en algún dominio del espacio del campo, conduciendo esencialmente al mismo efecto generado en la anterior propuesta; en la tercera propuesta, la G-inflación de Higgs (**Kamada, Kobayashi, Yamaguchi, & Yokoyama, 2011**), se incorpora la interacción de tipo Galileón más bajo orden no trivial (**Deffayet, Deser, & Esposito-Farese, 2009; Deffayet, Esposito-Farese, & Vikman, 2009; Nicolis, Rattazzi, & Trincherini, 2009**) a la acción, lo cual permite que los nuevos términos introducidos actúen como términos de fricción extra, suavizando de forma efectiva el potencial escalar y generando así, de forma exitosa, la estructura a gran escala; la cuarta propuesta, denominada el modelo de inflación de Einstein que corre (**Kamada et. al., 2012**), corresponde a una variante adicional de los modelos anteriormente descritos como resultado de que éstos caen en una subclase de la G-inflación generalizada (**Kobayashi, Yamaguchi, & Yokoyama, 2011**), la cual corresponde al modelo inflacionario más general de un único campo que posee ecuaciones de campo escalar y gravitacional de segundo orden. La fenomenología de estas cuatro propuestas es bastante rica y, adicionalmente, la presencia de derivadas de alto orden y el acoplamiento al tensor de Einstein podrían relajar las tensiones existentes con respecto a la estabilidad de la teoría a la escala inflacionaria (**Kamada et. al., 2012**); sin embargo, una discusión más profunda de cada una de estas propuestas va más allá de los propósitos del presente artículo.

#### 4. Inflación del tipo rodadura lenta y generación de estructura a gran escala a partir del Campo Escalar de Higgs acoplado de forma no mínima a la gravedad

Como se vio en la sección anterior, la expresión para el potencial efectivo en la Ec. (56) señala que existe una región de alta planitud, para valores lo suficientemente grandes de  $\chi$ , que podría dar origen a un período inflacionario primordial del tipo rodadura lenta. Para determinar claramente si esto es posible, se calculan los parámetros de rodadura lenta a partir del potencial efectivo en la Ec. (56), teniendo en cuenta que, para esta región,  $\chi \gg \sqrt{6}M_P$  y, adicionalmente,  $h$  viene expresado por la Ec. (52) con  $h \gg M_P/\sqrt{\xi}$  (**Bezrukov & Shaposhnikov, 2008**):

$$\epsilon = \frac{M_P^2}{2} \left( \frac{dU(\chi)}{U(\chi)} \frac{d\chi}{d\chi} \right)^2 = \frac{4}{3 \left( 1 + \exp \left[ \frac{2\chi}{\sqrt{6}M_P} \right] \right)^2}$$

$$\simeq \frac{4M_P^4}{3\xi^2 h^4} \quad (57)$$

$$\eta = M_P^2 \frac{d^2 U(\chi)}{U(\chi) d\chi^2} = - \frac{4}{3 \left( 1 + \exp \left[ \frac{2\chi}{\sqrt{6}M_P} \right] \right)^*} \left[ 1 - \frac{3}{\left( 1 + \exp \left[ \frac{2\chi}{\sqrt{6}M_P} \right] \right)} \right]$$

$$\simeq - \frac{4M_P^2}{3\xi h^2} \quad (58)$$

Se observa de esta manera que tanto  $\epsilon$  como  $|\eta|$  son mucho menores que 1; por lo tanto, esta región es compatible con un período inflacionario primordial del tipo rodadura lenta.

De forma similar a como se realizó en la Sección 2, se determina ahora el monto de inflación  $N(\chi_*)$  desde que el campo escalar  $\chi$  tiene un valor  $\chi$  hasta el final de inflación cuando  $\chi = \chi_{\text{end}}$ :

$$N = \frac{1}{M_P^2} \int_{\chi_{\text{end}}}^{\chi_*} \frac{U(\chi)}{dU(\chi)} d\chi$$

$$= \sqrt{\frac{3}{8M_P^2}} \int_{\chi_{\text{end}}}^{\chi_*} \left( 1 + \exp \left[ \frac{2\chi}{\sqrt{6}M_P} \right] \right) d\chi \quad (59)$$

