

Ecuaciones de campo, de potencial y de fuerza para órbitas en ECE2.

por

M. W. Evans y H. Eckardt,

Civil List y AIAS / UPITEC

(www.aias.us, www.upitec.org, www.e3tm.net, www.archive.org, www.webarchive.org.uk)

Traducción: Alex Hill (www.et3m.net)

Resumen.

Se desarrolla una teoría general de órbitas mediante el empleo de una combinación de la ecuación orbital, o de fuerza, y las ecuaciones de campo y de potencial de la gravitación ECE2. Las formulaciones lagrangiana y hamiltoniana se aplican para producir precesiones tanto hacia adelante como en retroceso, lo cual constituye una propiedad exclusiva de la relatividad ECE2. Se introducen las condiciones iniciales para el cómputo de la órbita a través del vector κ de la relatividad ECE2, y se fusionan la teoría de gravitación cero y contra-gravitación (UFT318 y UFT319) con la teoría orbital.

Palabras clave: ECE2, campo, ecuaciones de potencial y de fuerza, condiciones iniciales, contra-gravitación.

1. Introducción.

En documentos inmediatamente precedentes de esta serie [1-12] se ha demostrado que el lagrangiano ECE2 produce precesiones tanto hacia adelante (o sea en el mismo sentido de rotación del movimiento orbital) como en retroceso (en sentido inverso al movimiento orbital), una propiedad matemática exclusiva de la relatividad ECE2. Las precesiones en retroceso no pueden modelarse mediante la relatividad general einsteiniana (RGE), pero se consideran observables en los sistemas estelares S2. En la Sección 2, la ecuación de fuerza u orbital se utiliza junto con las ecuaciones de campo y de potencial (UFT318 y UFT319) relevantes a la gravitostática, en las que no hay campo gravitomagnético. El resultado es una teoría general de órbitas que puede fusionarse con la teoría de gravitación cero o contra-gravitación.

Este documento constituye una breve sinopsis de Notas de Acompañamiento al documento UFT378, publicadas en los portales www.aias.us y www.upitec.org (referidos como "portales combinados"). La Nota 378(1) incluye la deducción de una relación general entre el vector kappa y la aceleración debida a la gravedad, utilizando dos ecuaciones de campo relevantes. La Nota 378(2) desarrolla las ecuaciones de campo en sus componentes cartesianas, la Nota 378(3) introduce el concepto de condiciones iniciales determinadas por el vector kappa, que modela el espacio-tiempo de trasfondo o éter. La Nota 387(4) introduce el hamiltoniano en la teoría, y la Nota 378(5) introduce las ecuaciones de potencial de campo de la gravitación ECE2, introducidas por primera vez en los documentos UFT318 y UFT319.

2. Desarrollo teórico.

En documentos inmediatamente precedentes se ha demostrado que el lagrangiano ECE2 produce precesiones tanto hacia adelante como en retroceso, y por ello se le prefiere experimentalmente a la RGE. La aceleración debida a la gravedad en la precesión hacia adelante es:

$$\underline{g} = \underline{\ddot{r}} = \frac{MG}{\gamma r^3} \left(\frac{\dot{\underline{r}}(\dot{\underline{r}} \cdot \underline{r})}{c^2} - \underline{r} \right) \quad (1)$$

donde γ es el factor de Lorentz factor y \underline{r} es el vector posición que une una masa m que gira en órbita alrededor de una masa M . Aquí, G es la constante de Newton. La aceleración debida a la gravedad en la precesión en retroceso es:

$$\underline{g} = \underline{\ddot{r}} = -\frac{MG}{\gamma^3} \frac{\underline{r}}{r^3} \quad (2)$$

Ambas Ecs. (1) y (2) pueden obtenerse a partir del mismo lagrangiano ECE2:

$$\mathcal{L} = -\frac{mc^2}{\gamma} + \frac{mMG}{r} \quad (3)$$

en un espacio-tiempo con valores finitos de torsión y curvatura [1-12].

