

Precesión orbital a partir de la Teoría ECE2 y a partir del Lagrangiano de la Teoría de la Relatividad Restringida.

por

M. W. Evans y H. Eckardt,

Civil List, AIAS y UPITEC

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

Traducción: Alex Hill (www.et3m.net)

Resumen.

La solución de la ecuación gravitomagnética de fuerza de Lorentz según la teoría ECE2 se expresa en términos del lagrangiano y el hamiltoniano de la relatividad restringida. El lagrangiano es el lagrangiano clásico de Sommerfeld, y se resuelve mediante álgebra computacional y métodos numéricos. Se utiliza un método de graficación por dispersión para demostrar que la verdadera órbita es una elipse con precesión. Éste no es el resultado einsteiniano, porque la teoría de Einstein es incorrecta en muchos aspectos conocidos. Por lo tanto, la teoría ECE2 produce una elipse con precesión, el exacto valor experimental para la desviación de la luz por causa gravitacional, así como la curva de velocidad de una galaxia en espiral.

Palabras clave: teoría ECE2, ecuación gravitomagnética de fuerza de Lorentz, precesión del perihelio.

1. Introducción.

En documentos recientes de esta serie [1-12], se ha desarrollado la segunda identidad de Bianchi de 1902 en la identidad de Jacobi Cartan Evans (JCE) del documento UFT313, y se ha desarrollado la teoría ECE2 de varias maneras en términos de las ecuaciones de campo vectorial es y un ecuación de fuerza de Lorentz relativista y gravitomagnética (documentos UFT314 - UFT320, UFT322 - UFT324). En el documento inmediatamente precedente se demostró que la teoría ECE2 brinda el resultado experimental correcto con alta precisión para la desviación de la radiación electromagnética por causa gravitatoria, y también la curva de velocidad correcta de una galaxia en espiral. Tanto Einstein como Newton fracasan completamente en una galaxia en espiral, como es bien sabido (documento UFT288). En este documento se resuelve la ecuación de fuerza de Lorentz relativista para dar la precesión del perihelio mediante el empleo de su equivalencia al conocido lagrangiano y hamiltoniano de la relatividad restringida.

Como es habitual, este documento debiera de leerse junto con sus notas de acompañamiento y apuntes complementarios de protocolo computacional, ubicados en el blog del portal www.aias.us. Las notas 325(1) a 325(4) analizan varios aspectos de la solución de la ecuación de fuerza de Binet relativista y su formato integrado, descubierto en el documento UFT324. La nota 5 deduce la velocidad orbital relativista de la relatividad restringida a partir del lagrangiano. La nota 6 analiza la verdadera órbita de la relatividad restringida, que es la órbita correcta de un planeta. Las notas (1) a (4) contienen varias refutaciones del método de Einstein, el cual también se ve refutado en forma definitiva en las notas 9 y (9a), sumado a las múltiples refutaciones del método de Einstein, así como las gráficas de refutación incluidas en el documento UFT232. La Sección 2 de este documento se basa en las notas 5, 7 y 8.

En la Sección 3, se resuelve en forma numérica el lagrangiano relativista utilizando álgebra computacional e integración numérica, como en el documento UFT239, y un método de gráficas por dispersión para generar la verdadera órbita. Esta es la primera vez que la verdadera órbita de un planeta con precesión, o cualquier otro objeto, se ha obtenido sin el empleo de términos empíricos. La verdadera órbita no es aquella de Newton o Einstein, y sólo puede aproximarse mediante la teoría x , desarrollada en forma extensiva en documentos previos de la serie UFT.