$$\simeq \frac{3}{4} \frac{h_*^2 - h_{\text{end}}^2}{M_P^2 \xi}$$

Escogiendo  $N(\chi_*) \simeq 60$ , correspondiente al tiempo  $t_*$  en el cual el Universo sale del horizonte (**Lyth & Liddle, 2009**), y reemplazando

$$h_{\text{end}}^2 \simeq \frac{4M_P^2}{3\xi} \quad (60)$$

la cual se determina a partir de la violación de las condiciones de rodadura lenta, se encuentra que

$$h_*^2 \simeq 81 \cdot 33 \frac{M_P^2}{\xi} \quad (61)$$

Así, los parámetros de rodadura lenta  $\epsilon$  y  $\eta$  en el tiempo  $t_*$  son:

$$\epsilon(t_*) \simeq 2.02 \times 10^{-4} \quad (62)$$

$$\eta(t_*) \simeq -1.64 \times 10^{-2} \quad (63)$$

El índice espectral  $ns=1- 6 \epsilon + 2 \eta$  (Dodelson, 2003; Lyth & Liddle, 2009; Mukhanov, 2005; Weinberg, 2008) es en-tonces  $ns \simeq 0,966$ , mientras que la razón tensor a escalar  $r= 16 \epsilon$  (Dodelson, 2003; Lyth & Liddle, 2009; Mukhanov, 2005; Weinberg, 2008) adopta el valor  $r \simeq 0,0032$ . Para  $N(\chi_{\text{end}}) \simeq 50$ ,  $n \simeq 0,959$  y  $r \simeq 0,0046$ . Los valores predichos, tanto para  $N(\chi_{\text{end}}) \simeq 60$  como para  $N(\chi_{\text{end}}) \simeq 50$ , se encuentran dentro del contorno de 68% de nivel de confianza ( $1\sigma$ ) correspondiente al séptimo año de resultados del satélite WMAP (Komatsu *et. al.*, 2011) (véase la Figura 3). Se puede concluir entonces que la generación de estructura a gran escala en este modelo es exitosa.

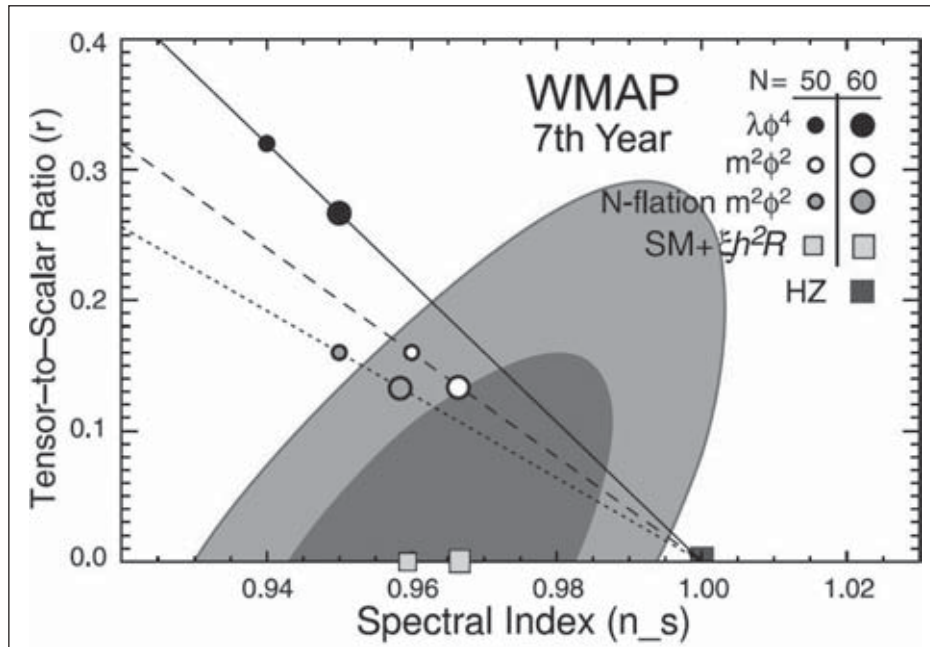
Finalmente, a partir de la normalización de COBE presentada en la Ec. (25), pero esta vez aplicada al potencial efectivo  $U(h)$ , introduciendo la Ec. (61), y reemplazando el autoacoplamiento  $\lambda$  por la relación entre la masa del bosón de Higgs  $M_H$  y el valor esperado en el vacío  $v$  presentada en la Ec. (28), se encuentra que