Las ecuaciones de campo gravitostático relevantes son:

$$\underline{\nabla} \cdot \underline{g} = \underline{\kappa} \cdot \underline{g} = 4\pi G \rho_M \quad (4)$$

y

$$\underline{\nabla} \times \underline{\kappa} = \underline{\kappa} \times \underline{g} = \underline{0}, \quad (5)$$

donde $\underline{\kappa}$ es el vector kappa de las ecuaciones de campo ECE2 de la gravitación (UFT318 y UFT319). La Ec. (5) significa que $\underline{\kappa}$ es paralelo a \underline{g} y:

$$\underline{g} = v_0^2 \underline{\kappa} \quad (6)$$

donde v_0 posee las unidades de velocidad lineal. Se deduce que:

$$\underline{\nabla} \cdot \underline{g} = v_0^2 \kappa^2. \quad (7)$$

A partir de las Ecs. (6) y (7):

$$\underline{\kappa} = \frac{\kappa^2 \underline{g}}{\underline{\nabla} \cdot \underline{g}}. \quad (8)$$

Por ejemplo, para una órbita plana en el límite no relativista:

$$\underline{g} = g_x \underline{i} + g_y \underline{j} \quad (9)$$

donde

$$g_x = -\frac{MGX}{(X^2+Y^2)^{3/2}}, \quad g_y = -\frac{MGY}{(X^2+Y^2)^{3/2}}. \quad (10)$$

Por lo tanto:

$$\underline{\nabla} \cdot \underline{g} = \frac{\partial g_x}{\partial X} + \frac{\partial g_y}{\partial Y} = \frac{MG}{(X^2+Y^2)^{3/2}} \quad (11)$$

y

$$X = -\frac{K_x}{K_x^2 + K_y^2}, \quad Y = -\frac{K_y}{K_x^2 + K_y^2}, \quad (12)$$

que es el resultado hallado en UFT377 a través de otro método.

La Nota 378(2) ofrece más ejemplos de este método, utilizando componentes cartesianas para precesiones tanto hacia adelante como en retroceso, utilizando la estructura del vector kappa:

$$\underline{\kappa} = 2 \left(\frac{\underline{g}}{r(0)} - \underline{\omega} \right) \quad (13)$$

donde \underline{g} es el vector de la tétrada y $\underline{\omega}$ es el vector de conexión de espín.

En general, las ecuaciones de campo nos muestran que:

$$\frac{\ddot{X}}{\ddot{Y}} = \frac{K_x}{K_y} \quad (14)$$

una ecuación que puede utilizarse como la condición inicial para la solución numérica de las Ecs. (1) y (2). La órbita final dependerá de $\kappa_x(0)$ y $\kappa_y(0)$ y puede ser "construida mediante ingeniería del éter" a través de una cuidadosa selección de las condiciones iniciales. Para una precesión en retroceso y para una órbita no relativista:

$$\frac{X(0)}{Y(0)} = \frac{\ddot{X}(0)}{\ddot{Y}(0)} = \frac{K_x(0)}{K_y(0)}. \quad (15)$$

Para una precesión hacia delante:

$$\frac{K_x(0)}{K_y(0)} = \frac{\ddot{X}(0)}{\ddot{Y}(0)} = \left(\frac{\dot{X}(0)\dot{Y}(0)Y(0) + X(0)\dot{X}^2(0)}{c^2} - X(0) \left(\frac{\dot{X}(0)\dot{Y}(0)X(0) + Y(0)\dot{Y}^2(0)}{c^2} - Y(0) \right)^{-1} \right) \quad (16)$$

tal como se describe en más detalle en la Nota 378(3).

La Nota 378(4) introduce una constante de movimiento, el hamiltoniano, que ofrece más información acerca de la órbita. El hamiltoniano no relativista es:

$$H = \frac{1}{2} m (\dot{X}^2 + \dot{Y}^2) - \frac{mMG}{(X^2 + Y^2)^{1/2}}, \quad (17)$$

un resultado que puede utilizarse para verificar que la solución numérica dé una constante H que posea consistencia interna. Utilizando los resultados:

$$X^2 + Y^2 = \frac{1}{K_x^2 + K_y^2} \quad (18)$$

y

$$v^2 = \dot{X}^2 + \dot{Y}^2 \quad (19)$$

se deduce que:

$$H = \frac{1}{2}mv^2 - mMg(K_x^2 + K_y^2)^{1/2} \quad (20)$$

de manera que la velocidad inicial puede expresarse como:

$$v^2(0) = \dot{X}^2(0) + \dot{Y}^2(0) = \frac{2}{m} \left(H + mMg(K_x^2(0) + K_y^2(0)) \right) \quad (21)$$

y se define mediante H , $\kappa_x(0)$ y $\kappa_y(0)$, condiciones iniciales que definen la órbita newtoniana como sección cónica, específicamente la elipse definida a través de las ecuaciones de fuerza:

