Agujeros de gusanos dinámicos soportados por energía fantasma politrópica

Sebastián Bahamonde Beltrán

Universidad de Concepción, Concepción.

COSMOCONCE 2013
Concepción, Marzo, 2013

Índice

Concepto de Agujero de Gusano

Es un hipotético túnel cósmico o atajo a través del espacio-tiempo, descrito como una solución de las ecuaciones de campo de Einstein. Teóricamente están constituidos por, al menos, dos extremos (bocas), conectados por una garganta, a través de la cual viajaría la materia, si éste pudiese ser atravesado.

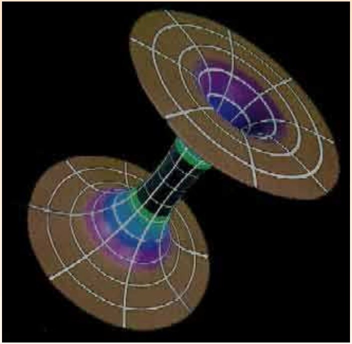

Figura : Agujero de gusano

Concepto de Agujero de Gusano

Es un hipotético túnel cósmico o atajo a través del espacio-tiempo, descrito como una solución de las ecuaciones de campo de Einstein. Teóricamente están constituidos por, al menos, dos extremos (bocas), conectados por una garganta, a través de la cual viajaría la materia, si éste pudiese ser atravesado.

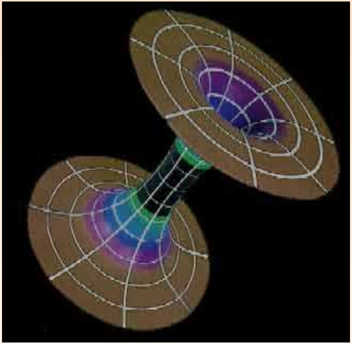

Figura : Agujero de gusano

Concepto de Agujero de Gusano

Es un hipotético túnel cósmico o atajo a través del espacio-tiempo, descrito como una solución de las ecuaciones de campo de Einstein. Teóricamente están constituidos por, al menos, dos extremos (bocas), conectados por una garganta, a través de la cual viajaría la materia, si éste pudiese ser atravesado.

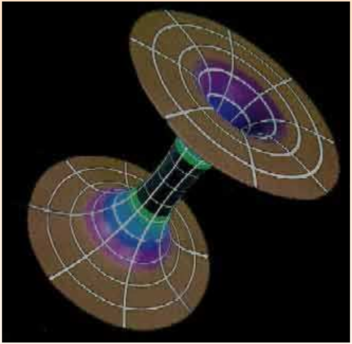

Figura : Agujero de gusano

Concepto de Agujero de Gusano

Es un hipotético túnel cósmico o atajo a través del espacio-tiempo, descrito como una solución de las ecuaciones de campo de Einstein. Teóricamente están constituidos por, al menos, dos extremos (bocas), conectados por una garganta, a través de la cual viajaría la materia, si éste pudiese ser atravesado.

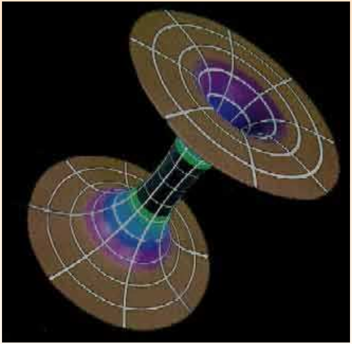

Figura : Agujero de gusano

Concepto de Agujero de Gusano

Es un hipotético túnel cósmico o atajo a través del espacio-tiempo, descrito como una solución de las ecuaciones de campo de Einstein. Teóricamente están constituidos por, al menos, dos extremos (bocas), conectados por una garganta, a través de la cual viajaría la materia, si éste pudiese ser atravesado.

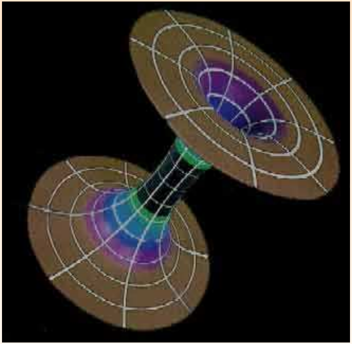

Figura : Agujero de gusano

Concepto de Agujero de Gusano

Es un hipotético túnel cósmico o atajo a través del espacio-tiempo, descrito como una solución de las ecuaciones de campo de Einstein. Teóricamente están constituidos por, al menos, dos extremos (bocas), conectados por una garganta, a través de la cual viajaría la materia, si éste pudiese ser atravesado.