2. Desarrollo del Lagrangiano y el Hamiltoniano.

Consideremos el hamiltoniano y el lagrangiano de la relatividad restringida. Estos también son el hamiltoniano y el lagrangiano de la teoría ECE2, equivalente a la ecuación de fuerza de Lorentz según la teoría ECE2, tal como se demostró en documentos inmediatamente precedentes. El hamiltoniano de la relatividad restringida es:

$$H = \gamma mc^2 + U$$

y el lagrangiano es:

(1)

$$\mathcal{L} = -\frac{mc^2}{\gamma} - U \quad (2)$$

donde

$$\gamma = \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2} \quad (3)$$

es el factor de Lorentz, y donde U es la energía potencial. El conocido hamiltoniano de Sommerfeld es:

$$H_s = H - mc^2 = (\gamma - 1)mc^2 + U \quad (4)$$

donde

$$T = (\gamma - 1)mc^2 \quad (5)$$

es la energía cinética relativista. La energía total relativista es:

$$E = \gamma mc^2 \quad (6)$$

Supongamos que la fuerza de atracción entre una masa m que gira en órbita alrededor de una masa M viene dada por la energía potencial gravitacional dirigida en forma central:

$$U = -\frac{mMG}{r} \quad (7)$$

cuya ley de fuerza es la ley de fuerza del cuadrado de la inversa de Hooke / Newton:

$$F = -\frac{\partial U}{\partial r} = -\frac{mMG}{r^2} \quad (8)$$

La velocidad v se define mediante el elemento lineal infinitesimal de la relatividad restringida:

$$c^2 d\tau^2 = (c^2 - v_N^2) dt^2 \quad (9)$$

donde $d\tau$ es el infinitesimal del tiempo propio, el tiempo en un marco de referencia que se

mueve junto con la partícula, y donde dt es el infinitesimal de tiempo en un marco con respecto al cual se mueve la partícula. Se deduce que la velocidad en la Ec. (9) se define mediante:

$$v_N^2 = \dot{r}^2 + r^2 \dot{\theta}^2 \quad (10)$$

donde:

$$\dot{r} = \frac{dr}{dt} \quad (11)$$

y donde la velocidad angular es:

$$\omega = \dot{\theta} = \frac{d\theta}{dt} \quad (12)$$

Como en el documento UFT324, las dos ecuaciones de Euler Lagrange para este sistema son

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \theta} = \frac{d}{dt} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{\theta}} = 0 \quad (13)$$

y

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial r} = \frac{d}{dt} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{r}} \quad (14)$$

La Ec. (13) da el momento angular relativista:

$$L = \gamma m r^2 \dot{\theta} := \gamma L_0 \quad (15)$$

y ésta es una constante de movimiento tal que:

$$\frac{dL}{dt} = 0. \quad (16)$$

Por lo tanto, la velocidad angular se define mediante:

$$\dot{\theta} = \frac{L}{\gamma m r^2} \quad (17)$$

Utilizando el cambio de variable:

$$\frac{d}{d\theta} \left(\frac{1}{r} \right) = -\frac{1}{r^2} \frac{dr}{dt} \frac{dt}{d\theta} \quad (18)$$

se encuentra que:

$$\dot{r} = -\frac{L}{\gamma m} \frac{d}{d\theta} \left(\frac{1}{r} \right). \quad (19)$$

Se deduce como en el documento UFT324 y en las notas para el documento UFT325 que la velocidad se define mediante:

$$V_N^2 = \dot{r}^2 + \dot{\theta}^2 r^2 = \frac{L^2}{\gamma^2 m^2} \left(\left(\frac{d}{d\theta} \left(\frac{1}{r} \right) \right)^2 + \frac{1}{r^2} \right) \quad (20)$$

es decir

$$V_N^2 = \frac{\frac{L^2}{m^2} \left(\left(\frac{d}{d\theta} \left(\frac{1}{r} \right) \right)^2 + \frac{1}{r^2} \right)}{1 + \frac{L^2}{m^2 c^2} \left(\left(\frac{d}{d\theta} \left(\frac{1}{r} \right) \right)^2 + \frac{1}{r^2} \right)}$$

$$\gamma_N^2 = \frac{v^2}{1 + \left(\frac{v}{c} \right)^2} ; \quad v = \gamma v_N, \quad \underline{p} = \gamma m \underline{v}_N \quad (21)$$

donde la velocidad orbital newtoniana es:

$$V_N^2 = \frac{L^2}{m^2} \left(\left(\frac{d}{d\theta} \left(\frac{1}{r} \right) \right)^2 + \frac{1}{r^2} \right). \quad (22)$$

