Objetos astrofísicos hechos de campos escalares

Juan Barranco Monarca

instituto de astronomía

unam

Seminario del Cuerpo Académico de Partículas, Campos y Relatividad General

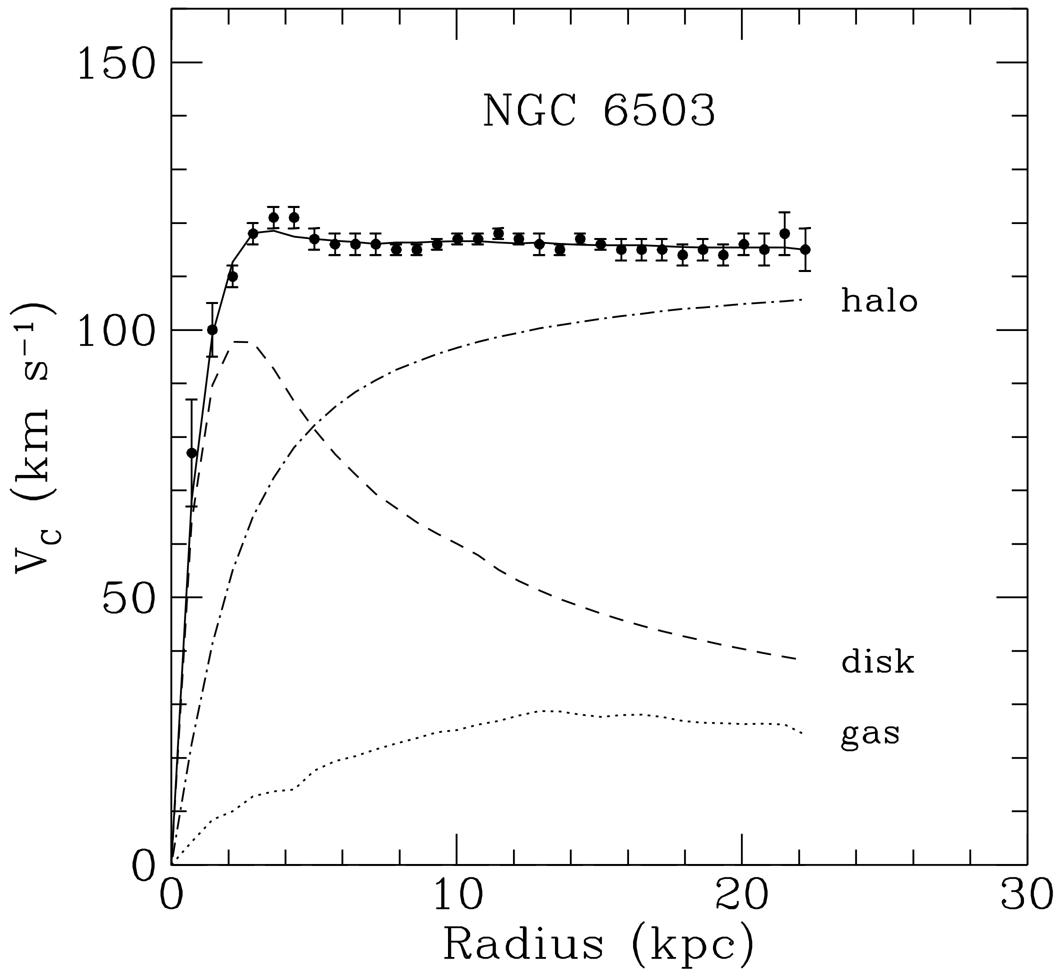
FCFM-BUAP, 16-Marzo-2011

Plan de la plática

- Materia oscura (DM) como motivación
  - Estrellas de neutralinos
- Objetos compactos hechos de campo escalar
  - Estrellas de axiones
  - BS como objetos compactos muy masivos
- Conclusiones

DM como motivación

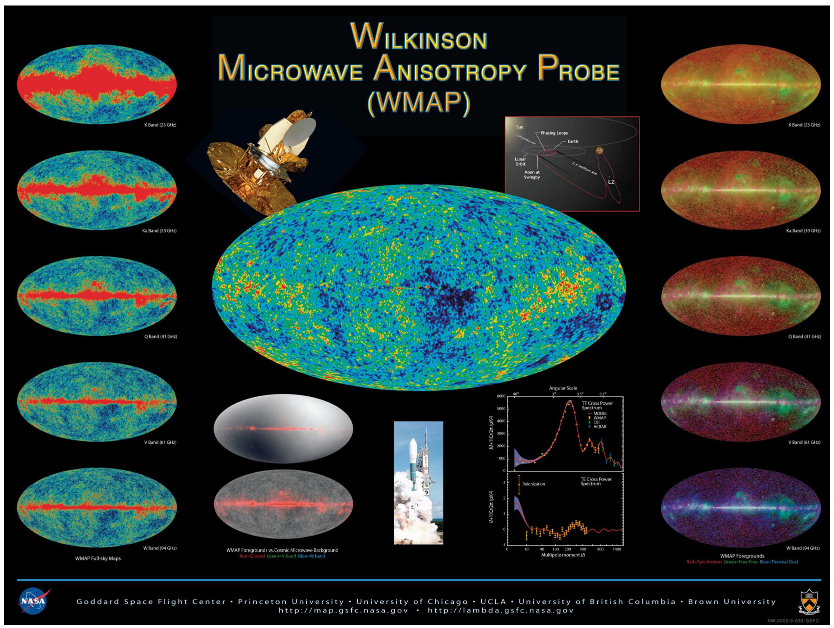
La evidencia mas convincente y directa de la existencia de la Materia oscura a escalas galácticas viene de la observación de las *curvas de rotación*

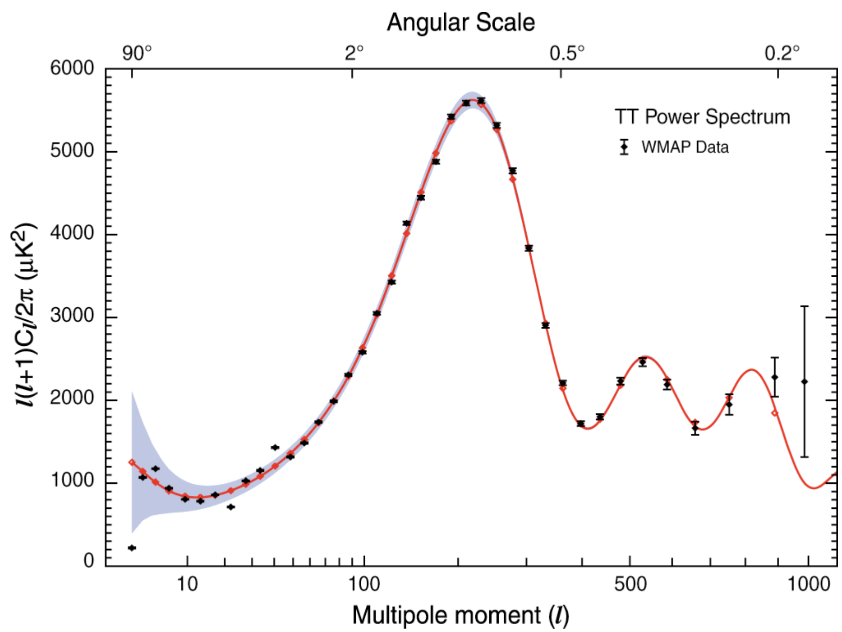


DM como motivación

- A escalas galácticas:
  - *Modulación débil de lentes gravitacionales fuertes*: Sugiere sub-esctructura a escalas de $\sim 10^6 \mathrm{M}_\odot$
  - *Lentes gravitacionales débiles* de galaxias lejanas
  - *Las velocidades de dispersión de galaxias enanas esferoidales* que implican una razón masa - luminosidad mas grande que la observada en nuestro vecindario galáctico.
  - *La velocidad de dispersión de galaxias satélites* que sugiere la existencia de halos de materia alrededor de las galaxias espirales que se extiende a mas allá de $\gtrsim 200$ kpc.