$$\begin{aligned} \frac{U(h_*)}{\epsilon(t_*)} &\simeq \frac{3}{16} \lambda h_*^4 \simeq 620 \cdot 58 \frac{M_H^2}{v^2} \frac{M_P^4}{\xi^2} \\ &\simeq (0.027 M_P)^4 \\ \implies \xi &\simeq 48000 \frac{M_H}{\sqrt{2}v} \end{aligned} \tag{64}$$

Debido a que la masa del bosón de Higgs se encuentra en el rango  $115,5 \text{ GeV} < M_H < 127 \text{ GeV}$  (Abbiendi *et. al.*, 2003; ATLAS Collaboration, 2012; CMS Collaboration, 2012), se concluye que la constante de acoplamiento no mínimo a la gravedad  $\xi$  debe estar en el rango:

$$16000 \lesssim \xi \lesssim 17500 \tag{65}$$

lo cual es coherente con la suposición inicial de que  $1 \ll \xi \ll 10^{32}$ . Así, se concluye que la generación de la estructura a gran escala en este escenario es exitosa.



**Figura 3:** Ventana disponible de parámetros para la razón tensor a escalar  $r$  vs el índice espectral  $n_s$  de acuerdo al séptimo año de resultados del satélite WMAP (Komatsu *et. al.*, 2011). La región interna (en gris oscuro) corresponde al 68% de nivel de confianza, en tanto que la región externa (en gris claro) corresponde al 95% de nivel de confianza. La gráfica presenta las predicciones, para los montos de inflación  $N(t_*) = 50$  y  $N(t_*) = 60$ , de diferentes modelos inflacionarios tales como los modelos de potencial cuadrático y cuártico asociados a la inflación caótica (Linde, 1983), el modelo de N-flation (Dimopoulos, Kachru, McGreevy, & Wacker, 2008), y el modelo considerado en este artículo correspondiente al inflatón identificado con el bosón de Higgs del ME acoplado de forma no mínima a la gravedad (Bezrukov & Shaposhnikov, 2008). También se presenta la predicción correspondiente al espectro invariante de escala de Harrison-Zel'dovich (Harrison, 1970; Zel'dovich, 1972). Se observa que las predicciones del modelo considerado en este artículo se encuentran confortablemente dentro de la región de 68% de nivel de confianza, a diferencia de las predicciones para los otros modelos.

## 5. Conclusiones

En este artículo se demostró que el campo escalar de Higgs del ME, acoplado de forma mínima a la gravedad, no puede ser identificado con el inflatón debido a que no puede generar inflación del tipo rodadura lenta en coherencia con la generación de estructura a gran escala.

Sin embargo, se argumentó que sí es posible generar inflación del tipo rodadura lenta, en concordancia con la generación de estructura a gran escala, a partir del campo escalar de Higgs del ME, en tanto éste se encuentre acoplado de forma no mínima a la gravedad (**Bezrukov & Shaposhnikov**, 2008). Con el fin de estar lejos de los regímenes de acoplamiento mínimo a la gravedad y gravedad inducida, se consideró que la constante de acoplamiento no mínima a la gravedad  $\xi$  estuviese en el rango  $1 \ll \xi \ll 10^{32}$ . Como resultado final se obtuvo que  $16000 \lesssim \xi \lesssim 17500$  con el fin de reproducir las cotas inferior y superior sobre la masa del bosón escalar de Higgs.

La predicción específica sobre el índice espectral  $n_s$  y la razón tensor a escalar  $r$  permite que este modelo pueda distinguirse fácilmente de otros modelos inflacionarios de generación de estructura a gran escala (véase la Figura 3). En particular, se encontró que tales parámetros se encuentran dentro del contorno de 68% de nivel de confianza ( $1\sigma$ ) correspondiente al séptimo año de resultados del satélite WMAP (**Komatsu et al.**, 2011).