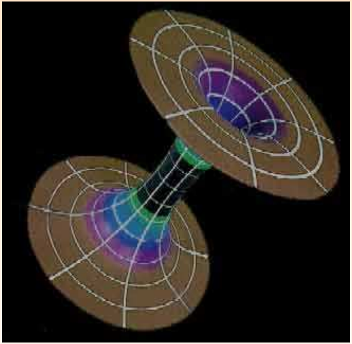

Figura : Agujero de gusano

Agujeros de Gusano Atravesables

- Son un tipo de agujero de gusano que para existir debe estar soportado por una fuente exótica de materia con presión negativa grande. (usualmente)
- Candidatos posibles para soportarlos son la materia fantasma o una constante cosmológica.
- Otra característica es que no poseen Horizontes($g_{tt} \neq 0$), permitiendo atraversalos en ambos sentidos.
- Pueden ser estáticos o dependientes del tiempo.

Agujeros de Gusano Atravesables

- Son un tipo de agujero de gusano que para existir debe estar soportado por una fuente exótica de materia con presión negativa grande. (usualmente)
- Candidatos posibles para soportarlos son la materia fantasma o una constante cosmológica.
- Otra característica es que no poseen Horizontes($g_{tt} \neq 0$), permitiendo atraversalos en ambos sentidos.
- Pueden ser estáticos o dependientes del tiempo.

Agujeros de Gusano Atravesables

- Son un tipo de agujero de gusano que para existir debe estar soportado por una fuente exótica de materia con presión negativa grande. (usualmente)
- Candidatos posibles para soportarlos son la materia fantasma o una constante cosmológica.
- Otra característica es que no poseen Horizontes($g_{tt} \neq 0$), permitiendo atraversalos en ambos sentidos.
- Pueden ser estáticos o dependientes del tiempo.

Agujeros de Gusano Atravesables

- Son un tipo de agujero de gusano que para existir debe estar soportado por una fuente exótica de materia con presión negativa grande. (usualmente)
- Candidatos posibles para soportarlos son la materia fantasma o una constante cosmológica.
- Otra característica es que no poseen Horizontes($g_{tt} \neq 0$), permitiendo atraversalos en ambos sentidos.
- Pueden ser estáticos o dependientes del tiempo.

Agujero de Gusano intra-universo

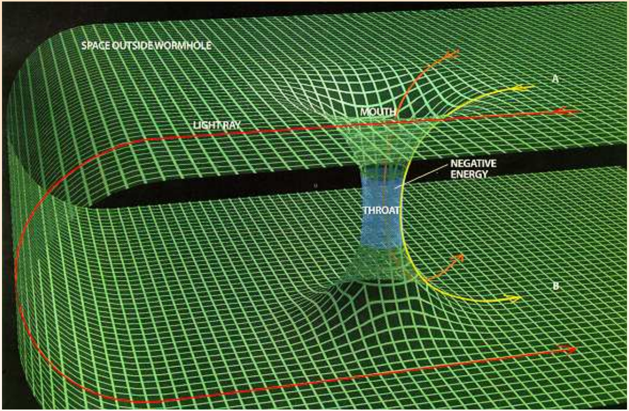

Figura : Representación de un agujero de gusano intra-universo.

Agujero de Gusano inter-universo

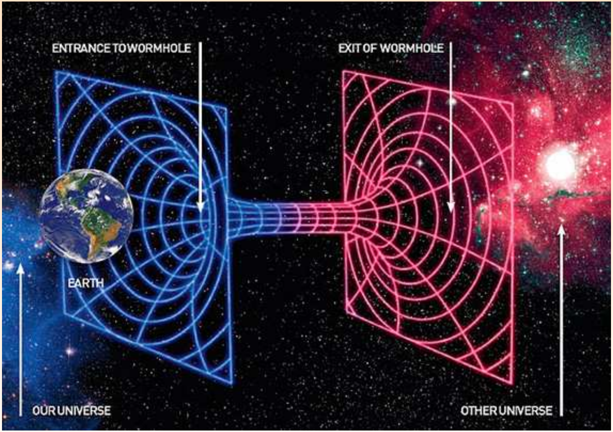

Figura : Representación de un agujero de gusano inter-universo.