Tal como se demostró en el documento UFT324, la Ec. (21) brinda el resultado correcto con precisión de la desviación de la luz por causa gravitatoria, utilizando:

$$v \longrightarrow c \quad (23)$$

y

$$V_N^2 = \frac{c^2}{2} \quad (24)$$

de manera que la conocida desviación newtoniana:

$$\Delta\phi = \frac{2MG}{R_0 V_N^2} \quad (25)$$

deviene la desviación observada:

$$\Delta\phi = \frac{4MG}{R_0 c^2} \quad (26)$$

donde R_0 es la distancia de máxima aproximación:

Para la órbita hiperbólica de una estrella en una galaxia en espiral:

$$\frac{1}{r} = \frac{\theta}{r_0} \quad (27)$$

la Ec. (2) da a la velocidad de relativista:

$$V^2 = \frac{L_0^2}{m^2} \frac{\left(\frac{1}{r_0^2} + \frac{1}{r^2}\right)}{1 - \frac{L_0^2}{m^2 c^2} \left(\frac{1}{r_0^2} + \frac{1}{r^2}\right)} \quad (28)$$

que alcanza una meseta para un valor infinito de r :

$$V \xrightarrow{r \rightarrow \infty} \frac{L_0}{m r_0} \left(1 - \frac{L_0^2}{m^2 c^2 r_0^2}\right)^{-1/2} \quad (29)$$

tal como se ha observado experimentalmente. Es bien sabido que las teorías de Einstein y Newton producen una velocidad que se aproxima a cero para valores infinitos de r , y fracasan completamente para el caso de galaxias en espiral. La teoría de Einstein fracasa debido a la omisión de la torsión, y tal como se demuestra en la nota de acompañamiento 9 de este documento, en la parte de álgebra computacional y protocolo, da una órbita excesivamente complicada que diverge. No puede ser una descripción correcta de la naturaleza debido a que su geometría es básicamente incorrecta.

El hamiltoniano y lagrangiano einsteiniano son:

$$H(\text{Einstein}) = \frac{1}{2} m \left(\dot{r}^2 + r^2 \dot{\theta}^2 \left(1 + \frac{r_0}{r} \right) \right) + U \quad (30)$$

y

$$L(\text{Einstein}) = \frac{1}{2} m \left(\dot{r}^2 + r^2 \dot{\theta}^2 \left(1 + \frac{r_0}{r} \right) \right) - U \quad (31)$$

donde:

$$U = -\frac{m M G}{r} \quad (32)$$

y donde:

$$r_0 = 2 \frac{M G}{c^2} \quad (33)$$

El momento angular conservado de la teoría einsteiniana es:

$$L = \frac{\partial L}{\partial \dot{\theta}} = \left(1 + \frac{r_0}{r} \right) m r^2 \dot{\theta} \quad (34)$$

y se deduce que:

$$\dot{\theta} = \frac{L}{m r^2} \left(1 + \frac{r_0}{r} \right)^{-1} \quad (35)$$

y

$$\dot{r} = -\frac{L}{m} \left(1 + \frac{r_0}{r} \right)^{-1} \frac{d}{d\theta} \left(\frac{1}{r} \right). \quad (36)$$

La velocidad orbital einsteiniana es:

$$v^2 = v_N^2 \left(1 + \frac{r_0}{r} \right)^{-2} \quad (37)$$

A medida que

$$v_N \longrightarrow c \quad (38)$$

y a la distancia de máxima aproximación:

$$r = R_0 \quad (39)$$

la desviación de la luz newtoniana por causa gravitacional cambia a:

$$\Delta\phi = \frac{2MG}{R_0 c^2} \left(1 + \frac{r_0}{R_0}\right)^2 \quad (40)$$

y éste no es el resultado obtenido en la práctica (26), Q. E. D. La teoría de Einstein resulta claramente incorrecta.

