

Precesión covariante de la Teoría ECE2 versus la Teoría de Einstein en el caso de la Estrella S2 y el Pulsar binario de Hulse Taylor.

por

M. W. Evans y H. Eckardt,

Civil List AIAS y UPITEC

(www.aias.us, www.upitec.org, www.et3m.net, www.archive.org, www.webarchive.org.uk)

Traducción: Alex Hill (www.et3m.net).

Resumen.

Se desarrolla la teoría covariante ECE2 para cualquier masa m_1 que gira en órbita alrededor de m_2 , en los niveles no relativista y relativista. El lagrangiano relativista y covariante según ECE2 produce precesión de la órbita sin necesidad de la relatividad general einsteiniana. Se aplica la teoría covariante ECE2 a la órbita de la estrella S2, que gira alrededor de un objeto masivo cerca de Sagitario B, y al pulsar binario de Hulse Taylor (HP). Se demuestra que la teoría de Einstein fracasa por ocho órdenes de magnitud en el sistema de la estrella S2, y por muchos órdenes de magnitud en el sistema HP.

Palabras clave: relatividad ECE2, la órbita general entre dos cuerpos, el sistema de la Estrella S2, el pulsar binario de Hulse Taylor.

1. Introducción.

En documentos recientes de esta serie [1-12], se han desarrollado varias aplicaciones de la relatividad ECE2, que es la relatividad restringida desarrollada en un espacio con valores finitos de torsión y de curvatura. En la Sección 2, se aplica la relatividad ECE2 a la órbita general de cualquier masa m_1 que gira alrededor de cualquier masa m_2 , es decir el problema general de los cuerpos en un campo de gravitación. La relatividad ECE2 se aplica a la órbita de la estrella S2 que gira alrededor de un objeto muy masivo cerca de Sagitario B, y al pulsar binario de Hulse Taylor (HP). Se demuestra que la teoría de Einstein fracasa por ocho órdenes de magnitud en el sistema de la estrella S2, y por varios órdenes de magnitud en el sistema HP. La teoría ECE2 produce resultados razonables.

Este documento es una breve sinopsis de cálculos detallados incluidos en las Notas de Acompañamiento del documento UFT375 en los dos portales (www.aias.us y www.upitec.org). Las Notas 375(1) y 375(2) comentan la equivalencia de los sistemas de coordenadas cartesianas y polar plano en una elipse. La Nota 375(3) analiza el lagrangiano relativista en coordenadas cartesianas, que se desarrolla en la Sección 3, para mostrar que el momento angular relativista es una constante de movimiento. La Nota 374(4) agrega un término al potencial para producir una órbita que se va reduciendo, tal como se observa experimentalmente en HP. Las Notas 375(5) y 375(8) son primeros intentos de describir la versión final en la Nota 375(10) del lagrangiano del problema gravitacional general de dos cuerpos. La Nota 375(10) constituye la base de la Sección 2 de este documento. La Nota 375(6) define la semi-latitud recta y excentricidad de una elipse. La Nota 375(7) contiene una comparación de datos experimentales de HP, extraídos de un sitio en la red de la Universidad de Stanford y otro de Wikipedia. Existen amplias discrepancias entre los datos experimentales obtenidos de la bibliografía. Esta nota muestra que la teoría de Einstein es incorrecta por varios órdenes de magnitud. La Nota 375(9) brinda los datos experimentales relevantes para el sistema de la estrella S2, y demuestra que la teoría de Einstein es incorrecta por ocho órdenes de magnitud.

La Sección 3 resume programas de cálculo computacional y gráficas de relatividad ECE2 aplicadas a HP y al sistema de la estrella S2, así como al problema gravitacional general de los cuerpos.

2. Covariancia ECE2 en la órbita general.

Consideremos la órbita de una masa m_1 que gira en órbita alrededor de una masa m_2 . El lagrangiano no relativista es:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} m_1 \dot{\underline{r}}_1 \cdot \dot{\underline{r}}_1 + \frac{1}{2} m_2 \dot{\underline{r}}_2 \cdot \dot{\underline{r}}_2 + \frac{m_1 m_2 G}{r} \quad (1)$$

donde \underline{r}_1 es el vector desde el centro de masa a la masa m_1 , y \underline{r}_2 es el vector desde el centro de masa hasta m_2 . Aquí, G es la constante de Newton y:

$$\underline{r} = \underline{r}_1 - \underline{r}_2, \quad (2)$$

$$r = |\underline{r}| = |\underline{r}_1 - \underline{r}_2|. \quad (3)$$

El lagrangiano puede desarrollarse como:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \dot{\underline{r}} \cdot \dot{\underline{r}} + m_1 m_2 G \frac{|\underline{r}|}{r^2} \quad (4)$$

donde:

$$|\underline{r}| = (\underline{r} \cdot \underline{r})^{1/2}. \quad (5)$$

La ecuación de Euler Lagrange es:

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \underline{r}} = \frac{d}{dt} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{\underline{r}}} = \left(\frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \right) \ddot{\underline{r}} = m_1 m_2 G \frac{\partial}{\partial \underline{r}} \left(\frac{1}{|\underline{r}|} \right) \quad (6)$$

en donde:

$$\frac{\partial}{\partial \underline{r}} \left(\frac{1}{|\underline{r}|} \right) = -\frac{1}{2} \frac{2 \underline{r}}{(\underline{r} \cdot \underline{r})^{3/2}} = -\frac{\underline{r}}{r^3}. \quad (7)$$

Por lo tanto:

$$\left(\frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \right) \ddot{\underline{r}} = -m_1 m_2 G \frac{\underline{r}}{r^3} \quad (8)$$

es decir

$$\ddot{\underline{r}} = -\left(\frac{m_1 + m_2}{m_1 m_2} \right) G \frac{\underline{r}}{r^3}. \quad (9)$$

Esta ecuación resulta válida en cualquier sistema de coordenadas en dos o tres dimensiones, y puede resolverse en coordenadas cartesianas, tal como se llevó a cabo en el documento UFT374.