Relatividad General

En nuestra investigación utilizamos la Teoría General de la Relatividad, regida por las ecuaciones de campo de Einstein con constante cosmológica:

Ecuación de campo de Einstein

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} R g_{\mu\nu} = \kappa T_{\mu\nu} - \Lambda g_{\mu\nu}, \tag{1}$$

Con la signatura $(-,+,+,+)$, la velocidad de la luz igual a la unidad ($c = 1$) y $\kappa = 8\pi G$

Índice

Modelo utilizado en nuestra investigación

Consideraremos que el agujero de gusano posee las siguientes características:

- Es dinámico.
- Se encuentra en un espacio de N dimensiones.
- Está soportado por materia inhomogéna y anisótropa, que está caracterizada por una ecuación de estado politrópica $p_r(r) = \omega\rho^{\gamma}$.
- No hay presencia de fuerzas de marea, es decir, $\Phi(r) = 0$

Modelo utilizado en nuestra investigación

Consideraremos que el agujero de gusano posee las siguientes características:

- Es dinámico.
- Se encuentra en un espacio de N dimensiones.
- Está soportado por materia inhomogéna y anisótropa, que está caracterizada por una ecuación de estado politrópica $p_r(r) = \omega\rho^\gamma$.
- No hay presencia de fuerzas de marea, es decir, $\Phi(r) = 0$

Modelo utilizado en nuestra investigación

Consideraremos que el agujero de gusano posee las siguientes características:

- Es dinámico.
- Se encuentra en un espacio de N dimensiones.
- Está soportado por materia inhomogéna y anisótropa, que está caracterizada por una ecuación de estado politrópica $p_r(r) = \omega\rho^{\gamma}$.
- No hay presencia de fuerzas de marea, es decir, $\Phi(r) = 0$

Modelo utilizado en nuestra investigación

Consideraremos que el agujero de gusano posee las siguientes características:

- Es dinámico.
- Se encuentra en un espacio de N dimensiones.
- Está soportado por materia inhomogéna y anisótropa, que está caracterizada por una ecuación de estado politrópica $p_r(r) = \omega\rho^\gamma$.
- No hay presencia de fuerzas de marea, es decir, $\Phi(r) = 0$

Métrica de Morris & Thorne

- La métrica que describe el espacio-tiempo de un agujero de gusano estático está dado por la métrica de Morris y Thorne de Ref. [1]:

Métrica de Morris & Thorne

$$ds^2 = -e^{\Phi(r)}dt^2 + \frac{dr^2}{1-\frac{b(r)}{r}} + d\Omega^2, \qquad (2)$$

donde $\Phi(r)$ es la función redshift, $b(r)$ la función de forma y $d\Omega^2 = r^2(d\theta^2 + \sin\theta^2 d\phi^2)$ con r, θ, ϕ las coordenadas esféricas y t la coordenada temporal.

Métrica de Morris & Thorne

- La métrica que describe el espacio-tiempo de un agujero de gusano estático está dado por la métrica de Morris y Thorne de Ref. [1]:

Métrica de Morris & Thorne

$$ds^2 = -e^{\Phi(r)}dt^2 + \frac{dr^2}{1-\frac{b(r)}{r}} + d\Omega^2, \tag{2}$$

donde $\Phi(r)$ es la función redshift, $b(r)$ la función de forma y $d\Omega^2 = r^2(d\theta^2 + \sin\theta^2 d\phi^2)$ con r, θ, ϕ las coordenadas esféricas y t la coordenada temporal.

Condiciones de transitabilidad

Para que el agujero de gusano sea atravesable $\Phi(r)$ y $b(r)$ deben cumplir:

- $\Phi(r)$ debe ser finito en todo el espacio (ausencia de horizonte y singularidades).
- $b(r = r_0) = r_0$, en la garganta.
- $b(r)/r \leq 1$,
- Si $r \rightarrow \infty$ entonces $b(r)/r \rightarrow 0$ para obtener asintoticamente un espacio-tiempo Minkowskiano.

Condiciones de transitabilidad

Para que el agujero de gusano sea atravesable $\Phi(r)$ y $b(r)$ deben cumplir:

- $\Phi(r)$ debe ser finito en todo el espacio (ausencia de horizonte y singularidades).
- $b(r = r_0) = r_0$, en la garganta.
- $b(r)/r \leq 1$,
- Si $r \to \infty$ entonces $b(r)/r \to 0$ para obtener asintoticamente un espacio-tiempo Minkowskiano.

Condiciones de transitabilidad

Para que el agujero de gusano sea atravesable $\Phi(r)$ y $b(r)$ deben cumplir:

- $\Phi(r)$ debe ser finito en todo el espacio (ausencia de horizonte y singularidades).
- $b(r = r_0) = r_0$, en la garganta.
- $b(r)/r \leq 1$,
- Si $r \to \infty$ entonces $b(r)/r \to 0$ para obtener asintoticamente un espacio-tiempo Minkowskiano.

Condiciones de transitabilidad

Para que el agujero de gusano sea atravesable $\Phi(r)$ y $b(r)$ deben cumplir:

- $\Phi(r)$ debe ser finito en todo el espacio (ausencia de horizonte y singularidades).
- $b(r = r_0) = r_0$, en la garganta.
- $b(r)/r \leq 1$,
- Si $r \to \infty$ entonces $b(r)/r \to 0$ para obtener asintoticamente un espacio-tiempo Minkowskiano.

