

# Estudio de la etapa de recalentamiento en el contexto de inflación via Higgs

A. R. Romero C. y C. J. Quimbay  
Grupo de Campos y Partículas, Departamento de Física,  
Universidad Nacional de Colombia

6 de noviembre de 2012

# Contenido

- 1 Modelo
  - Recalentamiento
  - Oscilaciones del campo
  - Condiciones de oscilación
  - Evolución de la densidad de energía
  - La envolvente y la energía
  - Regímenes de recalentamiento
  - Razón entre las tasas de decaimiento por resonancia y por perturbación
  - Energía de resonancia
  - Marco de Jordan
- 2 Parámetro de Hubble
- 3 Proyecciones

## Resumen

Realizamos un estudio de la etapa de recalentamiento que se presume se presenta después de la etapa de inflación, dirigida por el campo de Higgs del modelo estándar de partículas elementales. Se trabaja con un lagrangiano del sector escalar con un término de acoplamiento no minimal con la gravedad como fue propuesto por Bezrukov y Shaposhnikov (2008). Para este modelo se sigue un procedimiento análogo al propuesto por Shtanov, Traschen y Brandenberger (1995), generalizándolo para un potencial tipo Higgs. Encontramos que en este caso los efectos de resonancia paramétrica son dominantes y hallamos las energías de resonancia.

## Inflación via Higgs

En el modelo de Inflación dirigida por el bosón de Higgs del Modelos Estándar (SM), se trabaja con un lagrangiano acoplado no minimalmente a la gravedad, dado por:

$$L = L_{SM} - \frac{M^2}{2}R - \xi H^\dagger HR \quad (1)$$

Donde  $L_{SM}$  es la parte SM,  $M$  es un parámetro de masa,  $R$  es el escalar de Ricci y  $\xi$  es una constante para ser fijada. Este Lagrangiano ha sido ampliamente trabajado por diferentes autores.

Después de realizar una transformación conforme tenemos que la acción en el marco de Einstein está dada por:

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

## Definición

El recalentamiento ocurre debido a la producción de partículas, por la oscilación del campo escalar  $\phi$ . Para el caso de las teorías más simples el campo involucrado en el proceso de recalentamiento es el mismo campo que conduce la inflación: el inflatón. Después del proceso de inflación, el campo de inflatón oscila alrededor del mínimo de su potencial produciendo partículas elementales, las cuales interactúan entre sí hasta que eventualmente alcanzan un equilibrio térmico en alguna temperatura  $T$

## Oscilaciones del campo

Cuando el campo evoluciona hacia el mínimo de su potencial, las ecuaciones de slow roll válidas para inflación ya no son aplicables y tenemos un nuevo régimen de evolución cuasiperiódico con decaimiento de la amplitud. La evolución del campo se puede representar de la forma:

$$\phi(t) = \phi_0(t) \cos \int W(t) dt \quad (3)$$

donde:

$$V(\phi_0) = \rho(t) \quad (4)$$

y para este régimen  $V(\phi) \approx \frac{\lambda}{4} \left( \left( \frac{\phi}{\xi} \right)^2 - \nu^2 \right)$ , para este caso encontramos que:

$$W(t) = \sqrt{\frac{2(\rho - V(\phi))}{\phi_0 - (\phi(t) - \xi\nu)^2}} \quad (5)$$



## Condiciones de oscilación

De las ecuaciones anteriores podemos establecer las siguientes condiciones:

- $\xi \ll 4.313 \times 10^{15}$ , lo cual concuerda con los últimos valores reportados para el parámetro  $\xi$ , que indican que es mayor que  $10^4$  pero mucho menor de  $10^{17}$
- $\phi_0 \ll \sqrt{27} \frac{M_p^2}{6\pi}$  que es justo la inversa de la condición de inflación.
- Si tomamos  $\left(\frac{\phi}{\xi}\right)^2 \gg \nu$  entonces tenemos  $\xi \ll 1.24 \times 10^{11}$

## Evolución de la densidad de energía

Usando el hecho que  $\rho = \frac{1}{2}\dot{\phi}^2 + V(\phi)$ , promediando la energía sobre el periodo de oscilación y tomando una escala mucho mayor que el periodo, tenemos que la densidad de energía evoluciona como:

$$\dot{\rho} \approx -\lambda H \left( \frac{4\rho}{\lambda} - v^4 \right) \quad (6)$$