En el Sistema Solar y en el sistema de la estrella S2:

$$m_2 \gg m_1 \quad (10)$$

y

$$\ddot{\underline{r}} \sim -m_2 G \frac{\underline{r}}{r^3} \quad (11)$$

pero en el sistema HP:

$$m_1 \sim m_2. \quad (12)$$

El centro de masa se define mediante:

$$m_1 \underline{r}_1 + m_2 \underline{r}_2 = \underline{0} \quad (13)$$

de manera que:

$$\underline{r}_1 = \frac{m_2}{m_1 + m_2} \underline{r}, \quad (14)$$

$$\underline{r}_2 = -\frac{m_1}{m_1 + m_2} \underline{r}. \quad (15)$$

A partir de estas ecuaciones, la Nota 375(10) demuestra que hay tres ecuaciones de movimiento en el problema gravitacional general de dos cuerpos:

$$\ddot{\underline{r}} = -(m_1 + m_2) G \underline{r} / r^3 \quad (16)$$

$$\ddot{\underline{r}}_1 = -(m_1 + m_2) G \underline{r}_1 / r^3 \quad (17)$$

$$\ddot{\underline{r}}_2 = -(m_1 + m_2) G \underline{r}_2 / r^3. \quad (18)$$

La Ec. (16) da origen a una elipse newtoniana con masa:

$$M = m_1 + m_2. \quad (19)$$

Las Ecs. (17) y (18) son ecuaciones diferenciales simultáneas:

$$\ddot{\underline{r}}_1 = -M G \underline{r}_1 / (|\underline{r}_1 - \underline{r}_2|^3) \quad (20)$$

$$\ddot{\underline{r}}_2 = -M G \underline{r}_2 / (|\underline{r}_1 - \underline{r}_2|^3) \quad (21)$$

que deben de resolverse numéricamente para cualquier sistema de coordenadas, por ejemplo el sistema cartesiano descrito en la Sección 3.

El lagrangiano covariante ECE2 en su forma relativista es:

$$\mathcal{L} = -m_1 c^2 \left(1 - \frac{\dot{\mathbf{r}}_1 \cdot \dot{\mathbf{r}}_1}{c^2} \right)^{1/2} - m_2 c^2 \left(1 - \frac{\dot{\mathbf{r}}_2 \cdot \dot{\mathbf{r}}_2}{c^2} \right)^{1/2} + \frac{m_1 m_2 G}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|} \quad (22)$$

Utilizando las Ecs. (13), (14) y (15), la Ec. (22) se reduce a:

$$\mathcal{L} = -m_1 c^2 \left(1 - \left(\frac{m_2}{m_1 + m_2} \right)^2 \frac{\dot{\mathbf{r}} \cdot \dot{\mathbf{r}}}{c^2} \right)^{1/2} - m_2 c^2 \left(1 - \left(\frac{m_1}{m_1 + m_2} \right)^2 \frac{\dot{\mathbf{r}} \cdot \dot{\mathbf{r}}}{c^2} \right)^{1/2} + \frac{m_1 m_2 G}{r} \quad (23)$$

que puede resolverse con la ecuación de Euler Lagrange (6) para dar una órbita con precesión sin el empleo en forma absoluta de la relatividad general einsteiniana (RGE) [1-12].

Algunos datos astronómicos para el sistema HP se resumen en la Nota 375(7) a partir de Wikipedia y un portal de la Universidad de Stanford:

www.large.stanford.edu/courses/2007/ph210/

Existe una severa inconsistencia de datos, tal como se menciona en forma resumida en la Nota 375(7). La RGE da el conocido resultado:

$$\Delta\phi = \frac{6\pi M G}{c^2 a (1 - \epsilon^2)} \quad (24)$$

para la apreciación de la órbita del pulsar. La Ec. (24) se deduce en el límite gravitacional débil de la RGE, como es bien sabido. Aquí, M es la masa del cuerpo atractor, G es la constante de Newton, c es la velocidad de la luz en el vacío, a ese el semieje mayor, y ϵ es la excentricidad. Utilizando los datos de Stanford, se obtiene:

$$\Delta\phi = 0.16^\circ \text{ por año terrestre} \quad (25)$$

en unidades de grados por año terrestre, y utilizando los datos de Wikipedia se obtiene:

$$\Delta\phi = 0.11^\circ \text{ por año terrestre} \quad (26)$$

en unidades de grados por año terrestre. El resultado experimental para ambos sitios es de alrededor de 4.2° por año terrestre. De manera que la RGE se encuentra salvajemente incorrecta para una gravitación débil, y ambos sitios dan resultados salvajemente inconsistentes.

Resulta improbable que un pequeño ajuste métrico para un campo gravitatorio fuerte pudiera jamás dar lugar a una coincidencia precisa con los datos experimentales, tal como a menudo lo proclaman en forma acrítica los protagonistas de la RGE.

Con el objeto de aplicar la teoría gravitacional ECE2, se utilizan los siguientes datos, extraídos de dos sitios de la literatura:

$$m_1 = m_p = 2.824 \times 10^{30} \text{ kg} \quad (27)$$

$$m_2 = m_c = 2.804 \times 10^{30} \text{ kg} \quad (28)$$

Se toma al periastro como igual a 1.1 radios solares, un valor fácilmente hallable mediante el buscador de Google. Esto es

$$r(0) = 7.6527 \times 10^8 \text{ m} \quad (29)$$

en las requeridas unidades del S. I. La velocidad orbital con respecto al centro de masa de las dos estrellas de neutrones del sistema HP se usa como la literatura:

$$v(0) = 4.5 \times 10^5 \text{ m s}^{-1} \quad (30)$$

Por lo tanto, $r(0)$ y $v(0)$ puede utilizarse como condiciones iniciales para el cálculo incluido en la Sección 3. Sin embargo, existe una inconsistencia tan marcada en los datos astronómicos que la velocidad inicial puede utilizarse como parámetro de alimentación inicial, graficándose el efecto sobre las órbitas calculadas..