DM como motivación





DM como motivación

- A escalas cosmológicas
  Se parte de un modelo cosmológico, que tiene un número fijo de parámetros, y utilizando los datos del espectro del CMB, el conjunto de valores del modelo son aquellos que dan el mejor ajuste a los datos experimentales.
  - El análisis de WMAP:
    $\Omega_b h^2 = 0{,}024 \pm 0{,}001 \quad , \Omega_M h^2 = 0{,}14 \pm 0{,}02.$
  - Y si se incluye las mediciones de la estructura a gran escala (2dFGRS) y el Lyman α forest:
    $\Omega_b h^2 = 0{,}0224 \pm 0{,}0009 \quad \Omega_M h^2 = 0{,}135^{+0{,}008}_{-0{,}009}.$

Evidencia creciente de la existencia de DM

El gran problema...

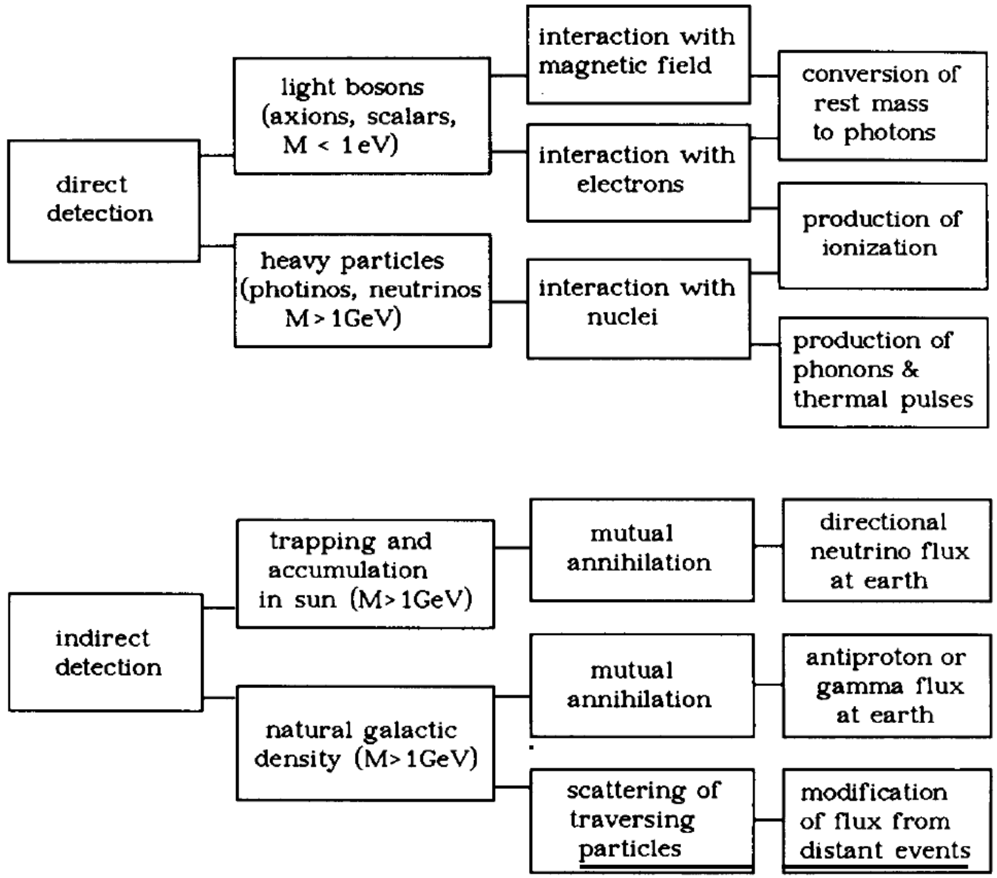
¿ De qué esta hecha la materia oscura?

DM candidate	**I.** Ωh^2	**II.** Cold	**III.** Neutral	**IV.** BBN	**V.** Stars	**VI.** Self	**VII.** Direct	**VIII.** γ-rays	**IX.** Astro	**X.** Probed	**Result**
SM Neutrinos	$\times$	$\times$	$\checkmark$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	–	–	$\checkmark$	$\times$
Sterile Neutrinos	$\sim$	$\sim$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$!	$\checkmark$	$\sim$
Neutralino	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$!	$\checkmark$!	$\checkmark$!	$\checkmark$	$\checkmark$
Gravitino	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\sim$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\sim$
Gravitino (broken R-parity)	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$
Sneutrino $\tilde{\nu}_L$	$\sim$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\times$	$\checkmark$!	$\checkmark$!	$\checkmark$	$\times$
Sneutrino $\tilde{\nu}_R$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$!	$\checkmark$!	$\checkmark$!	$\checkmark$	$\checkmark$
Axino	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$
SUSY Q-balls	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\sim$	–	$\checkmark$!	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\sim$
B^1 **UED**	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$!	$\checkmark$!	$\checkmark$!	$\checkmark$	$\checkmark$
First level graviton UED	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\times$	$\times$	$\checkmark$	$\times$ [a]
Axion	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$!	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$
Heavy photon (Little Higgs)	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$!	$\checkmark$!	$\checkmark$	$\checkmark$
Inert Higgs model	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$!	–	$\checkmark$	$\checkmark$
Champs	$\checkmark$	$\checkmark$	$\times$	$\checkmark$	$\times$	–	–	–	–	$\checkmark$	$\times$
Wimpzillas	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\sim$	$\sim$

M. Taoso, G. Bertone and A. Masiero, JCAP 0803:022,2008

NO se ha detectado ningún candidato de materia oscura

El gran problema...



NO se ha detectado ningún candidato de materia oscura

¿Otras formas de detectar a la materia oscura?

Propiedades de las partículasde DM son “conocidas” (EOS, Lagrangiano, etc)

→

¿Qué tipo de objeto astrofísico pueden formar?

$$G_{\mu\nu} = 8\pi G T_{\mu\nu}$$

Estrellas de neutralinos

Equation of state for neutralino star as a form of cold dark matter

Jie Ren, Xue-Qian Li, Hong Shen

Commun.Theor.Phys.49:212-216,2008

e-Print: hep-ph/0604227

Las ecuaciones de Eisntein, en simetría esférica para un fluido se pueden escribir como:

$$\frac{dp}{dr} = -\frac{GM\rho}{r^2}\left(1+\frac{p}{\rho}\right)\left(1+\frac{4\pi r^3 p}{M}\right)\left(1-\frac{2GM}{r}\right)^{-1},$$

donde

$$M(r) = \int_0^r 4\pi r'^2 \rho(r') dr'.$$

Estas ecs. son conocidas como las ecuaciones Tolman-Oppenheimer-Volkof (TOV)

Estrellas de neutralinos

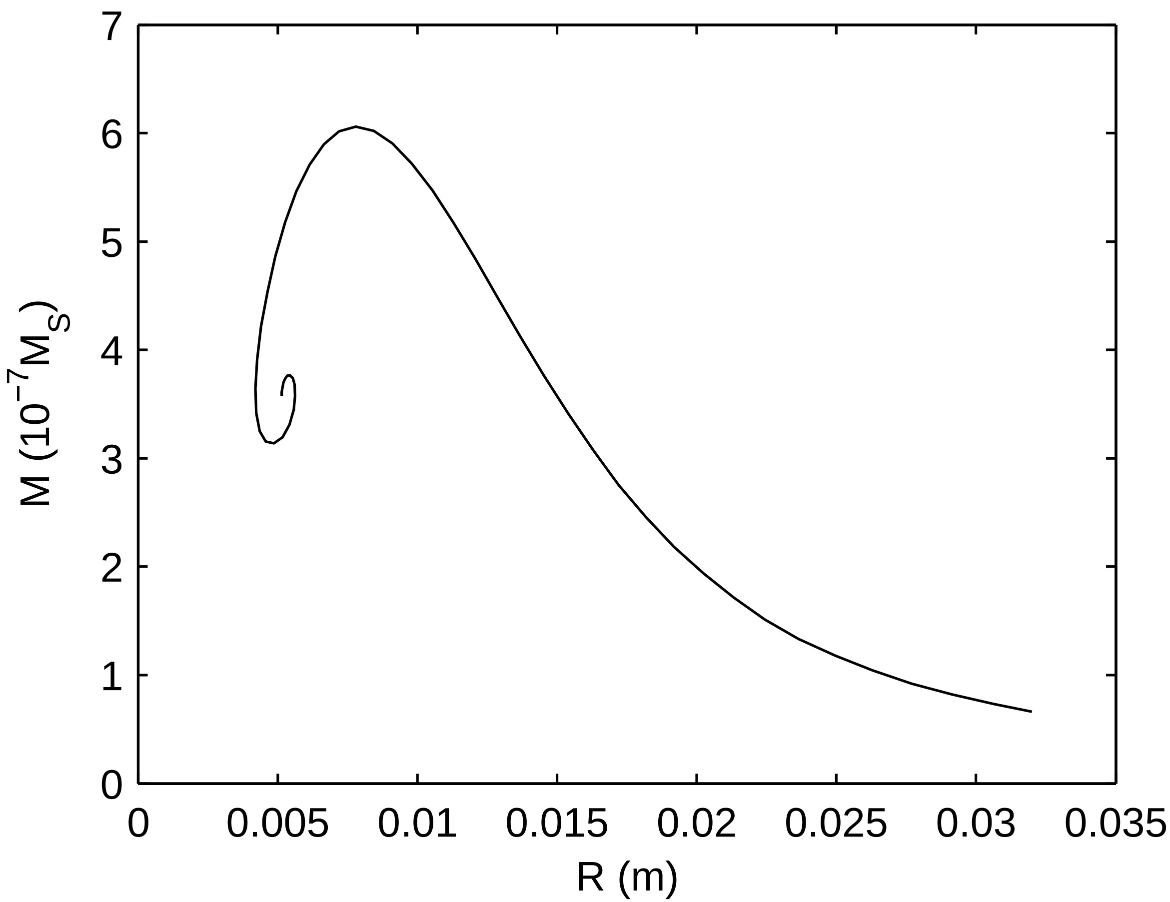
Se necesita una expresión para la presión y la densidad: Ecuación de estado (EOS). Para los neutralinos esta EOS se obtiene tomando en cuenta las interacciones de los neutralinos con los bosones en una aproximación de campo medio relativista:

$$\rho = \frac{1}{\pi^2}\int_0^{k_F} \sqrt{k^2 + m^{*2}}k^2 dk + \frac{1}{2}m_H^2 H^2 + \frac{1}{2}m_h^2 h^2 + \frac{1}{2}m_Z^2 Z^2,$$

$$p = \frac{1}{3\pi^2}\int_0^{k_F} \frac{k^4 dk}{\sqrt{k^2 + m^{*2}}} - \frac{1}{2}m_H^2 H^2 - \frac{1}{2}m_h^2 h^2 + \frac{1}{2}m_Z^2 Z^2.$$

m_χ (GeV)	$1016{,}79763$
m_H (GeV)	$753{,}36438$
m_h (GeV)	$118{,}760345$
m_A (GeV	$753{,}24107$
m_Z (GeV)	$91{,}187$
g_H	$0{,}3131$
g_h	$-0{,}02705$
g_A	$-0{,}02726i$
g_Z	$0{,}00143$

Estrellas de neutralinos



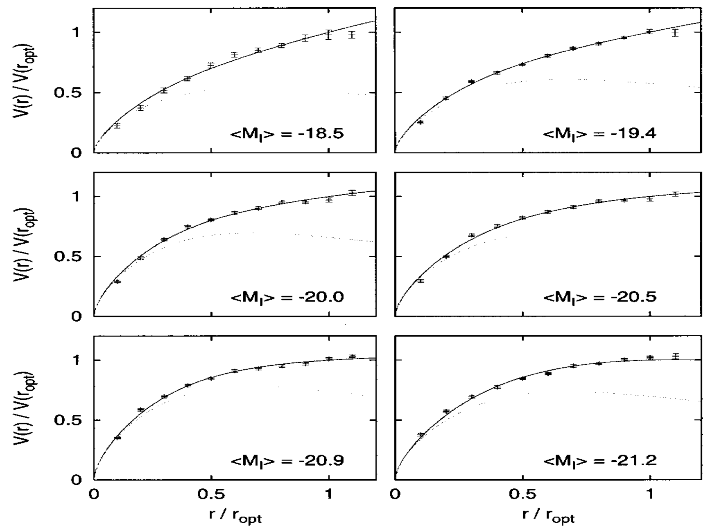
Si la masa del neutralino es de 1 TeV, la masa máxima de la estrella de neutralinos es de $\sim 6. \times 10^{-7} M_{\odot}$. Y su radio ~ 7mm.

Campos escalares como un modelo viable de DM

- WIMPS
  1. La aparición de perfiles de densidad "puntiagudos"
  2. Falla en la predicción del número de galaxias sátelites
- Una alternativa a los WIMPS: Un modelo de materia oscura escalar (SFDM) La DM es modelada por un campo escalar asociado a una partícula ultra-ligera($m \sim 10^{-23}$eV)
  - A distancias cosmológicas reproduce CDM
    T. Matos, L.A. Urena-Lopez, Class. Quant. Grav. **17** L75 (2000),
    V. Sahni and L.M. Wang, Phys. Rev D **62**, 103517 (2000).
  - A escalas galácticas, éste no tiene los problemas de CDM:
    - No genera perfiles de densidad "puntiagudos"
      A. Bernal, T. Matos, D. Nuñez, Rev. Mex. A.A. 44, 149 (2008)
    - No genera una sobre-densidad de galaxias satélites
      T. Matos, L.A. Urena-Lopez, Phys. Rev. D **63**, 063506 (2001)

¿ Pueden ser utilizadas estas BS para modelar un halo?

Calculamos la velocidad tangencial, que para una métrica esféricamente simétrica y estática $v(r)^2 = 2BB'$



$$l \sim \sqrt{\frac{1}{\sigma(0)}}\frac{1}{m}\,, \quad \frac{v}{c} \sim \sqrt{\frac{1}{\sigma(0)}}$$

$$\sigma(0) \sim 10^{-6}\,, \quad m \sim 10^{-23}\text{eV} \rightarrow l \sim 10\text{kpc}\,, \quad v \sim 10^{-3}c$$

A. Arbey, J. Lesgourgues, and P. Salati, *Quintessential halos around galaxies*, *Phys. Rev. D* **64** (2001) 123528 $m \simeq 6 \times 10^{-24}$eV

¿ Pueden ser utilizadas estas BS para modelar un halo?

- Incluyendo auto-interacción entre los campos escalares [Phys. Rev. **D68** (2003) 023511]

$$\frac{m_\phi^4}{\lambda} \sim 50\text{eV}^4$$

¿ Pueden ser utilizadas estas BS para modelar un halo?

- Incluyendo auto-interacción entre los campos escalares [Phys. Rev. **D68** (2003) 023511]

$$\frac{m_\phi^4}{\lambda} \sim 50\text{eV}^4$$

- ¿Cómo modelar la gran variedad de galaxias?
  - Flat rotation curves in scalar field galaxy halos.
    Tonatiuh Matos, L.Arturo Urena-Lopez
    Gen.Rel.Grav. 39 (2007) 1279-1286
  - Multi-state Boson Stars.
    Argelia Bernal, Juan Barranco, Daniela Alic, Carlos Palenzuela
    Phys.Rev. D81 (2010) 044031
    e-Print: arXiv:0908.2435 [gr-qc]
  - Bosonic gas as a Galactic Dark Matter Halo.
    L.Arturo Urena-Lopez, Argelia Bernal
    Phys.Rev. D82 (2010) 123535
    e-Print: arXiv:1008.1231 [gr-qc]

¿ Pueden ser utilizadas estas BS para modelar un halo?

- Incluyendo auto-interacción entre los campos escalares [Phys. Rev. **D68** (2003) 023511]

$$\frac{m_\phi^4}{\lambda} \sim 50\text{eV}^4$$

- ¿Cómo modelar la gran variedad de galaxias?
  - Flat rotation curves in scalar field galaxy halos.
    Tonatiuh Matos, L.Arturo Urena-Lopez
    Gen.Rel.Grav. 39 (2007) 1279-1286
  - Multi-state Boson Stars.
    Argelia Bernal, Juan Barranco, Daniela Alic, Carlos Palenzuela
    Phys.Rev. D81 (2010) 044031
    e-Print: arXiv:0908.2435 [gr-qc]
  - Bosonic gas as a Galactic Dark Matter Halo.
    L.Arturo Urena-Lopez, Argelia Bernal
    Phys.Rev. D82 (2010) 123535
    e-Print: arXiv:1008.1231 [gr-qc]
- El campo escalar puede formar un objeto autogravitante tan grande como la galaxia misma

¿Qué otros objetos astrofísicos?