La ecuación de Euler Lagrange (14) brinda la ecuación orbital relativista de Leibnitz:

$$\frac{d}{dt}(\gamma m \dot{r}) - \gamma m r \ddot{\theta}^2 = -\frac{\partial U}{\partial r} = F(r) \quad (41)$$

tal como se muestra en detalle en la nota 325(8). En el límite:

$$\gamma \longrightarrow 1 \quad (42)$$

la Ec. (41) deviene en la ecuación orbital de Leibnitz de 1689:

$$m \frac{d^2 r}{dt^2} = m r \omega^2 - \frac{m M G}{r^2}. \quad (43)$$

La velocidad orbital newtoniana o no relativista es conocida como:

$$v_N^2 = \frac{L^2}{m^2} \left(\left(\frac{d}{dt} \left(\frac{1}{r} \right) \right)^2 + \frac{1}{r^2} \right) = M G \left(\frac{2}{r} - \frac{1}{a} \right) \quad (44)$$

Donde el semieje mayor es:

$$a = \frac{\alpha}{1 - \epsilon^2} \quad (45)$$

y en donde la órbita newtoniana es la sección cónica:

$$r = \frac{\alpha}{1 + \epsilon \cos \theta} \quad (46)$$

Utilizando las Ecs. (21) y (44) puede obtenerse una curva de velocidad:

$$v^2 = MG \left(\frac{2}{r} - \frac{1}{a} \right) \left(1 - \frac{MG}{c^2} \left(\frac{2}{r} - \frac{1}{a} \right) \right)^{-1} \quad (47)$$

y ésta se representa gráficamente en la Sección 3, en la que se llega a la importante conclusión de que la verdadera órbita de un planeta viene dada por el lagrangiano de la relatividad restringida. Trabajo ulterior utilizando supercomputadoras pueden aumentar la precisión numérica del presente trabajo, hasta alcanzar el punto de comparación con los datos experimentales. Ya se sabe que la teoría ECE2 da los valores para la desviación de la luz de una manera exacta, como ya se ha descrito.

3. Sección 3

3.1 Teoría de Sommerfeld Lagrange.

El lagrangiano de Sommerfeld es

$$\mathcal{L} = - \frac{mc^2}{\gamma} - U \quad (48)$$

con

$$U = - \frac{mMG}{r}, \quad (49)$$

$$\gamma = \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right)^{-1/2} \quad (50)$$

y

$$v^2 = \dot{r}^2 + r^2 \dot{\theta}^2. \quad (51)$$

La evaluación de las ecuaciones de Lagrange

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial r} = \frac{d}{dt} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{r}}, \quad (52)$$

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \theta} = \frac{d}{dt} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{\theta}} \quad (53)$$

da a partir del lagrangiano de Sommerfeld

$$\ddot{r} = - \frac{c^2 GM + \gamma^3 r^4 \dot{\theta} \ddot{\theta} + (\gamma^3 r^3 \dot{r}^2 - \gamma c^2 r^3) \dot{\theta}^2}{\gamma^3 r^2 \dot{r}^2 + \gamma c^2 r^2} \quad (54)$$

y

$$\ddot{\theta} = - \frac{\gamma^2 r^2 \dot{r} \dot{\theta}^3 + (\gamma^2 r \dot{r} \ddot{r} + 2c^2 \dot{r}) \dot{\theta}}{\gamma^2 r^3 \dot{\theta}^2 + c^2 r} \quad (55)$$

Ambas ecuaciones contienen la segunda derivada de r y θ en forma lineal. Para obtener un conjunto de ecuaciones utilizable para una solución numérica, tanto $\ddot{\theta}$ como \ddot{r} deben primero separarse, dando dos ecuaciones con dos incógnitas cuyas soluciones son

$$\ddot{r} = \frac{(-\gamma^2 r^2 + \gamma^2 \dot{r}^2 - c^2) GM + r(\gamma^3 v^4 + \gamma c^2 v^2) + r \dot{r}^2 (-\gamma^3 v^2 - \gamma c^2)}{r^2 (\gamma^3 v^2 + \gamma c^2)} \quad (56)$$

y

$$\ddot{\theta} = \frac{\gamma \dot{r} \dot{\theta} GM + r \dot{r} \dot{\theta} (-2\gamma^2 v^2 - 2c^2)}{r^2 (\gamma^2 v^2 + c^2)} \quad (57)$$