Tal como en la Nota 375(9), la Ec. (24) puede utilizarse con los siguientes datos de S2, fácilmente hallables mediante el buscador de Google y en varios sitios de la red:

$$\begin{aligned} M &= 7.956 \times 10^{36} \text{ kg} \\ G &= 6.67408 \times 10^{-11} \text{ m}^3 \text{kg}^{-1} \text{s}^{-2} \\ c &= 2.99792458 \times 10^8 \text{ ms}^{-1} \\ a &= 1.4253 \times 10^{14} \text{ m} \\ \epsilon &= 0.8831 \\ T &= 15.56 \text{ años terrestres} \end{aligned} \quad (31)$$

Todos estos datos se dan en forma oscura, sin el empleo de unidades del S. I. en el campo de la astronomía, y se incluyen más arriba en las requeridas unidades del S. I. La RGE y la Ec. (24) dan:

$$\Delta\phi = 3.549 \times 10^{-3} \text{ rad.} \quad (32)$$

Esto se convierte a unidades de grados por intervalo orbital T de S2 (es decir, por órbita)

utilizando:

$$T = 15,56 \times 3,154 \times 10^7 \text{ segs}$$

(33)

El resultado es:

$$\Delta\phi = 0,203^\circ \text{ por órbita.}$$

(34)

Las vagas afirmaciones experimentales varían desde alrededor de -1 hasta 2 grados por órbita. Se sabe que la órbita de S2 es casi una elipse newtoniana. El semieje mayor de esta elipse es:

$$a = 1,4253 \times 10^{14} \text{ m.}$$

(35)

De manera que la estrella S2 es aproximadamente mil veces más distante de la masa central que la distancia entre la Tierra y el Sol. La razón entre la masa de S2 y la masa central de la galaxia es aproximadamente similar a la razón entre la masa de la Tierra y la masa del Sol.

Por lo tanto, se esperaría que el límite gravitacional débil fuese una excelente aproximación para S2. Sin embargo, la RGE fracasa completamente, por un orden de magnitud, si se toma que la precesión es de 2° por órbita, y fracasa cualitativamente si se toma que la precesión es de -1° por órbita. Se ha demostrado en muchos documentos que ECE2 [1-12] constituye una teoría aceptable para la gravitación. En 375 documentos de la serie UFT y en libros hasta la fecha [1-12] se ha demostrado que la RGE está plagada de errores, en especial por su no consideración del término de torsión. Los datos de S2 muestran claramente que fracasa rotundamente en dicho sistema. También fracasa completamente en galaxias en espiral, para las cuales la teoría ECE da una descripción aceptable.

3. Computación y gráficas.

3.1 Movimiento relativista de la estrella S2.

3.1.1 El modelo lagrangiano relativista.

La estrella S2 gira en órbita alrededor del centro de la galaxia, que es un objeto super-masivo, de más de 4.3 millones de masas solares. Es una de varias estrellas que orbitan alrededor del centro de la galaxia en unos pocos años, de manera que sus órbitas son completamente observables. Sin embargo, los datos experimentales, incluidos en las Ecs. (31) de la Sección 2, no son muy precisos. El cálculo numérico se llevó a cabo mediante la ecuación relativista para un cuerpo

$$\ddot{\mathbf{r}} = \frac{\gamma MG}{r^3} \left(\frac{\dot{\mathbf{r}}(\dot{\mathbf{r}} \cdot \mathbf{r})}{c^2} - \mathbf{r} \right) \quad (36)$$

tal como se obtiene a partir del lagrangiano relativista

$$\mathcal{L} = -\frac{mc^2}{\gamma} + \frac{mMG}{r} \quad (37)$$

donde γ es el factor relativista

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{\dot{X}^2 + \dot{Y}^2}{c^2}}} \quad (38)$$

Los cálculos se llevaron a cabo en coordenadas cartesianas y en unidades del S.I. Aun cuando las distancias poseen magnitudes de varias potencias de 10, éste es por mucho la forma más clara para evitar las oscuras unidades empleadas en astronomía. Los radios orbitales mínimo y máximo (periastro y apastro) se obtienen a partir del semieje mayor experimental a mediante

$$r_{\min} = \frac{a(1 - \epsilon^2)}{1 + \epsilon} \quad (39)$$

$$r_{\max} = \frac{a(1 - \epsilon^2)}{1 - \epsilon} \quad (40)$$

v_0 [10^6 m/s]	T [yr]	r_{\max} [10^{14} m]	ϵ	$\Delta\phi$ [rad]
7.73	13.45	2.52019	0.87595	$5.9385 \cdot 10^{-4}$
7.7466	14.88	2.70718	0.88402	$5.9130 \cdot 10^{-4}$
7.7529648	15.50	2.78609	0.88712	$5.9033 \cdot 10^{-4}$
7.77	17.38	3.02068	0.89543	$5.8774 \cdot 10^{-4}$
non-rel.:				
7.7529648	15.31	2.76156	0.88619	$< 8 \cdot 10^{-8}$
rel. fluid dyn. model:				
7.7529648	15.52	2.78821	0.88804	-0.0043065
experiment:				
7.7529648	15.56	2.68398	0.8831	-0.017... +0.035

Tabla 1: Parámetros de la órbita estelar de S2 (varios cálculos y experimental).