- Minimachos si el campo escalar tiene las propiedades del axión
- Imitadores de hoyos negros super-masivos

Estrellas de bosones (sistemas auto-gravitantes de campos escalares)

Dos aproximaciones diferentes:

- Utilizando campos escalares complejos
  D.J. Kaup, *Klein-Gordon Geon* Phys. Rev.**172** , 1331
- Campos escalares cuánticos reales
  R. Ruffini and S. Bonazzola, *Systems of selfgravitating particles in general relativity and the concept of an equation of state,* Phys. Rev. **187**, 1767 (1969).

Ambos tratamientos son equivalentes

Uns breve descripción de BS:

$$T_{\mu\nu} \Longrightarrow \hat{T}_{\mu\nu} \Longrightarrow \langle Q|\hat{T}_{\mu\nu}|Q\rangle$$

$$G_{\mu\nu} = 8\pi G < \hat{T}_{\mu\nu} > , \qquad \left(\Box - \frac{dV}{d\hat{\phi}^2}\right)\hat{\phi} = 0 ,$$

$$\phi \to \hat{\phi} = \sum_{lmn} \left(\mu^{+}_{lmn} R_{nl}(r) Y^{l}_{m}(\theta,\psi) e^{-iE_n t} + \mu^{-}_{lmn} R_{nl}(r) Y^{l*}_{m}(\theta,\psi) e^{+iE_n t} \right)$$

con las relaciones de conmutación

$$[\mu^{+}_{lmn}, \mu^{+}_{l'm'n'}] = [\mu^{-}_{lmn}, \mu^{-}_{l'm'n'}] = 0 \qquad , [\mu^{+}_{lmn}, \mu^{-}_{l'm'n'}] = \delta_{ll'}\delta_{mm'}\delta_{nn'} \, .$$

Estrellas de bosones

- $|Q\rangle = |N,0,0,0\rangle$ es un estado para el cual las N particulas están en el estado base
Estado base $l = m = 0$ y el campo es real puesto que $\hat{\phi} = \hat{\phi}^\dagger$.

$$\hat{\phi} = \mu^{+}_{100} R_{10}(r) e^{-iE_1 t} + \mu^{-}_{100} R_{10}(r) e^{+iE_1 t}$$

$$ds^2 = B(r)dt^2 - A(r)dr^2 - r^2(\sin^2\theta d\theta^2 + d\phi^2)$$

$$\begin{aligned} \langle Q|T^0_0|Q\rangle &= -\frac{1}{2m}\hbar^2 N\left[\left(\frac{E_1^2}{B} + m^2\right)R_{10}^2 + \frac{R'^2_{10}}{A}\right] \\ \langle Q|T^1_1|Q\rangle &= \frac{1}{2m}\hbar^2 N\left[\left(\frac{E_1^2}{B} - m^2\right)R_{10}^2 + \frac{R'^2_{10}}{A}\right] \end{aligned}$$

$$R''_{10} + \left(\frac{2}{r} + \frac{B'}{2B} - \frac{A'}{2A}\right)R'_{10} + A\left[\frac{E_{10}^2}{B} - m^2\right]R_{10} = 0$$

$\Rightarrow$ Campos escalares reales cuantizados producen estrellas de bosones y no “oscilatones”

Otras bondades del límite semi-clásico

R. Ruffini, S. Bonazzola Phys. Rev. 187, 1767 (1969).

- $|Q\rangle = |N_{100}, N_{200}, N_{210}, \ldots\rangle$. Debido a la ortogonalidad de los estados cuánticos: $\langle Q|\hat{T}_{\alpha\beta}|Q\rangle = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{l=1}^{n-1} \sum_{m=-l}^{l} \langle N_{nlm}|\hat{T}_{\alpha\beta}|N_{nlm}\rangle$, y entonces las ecuaciones de Einstein son

$$G_{\alpha\beta} = 16\pi G \sum_{n,l,m} N_{nlm}\, T_{\alpha\beta(nlm)}$$

- La ecuación de Klein-Gordon : $\left(\Box - m^2\right) \hat{\Phi}(t, \mathbf{x}) = 0$, pero recordando

$$\hat{\Phi} = \sum_{nlm} \left[\hat{b}_{nlm} \Phi_{nlm}(t, \mathbf{x}) + \hat{b}^{\dagger}_{nlm} \Phi^{*}_{nlm}(t, \mathbf{x})\right] ,$$

y por lo tanto, cada coeficiente debe satisfacer:

$$\left(\Box - m^2\right) \hat{\Phi}_{nlm}(t, \mathbf{x}) = 0$$

Otras bondades del límite semi-clásico

R. Ruffini, S. Bonazzola Phys. Rev. 187, 1767 (1969).

- $|Q\rangle = |N_{100}, N_{200}, N_{210}, \ldots\rangle$. Debido a la ortogonalidad de los estados cuánticos: $\langle Q|\hat{T}_{\alpha\beta}|Q\rangle = \sum_{n=1}^{\infty}\sum_{l=1}^{n-1}\sum_{m=-l}^{l}\langle N_{nlm}|\hat{T}_{\alpha\beta}|N_{nlm}\rangle$, y entonces las ecuaciones de Einstein son

$$G_{\alpha\beta} = 16\pi G \sum_{n,l,m} N_{nlm}\, T_{\alpha\beta(nlm)}$$

- La ecuación de Klein-Gordon : $\left(\Box - m^2\right)\hat{\Phi}(t,\mathbf{x}) = 0$, pero recordando

$$\hat{\Phi} = \sum_{nlm}\left[\hat{b}_{nlm}\Phi_{nlm}(t,\mathbf{x}) + \hat{b}^{\dagger}_{nlm}\Phi^{*}_{nlm}(t,\mathbf{x})\right] \ ,$$

y por lo tanto, cada coeficiente debe satisfacer:

$$\left(\Box - m^2\right)\hat{\Phi}_{nlm}(t,\mathbf{x}) = 0$$

- En el límite semiclásico, un sólo campo escalar (misma masa, misma autointeracción), genera mayor diversidad de configuraciones autogravitantes

Otras bondades del límite semi-clásico

En el tratamiento clásico

- Campos escalares reales dan origen a oscilatones
- Campos escalares complejos dan origen a las estrellas de bosones

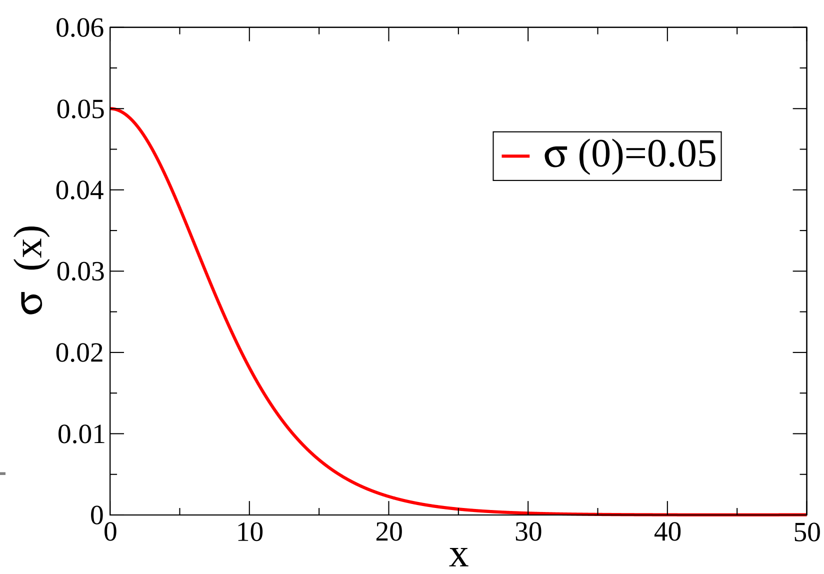
En el tratamiento semi-clásico

- No hay oscilatones: las ecuaciones de un campo real cuantizado da origen a las mismas ecuaciones que un campo complejo clásico $\rightarrow$ BS
- El tensor de energía momento es la suma de los tensores de energía momento de cada estado.