Estas son las ecuaciones relativistas de Lagrange para movimiento central en un sistema de coordenadas polares. La forma no relativista de las mismas se obtiene suponiendo $\gamma \approx 1$ y efectuando la transición $c \rightarrow \infty$, lo cual conduce a

$$\ddot{r} = r \dot{\theta}^2 - \frac{GM}{r^2}, \quad (58)$$

$$\ddot{\theta} = - \frac{2 \dot{r} \dot{\theta}}{r}. \quad (59)$$

Estas son exactamente las ecuaciones no relativistas a partir de la teoría de Newton.

Por comparación también investigamos la ecuación de movimiento a partir de la teoría x . El potencial x viene dado por

$$U = \frac{L^2(x^2-1)}{2mr^2} - \frac{L^2x^2}{\alpha mr} \quad (60)$$

con la semi-latitud recta

$$\alpha = \frac{L^2}{m^2MG} \quad (61)$$

el lagrangiano no relativista

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}mv^2 - U \quad (62)$$

es

$$\mathcal{L} = \frac{m\alpha^2GM}{r} - \frac{L^2(x^2-1)}{2mr^2} + \frac{m(r^2\dot{\theta}^2 + \dot{r}^2)}{2} \quad (63)$$

Lo cual conduce a las ecuaciones no relativistas de Lagrange con la corrección x :

$$\ddot{r} = -\frac{x^2GM}{r^2} + \frac{L^2m^2(x^2-1)}{m^2r^3} + r\dot{\theta}^2, \quad (64)$$

$$\ddot{\theta} = -\frac{2\dot{r}\dot{\theta}}{r}. \quad (65)$$

La ecuación para $\ddot{\theta}$ no sufre cambios. Para $x = 1$ se obtienen las ecuaciones no relativistas. Para $x < 1$ se agrega una contribución positiva de $1/r^3$ al componente de la fuerza radial, lo cual conduce a una precesión de la elipse.

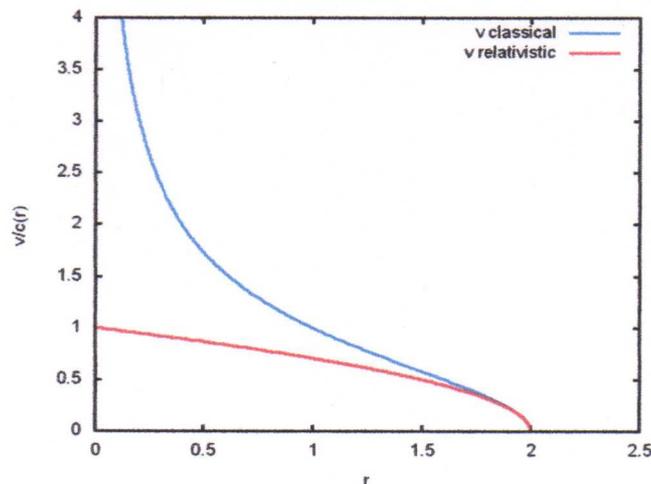


Figura 1: Relación entre velocidades newtoniana y relativista v/c .

3.2. Comparación entre velocidades.

Para un examen gráfico de los resultados, primero examinaremos las gráficas de las velocidades. Como se mostró en la Sección 2, la velocidad relativista viene dada por

$$v^2 = \frac{v_0^2}{1 + v_0^2/c^2} \quad (66)$$

donde

$$v_0^2 = MG \left(\frac{2}{r} - \frac{1}{a} \right) \quad (67)$$

es la clásica velocidad newtoniana con $a = a/(1 - \epsilon^2)$ como el eje mayor. Las relaciones v/c y v_0/c se representan gráficamente en la Fig. 1. Todos los parámetros se establecieron como iguales a la unidad. Para $r \rightarrow 0$, la velocidad relativista se aproxima a $v = c$, mientras que la velocidad clásica diverge hacia un valor infinito, tal como se esperaba.