Se ha tomado al periastro como punto inicial para el cálculo orbital. La velocidad inicial es en una aproximación no relativista:

$$v_0 = \dot{Y}(0) = \sqrt{\frac{M G}{a} (3 + 2\epsilon - \epsilon^2)}. \quad (41)$$

Las corridas de prueba mostraron que el período de la órbita T es sensible a la velocidad inicial. Por lo tanto, se seleccionaron cuatro valores para v_0 (ver Tabla 1) y se extrajo el período de la órbita de la solución numérica. El tercer valor es el que más se aproxima al valor experimental de $T = 15.56$ años, y se tomó como valor de referencia. No resulta posible hacer coincidir tanto T como el r_{\max} del apastro con los valores experimentales a partir del mismo valor de v .

Las trayectorias $X(t)$ y $Y(t)$ de la estrella S2 se representaron gráficamente en la Fig. 1. Debido al elevado valor de elipticidad, la velocidad orbital en el periastro es mucho mayor que en el apastro, y la trayectoria X cambia bruscamente de dirección. Lo mismo puede observarse a partir de la gráfica de las componentes de la velocidad (Fig. 2), donde tanto X' como Y' muestran agudos picos en el periastro. El momento angular relativista se encuentra en dirección Z , y viene dado por

$$L_{Z,\text{rel}} = \gamma m |\mathbf{r} \times \mathbf{v}|_z = \gamma m (X\dot{Y} - Y\dot{X}) \quad (42)$$

donde m es la masa de S2, equivalente a 15 masas solares. El momento angular no relativista es la Ec. (42) sin el factor γ . Ambos se representaron gráficamente en la Fig. 3. Se observa que el momento angular relativista es constante, como debiera de ser.

La contraparte no relativista es menor en regiones en donde la velocidad orbital es alta, es decir en el periastro. Sin embargo, las diferencias absolutas son muy pequeñas. El factor γ se graficó separadamente en la Fig. 4. Su desviación máxima respecto de la unidad es 4/10 000, lo cual indica que los efectos relativistas son pequeños y que la órbita S2, a pesar de las grandes masas involucradas, es casi newtoniana. Se obtienen casi los mismos resultados a partir de un cálculo con el lagrangiano no relativista, que también se muestran como una línea en la Tabla 1. Todos los parámetros (excepto la precesión orbital) se encuentran muy cercanos al cálculo relativista.

El cálculo numérico sólo necesita de coordenadas y velocidad iniciales. Todos los parámetros orbitales deben extraerse a partir del cálculo. Utilizamos una sencilla detección de cambios en los signos de las coordenadas para hallar r_{\max} y se determinó ϵ mediante

$$\epsilon = \sqrt{1 - \frac{b^2}{a^2}} = \sqrt{1 - \frac{Y_{\max}^2}{((|X_{\min}| + |X_{\max}|)/2)^2}} \quad (43)$$

Mientras que r_{\max} depende visiblemente de la velocidad inicial $v_0 = \dot{Y}(0)$, la excentricidad ϵ no es muy sensible respecto de v_0 . Enfatizamos particularmente que la precesión orbital fue calculada cuidadosamente. Dado que el radio en el apastro asume un valor máximo estable, utilizamos un procedimiento de interpolación para obtener su valor exacto y el ángulo correspondiente. Tomamos tres puntos muy cercanos al máximo y efectuamos una interpolación parabólica como sigue:

El ángulo orbital viene dado mediante coordenadas cartesianas por

$$\phi = \text{atan} \frac{Y}{X} \quad (44)$$

La función del radio $r_i(\phi_i)$ en los puntos (X_i, Y_i) se extrapola mediante la fórmula

$$r_i = c_1 \phi_i^2 + c_2 \phi_i + c_3 \quad (45)$$

con los coeficientes c_1, c_2, c_3 . Éstos pueden determinarse mediante la selección de tres valores de i alrededor del máximo, obteniéndose tres ecuaciones:

$$r_{i-1} = c_1 \phi_{i-1}^2 + c_2 \phi_{i-1} + c_3, \quad (46)$$

$$r_i = c_1 \phi_i^2 + c_2 \phi_i + c_3, \quad (47)$$

$$r_{i+1} = c_1 \phi_{i+1}^2 + c_2 \phi_{i+1} + c_3. \quad (48)$$

Luego de haber hallado los coeficientes, se determina el ángulo ϕ en el máximo mediante

$$\frac{dr}{d\phi} = 2c_1\phi + c_2 = 0 \quad (49)$$

dando

$$\phi_{\max} = -\frac{c_2}{2c_1} \quad (50)$$

y obteniendo finalmente el ángulo de precesión:

$$\Delta\phi = \phi_{\max} - \pi \quad (51)$$

Los resultados para las soluciones numéricas se incluyen en la Tabla 1. $\Delta\phi$ no es muy sensible a los cambios orbitales, y es de alrededor de 0.034 grados por órbita. Este valor cae dentro del intervalo experimental, de entre -1 y $+2$ grados por órbita. Obviamente, no existe consenso entre los astrónomos ni siquiera respecto del signo de la precesión. Una verificación del método numérico para la determinación de $\Delta\phi$ es el cálculo no relativista. El resultado debiera de ser exactamente igual a cero. Obtuvimos un valor distinto de cero de alrededor de cuatro órdenes de magnitud más pequeño que para el cálculo relativista (Tabla 1). Esto demuestra que nuestros resultados son confiables, aun cuando el pequeño valor de precesión se obtuvo a partir de valores de radio relativamente grandes. El intervalo de tiempo de integración por Runge-Kutta fue de 10^5 segs, que resultó bastante pequeño si se le compara con el período orbital de 15.5 años = $4.89 \cdot 10^8$ seg.