Métrica de Morris & Thorne dinámica

- Para describir el espacio-tiempo de un agujero de gusano dinámico N dimensional debemos generalizar la métrica anterior a:

Métrica generalizada

$$ds^2 = -e^{-2\Phi(r,t)}dt^2 + a^2(t)\left[\frac{dr^2}{1-\frac{b(r)}{r}} + r^2 d\Omega^2_{N-1}\right], \qquad (3)$$

donde $a(t)$ es el factor de escala del Universo. Si $\Phi(r,t) \to 0$ y $b(r) \to 0$ la métrica se transforma en la métrica de FRW plana N dimensional.

Métrica de Morris & Thorne dinámica

- Para describir el espacio-tiempo de un agujero de gusano dinámico N dimensional debemos generalizar la métrica anterior a:

Métrica generalizada

$$ds^2 = -e^{-2\Phi(r,t)}dt^2 + a^2(t)\left[\frac{dr^2}{1-\frac{b(r)}{r}} + r^2 d\Omega_{N-1}^2\right], \quad (3)$$

donde $a(t)$ es el factor de escala del Universo. Si $\Phi(r,t) \to 0$ y $b(r) \to 0$ la métrica se transforma en la métrica de FRW plana N dimensional.

Métrica en término de las bases ortonormales

Podemos escribir la métrica anterior de la siguiente forma:

$$ds^2 = -\theta^{(t)}\theta^{(t)} + \theta^{(r)}\theta^{(r)} + \sum_{i=1}^{N-1} \theta^{(\theta_i)}\theta^{(\theta_i)}, \tag{4}$$

con $\theta^{(\mu)}$ las bases ortonormales de primera forma dadas por:

$$\theta^{(t)} = e^{\Phi(r,t)}dt, \tag{5}$$

$$\theta^{(r)} = a(t)\frac{dr}{\sqrt{1-\frac{b(r)}{r}}}, \tag{6}$$

$$\theta^{(\theta_1)} = a(t)rd_{\theta_1}, \tag{7}$$

$$\theta^{(\theta_2)} = a(t)r\sin\theta_1 d_{\theta_2}, \tag{8}$$

$$\theta^{(\theta_{N-1})} = a(t)r\prod_{i=1}^{N-2}\sin\theta_i d\theta_{N-1}. \tag{9}$$

Fuente de materia

- Consideraremos la fuente de materia descrita como un fluido inhomogéneo y anisótropo.
- El Tensor energía momentum en las bases ortonormales tendrá sólo componentes en la diagonal:

Tensor energía momentum

$$T_{(t)(t)} = \rho(t,r), \tag{10}$$

$$T_{(r)(r)} = p_r(t,r) \tag{11}$$

$$T_{(\theta)(\theta)} = T_{(\phi)(\phi)} = p_l(t,r), \tag{12}$$

donde $p_r(r,t)$ y $p_l(r,t)$ son la presión radial y lateral respectivamente y $\rho(t,r)$ la densidad de energía de un fluido para un observador que se mantiene en resposo a $r, \theta^{(\mu)}$.

Fuente de materia

- Consideraremos la fuente de materia descrita como un fluido inhomogéneo y anisótropo.
- El Tensor energía momentum en las bases ortonormales tendrá sólo componentes en la diagonal:

Tensor energía momentum

$$T_{(t)(t)} = \rho(t, r), \tag{10}$$

$$T_{(r)(r)} = p_r(t, r) \tag{11}$$

$$T_{(\theta)(\theta)} = T_{(\phi)(\phi)} = p_l(t, r), \tag{12}$$

donde $p_r(r, t)$ y $p_l(r, t)$ son la presión radial y lateral respectivamente y $\rho(t, r)$ la densidad de energía de un fluido para un observador que se mantiene en resposo a $r, \theta^{(\mu)}$.

Fuente de materia

- Consideraremos la fuente de materia descrita como un fluido inhomogéneo y anisótropo.
- El Tensor energía momentum en las bases ortonormales tendrá sólo componentes en la diagonal:

Tensor energía momentum

$$T_{(t)(t)} = \rho(t,r), \tag{10}$$
$$T_{(r)(r)} = p_r(t,r) \tag{11}$$
$$T_{(\theta)(\theta)} = T_{(\phi)(\phi)} = p_l(t,r), \tag{12}$$

donde $p_r(r,t)$ y $p_l(r,t)$ son la presión radial y lateral respectivamente y $\rho(t,r)$ la densidad de energía de un fluido para un observador que se mantiene en resposo a $r, \theta^{(\mu)}$.