Por tanto, en términos del factor de escala tenemos:

$$\rho(a) = \frac{1}{4}\lambda v^4 + Ca^{-4} \quad (7)$$

## La envolvente y la energía

Tomando el parámetro de Hubble como un promedio sobre el periodo de cuasi-oscilación y tomando una escala mucho mayor que el periodo tenemos:

$$\phi_0^2 \approx \xi^2 \nu^2 (1 + C \exp(-2Ht)) \quad (8)$$

mientras la energía se comporta como:

$$\rho(t) = C' \exp(-4Ht) \quad (9)$$

donde  $C' = \frac{\lambda}{4} C^2$ .

## Modelo de recalentamiento

Usando el lagrangiano de interacción:

$$L_{int} = -(\sigma\phi + h\phi^2)\chi^2 \quad (10)$$

donde  $\chi$  describe partículas escalares,  $\sigma$  es una constante de acoplamiento con unidades de masa, mientras que  $h$  es adimensional.

Para este caso se toma el campo  $\phi$  como un campo externo que interactúa con  $\chi$ .

## Aproximación de Born

Tomando la aproximación de Born y la ecuación para la densidad de partículas producidas, obtenemos que las tasas de decaimiento del campo  $\phi$  correspondientes al canal de partículas escalares  $\chi$  están dadas por:

$$\Gamma_{\chi} = \begin{cases} \frac{1}{\xi\nu x \left( \frac{\sqrt{(\lambda)} - \frac{1}{x}}{2\xi^2} \right)} & \text{si } \phi_0 < \frac{\sigma}{h} \\ \frac{\xi\nu x}{\left( \frac{\sqrt{(\lambda)} - \frac{1}{x}}{2\xi^2} \right)} & \text{si } \phi_0 > \frac{\sigma}{h} \end{cases} \quad (11)$$

Donde  $\Gamma_{\chi}$  esta pesada por las constantes de acoplamiento y  $x = \frac{\phi_0}{\xi\nu}$ .

## Resonancia paramétrica

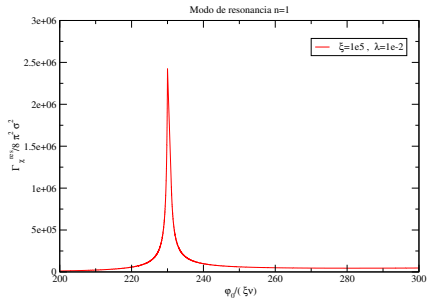
Para este caso tenemos:

$$\Gamma_{\chi}^{\text{res}} = \begin{cases} \frac{x^5}{\xi\nu\left(\frac{\sqrt{\lambda}}{2\xi^2} - \frac{1}{x^2}\right)^3} \log^{-1}\left(\frac{128\pi^2\lambda}{\xi^4} \frac{x^4(x^2-1)^2}{\left(\frac{\sqrt{\lambda}}{2\xi^2} - \frac{1}{x^2}\right)}\right) & \text{si } \phi_0 < \frac{\sigma}{h} \\ \frac{\xi\nu x^7}{\left(\frac{\sqrt{\lambda}}{2\xi^2} - \frac{1}{x^2}\right)^3} \log^{-1}\left(\frac{8\pi^2\lambda}{\xi^4} \frac{x^4(x^2-1)^2}{\left(\frac{\sqrt{\lambda}}{2\xi^2} - \frac{1}{x^2}\right)}\right) & \text{si } \phi_0 > \frac{\sigma}{h} \end{cases} \quad (12)$$

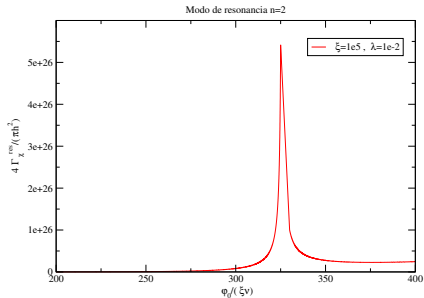
Para los modos 1 y 2 respectivamente.