3.1.2 Un modelo con efectos de dinámica de fluidos.

En un enfoque similar al utilizado en el documento UFT374, agregamos al cálculo una velocidad externa del fluido del espacio-tiempo. La energía cinética del lagrangiano relativista

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{(\dot{X} - v_{fX}(X,Y))^2 + (\dot{Y} - v_{fY}(X,Y))^2}{c^2}}} \quad (53)$$

se alteró de un modo tal que los términos de velocidad v_{fX} , v_{fY} se sumaron a los componentes de la velocidad orbital \dot{X} , \dot{Y} . La justificación para este procedimiento se explicará en un documento futuro. Entonces, el factor γ resulta

Esto conduce a ecuaciones de Euler-Lagrange de alta complejidad, que no se muestran aquí. Para los cálculos utilizamos un modelo de velocidad de fluido con una velocidad que rota alrededor de la masa central:

$$\mathbf{v}_f = \omega_0 \begin{bmatrix} Y \\ -X \end{bmatrix} \quad (54)$$

donde ω_0 es una velocidad de rotación angular. Con $\omega_0 = 10^{-11}$ /s se obtiene una precesión retrógrada (valor negativo de $\Delta\varphi$), ver órbita graficada en la Fig. 5. La precesión es $\Delta\varphi = -0.25$ grados, que se ubica dentro de las incertidumbres experimentales. La dirección de rotación de velocidad es hacia ángulos negativos de precesión, por lo tanto, el fluido del espacio-tiempo posee el efecto de empuje de la masa en órbita en su dirección de flujo. Este efecto es mayor que la precesión “natural” positiva. Esta acción externa viola la conservación de la energía y del momento del sistema que gravita, volviéndolo un sistema abierto. El momento angular de la masa en órbita se ha representado gráficamente en la Fig. 6. Hay un efecto mucho más fuerte que la diferencia entre los cálculos relativista y no relativista en la Fig. 4 (obsérvese las diferentes escalas en el eje y).

El resultado de una precesión retrógrada da lugar a la suposición de que los procesos en el universo sufren el impacto del espacio-tiempo en flotación, y no son completamente explicables si tales efectos se desprecian o excluyen a priori.

El campo vectorial en rotación \mathbf{v}_f es un modelo para un “disco rígido” de espacio-tiempo en rotación alrededor de la masa central. Éste es un enfoque no relativista, pero verificamos la velocidad tangencial del disco en el apastro de la estrella S2. Con $\omega_0 = 10^{-11}$ /s, $X = r_{\max}$, obtenemos $v_f = 2.68 \cdot 10^3$ m/s, un valor muy inferior a la velocidad de la luz. El período de velocidad angular rotacional es

$$T = \frac{2\pi}{\omega_0} = 19\,900 \text{ años} \quad (55)$$

Podría ser que ésta fuese la velocidad rotacional de la masa central, que generaría este efecto de velocidad del espacio-tiempo. Un cálculo más conclusivo debería de respetar la velocidad de propagación de la luz (por ejemplo, el efecto de Lense-Thirring). En el caso extremo

$$\dot{\mathbf{r}} = \mathbf{v}_f \quad (56)$$

la energía cinética se iría a cero, y tendríamos un cuerpo en reposo según la teoría de Newton. Esto significa que el flujo del espacio-tiempo puede considerarse como un marco de referencia absoluto.

3.2 Solución relativista para dos cuerpos aplicado al pulsar de Hulse-Taylor

El sistema de dos estrellas de Hulse-Taylor consiste de un púlsar y una estrella de neutrones, con masas casi iguales. Valores experimentales provenientes de la Universidad de Stanford se incluyen en la Tabla 2, así como cantidades derivadas, tales como el radio del apastro y el factor del radio para la coordenada del centro de masa r . Esta última se requiere para el cálculo relativista con el lagrangiano covariante (23). El cálculo de las ecuaciones de Euler-Lagrange a partir de (23) da lugar a ecuaciones muy complejas que no se incluyen aquí. El empleo de unidades del S.I. conduce a diferencias muy marcadas en los exponentes de números con punto flotante, de manera que se excede el número de elementos de mantisa aritmética. Por lo tanto, debemos introducir unidades reducidas para evitar este problema, de una manera similar a como se procede en mecánica cuántica, mediante la introducción de unidades atómicas. Seleccionamos una unidad de longitud de 10^{-9} m, masas solares como unidades de masa y años como unidades de tiempo. Entonces, todas las cantidades que contienen una combinación de estas unidades deben de re-escalarse adecuadamente, ver la Tabla 3. En particular, la constante gravitacional resulta en un valor cómodo de alrededor de 991.

Los resultados de los cálculos se muestran en la Tabla 4. Al igual que en el caso S2, hubo que alterar en forma significativa la velocidad del periastro a fin de obtener el período de órbita de 7.75 horas. Esto sobreestima el radio máximo del apastro y la elipticidad. La precesión experimental de 4.226 grados por año terrestre se ha calculado a un valor por órbita individual del orden de 10^{-5} radianes.

Este valor es un orden de magnitud mayor que los valores obtenidos en nuestros cálculos, los cuales son muy sensibles a cambios en el valor de v_0 . Quizás deban de considerarse efectos adicionales de gravitación de fluidos, tal como resulta obviamente el caso para la estrella S2. En la Fig. 7 se han representado gráficamente las órbitas del púlsar de Hulse-Taylor y de su estrella compañera. La elipse de la estrella de neutrones es un poco mayor porque las masas de ambas estrellas no son completamente iguales. En virtud de que las ecuaciones de movimiento son muy complejas, intentamos una simplificación mediante la aproximación del factor gamma en el lagrangiano:

$$\sqrt{1-u} \approx 1 - \frac{u}{2} - \frac{u^2}{8} + \dots \quad (57)$$

con

$$u = \frac{v^2}{c^2} \quad (58)$$

Los resultados de la aproximación cuadrática coinciden exactamente con el cálculo puramente relativista, ver línea correspondiente en la Tabla 4. Cuando se restringe el cálculo al término lineal, se obtiene el resultado no relativista (9). Efectuando un cálculo no relativista produce prácticamente los mismos resultados (línea adicional en la Tabla 4). Esto podría parecer asombroso, porque el púlsar de Hulse-Taylor se considera como una fuente