Se demostró previamente que la velocidad clásica, en el caso de una corrección de x , es

$$v_c^2 = \frac{L^2}{\alpha^2 m^2} \left(\frac{\alpha(x^2 + 1)}{r} + (\epsilon^2 - 1)x^2 \right). \quad (68)$$

Para hacer esto comparable con la Ec.(67), sustituimos

$$L^2 = m^2 MG \alpha \quad (69)$$

y obtenemos

$$v_c^2 = \frac{(((\epsilon^2 - 1)r + \alpha)x^2 + \alpha) GM}{\alpha r} \quad (70)$$

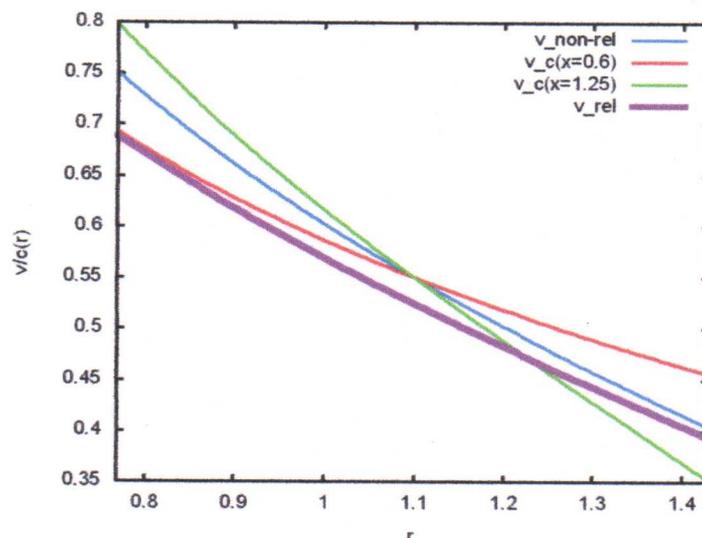


Figura 2: Relación entre velocidades v/c para el caso no relativista (newtoniano) y para el caso relativista, para dos valores de la teoría x .

Análogamente, obtenemos

$$V_N^2 = \frac{((\epsilon^2 - 1)r + 2\alpha)GM}{\alpha r} \quad (71)$$

$$V^2 = \frac{((\epsilon^2 - 1)r + 2\alpha)GMc^2}{((\epsilon^2 - 1)r + 2\alpha)GM + \alpha c^2 r} \quad (72)$$

Con los parámetros fijados en los valores $\epsilon = 0.3$, $c = 3$, y todos los demás parámetros iguales a la unidad, podemos comparar las tres expresiones de velocidad. Los resultados se representan gráficamente en la Fig. 2 para dos valores de $x = 0.6$ y $x = 1.25$. Estas son las velocidades para una elipse con y sin precesión en el caso ultra-relativista hasta el valor $v/c = 0.8$. Las curvas $v/c(r)$ se representan gráficamente en el intervalo $[r_{\min}, r_{\max}]$ de una elipse con $\alpha = 1$. Puede observarse que la curva relativista (línea gruesa) no coincide con exactitud ya sea a través de la teoría x o mediante la teoría de Newton. Esta última sobreestima la velocidad en el perihelio, que generalmente se conoce. Utilizando $x = 0.6$ (línea roja) ajusta la velocidad de la teoría x en el perihelio pero la sobreestima en el afelio. Valores para $x > 1$ no logran remediar esta situación, porque la pendiente se vuelve demasiado grande. La verdadera órbita teórica es aquella proveniente del lagrangiano de la relatividad restringida, que es también la misma que se obtiene a partir de la teoría ECE2.