Fuente de materia

- Consideraremos que la densidad de energía puede separarse como:

$$\rho_r(t,r) = \rho_w(r)\rho_c(t). \tag{13}$$

- También consideraremos que la presión radial obedece una ecuación de estado politrópica de la siguiente forma:

$$p_r(t,r) = \omega\rho_c(t)\rho_w^\gamma(r), \tag{14}$$

donde ω es el parámetro de estado y γ el índice politrópico.

- La ecuación anterior implica que la presión lateral se pueda dividir también como:

$$p_l(t,r) = p_{lc}(t)p_{lw}(r). \tag{15}$$

Fuente de materia

- Consideraremos que la densidad de energía puede separarse como:

$$\rho_r(t,r) = \rho_w(r)\rho_c(t). \tag{13}$$

- También consideraremos que la presión radial obedece una ecuación de estado politrópica de la siguiente forma:

$$p_r(t,r) = \omega\rho_c(t)\rho_w^{\gamma}(r), \tag{14}$$

  donde ω es el parámetro de estado y γ el índice politrópico.

- La ecuación anterior implica que la presión lateral se pueda dividir también como:

$$p_l(t,r) = p_{lc}(t)p_{lw}(r). \tag{15}$$

Fuente de materia

- Consideraremos que la densidad de energía puede separarse como:

$$\rho_r(t,r) \quad = \quad \rho_w(r)\rho_c(t). \tag{13}$$

- También consideraremos que la presión radial obedece una ecuación de estado politrópica de la siguiente forma:

$$p_r(t,r) \quad = \quad \omega\rho_c(t)\rho_w^{\gamma}(r), \tag{14}$$

donde ω es el parámetro de estado y γ el índice politrópico.

- La ecuación anterior implica que la presión lateral se pueda dividir también como:

$$p_l(t,r) \quad = \quad p_{lc}(t)p_{lw}(r). \tag{15}$$

Índice

Ecuaciones de campo

Utilizando la condición $\Phi(r,t)=0$, las ecuaciones de campo con constante cosmológica son

$$\begin{aligned}
\frac{(N-1)}{2a^2r^3}[rb'(r)+(N-3)b(r)] \quad &+ \\
\frac{N(N-1)}{2}H^2 \qquad &= \kappa\rho_w(r)\rho_c(t)+\Lambda, && (16)\\
-\frac{(N-1)(N-2)}{2}H^2-(N-1)\frac{\ddot{a}}{a}- \\
(N-1)(N-2)\frac{b}{2r^3a^2} \quad &= \quad \kappa\omega\rho_w^{\gamma}(r)\rho_c(t)-\Lambda, && (17)\\
-\frac{(N-1)(N-2)}{2}H^2-(N-1)\frac{\ddot{a}}{a}- \\
\frac{(N-2)}{2r^3a^2}[rb'(r)+(N-4)b(r)] \quad &= \quad \kappa p_{lw}(r)p_{lc}(t)-\Lambda, && (18)
\end{aligned}$$

donde $\kappa=8\pi G$, $H=\dot{a}(t)/a(t)$ y las primas y los puntos denotan d/dr y d/dt respectivamente.

Ecuaciones de campo

- Separando las ecuaciones en su parte temporal y radial obtenemos

$$\left[\frac{N(N-1)}{2}H^2-\Lambda\right]\rho_c^{-1}(t) = \kappa\rho_w(r)-\frac{(N-1)}{2a^2(t)\rho_c(t)r^3}[rb'(r)+(N-3)b(r)], \tag{19}$$

$$\left[\Lambda-\frac{(N-1)(N-2)}{2}H^2-(N-1)\frac{\ddot{a}}{a}\right]\rho_c^{-1}(t) = \frac{b(r)(N-1)(N-2)}{2r^3\rho_c(t)a^2(t)}+\kappa\omega\rho_w^{\gamma}(r), \tag{20}$$

$$\left[\Lambda-\frac{(N-1)(N-2)}{2}H^2-(N-1)\frac{\ddot{a}}{a}\right]p_{lc}^{-1}(t) = \frac{(N-2)(rb'(r)+(N-4)b(r))}{2r^3p_{lc}(t)a^2(t)}+\kappa p_{lw}(r). \tag{21}$$