de ondas gravitacionales. Sin embargo, cuando comparamos el valor de v_0 de 450 km/s con aquel de la estrella S2 (Tabla 1), vemos que la v_0 del púlsar de Hulse-Taylor es más pequeño por un orden de magnitud. Esto conduce a un factor gamma que se desvía de la unidad por alrededor de 10^{-6} . Por lo tanto, los efectos relativistas son muy pequeños en el sistema de Hulse-Taylor, a pesar del hecho de que dos estrellas de dimensiones comparables con nuestro Sol se aproximan bastante entre sí. La veloz rotación del púlsar, de 17 /s no juega papel alguno en este tipo de teoría gravitacional, pero podría ser la razón de una observada pérdida de energía. Esto conduce a una disminución de período de órbita de $76.5 \mu\text{s}$ por año, que

variable	alt. denom./def.	quantity
a		$8.6696 \cdot 10^8 \text{ m}$
ϵ		0.617155
v_0		450 000 m/s
m_{pulsar}	m_1	$2.86625 \cdot 10^{30} \text{ kg}$
$m_{\text{neutron star}}$	m_2	$2.75812 \cdot 10^{30} \text{ kg}$
r_{pulsar}	$r_1 = \frac{m_2}{m_1+m_2} r$	0.4903869 r
r'	$\frac{m_2}{m_1+m_2} r_1$	2.0392060 r_1
$r_{\text{periastron}}$	$\frac{a(1-\epsilon^2)}{1+\epsilon}$	$3.31916 \cdot 10^8 \text{ m}$
r_{apastron}	$\frac{a(1-\epsilon^2)}{1-\epsilon}$	$1.40201 \cdot 10^9 \text{ m}$

Tabla 2. Datos experimentales del sistema de dos estrellas de Hulse-Taylor (mayormente de la Universidad de Stanford).

property	units	factor SI \rightarrow adopted units
length	m	10^{-9}
mass	kg	$5.0287898 \cdot 10^{-31}$
time	s	$1.1574074 \cdot 10^{-5}$
velocity	m/s	$8.64 \cdot 10^{-5}$
angul. mom.	kg m ² /s	$4.3448744 \cdot 10^{-44}$
grav. const.	m ³ /(kg s ²)	$G = 990.69459$

Tabla 3. Definición de unidades adoptadas.

corresponde a una disminución del semieje mayor de 3.5 m por año. La energía perdida se reporta como igual a $7.35 \cdot 10^{24} \text{ W}$, que corresponde a alrededor de $8 \cdot 10^7 \text{ kg/s}$. Este valor es demasiado pequeño para justificar la disminución en la órbita. En virtud de que los datos de precesión sugieren posibles efectos de gravitación de fluidos, esto también podría constituir una razón para el encogimiento de la órbita. Otro motivo pudiera ser de tipo

electromagnético, ya que el púlsar posee un enorme momento magnético. La relatividad general einsteiniana ya no constituye más un argumento adecuado debido a los errores que contiene.

v_0 [m/s]	T [h]	r_{\max} [10^9 m]	ϵ	$\Delta\phi$ [rad]
450 000	4.75	1.04648	0.51840	$3.1966 \cdot 10^{-6}$
466 863	7.17	1.48350	0.63433	$2.9697 \cdot 10^{-6}$
468 831	7.60	1.55474	0.64814	$2.9447 \cdot 10^{-6}$
469 526	7.76	1.58133	0.65303	$2.9360 \cdot 10^{-6}$
rel. approx. 2nd order:				
469 526	7.76	1.58133	0.65303	$2.9360 \cdot 10^{-6}$
non-rel.:				
469 526	7.76	1.58131	0.65303	$9.7865 \cdot 10^{-10}$
experiment:				
450 000	7.75	1.40201	0.617155	$6.5209 \cdot 10^{-5}$

Tabla 4. Parámetros del sistema de dos estrellas de Hulse-Taylor (diversos cálculos y experimentales).

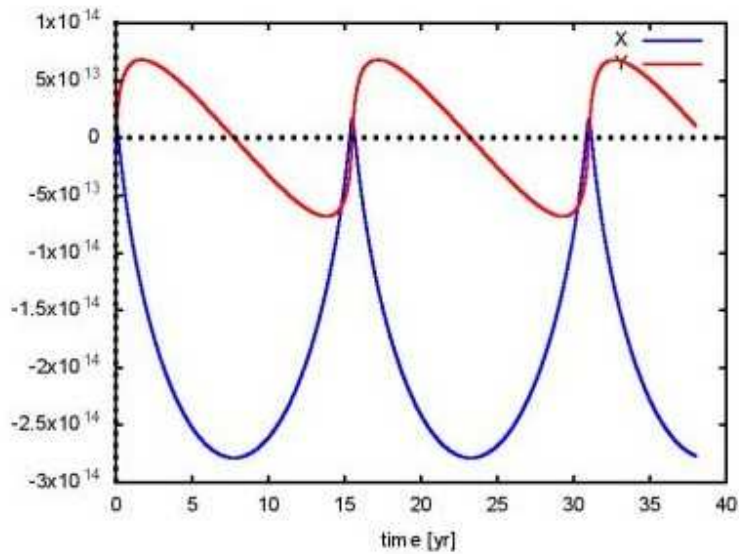


Figura 1: Componentes X e Y del sistema de coordenadas de la órbita de S2.