Estrellas de bosones

$$
\begin{aligned}
\frac{A'}{A^2x} + \frac{1}{x^2}\left(1-\frac{1}{A}\right) - \left[\left(\frac{1}{B}+1\right)\sigma^2 + \frac{\sigma'^2}{A}\right] &= 0\,,\\
\frac{B'}{ABx} - \frac{1}{x^2}\left(1-\frac{1}{A}\right) - \left[\left(\frac{1}{B}-1\right)\sigma^2 + \frac{\sigma'^2}{A}\right] &= 0\,,\\
\sigma'' + \left(\frac{1}{x}+\frac{B'}{2B}-\frac{A'}{2A}\right)\sigma' + A\left[\left(\frac{1}{B}-1\right)\sigma\right] &= 0
\end{aligned}
$$

definiciones $x = rm$, $R_{10} = \frac{1}{\sqrt{4\pi G}}\sigma$, $B = E_1^2 B$



Condiciones de frontera

- Regulares en el origen ($r \to 0$)
- Geometría plana en infinito ($r \to \infty$)
- $\sigma(0)$ arbitrario

$$
M = \frac{1}{2}x_{max}\left[1 - \frac{1}{A(x_{max})}\right]\frac{m_p^2}{m}
$$

En el límite Newtoniano $\rho(x) = |\sigma(x)|^2$

Estrellas de bosones: auto-interacción

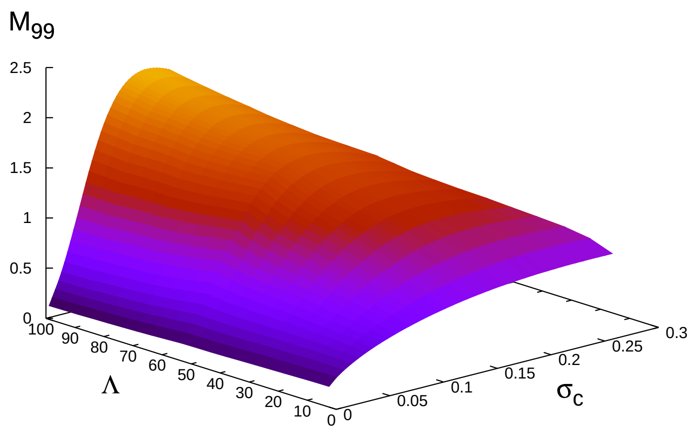
M. Colpi, S. L. Shapiro and I. Wasserman, Phys. Rev. Lett. **57** (1986) 2485.

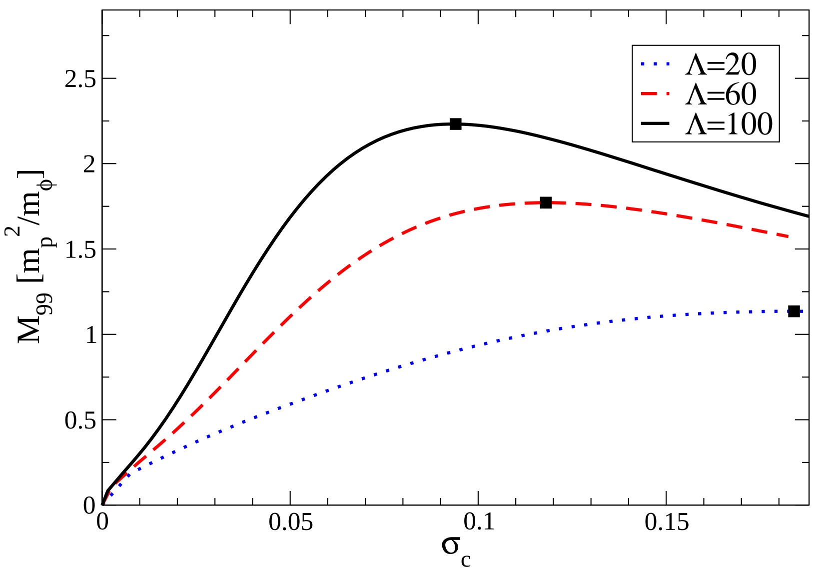
$$T_{\mu\nu} = \frac{1}{2}\left(\partial_\mu\Phi\partial_\nu\Phi^* + \partial_\mu\Phi^*\partial_\nu\Phi\right) - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}(g^{\alpha\beta}\partial_\alpha\Phi\partial_\beta\Phi^* + m^2|\Phi|^2 + \frac{\lambda}{2}|\Phi|^4)\,.$$

$$\Lambda = \frac{\lambda M_p^2}{4\pi m^2}$$

$$\begin{aligned}
\frac{A'}{A^2x} + \frac{1}{x^2}\left(1-\frac{1}{A}\right) - \left[\left(\frac{1}{B}+1\right)\sigma^2 + \frac{\Lambda}{2}\sigma^4 + \frac{\sigma'^2}{A}\right] &= 0\,,\\
\frac{B'}{ABx} - \frac{1}{x^2}\left(1-\frac{1}{A}\right) - \left[\left(\frac{1}{B}-1\right)\sigma^2 - \frac{\Lambda}{2}\sigma^4 + \frac{\sigma'^2}{A}\right] &= 0\,,\\
\sigma'' + \left(\frac{1}{x}+\frac{B'}{2B}-\frac{A'}{2A}\right)\sigma' + A\left[\left(\frac{1}{B}-1\right)\sigma - \Lambda\sigma^3\right] &= 0
\end{aligned}$$

Estrellas de bosones con auto-interacción





$$M^{max} = \Lambda^{1/2} \frac{m_p^2}{m}$$

Un primer intento para construir una estrella de axiones

Las propiedades del axión

$$10^{10}\text{GeV} \leq f_a \leq 10^{12}\text{GeV}$$

$$10^{-5}\text{eV} \leq m \leq 10^{-3}\text{eV}$$

En etapas tardías de la evolución del universo, el axión adquiere una densidad de energia potencial dada por

$$V(\phi) = m^2 f_a^2 \left[1 - \cos\left(\frac{\phi}{f_a}\right)\right]$$

La cual podemos expander como:

$$V(\phi) \sim \frac{1}{2} m^2 \phi^2 - \frac{1}{4!} m^2 \frac{\phi^4}{f_a^2} + \frac{1}{6!} m^2 \frac{\phi^6}{f_a^4} - ...$$

e identificamos $\lambda = m^2/6f_a^2$: Entonces, uno puede estimar (incorrectamente)

$$M_{max} \sim 10^{27}\sqrt{\lambda} M_{\odot} \approx 10^4 M_{\odot}!$$

F.E. Shunck and W. Mielke. Class. Quantum Grav. **20** (2003)

Estrellas de axiones

$$V(\phi) = m^2 f_a^2 \left[1 - \cos\left(\frac{\phi}{f_a}\right)\right]$$

$$V(\phi) \sim \frac{1}{2}m^2\phi^2 - \frac{1}{4!}\left(\frac{m}{f_a}\right)\phi^4 + \frac{1}{6!}\frac{m^2}{f_a^4}\phi^6 - \ldots$$

$$V(\phi) \to \langle Q|V(\hat{\phi})|Q\rangle$$

$$\hat{\phi} = \mu^+ R(r) e^{-iE_1 t} + \mu^- R(r) e^{+iE_1 t}$$

$$\mu|Q\rangle = 0$$

$$\begin{aligned} \langle Q|\hat{\phi}^2|Q\rangle &= R^2 \\ \langle Q|\hat{\phi}^4|Q\rangle &= 2R^4 \\ \langle Q|\hat{\phi}^6|Q\rangle &= 5R^6 \end{aligned}$$