- Para que existan soluciones se debe cumplir

$$\rho_c(t)=\tilde{C}_1a^{-2}(t),\ \ p_{lc}(t)=\tilde{C}_2a^{-2}(t). \tag{22}$$

Ecuaciones de campo

- Separando las ecuaciones en su parte temporal y radial obtenemos

$$\left[\frac{N(N-1)}{2}H^2-\Lambda\right]\rho_c^{-1}(t) = \kappa\rho_w(r)-\frac{(N-1)}{2a^2(t)\rho_c(t)r^3}[rb'(r)+(N-3)b(r)], \quad (19)$$

$$\left[\Lambda-\frac{(N-1)(N-2)}{2}H^2-(N-1)\frac{\ddot{a}}{a}\right]\rho_c^{-1}(t) = \frac{b(r)(N-1)(N-2)}{2r^3\rho_c(t)a^2(t)}+\kappa\omega\rho_w^{\gamma}(r), \quad (20)$$

$$\left[\Lambda-\frac{(N-1)(N-2)}{2}H^2-(N-1)\frac{\ddot{a}}{a}\right]p_{lc}^{-1}(t) = \frac{(N-2)(rb'(r)+(N-4)b(r))}{2r^3p_{lc}(t)a^2(t)}+\kappa p_{lw}(r). \quad (21)$$

- Para que existan soluciones se debe cumplir

$$\rho_c(t)=\tilde{C}_1a^{-2}(t), \quad p_{lc}(t)=\tilde{C}_2a^{-2}(t). \quad (22)$$

Ecuaciones de campo

Utilizando la condición anterior y el método de separación de variables obtenemos las ecuaciones separadas de t y r

$$\left[\frac{N(N-1)}{2}H^2-\Lambda\right]a^2(t) = \kappa\tilde{C}_1\rho_w(r)-\frac{(N-1)}{2r^3}[rb'(r)+(N-3)b(r)] = -3C_3, \tag{23}$$

$$\left[\Lambda-\frac{(N-1)(N-2)}{2}H^2-(N-1)\frac{\ddot{a}}{a}\right]a^2(t) = \frac{b(r)(N-1)(N-2)}{2r^3}+\kappa\omega\tilde{C}_1\rho_w^{\gamma}(r) = -Q, \tag{24}$$

$$\left[\Lambda-\frac{(N-1)(N-2)}{2}H^2-(N-1)\frac{\ddot{a}}{a}\right]a^2(t) = \frac{(N-2)(rb'(r)+(N-4)b(r))}{2r^3}+\kappa\tilde{C}_2p_{lw}(r) = -Q, \tag{25}$$

donde C_3 y Q son las constantes del método de separación de variables.

Soluciones

- Estudiando el caso en donde $C_3 = Q = 0$ encontramos las siguientes soluciones

Densidad de energía y presión radial

$$\begin{aligned}\rho(t,r) &= \left(\frac{(N-2)r^{-N}}{-\omega\kappa}\right)^{1/\gamma}\Bigg[F + \\ &\frac{(N-2)^{1/\gamma}}{N}\frac{\kappa^{\frac{(\gamma-1)}{\gamma}}}{(-\omega)^{1/\gamma}}r^{\frac{N(\gamma-1)}{\gamma}}\Bigg]^{\frac{1}{(\gamma-1)}} a^{-2}(t), \qquad (26)\\ p_r(t,r) &= \omega\left(\frac{(N-2)r^{-N}}{-\omega\kappa}\right)^{1/\gamma}\Bigg(\Bigg[F + \\ &\frac{(N-2)^{1/\gamma}}{N}\frac{\kappa^{\frac{(\gamma-1)}{\gamma}}}{(-\omega)^{1/\gamma}}r^{\frac{N(\gamma-1)}{\gamma}}\Bigg]^{\frac{1}{(\gamma-1)}}\Bigg)^{\gamma} a^{-2}(t). \qquad (27)\end{aligned}$$

Soluciones

- Estudiando el caso en donde $C_3 = Q = 0$ encontramos las siguientes soluciones

Densidad de energía y presión radial

$$\begin{aligned}
\rho(t,r) &= \left(\frac{(N-2)r^{-N}}{-\omega\kappa}\right)^{1/\gamma}\Bigg[F + \\
&\quad \frac{(N-2)^{1/\gamma}}{N}\frac{\kappa^{\frac{(\gamma-1)}{\gamma}}}{(-\omega)^{1/\gamma}} r^{\frac{N(\gamma-1)}{\gamma}}\Bigg]^{\frac{1}{(\gamma-1)}} a^{-2}(t), \qquad (26)\\
p_r(t,r) &= \omega\left(\frac{(N-2)r^{-N}}{-\omega\kappa}\right)^{1/\gamma}\Bigg(\Bigg[F + \\
&\quad \frac{(N-2)^{1/\gamma}}{N}\frac{\kappa^{\frac{(\gamma-1)}{\gamma}}}{(-\omega)^{1/\gamma}} r^{\frac{N(\gamma-1)}{\gamma}}\Bigg]^{\frac{1}{(\gamma-1)}}\Bigg)^{\gamma} a^{-2}(t). \qquad (27)
\end{aligned}$$