$$\ddot{X} = -Mg \frac{X}{(X^2 + Y^2)^{3/2}} \quad (22)$$

y

$$\ddot{Y} = -Mg \frac{Y}{(X^2 + Y^2)^{3/2}} \quad (23)$$

La precesión en retroceso se define mediante:

$$\ddot{X} = -\frac{MG}{\gamma^3} \frac{X}{(X^2 + Y^2)^{3/2}} \quad (24)$$

y

$$\ddot{Y} = -\frac{MG}{\gamma^3} \frac{Y}{(X^2 + Y^2)^{3/2}} \quad (25)$$

y el hamiltoniano:

$$H = \gamma mc^2 - \frac{mMG}{(X^2 + Y^2)^{1/2}} \quad (26)$$

El factor de Lorentz se define mediante:

$$\gamma = \left(1 - \frac{v_0^2}{c^2}\right)^{-1/2} \quad (27)$$

donde v_0 es la velocidad newtoniana [1-12]. A partir de la Ec. (26), el factor de Lorentz es:

$$\gamma = \frac{H}{mc^2} + \frac{MG}{c^2(X^2 + Y^2)^{1/2}} \quad (28)$$

y la precesión en sentido inverso se vuelve cada vez más pronunciada como:

$$\gamma \longrightarrow \infty \quad (29)$$

es decir, como:

$$\left(1 - \frac{v_0^2}{c^2}\right)^{3/2} \longrightarrow 0. \quad (30)$$

Nótese cuidadosamente que la teoría ECE2 de la desviación de la luz debido a la gravitación [1-12] impone un límite superior:

$$v_0^2 \longrightarrow \frac{c^2}{2}. \quad (31)$$

En el límite no newtoniano, la velocidad inicial se maximiza con:

$$K_x^2(0) + K_y^2(0) \longrightarrow \infty \quad (32)$$

bajo cuya condición pueden obtenerse precesiones muy amplias a través de una cuidadosa ingeniería del éter.

Las ecuaciones de potencial de campo ECE2 de la gravitación se describieron por primera vez en los documentos UFT318 y UFT319:

$$\underline{g} = -\underline{\nabla}\Phi - \frac{\partial \underline{Q}}{\partial t} + 2(c\omega_0 \underline{Q} - \Phi \underline{\omega}) \quad (33)$$

y

$$\underline{\Omega} = \underline{\nabla} \times \underline{Q} + 2 \underline{\omega} \times \underline{Q} \quad (34)$$

donde Φ y \underline{Q} son los potenciales gravitacionales escalar y vectorial, respectivamente. Aquí:

$$\underline{U} = m\Phi \quad (35)$$

es la energía potencial gravitacional, en unidades de joules. El cuatro-vector de la conexión de espín es:

$$\omega^\mu = (\omega_0, \underline{\omega}) \quad (36)$$

y

$$\underline{p} = m \underline{Q} \quad (37)$$

es un vector de momento. La ecuación de fuerza es, por lo tanto:

$$\underline{F} = m\underline{g} = -\underline{\nabla}U - \frac{\partial \underline{p}}{\partial t} - 2U\underline{\omega} + 2c\omega_0 \underline{p} \quad (38)$$

Mediante la ley de antisimetría ECE :

$$-\underline{\nabla}U - \frac{\partial \underline{p}}{\partial t} = -2U\underline{\omega} + 2c\omega_0 \underline{p} \quad (39)$$

de manera que:

$$\underline{F} = m\underline{g} = 2\left(-\underline{\nabla}U - \frac{\partial \underline{p}}{\partial t}\right) = 4(c\omega_0 \underline{p} - U\underline{\omega}) \quad (40)$$

En la teoría newtoniana no existe el potencial vectorial gravitacional:

$$\underline{P} = m\underline{Q} = \underline{0} \quad (41)$$

de manera que la ecuación de fuerza es:

$$\underline{F} = m\underline{g} = -2\underline{\nabla}U = -4U\underline{\omega} . \quad (42)$$

Aquí:

$$U_0 = 2U = -\frac{MG}{r} \quad (43)$$

donde:

$$U_0 = -\frac{MG}{r} \quad (44)$$

es el potencial gravitacional newtoniano. Tal como en la Nota 378(5), la conexión de espín es:

$$\underline{\omega} = -\frac{1}{2} \frac{\underline{r}}{r^2} \quad (45)$$

con componentes cartesianas:

$$\omega_x = -\frac{X}{2(X^2+Y^2)} , \quad \omega_y = -\frac{Y}{2(X^2+Y^2)} \quad (46)$$

Utilizando las componentes cartesianas del vector kappa:

$$K_x = -\frac{X}{X^2+Y^2} , \quad K_y = -\frac{Y}{X^2+Y^2} \quad (47)$$

pueden hallarse los componentes del vector de la tétrada:

$$\frac{g_x}{r^{(0)}} = K_x = -\frac{X}{X^2+Y^2} , \quad \frac{g_y}{r^{(0)}} = K_y = -\frac{Y}{X^2+Y^2} \quad (48)$$

para una órbita newtoniana.