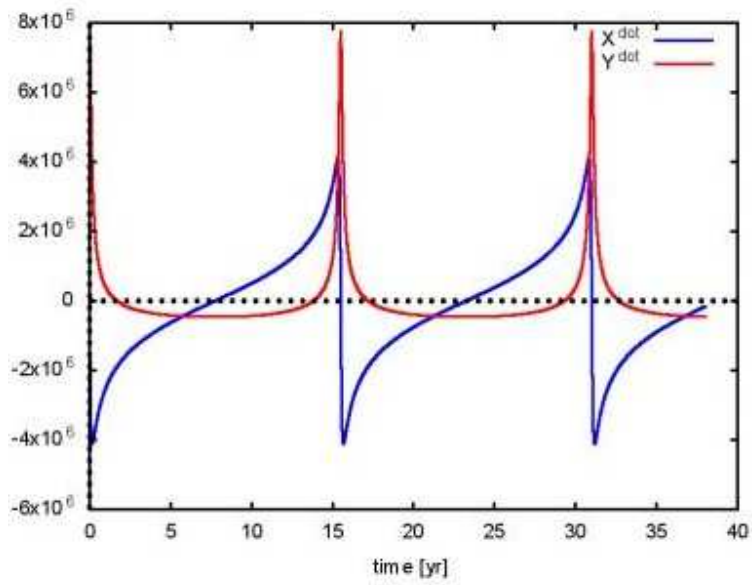


Figura 2: Componentes \dot{X} e \dot{Y} del sistema de coordenadas de la órbita de S2.

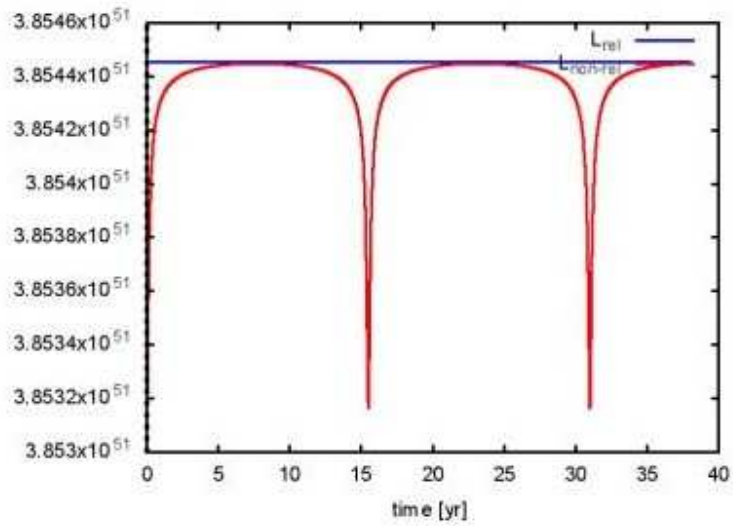


Figura 3: Momento angular (relativista y no relativista) de la órbita de S2.

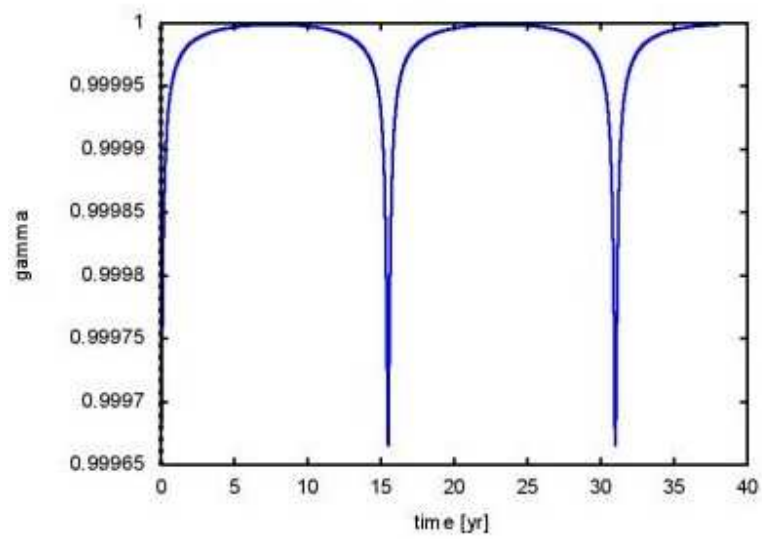


Figura 4: Factor γ de la órbita de S2.

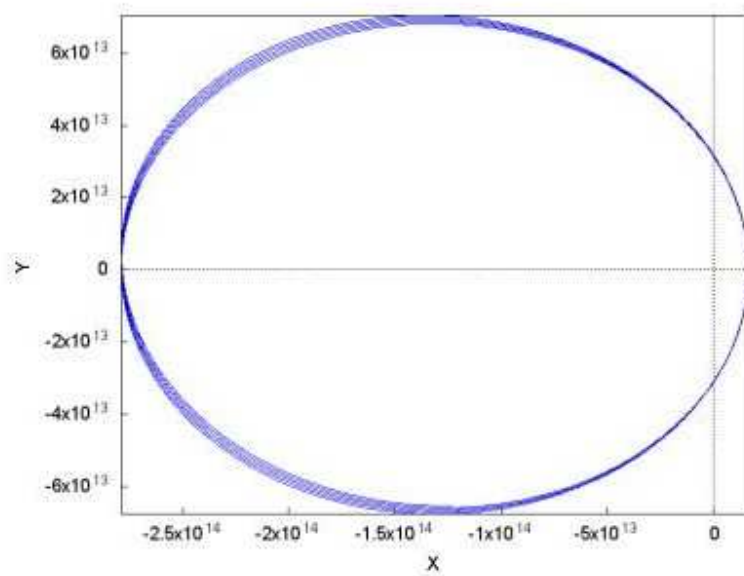


Figura 5: Órbita con precesión retrógrada del modelo de dinámica de fluidos de S2.