Soluciones

Presion lateral y función de forma

$$
\begin{aligned}
p_l(t,r) &= \frac{(N-2)r^{-N}}{(N-1)\kappa}\left(F+\frac{(N-2)^{1/\gamma}}{N}\frac{\kappa^{\frac{(\gamma-1)}{\gamma}}}{(-\omega)^{1/\gamma}}r^{\frac{N(\gamma-1)}{\gamma}}\right)^{\frac{\gamma}{(\gamma-1)}} \\
&\times\left[\left(F+\frac{(N-2)^{1/\gamma}}{N}\frac{\kappa^{\frac{(\gamma-1)}{\gamma}}}{(-\omega)^{1/\gamma}}r^{\frac{N(\gamma-1)}{\gamma}}\right)-\right. \\
&\left.\frac{(N-2)^{1/\gamma}\kappa^{\frac{(\gamma-1)}{\gamma}}r^{\frac{N(\gamma-1)}{\gamma}}}{(-\omega)^{1/\gamma}}\right]a^{-2}(t), \qquad (28) \\
b(r) &= \frac{2r^{3-N}}{N-1}\left[F+\frac{(N-2)^{1/\gamma}}{N}\frac{(\kappa\tilde{C}_1)^{\frac{(\gamma-1)}{\gamma}}}{(-\omega)^{1/\gamma}}r^{\frac{N(\gamma-1)}{\gamma}}\right]^{\frac{\gamma}{(\gamma-1)}}, \qquad (29)
\end{aligned}
$$

donde F es una constante de integración.

Para la parte dinámica encontramos que el factor de escala (con $C_3 = Q = 0$) está dado por:

Factor de escala

$$a(t) = a_0 e^{\pm\sqrt{\frac{2\Lambda}{N(N-1)}}t}, \tag{30}$$

que corresponde a un Universo de De-Sitter N dimensional con el signo $+$ y un universo anti de-Sitter N dimensional con el signo $-$.

Condiciones para agujero de gusano atravesable

- Como hemos elegido $\Phi(r,t)=0$ no hay problema con singularidades ni horizonte.
- Imponiendo que en la garganta $b(r=r_0)=r_0$ obtenemos:

Función de forma con condición de garganta

$$b(r) = \frac{2r^{3-N}}{N-1}\left[r_0^{\frac{(N-2)(\gamma-1)}{\gamma}} - \frac{(\kappa\tilde{C}_1)^{\frac{(\gamma-1)}{\gamma}}(N-2)^{1/\gamma}}{N(-\omega)^{1/\gamma}}\left(r_0^{\frac{N(\gamma-1)}{\gamma}} + r^{\frac{N(\gamma-1)}{\gamma}}\right)\right]^{\frac{\gamma}{(\gamma-1)}}. \qquad (31)$$

- Si hacemos el caso $N=3$ recuperamos el caso de agujero de gusano de Ref. [2].

Condiciones para agujero de gusano atravesable

- Como hemos elegido $\Phi(r,t)=0$ no hay problema con singularidades ni horizonte.
- Imponiendo que en la garganta $b(r=r_0)=r_0$ obtenemos:

Función de forma con condición de garganta

$$b(r) = \frac{2r^{3-N}}{N-1}\left[r_0^{\frac{(N-2)(\gamma-1)}{\gamma}} - \frac{(\kappa\tilde{C}_1)^{\frac{(\gamma-1)}{\gamma}}(N-2)^{1/\gamma}}{N(-\omega)^{1/\gamma}}\left(r_0^{\frac{N(\gamma-1)}{\gamma}} + r^{\frac{N(\gamma-1)}{\gamma}}\right)\right]^{\frac{\gamma}{(\gamma-1)}}. \quad (31)$$

- Si hacemos el caso $N=3$ recuperamos el caso de agujero de gusano de Ref. [2].

Condiciones para agujero de gusano atravesable

- Como hemos elegido $\Phi(r,t)=0$ no hay problema con singularidades ni horizonte.
- Imponiendo que en la garganta $b(r=r_0)=r_0$ obtenemos:

Función de forma con condición de garganta

$$b(r) = \frac{2r^{3-N}}{N-1}\left[r_0^{\frac{(N-2)(\gamma-1)}{\gamma}} - \frac{(\kappa\tilde{C}_1)^{\frac{(\gamma-1)}{\gamma}}(N-2)^{1/\gamma}}{N(-\omega)^{1/\gamma}}\left(r_0^{\frac{N(\gamma-1)}{\gamma}} + r^{\frac{N(\gamma-1)}{\gamma}}\right)\right]^{\frac{\gamma}{(\gamma-1)}}. \tag{31}$$

- Si hacemos el caso $N=3$ recuperamos el caso de agujero de gusano de Ref. [2].