Para una órbita no newtoniana, por ejemplo una órbita con precesión:

$$\underline{F} = m\underline{g} = -\underline{\nabla}U - \frac{\partial \underline{p}}{\partial t} \quad (49)$$

donde \underline{p} puede interpretarse como un momento del éter. De manera que las ecuaciones orbitales devienen:

$$\ddot{X} = -\frac{MGX}{(X^2+Y^2)^{3/2}} - \ddot{X}_{\text{éter}} \quad (50)$$

y

$$\ddot{Y} = -\frac{MGY}{(X^2+Y^2)^{3/2}} - \ddot{Y}_{\text{éter}} \quad (51)$$

Asumiendo una solución particular de la Ec. (39):

$$\frac{\partial \underline{p}}{\partial t} = -2c\omega_0 \dot{X}_{\text{éter}} \quad (52)$$

de
y la Ec. (52) se obtiene:

$$\ddot{X}_{\text{éter}} = -2c\omega_0 \dot{X}_{\text{éter}} \quad (53)$$

$$\ddot{Y}_{\text{éter}} = -2c\omega_0 \dot{Y}_{\text{éter}} \quad (54)$$

Las Ecs. (50), (51), (53) y (54) son cuatro ecuaciones con cuatro incógnitas: X , Y , $X_{\text{éter}}$ y $Y_{\text{éter}}$ y puede obtenerse cualquier órbita no newtoniana para un valor dado de ω_0 .

La condición para una gravitación igual a cero es:

$$\underline{\nabla}U + \frac{\partial \underline{p}}{\partial t} = \underline{0} \quad (55)$$

y se produce contra-gravitación cuando \underline{p} es negativa en la Ec. (49), de manera que la fuerza \underline{F} puede modificarse mediante ingeniería del éter para que sea positiva. En dicho caso, dos masas que gravitan, m y M , se repelen.

3. Resultados computacionales y gráficas.

Comenzamos esta sección con la obtención de expresiones para $\nabla \cdot \mathbf{g}$. Para el caso no relativista, las ecuaciones de movimiento son:

$$\ddot{\mathbf{r}} = - \frac{MG}{r^3} \mathbf{r}, \quad (56)$$

para una precesión hacia adelante (ecuación de Euler-Lagrange):

$$\ddot{\mathbf{r}} = - \frac{MG}{\gamma r^3} \left(\frac{\dot{\mathbf{r}}(\dot{\mathbf{r}} \cdot \mathbf{r})}{c^2} - \mathbf{r} \right), \quad (57)$$

y para una precesión en retroceso:

$$\ddot{\mathbf{r}} = - \frac{MG}{\gamma^3 r^3} \mathbf{r}, \quad (58)$$

cada una con:

$$r = (X^2 + Y^2)^{1/2}. \quad (59)$$

Mediante álgebra computacional, obtenemos, para el caso no relativista:

$$\nabla \cdot \mathbf{g} = \frac{MG}{r^3} \quad (60)$$

para una precesión hacia adelante:

$$\nabla \cdot \mathbf{g} = \frac{MG}{\gamma r^3} \left(\frac{\dot{X}^2 Y^2 + X^2 \dot{Y}^2 - 2(Y^2 \dot{X}^2 + X^2 \dot{Y}^2) - 6XY \dot{X}\dot{Y}}{c^2 r^2} + 1 \right), \quad (61)$$

y para una precesión en retroceso:

$$\nabla \cdot \mathbf{g} = \frac{MG}{\gamma^3 r^3}. \quad (62)$$

De acuerdo con la Ec.(4), estos términos corresponden a la densidad de carga ρ_M . Obviamente, la estructura de las ecuaciones de movimiento (56-58) se refleja en la densidad de carga. El caso de precesión en retroceso difiere del caso no relativista sólo por un factor de $1/\gamma^3$, mientras que en el caso de precesión hacia adelante aparecen más términos de orden $1/c^2$. Como segundo punto, investigamos las órbitas que resultan a partir de diferentes condiciones iniciales, definidas por el vector κ de la relatividad ECE2. Para cálculos en dos dimensiones, debemos