**Agradecimientos:** Y.R. cuenta con el apoyo financiero de COLCIENCIAS mediante proyecto de investigación número 1102-487-25992 CT-460-2009, y de la DIFE (UIS) mediante proyecto de investigación número 5177.

## Referencias

Abbiendi G. *et al.*, 2003. Search for the Standard Model Higgs Boson at LEP, *Phys. Lett. B* **565**, 61.

ALEPH Collaboration *et al.*, 2010. Precision Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model, arXiv:1012.2367 [hep-ex].

Allahverdi R., Brandenberger R., Cyr-Racine F.-Y., & Mazumdar A., 2010. Reheating in Inflationary Cosmology: Theory and Applications, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **60**, 27.

ATLAS Collaboration, 2012. Combined Search for the Standard Model Higgs Boson Using up to  $4.9 \text{ fb}^{-1}$  of  $pp$  Collision Data at  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  with the ATLAS Detector at the LHC, *Phys. Lett. B* **710**, 49.

Barbinsky A. O., Kamenshchik A. Yu., & Starobinsky A. A., 2008. Inflation Scenario Via the Standard Model Higgs Boson and LHC, *JCAP* **0811**, 021.

Bennett C. L. *et al.*, 2003. First-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Preliminary Maps and Basic Results, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **148**, 1.

Bezrukov F. & Shaposhnikov M., 2008. The Standard Model Higgs Boson as the Inflaton, *Phys. Lett. B* **659**, 703.

Bezrukov F. L., 2008. Non-Minimal Coupling in Inflation and In-flating with the Higgs Boson, arXiv: 0810.3165 [hep-ph].

Bezrukov F. L., Magnin A., & Shaposhnikov M., 2009. Standard Model Higgs Boson Mass from Inflation, *Phys. Lett. B* **675**, 88.

Cervantes-Cota J. L. & Dehnen H., 1995. Induced Gravity Inflation in the Standard Model of Particle Physics, *Nucl. Phys. B* **442**, 391.

CMS Collaboration, 2012. Combined Results of Searches for the Standard Model Higgs Boson in  $pp$  Collisions at  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ , arXiv:1202.1488 [hep-ex].

Deffayet C., Deser S., & Esposito-Farese G., 2009. Generalized Galileons: All Scalar Models whose Curved Background Extensions Maintain Second-Order Field Equations and Stress-Tensors, *Phys. Rev. D* **80**, 064015.

Deffayet C., Esposito-Farese G., & Vikman A., 2009. Covariant Galileon, *Phys. Rev. D* **79**, 084003.

Dimopoulos S., Kachru S., McGreevy J., & Wacker J. G., 2008. Inflation, *JCAP* **0808**, 003.

Dodelson S., 2003. *Modern Cosmology*, Elsevier Academic Press, London -UK.

Elias-Miro J. *et al.*, 2011. Higgs Mass Implications on the Stability of the Electroweak Vacuum, arXiv:1112.3022 [hep-ph].

Germani C. & Kehagias A., 2010a. New Model of Inflation with Non-Minimal Derivative Coupling of Standard Model Higgs Boson to Gravity, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 011302.

Germani C. & Kehagias A., 2010b. Cosmological Perturbations in the New Higgs Inflation, *JCAP* **1005**, 019. Erratum-ibid. **1006**, E01.

Granda L. N., 2011. Inflation Driven by Scalar Field with Non-Minimal Kinetic Coupling with Higgs and Quadratic Potentials, *JCAP* **1104**, 016.

Granda L. N. & Cardona W., 2010. General Non-Minimal Kinetic-Coupling to Gravity, *JCAP* **1007**, 021.

Griffiths D., 2008. *Introduction to Elementary Particles*, Wiley-VCH, Weinheim - Germany.

Guth A. & Pi S., 1982. Fluctuations in the New Inflationary Universe, *Phys. Rev. Lett.* **49**, 1110.

Guth A. H., 1981. The Inflationary Universe: A Possible Solution to the Horizon and Flatness Problems, *Phys. Rev. D* **23**, 347.