Condiciones para agujero de gusano atravesable

- Como hemos elegido $\Phi(r,t)=0$ no hay problema con singularidades ni horizonte.
- Imponiendo que en la garganta $b(r=r_0)=r_0$ obtenemos:

Función de forma con condición de garganta

$$b(r) = \frac{2r^{3-N}}{N-1}\left[r_0^{\frac{(N-2)(\gamma-1)}{\gamma}} - \frac{(\kappa\tilde{C}_1)^{\frac{(\gamma-1)}{\gamma}}(N-2)^{1/\gamma}}{N(-\omega)^{1/\gamma}}\left(r_0^{\frac{N(\gamma-1)}{\gamma}} + r^{\frac{N(\gamma-1)}{\gamma}}\right)\right]^{\frac{\gamma}{(\gamma-1)}}. \quad (31)$$

- Si hacemos el caso $N=3$ recuperamos el caso de agujero de gusano de Ref. [2].

Conclusiones

- Hemos modelado la fuente que soporta nuestro agujero de gusano como un fluido politrópico, inhomogéneo y anisótropo.
- Encontramos soluciones politrópicas, las cuáles son poco usuales en Relatividad General.
- Hemos generalizado la solución de la Ref [2], encontrando una solución para un agujero de gusano dinámico.
- También generalizamos la solución de Ref [2] para un espacio N dimensional.

Conclusiones

- Hemos modelado la fuente que soporta nuestro agujero de gusano como un fluido politrópico, inhomogéneo y anisótropo.
- Encontramos soluciones politrópicas, las cuáles son poco usuales en Relatividad General.
- Hemos generalizado la solución de la Ref [2], encontrando una solución para un agujero de gusano dinámico.
- También generalizamos la solución de Ref [2] para un espacio N dimensional.

Conclusiones

- Hemos modelado la fuente que soporta nuestro agujero de gusano como un fluido politrópico, inhomogéneo y anisótropo.
- Encontramos soluciones politrópicas, las cuáles son poco usuales en Relatividad General.
- Hemos generalizado la solución de la Ref [2], encontrando una solución para un agujero de gusano dinámico.
- También generalizamos la solución de Ref [2] para un espacio N dimensional.

Conclusiones

- Hemos modelado la fuente que soporta nuestro agujero de gusano como un fluido politrópico, inhomogéneo y anisótropo.
- Encontramos soluciones politrópicas, las cuáles son poco usuales en Relatividad General.
- Hemos generalizado la solución de la Ref [2], encontrando una solución para un agujero de gusano dinámico.
- También generalizamos la solución de Ref [2] para un espacio N dimensional.

Realización de la investigación

Esta investigación fue realizada como un trabajo en conjunto con:

- Dr. Mauricio Cataldo.
- Fernanda Aróstica.

Realización de la investigación

Esta investigación fue realizada como un trabajo en conjunto con:

- Dr. Mauricio Cataldo.
- Fernanda Aróstica.

Referencias

- Wormholes in spacetime and their use for interstellar travel: A tool for teaching general relativity. M.S. Morris, K.S. Thorne, Am. J. Phys. **56** , 395 (1988)
- *Wormholes supported by polytropic phantom energy* M. Jamil et al, Eur. Phys. J. C **67**, 513 (2010)
- *Evolving Lorentzian wormholes supported by phantom matter and cosmological* M. Cataldo et al., Phys. Rev. D **79** , 024005 (2009)

Referencias

- Wormholes in spacetime and their use for interstellar travel: A tool for teaching general relativity. M.S. Morris, K.S. Thorne, Am. J. Phys. **56** , 395 (1988)
- *Wormholes supported by polytropic phantom energy* M. Jamil et al, Eur. Phys. J. C **67**, 513 (2010)
- *Evolving Lorentzian wormholes supported by phantom matter and cosmological* M. Cataldo et al., Phys. Rev. D **79** , 024005 (2009)

Referencias

- Wormholes in spacetime and their use for interstellar travel: A tool for teaching general relativity. M.S. Morris, K.S. Thorne, Am. J. Phys. **56** , 395 (1988)
- *Wormholes supported by polytropic phantom energy* M. Jamil et al, Eur. Phys. J. C **67**, 513 (2010)
- *Evolving Lorentzian wormholes supported by phantom matter and cosmological* M. Cataldo et al., Phys. Rev. D **79** , 024005 (2009)