de definir cuatro valores iniciales, generalmente $X(0)$, $Y(0)$, $\dot{X}(0)$, $\dot{Y}(0)$. Alternativamente, cuando se utilizan los valores de κ , éstos son $\kappa_X(0)$, $\kappa_Y(0)$, $\dot{\kappa}_X(0)$, $\dot{\kappa}_Y(0)$. Estos valores deben de transformarse a los valores iniciales ordinarios para iniciar el cálculo. En lugar de utilizar las derivadas de κ , preferimos el empleo de las constantes de movimiento H (energía total) y L (momento angular). Por lo tanto, debemos derivar los valores ordinarios a partir de $\kappa_X(0)$, $\kappa_Y(0)$, H , L . Utilizando las versiones no relativistas, tenemos

$$H = \frac{m v^2}{2} - \frac{mMG}{\sqrt{X^2 + Y^2}} \quad (63)$$

y

$$L = m (X v_Y - Y v_X) \quad (64)$$

Estas ecuaciones se transforman a sus formas dependientes de κ mediante:

$$X = -\frac{\kappa_X}{\kappa_X^2 + \kappa_Y^2}, \quad (65)$$

$$Y = -\frac{\kappa_Y}{\kappa_X^2 + \kappa_Y^2}. \quad (66)$$

Sin embargo, también debemos transformar las componentes de velocidad. Por lo tanto, procedemos como sigue. A partir de la Ec.(64) obtenemos

$$v_X = \frac{m X v_Y - L}{m Y} \quad (67)$$

y a partir de la Ec.(63)

$$v_X^2 + v_Y^2 = \frac{2MG}{\sqrt{X^2 + Y^2}} + \frac{2H}{m}. \quad (68)$$

Estas son dos ecuaciones no lineales para expresar v_X , v_Y como función de X , Y y constantes de movimiento. Obtenemos dos conjuntos de soluciones, que difieren en su signo:

$$v_X = \pm \frac{X \sqrt{2m^2 MG \sqrt{X^2 + Y^2} + 2mH(X^2 + Y^2) - L^2}}{m(X^2 + Y^2)} - \frac{LY}{m(X^2 + Y^2)}, \quad (69)$$

$$v_Y = \pm \frac{Y \sqrt{2m^2 MG \sqrt{X^2 + Y^2} + 2mH(X^2 + Y^2) - L^2}}{m(X^2 + Y^2)} + \frac{LX}{m(X^2 + Y^2)}. \quad (70)$$

H	L	$\kappa_X(0)$	$\kappa_Y(0)$	$X(0)$	$Y(0)$	$v_X(0)$	$v_Y(0)$
-1	0.5	0	-1.1716	0	0.8535	-0.5858	-0.006194
-1	0.5	0	-2.3	0	0.4348	-1.15	-1.1303
-1	0.5	0	-3.9	0	0.2564	-1.95	-1.4133
-0.5	1	0	-1	0	1	-1	0
-0.75	0.75	0	-1.5	0	0.6667	-1.125	-0.4841
-1	0.5	0	-2	0	0.5	-1	-1

Tabla 1: Valores iniciales de cálculos de modelo (no relativista/relativista).

Seleccionando el signo negativo en ambas ecuaciones e insertando las Ecs. (65,66) obtenemos dos expresiones complicadas para $v_X(\kappa_X, \kappa_Y)$ y $v_Y(\kappa_X, \kappa_Y)$. Así, podemos definir condiciones iniciales para H, L, κ_X, κ_Y y obtener valores iniciales $X(0), Y(0), v_X(0), v_Y(0)$ que se utilizan en la integración numérica de la órbita. Los valores utilizados se incluyen en la Tabla 1. Las primeras tres filas de la table se refieren al cálculo no relativista, cuyas órbitas se muestran en la Fig. 1. Seleccionando diferentes valores de κ_Y , mientras que se mantienen constantes todos los demás parámetros, significa una rotación de la elipse. El cálculo relativista para la precesión en retroceso requiere de diferente energía total y momento angular, si ha de variarse la precesión (últimas tres filas en la Tabla 1). A partir de la Fig. 2 puede observarse que las órbitas se hacen más pequeñas siguiendo el orden azul-rojo-verde. Una precesión mayor requiere de velocidades mayores, lo cual puede observarse a partir de los datos en la Tabla 1.