# Tasas de decaimiento del campo $\phi$ en el canal $\chi$

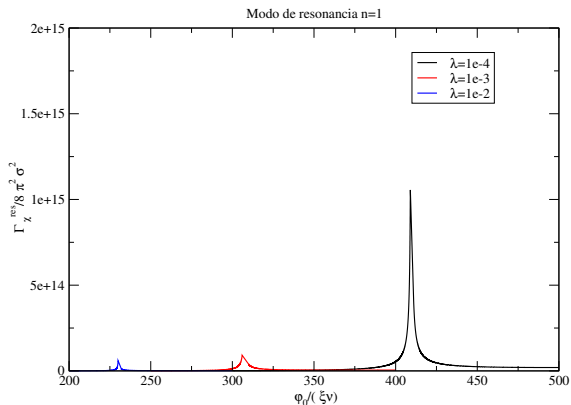
Tasa de decaimiento de partículas  $\phi$  en partículas  $\chi$  en resonancia



Tasa de decaimiento de partículas  $\phi$  en partículas  $\chi$



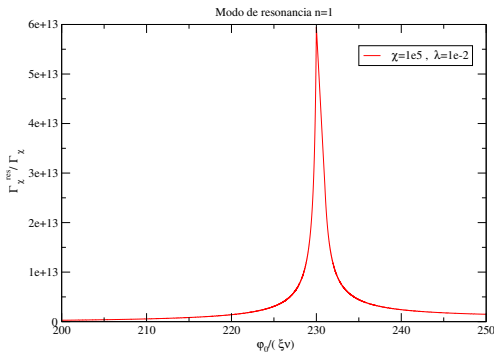
### Tasa de decaimiento de partículas $\phi$ en partículas $\chi$ en resonancia





# Razón entre las tasas de decaimiento por resonancia y por perturbación

Razon entre las tasas de decaimiento por resonancia y por perturbacion



## Frecuencia de resonancia

Para el modelo que estamos utilizando tenemos que

$$\omega = \frac{c\sqrt{\lambda} |\phi_0^2 - \xi^2\nu^2|}{2\xi^2 \phi_0} \quad (13)$$

Para el caso particular de  $\xi = 10^5$  y  $\lambda = 10^{-2}$  tenemos que el valor de  $x$  para resonancia es  $x = 230.31$ , por tanto la energía de resonancia es:

$$\rho(t) \approx 2.5 \times 10^{13} \quad (14)$$

## Marco de Jordan

Para este caso tenemos que la ecuación para el campo es:

$$\ddot{h} + 3\frac{\dot{h}\dot{a}}{a} - 6\xi h\frac{\ddot{a}}{a} + V'(h) + \frac{\nabla^2 h}{a^2} = 0 \quad (15)$$

Si hacemos la suposición de homogeneidad e isotropía (solución cosmológica), entonces los marcos de Jordan y Einstein son equivalentes (Capozziello). Para el caso en que el campo  $\phi$  interactúa con el campo  $\chi$ , este último no está acoplado a la gravedad, pero sí debe ser derivado en un tiempo diferente al cosmológico (Marco de Einstein).

## Parámetro de Hubble

Para la región en que la energía del campo  $\phi$  es comparable a la del campo  $\chi$  tenemos:

$$\rho_P \approx a^{-3} f(t) \quad (16)$$

Por tanto, para esta región

$$H \approx T^4 f(t) \quad (17)$$

Que es consistente con lo reportado por Kolb y otros.

# Proyecciones

- Estudiar los modos de decaimiento de las partículas que se producen por resonancia.
- Calcular la temperatura de recalentamiento para este modelo.
- Buscar posibles correcciones del modelo con la teoría de campos a temperatura finita.

## Referencias

- 1 Y. Shtanov, J. Traschen and R. Brandenberger, Phys. Rev. D, 51, 5438-5455, (1995).
- 2 S Capozziello, R de Ritis and A A Marino, Class. Quantum Grav. 14 (1997)
- 3 F. Bezrukov and M. Shaposhnikov, Phys. Lett. B, 659,703-706 (2008)
- 4 F. Bezrukov *arXiv:0810.3165v1* 17 de Oct, (2008)
- 5 R. Allahverdi, R. Brandenberger, A. Mazumdar, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 60 27-51 (2010)