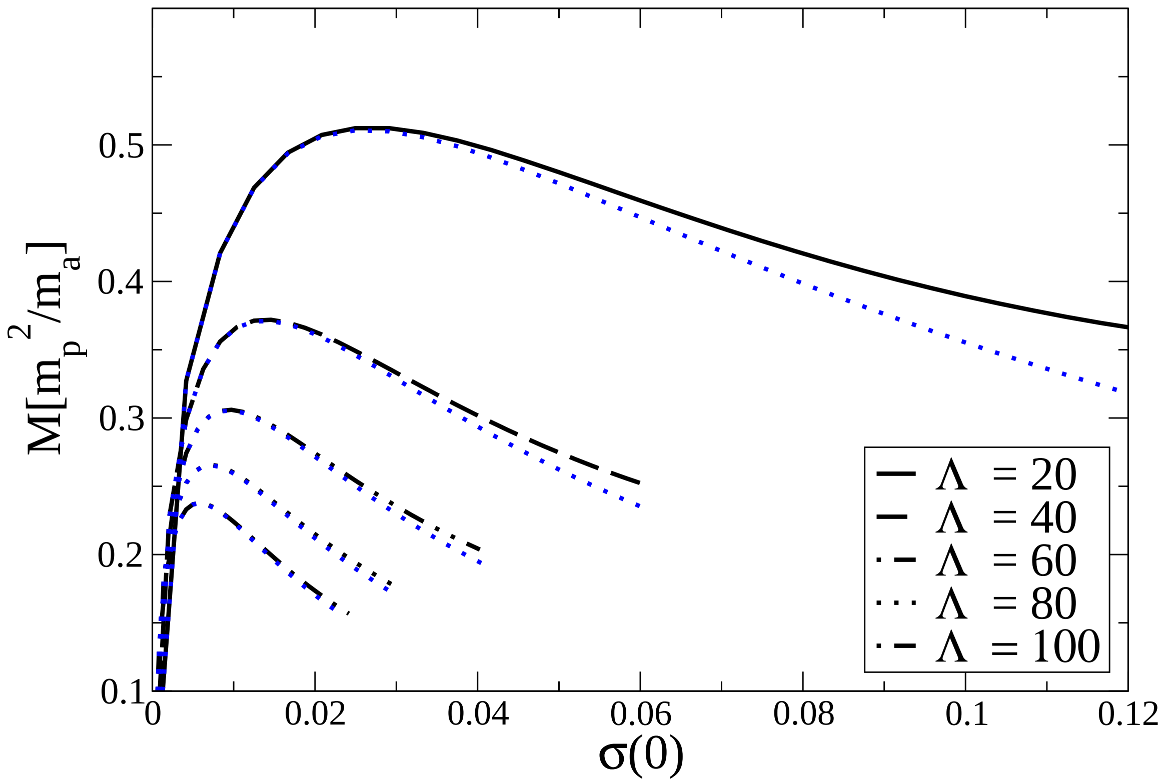
Hacia una estrellas de axiones

$$x = rm\,, \qquad R = \frac{1}{\sqrt{4\pi G}}\sigma\,, \qquad B \to \frac{E^2}{m^2}B$$

$$\Lambda = \frac{1}{24\pi}\left(\frac{m_p}{f_a}\right)^2$$

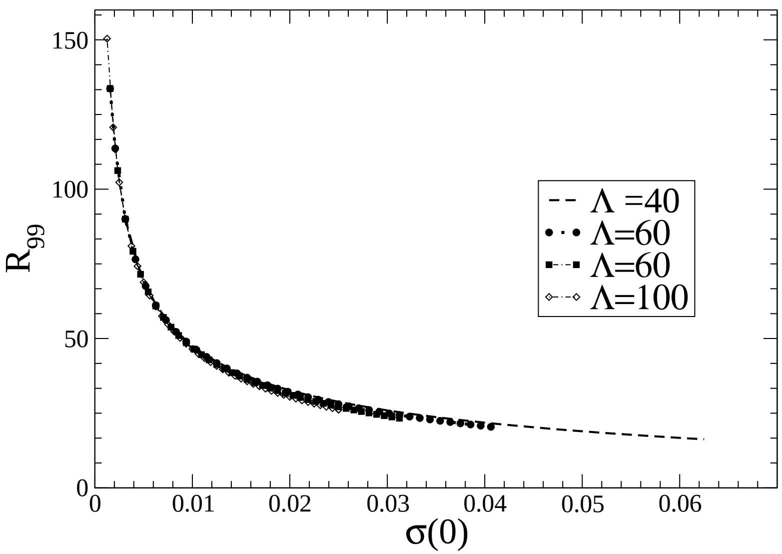
$$\begin{aligned}
\frac{A'}{A^2x} + \frac{1}{x^2}\left(1 - \frac{1}{A}\right) - \left[\left(\frac{1}{B} + 1\right)\sigma^2 - \frac{2\Lambda}{2}\sigma^4 + \frac{\sigma'^2}{A} + \frac{\Lambda^2}{2}\sigma^6\right] &= 0\,,\\
\frac{B'}{ABx} - \frac{1}{x^2}\left(1 - \frac{1}{A}\right) - \left[\left(\frac{1}{B} - 1\right)\sigma^2 + 2\frac{\Lambda}{2}\sigma^4 + \frac{\sigma'^2}{A} - \frac{\Lambda^2}{2}\sigma^6\right] &= 0\,,\\
\sigma'' + \left(\frac{1}{x} + \frac{B'}{2B} - \frac{A'}{2A}\right)\sigma' + A\left[\left(\frac{1}{B} - 1\right)\sigma + 2\Lambda\sigma^3 - \frac{3}{2}\Lambda^2\sigma^5\right] &= 0
\end{aligned}$$

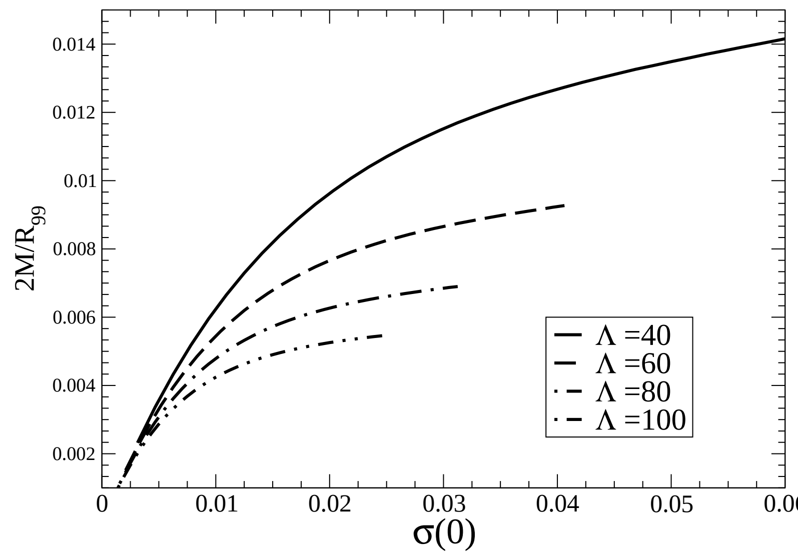
Hacia una estrella de axiones



Masa de una estrella de bosones con un potencial tipo axión

Hacia una estrella de axiones

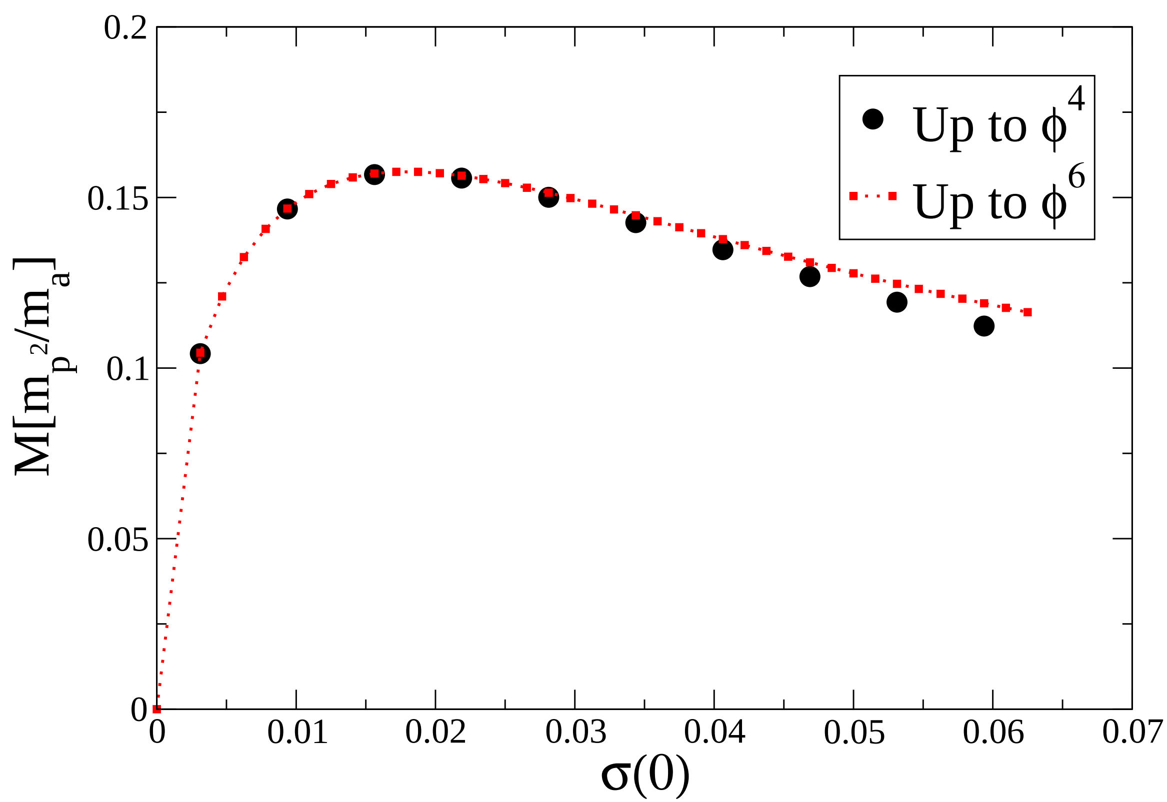




Cuando $\Lambda \to \infty$, $2M/R_{99} \to 0$: Newtonización

ϕ^4 *vs* ϕ^6

$$V(\phi) = m^2 f_a^2 \left[1 - \cos\left(\frac{\phi}{f_a}\right)\right]$$



Estrella de axiones

$$10^{10}\text{GeV} \leq f_a \leq 10^{12}\text{GeV}$$

$$10^{-5}\text{eV} \leq m \leq 10^{-3}\text{eV}$$

$$\Lambda = \frac{1}{24\pi}\left(\frac{m_p}{f_a}\right)^2 \sim 10^{13} - 10^{17}$$