Como resultado, notamos que, cuando se utiliza la energía total y el momento angular como parámetros para las condiciones iniciales, resulta sencillo encontrar una órbita del tipo de sección cónica deseada (una elipse en este caso). A partir de cálculos previos con especificación de parámetros de alimentación $X(0), Y(0), v_X(0), v_Y(0)$ en forma directa, no resultaba claro desde el principio qué tipo de órbita habría de aparecer, por lo que debíamos de efectuar varios ensayos hasta obtener la órbita deseada.

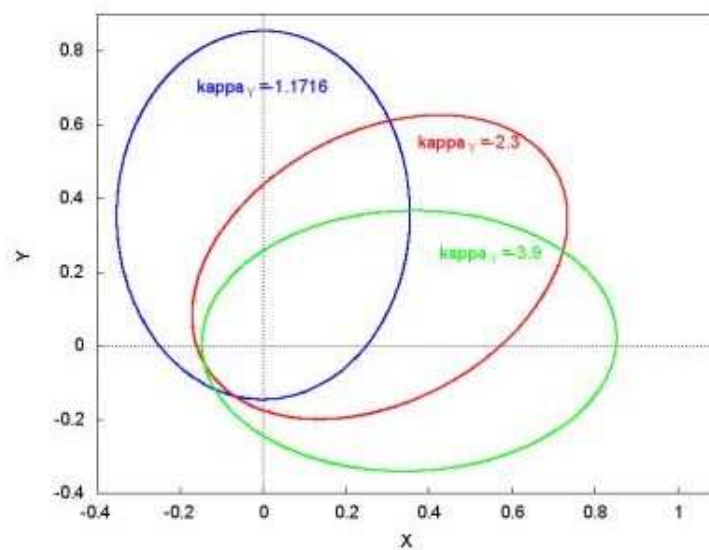


Figura 1: Órbitas no relativistas para diferentes valores iniciales de κ_Y , con $\kappa_X = 0$.

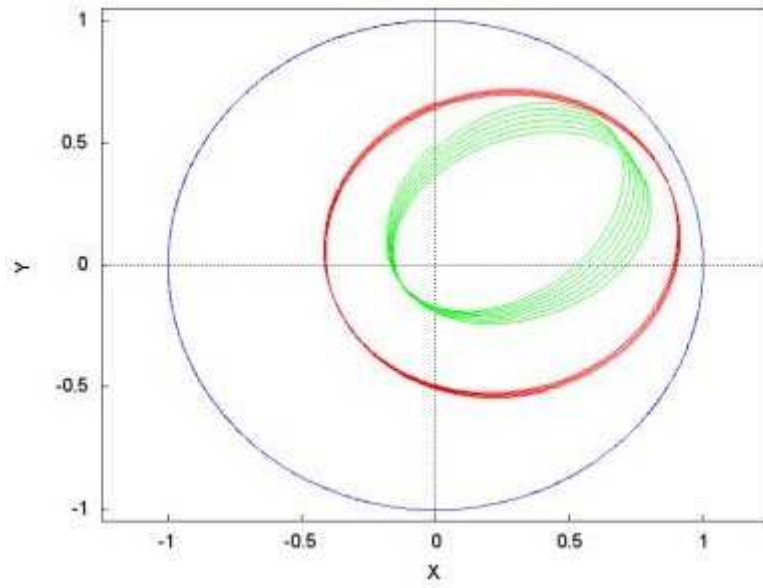


Figura 2: Órbitas relativistas (precesión en retroceso) para diferentes valores iniciales de H, L, κ_y , con $\kappa_x = 0$.

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, su mantenimiento y la programación 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 combinados www.aias.us y www.upitec.org como UFT366 y ePubli en prep., traducción al castellano por Alex Hill).
- [2] M. W. Evans. H. Eckardt. D. W. Lindstrom y S. J. Crothers. "Principios de ECE" (de libre acceso como UFT350 y en la Sección en Español. ePubli. Berlín 2016. Enc. dura. New Generation. Londres. Enc. blanda. Traducción al castellano por Alex Hill, Sección en Español del portal www.aias.us).
- [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 relevantes de la serie UFT, 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 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. Vigiér. "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 los portales mencionados).
- [12] M.W. Evans y A. A. Hasanein, "The Photomagnetron in Quantum Field Theory" (World Scientific, 1994).