Harrison E. R., 1970. Fluctuations at the Threshold of Classical Cosmology, *Phys. Rev. D* **1**, 2726.

Kamada K. *et al.*, 2012. Generalized Higgs Inflation, arXiv:1203.4059 [hep-ph].

Kamada K., Kobayashi T., Yamaguchi M., & Yokoyama J., 2011. Higgs G-Inflation, *Phys. Rev. D* **83**, 083515.

Kane G., 1993. *Modern Elementary Particle Physics: The Fundamental Particles and Forces?*, Westview Press, Boulder -USA.

Kobayashi T., Yamaguchi M., & Yokoyama J., 2011. Generalized G-Inflation: Inflation with the Most General Second-Order Field Equations, *Prog. Theor. Phys.* **126**, 511.

- Komatsu E. *et al.*, 2011. Seven-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Cosmological Interpretation, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **192**, 18.
- Linde A., 1982. A New Inflationary Universe Scenario: A Possible Solution of the Horizon, Flatness, Homogeneity, Isotropy and Primordial Monopole Problems, *Phys. Lett. B* **108**, 389.
- Linde A. D., 1983. Chaotic Inflation, *Phys. Lett. B* **129**, 177.
- Lyth D. H. & Liddle A. R., 2009. *The Primordial Density Perturbation: Cosmology, Inflation and the Origin of Structure*, Cambridge University Press, Cambridge - UK.
- Mukhanov V. F., 2005. *Physical Foundations of Cosmology*, Cambridge University Press, Cambridge -UK.
- Nakamura K. *et al.*, 2010. The 2010 Review of Particle Physics, *J. Phys. G* **37**, 075021.
- Nakayama K. & Takahashi F., 2010. Running Kinetic Inflation, *JCAP* **1011**, 009.
- Nakayama K. & Takahashi F., 2011. Higgs Chaotic Inflation in Standard Model and NMSSM, *JCAP* **1102**, 010.
- Nicolis A., Rattazzi R., & Trincherini E., 2009. The Galileon as a Local Modification of Gravity, *Phys. Rev. D* **79**, 064036.
- Penzias A. A. & Wilson R. W., 1965. A Measurement of Excess Antenna Temperature at 4080 Mc/s, *Astrophys. J.* **142**, 419.
- Rodríguez Y., 2009. *The Origin of the Large-Scale Structure in the Universe: Theoretical and Statistical Aspects*, LAP - Lambert Academic Publishing, Saarbrücken - Germany. Also available as PhD Thesis, Lancaster University, Lancaster - UK, 2005. arXiv:astro-ph/0507701.
- Smoot G. F. *et al.*, 1992. Structure in the COBE Differential Microwave Radiometer First-Year Maps, *Astrophys. J.* **396**, L1.
- Spokoiny B.L., 1984. Inflation and Generation of Perturbations in Broken Symmetric Theory of Gravity, *Phys. Lett. B* **147**, 39.
- Starobinsky A. A., 1979. Spectrum of Relict Gravitational Radiation and the Early State of the Universe, *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **30**, 719 [*JETP Lett.* **30**, 682].
- 't Hooft G., 1980. Gauge Theories of the Forces Between Elementary Particles, *Sci. Am.* **242**, 90.
- Van der Bij J.J., 1994. Can Gravity Make the Higgs Particle Decouple?, *Acta Phys. Pol. B* **25**, 827.
- Van der Bij J.J., 1995. Can Gravity Play a Role at the Electroweak Scale?, *Int. J. Phys.* **1**, 63.
- Wald R. M., 1984. *General Relativity*, The University of Chicago Press, Chicago - USA.
- Weinberg S., 1972. *Gravitation and Cosmology*, John Wiley & Sons, New York - USA.
- Weinberg S., 2008. *Cosmology*, Oxford University Press, Oxford - UK.
- Zee A., 1979. Broken-Symmetric Theory of Gravity, *Phys. Rev. Lett.* **42**, 417.
- Zel'dovich Y. B., 1972. A Hypothesis, Unifying the Structure and the Entropy of the Universe, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **160**, 1P.

Recibido: Febrero 22 de 2011.

Aceptado para su publicación: Febrero 3 de 2012.