3.3 Solución numérica de órbitas relativistas y parámetros de control.

Las ecuaciones (57- 58) se han resuelto en forma numérica, como por ejemplo en el documento UFT 239 (pero utilizamos allí a θ como variable de integración, mientras que en este trabajo utilizamos al tiempo). Los resultados $r(t)$ y $\theta(t)$ pueden combinarse en una así

llamada gráfica de dispersión en un sistema de coordenadas polares, para obtener la órbita $r(\theta)$. De manera que en este caso la órbita no viene dada por una fórmula analítica, sino numérica, mediante "puntos". El resultado se ha representado gráficamente en la Fig. 4, donde se muestra directamente la precesión de la elipse.

Se procedió de igual manera para el potencial newtoniano, y para el potencial de la teoría x . En el caso newtoniano se obtienen las conocidas elipses, para la teoría x se obtienen las elipses con precesión, todas numéricamente, y pueden compararse con la solución relativista. Resulta algo difícil definir factores x comparables para el caso relativista, debido a que no hay una órbita dada en forma analítica. Las condiciones iniciales no reflejan expresiones como ε y α , uno debe de utilizar r , θ , \dot{r} y $\dot{\theta}$ primariamente, donde se pre-computó $\dot{\theta}$ a partir de un dado valor de momento angular no relativista.

Existe información adicional que es posible obtener a partir de las soluciones $r(t)$ y $\theta(t)$ y sus derivadas. Una es la relación v/c que se muestra en la Fig.4. Otras verificaciones importantes son las constantes de movimiento: momento angular relativista y energía. Se validó que el momento relativista se conserva bien, y se repetirá esto para la energía relativista (hamiltoniano). Se han representado gráficamente diferencias con respecto al caso no relativista, así como diferencias en componentes de fuerzas, ver Fig. 5. Sin embargo, va a ser difícil el obtener valores de precesión orbital para planetas reales, ya que estos valores son muy pequeños y requieren de un alto nivel de exactitud numérica.

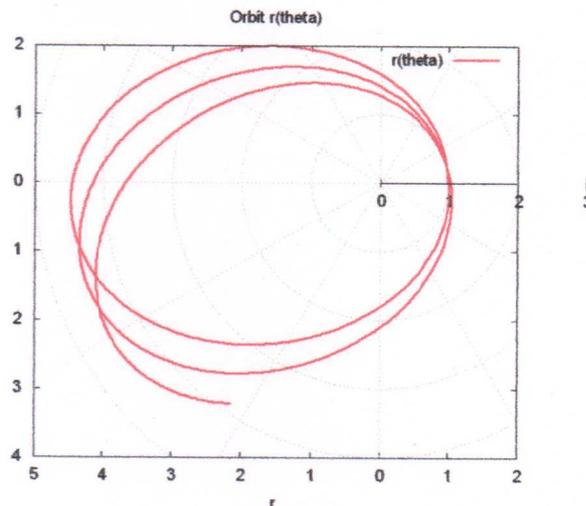


Figura 3: Órbita a partir de la teoría relativista.

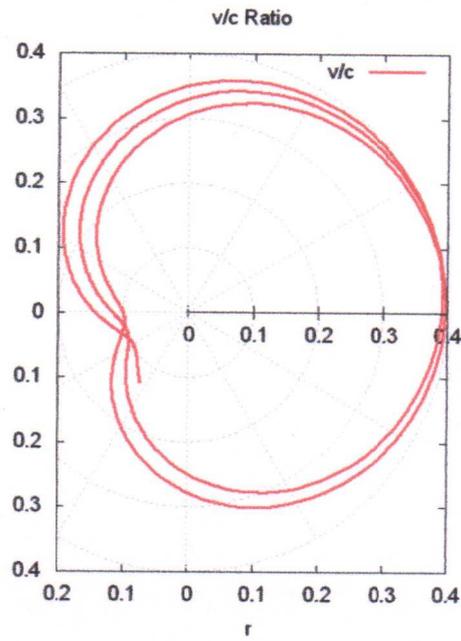


Figura 4: Relación v/c a partir de teoría relativista.