Estrella de axiones

$$10^{10}\text{GeV} \leq f_a \leq 10^{12}\text{GeV}$$

$$10^{-5}\text{eV} \leq m \leq 10^{-3}\text{eV}$$

$$\Lambda = \frac{1}{24\pi}\left(\frac{m_p}{f_a}\right)^2 \sim 10^{13} - 10^{17}$$

$$\begin{aligned}
\frac{A'}{A^2 r} + \frac{1}{r^2}\left(1 - \frac{1}{A}\right) - \frac{4\pi}{m_p^2}\left[\left(\frac{E^2}{B} + m^2\right)^2 - \frac{m^2}{4f_a^2}R^4 + \frac{R'^2}{A} + \frac{m^2}{72 f_a^4}R^6\right] &= 0\,, \\
\frac{B'}{ABr} - \frac{1}{r^2}\left(1 - \frac{1}{A}\right) - \frac{4\pi}{m_p^2}\left[\left(\frac{E^2}{B} - m^2\right)R^2 + \frac{m^2}{4f_a^2}R^4 + \frac{R'^2}{A} - \frac{m^2}{72 f_a^4}R^6\right] &= 0\,, \\
R'' + \left(\frac{1}{r} + \frac{B'}{2B} - \frac{A'}{2A}\right)R' + A\left[\left(\frac{E^2}{B} - m^2\right)R + \frac{m^2}{f_a^2}R^3 - \frac{m^2}{24 f_a^4}R^5\right] &= 0
\end{aligned}$$

Estrella de axiones

$$10^{10}\text{GeV} \le f_a \le 10^{12}\text{GeV}$$

$$10^{-5}\text{eV} \le m \le 10^{-3}\text{eV}$$

$$\Lambda = \frac{1}{24\pi}\left(\frac{m_p}{f_a}\right)^2 \sim 10^{13} - 10^{17}$$

$$\begin{aligned}
\frac{A'}{A^2 r} + \frac{1}{r^2}\left(1 - \frac{1}{A}\right) - \frac{4\pi}{m_p^2}\left[\left(\frac{E^2}{B} + m^2\right)^2 - \frac{m^2}{4f_a^2}R^4 + \frac{R'^2}{A} + \frac{m^2}{72 f_a^4}R^6\right] &= 0\,, \\
\frac{B'}{ABr} - \frac{1}{r^2}\left(1 - \frac{1}{A}\right) - \frac{4\pi}{m_p^2}\left[\left(\frac{E^2}{B} - m^2\right)R^2 + \frac{m^2}{4f_a^2}R^4 + \frac{R'^2}{A} - \frac{m^2}{72 f_a^4}R^6\right] &= 0\,, \\
R'' + \left(\frac{1}{r} + \frac{B'}{2B} - \frac{A'}{2A}\right)R' + A\left[\left(\frac{E^2}{B} - m^2\right)R + \frac{m^2}{f_a^2}R^3 - \frac{m^2}{24 f_a^4}R^5\right] &= 0
\end{aligned}$$

$$R = \frac{f_a}{\sqrt{m}}\sigma\,, \quad r = \frac{m_p}{f_a}\sqrt{\frac{m}{4\pi}}x\,, \quad \alpha = \frac{4\pi f_a^2}{m_p^2 m}$$

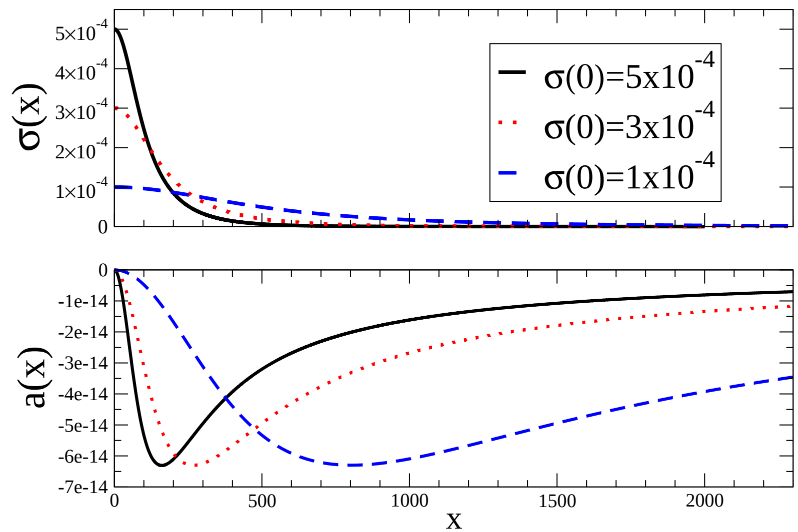
Estrella de axiones

$$R = \frac{f_a}{\sqrt{m}}\sigma\,, \quad r = \frac{m_p}{f_a}\sqrt{\frac{m}{4\pi}}x\,, \quad \alpha = \frac{4\pi f_a^2}{m_p^2 m}$$

$$A(x) = 1 - a(x)$$

$$\begin{aligned}
a' + \frac{a(1+a)}{x} + (1-a)^2 x\left[\left(\frac{1}{B}+1\right)m^2\sigma^2 - \frac{m\sigma^4}{4} + \alpha\frac{\sigma'^2}{(1-a)} + \frac{\sigma^6}{72}\right] &= 0\,, \\
B' + \frac{aB}{x} - (1-a)Bx\left[\left(\frac{1}{B}-1\right)m^2\sigma^2 + \frac{m\sigma^4}{4} + \alpha\frac{\sigma'^2}{(1-a)} - \frac{\sigma^6}{72}\right] &= 0\,, \\
\sigma'' + \left(\frac{2}{x} + \frac{B'}{2B} + \frac{a'}{2(1-a)}\right)\sigma' + (1-a)\left[\left(\frac{1}{B}-1\right)m^2\sigma + \frac{m\sigma^3}{3} - \frac{\sigma^5}{24}\right] &= 0
\end{aligned}$$