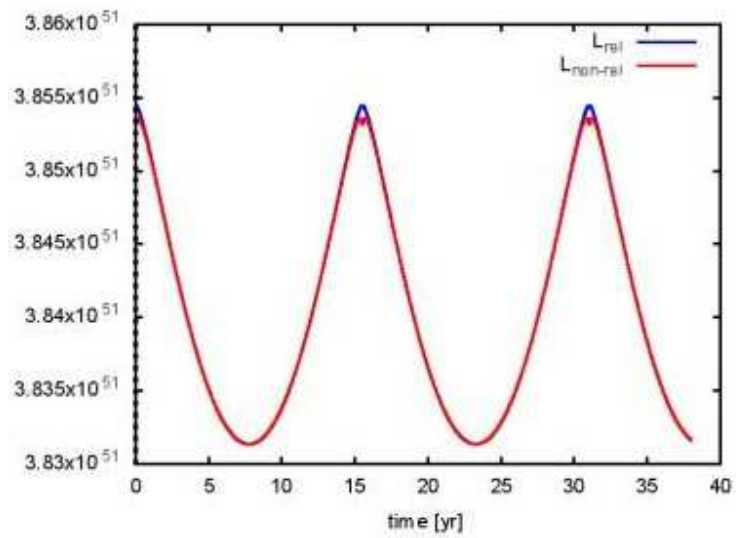


Figura 6: Momento angular (relativista y no relativista) del modelo de dinámica de fluidos de S2.

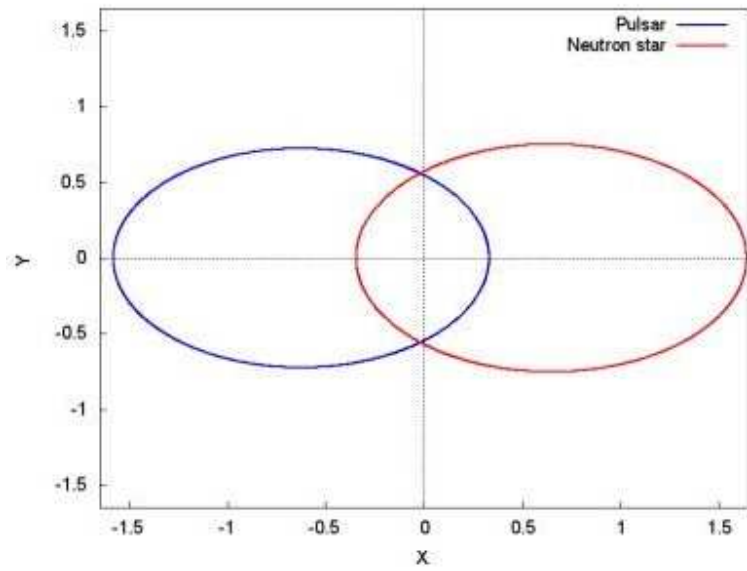


Figura 7: Órbita del pulsar de Hulse-Taylor y la estrella de neutrones que le acompaña (en 10^9 m).

Agradecimientos.

Se agradece al Gobierno Británico por la Pensión Civil Vitalicia y al equipo técnico de AIAS y otros por muchas discusiones interesantes. Se agradece a Dave Burleigh, CEO de Annexa Inc., como anfitrión del portal www.aias.us, por el mantenimiento al sitio y a los programas de retroalimentación. Se agradece a Alex Hill por las traducciones y lecturas en idioma castellano y a Robert Cheshire por las lecturas en idioma inglés.

Referencias bibliográficas.

- [1] M. W. Evans, H. Eckardt, D. W. Lindstrom y S. J. Crothers. "ECE2: El Segundo Cambio Paradigmático" (de libre acceso en los portales www.aias.us y www.upitec.org como UFT366 y ePubli en prep., traducción por Alex Hill).
- [2] M. W. Evans, H. Eckardt, D. W. Lindstrom y S. J. Crothers. "Principios de la Teoría ECE" (de libre acceso como UFT350 y en la Sección en Español. ePubli, Berlín 2016, enc. dura, New Generation, Londres, enc. blanda. Traducción por Alex Hill, Sección en Español de los portales).
- [3] M. W. Evans, S. J. Crothers, H. Eckardt y K. Pendergast. "Criticisms of the Einstein Field Equation" (de libre acceso como UFT301. Cambridge International, 2010).
- [4] M. W. Evans, H. Eckardt y D. W. Lindstrom, "Generally Covariant Unified Field Theory", (Abramis 2005 - 2011. En siete volúmenes con enc. blanda. De libre acceso en docs UFT relevantes, en ambos portales).
- [5] L. Felker. "Las Ecuaciones de Evans de la Teoría de Campo Unificado" (Abramis 2007. De libre acceso como UFT302. Traducción al castellano por Alex Hill).
- [6] H. Eckardt. "The ECE Engineering Model" (de libre acceso como UFT303. Ecuaciones reunidas).
- [7] M. W. Evans. Collected Scientometrics (de libre acceso como UFT307. New Generation 2015).
- [8] M. W. Evans y L. B. Crowell, "Classical and Quantum Electrodynamics and the $B^{(3)}$ Field" (World Scientific, 2001. De libre acceso en la Sección Omnia Opera del portal www.aias.us).
- [9] M. W. Evans y S. Kielich (eds.), "Modern Nonlinear Optics" (Wiley Interscience, Nueva York. 1992. 1993. 1997. 2001) en dos ediciones y seis volúmenes.
- [10] M. W. Evans y J. - P. Vigié. "The Enigmatic Photon". (Kluwer. 1994 a 2002, en cinco volúmenes con enc. dura y blanda. De libre acceso en la Sección Omnia Opera del portal www.aias.us).
- [11] M. W. Evans. Ed. "Definitive Refutations of the Einsteinian General Relativity" (Cambridge International, 2012. De libre acceso en ambos portales).
- [12] M. W. Evans y A. A. Hasanein, "The Photomagnetron in Quantum Field Theory" (World Scientific, 1994).