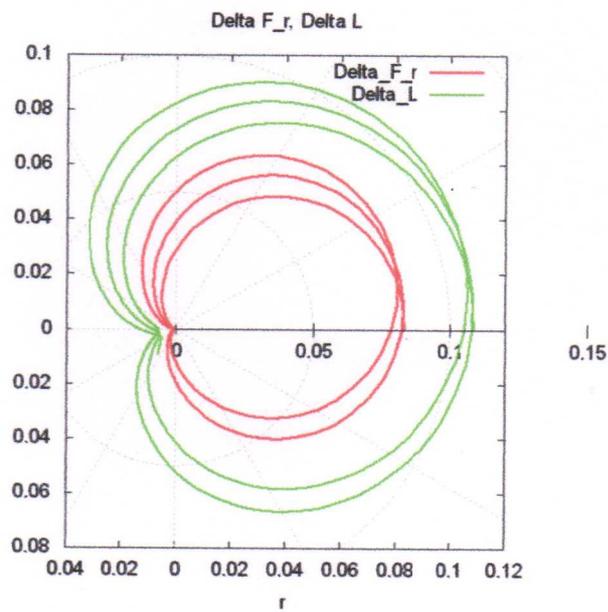


Figura 5: Diferencia de componente de fuerza F_r y momento angular L entre la teoría relativista y la teoría de Newton.

Agradecimientos.

Se agradece al Gobierno Británico por la Pensión Civil Vitalicia y al personal técnico de AIAS y otros por muchas discusiones interesantes. Se agradece a Dave Burleigh por el mantenimiento al portal, publicaciones y programación de monitoreo de retroalimentación en el mismo, a Alex Hill por las traducciones y grabaciones en idioma castellano, y a Robert Cheshire por las gráficas y grabaciones en idioma inglés.

Referencias bibliográficas.

- [1] M .W. Evans, H. Eckardt, D. W. Lindstrom y S. J. Crothers, “The Principles of ECE Theory” (UFT281 - UFT288 y New Generation Publishing, en prensa.)
- [2] M .W. Evans, Ed., J. Found. Phys. Chem. (Cambridge International , CISP, 2011 en adelante, y de libre acceso en el portal www.aias.us).
- [3] M. W. Evans, Ed., “Definitive Refutations of the Einsteinian General Relativity” (CISP, 2012 y de libre acceso en el portal www.aias.us).
- [4] M .W. Evans, S. J. Crothers, H. Eckardt y K. Pendergast, “Criticisms of the Einstein Field Equation” (CISP 2010 y de libre acceso en el documento UFT301, en el portal www.aias.us).
- [5] L. Felker, “The Evans Equations of Unified Field Theory” (Abramis 2007, y UFT302, traducción al idioma castellano en quince capítulos por Alex Hill en el portal www.aias.us).
- [6] M .W. Evans, H. Eckardt y D. W. Lindstrom, “Generally Covariant Unified Field Theory” (Abramis 2005 a 2011 en siete volúmenes, y de libre acceso en el portal www.aias.us)
- [7] H. Eckardt, “El Modelo de Ingeniería de la Teoría ECE” (UFT303 de libre acceso en el portal www.aias.us).
- [8] M .W. Evans, “Collected Scientometrics” (UFT307, sección de estadísticas filtradas en el portal www.aias.us, y en New Generation, 2015).
- [9] 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 de Omnia Opera, una sección en el portal www.aias.us).
- [10] M . W. Evans y S. Kielich, eds.. “Modern Nonlinear Optics” (Wiley Interscience, Nueva York, 1992, 1993, 1997, 2001) en dos ediciones y seis volúmenes.
- [11] M. W. Evans y J.-P. Vigiér, “The Enigmatic Photon” (Kluwer 1994 a 2002 en cinco volúmenes, tanto con encuadernación dura como blanda, de libre acceso en la Sección de Omnia Opera del portal www.aias.us).
- [12] M. W. Evans y A. A. Hasanein, “The Photomagnetron in Quantum Field Theory” (World Scientific, 1994).