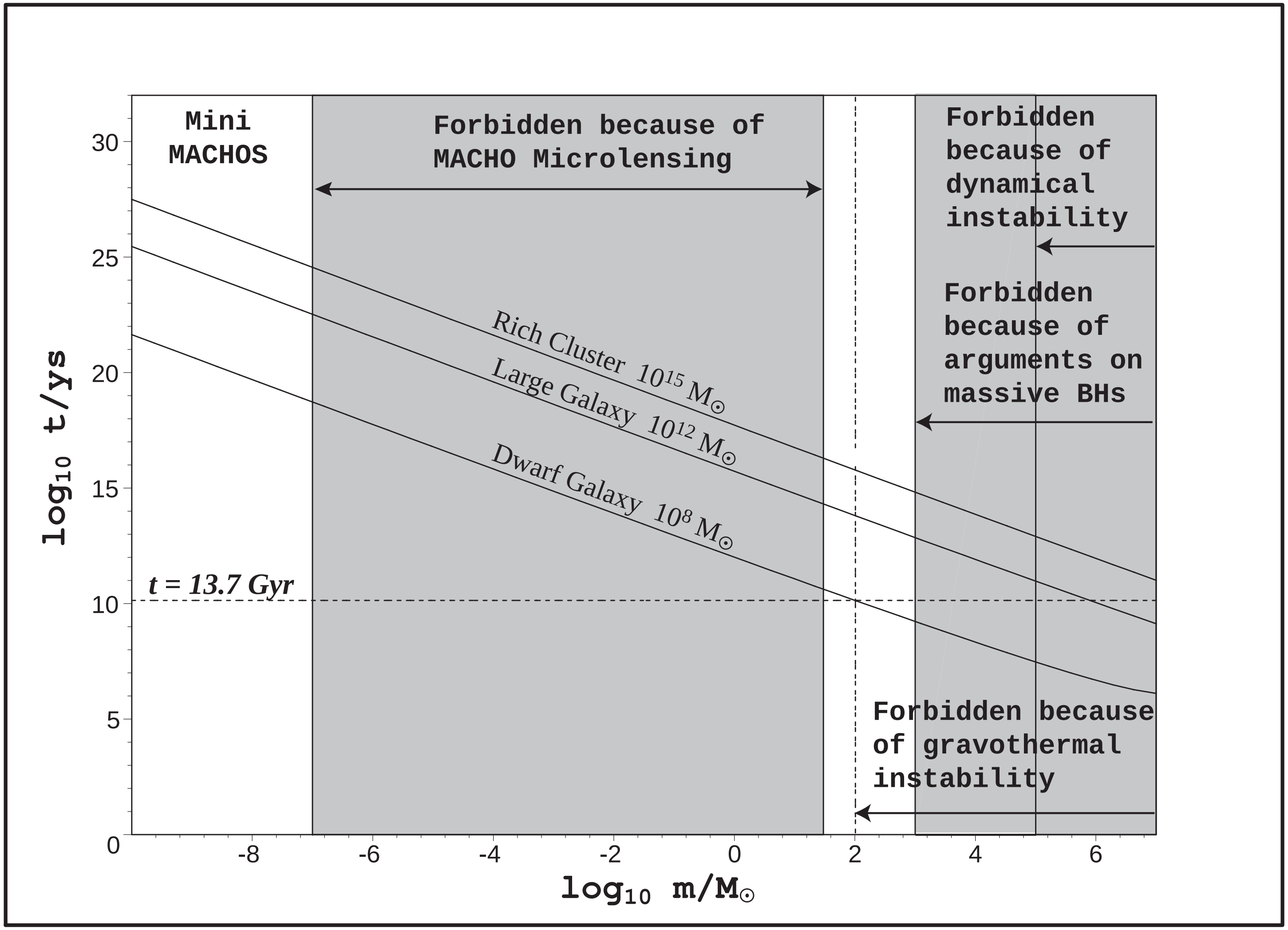
Estrella de axiones



$$r = \frac{m_p}{f_a}\sqrt{\frac{m}{4\pi}}x$$

$\sigma(0)$	Mass (Kg)	R_{99} (meters)	density ρ (Kg/m^3)
5×10^{-4}	$3{,}90 \times 10^{13}$	$1{,}83$	$6{,}3 \times 10^{12}$
3×10^{-4}	$6{,}48 \times 10^{13}$	$2{,}86$	$2{,}7 \times 10^{12}$
1×10^{-4}	$1{,}94 \times 10^{14}$	$8{,}54$	$3{,}1 \times 10^{11}$

¿Es malo?



X. Hernandez, T. Matos, R. A. Sussman and Y. Verbin,
Phys. Rev. D **70**, 043537 (2004)

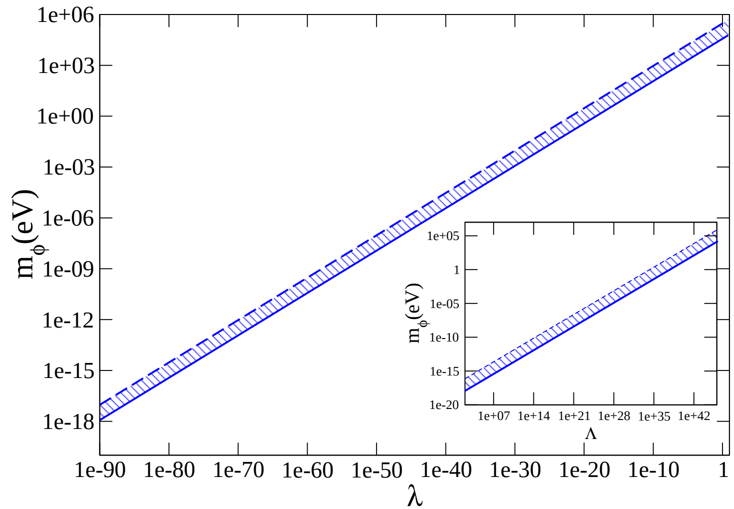
¿Es malo?

- Debido a la “Newtonización”, la densidad de las estrellas de axiones no es suficiente para que se de el proceso $a + a \to \gamma$. $\Gamma_\pi m_p^2 V_e f_\pi / (R m_\pi^4 f_a) > 1$ el cual implica densidades $\rho > 10^{15}$ Kg/ m^3 para $m = 10^{-5}$ eV.
- ¿Es posible detectar a las estrellas de axiones a través de la conversión del axión a fotón en campos magnéticos externos?

Self-gravitating system made of axions.
J. Barranco, A. Bernal,
e-Print: arXiv:1001.1769 [astro-ph.CO]
Phys. Rev. **D 83**, 043525 (2011)

Estrellas de bosones como imitadores de hoyos negros super-masivos

¿Puede una estrella de BS imitar a SgrA*?

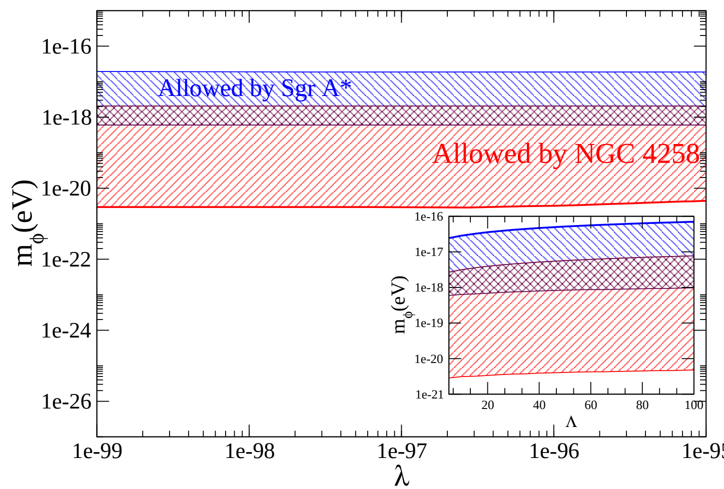


$$m_\phi \geq \frac{M_{\rm min}(\Lambda)}{M_{\rm SgrA^*}} m_P^2 \qquad M_{\rm min}(\Lambda) \equiv C_{\rm min} R(\sigma_{\rm c}^*)$$

$$m_\phi \leq \frac{M_{\rm max}(\Lambda)}{M_{\rm SgrA^*}}\, m_P^2\ .$$

$$3{,}7 \times 10^4\, \lambda^{1/4} \leq m_\phi \leq 2{,}9 \times 10^5\, \lambda^{1/4}\ \text{eV}\,.$$

¿Puede una estrella de BS imitar a SgrA*?



$$6{,}3 \text{ eV} \lesssim \frac{m_\phi}{\lambda^{1/4}} \lesssim 9{,}6 \times 10^4 \text{ eV} \,.$$

Constraining scalar fields with stellar kinematics and collisional dark matter

Pau Amaro-Seoane, Juan Barranco, Argelia Bernal, Luciano Rezzolla, JCAP 1011:002,2010.

Conclusiones

- ¿EOS ó límite semiclasico? Para neutarlinos (EOS) y para axiones (límite semiclasico) los sistemas auto-gravitantes obtenidos son muy pequeños.
  - El halo de materia oscura sería un ensamble no colisionante de estrellas de axiones (o neutralinos)
  - Estos mini-machos de materia oscura escalar no pueden ser descartados por las mediciones de micro-lensing.
- No se da la reacción: $a + a \rightarrow \gamma$
- La detección directa de los axiones será muy díficil: en un NFW, habrá una estrella de axiones en el sistema solar.
- Los sistemas autogravitantes de campo escalar pueden ser muy diversos:
  - Objetos tan compactos y masivos como Hoyos negros supermasivos
  - El halo de materia oscura