

Animación de Precesiones Obtenidas a Partir de la Ecuación de Fuerza de Minkowski.

por

M. W. Evans, H. Eckardt y B. Foltz,
Civil List y AIAS.

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

Traducción: Alex Hill (www.et3m.net)

Resumen.

Se utiliza la ecuación de Minkowski para demostrar que una órbita inicialmente newtoniana desarrolla una precesión debido al factor de Lorentz. La precesión puede evaluarse en forma analítica en el límite de órbitas casi circulares, y puede hallarse una solución para el ángulo polar como una función del tiempo. También es posible obtener una expresión para la precesión al considerar el momento angular relativista y expresarlo de una manera adecuada para la animación. La búsqueda de nuevas explicaciones de la precesión se vuelve necesaria a partir de las numerosas refutaciones disponibles actualmente referentes a la relatividad general einsteiniana.

Palabras clave: Ecuación de Minkowski, precesión de órbitas planas, animación.

1. Introducción.

Durante el desarrollo de la teoría ECE [1 - 10] se ha refutado de muchas maneras la relatividad general einsteiniana (RGE). En documentos recientes se inicia una búsqueda de una nueva explicación de la precesión en el Sistema Solar y en otros objetos celestes tales como las galaxias en espiral. La ecuación de fuerza fundamental de la relatividad es la ecuación de Minkowski, la cual incorpora el factor de Lorentz en la ecuación de Newton, y sobre la base de la simplicidad y de la Navaja de Ockham se trata de un buen punto de arranque para una nueva teoría. En la Sección 2 la ecuación de Minkowski que se obtiene en documentos inmediatamente precedentes de esta serie se expresa en un formato adecuado para la animación, y se desarrolla un método relacionado sobre la base del momento angular relativista. Se analizaron algunos de los problemas de la RGE. En la Sección 3 se llevan a cabo ejercicios de cálculo computacional y de animación para ilustrar las precisiones de Minkowski para una órbita plana.

2. Desarrollo de la Ecuación de Fuerza de Minkowski.

Consideremos el formato de la ecuación de fuerza de Minkowski desarrollada en el documento UFT239, publicado en el portal de www.aias.us:

$$\underline{F} = m \left(\gamma^4 \frac{d^2 \underline{r}}{dt^2} - \gamma^2 \frac{L_0}{m^2 r^3} \right) \underline{e}_r + \frac{m \gamma^4}{c^2} \frac{d \underline{r}}{dt} \frac{d^2 r}{dt^2} \omega r \underline{e}_\theta \quad (1)$$

donde \underline{e}_r y \underline{e}_θ son los vectores unitarios radial y polar, m es la masa de un objeto en órbita en un plano, c es la velocidad de la luz en el vacío, ω es la velocidad angular, r es la distancia radial y γ es el factor de Lorentz:

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

Aquí, L_0 es el momento angular no relativista definido [11] por:

$$L_0 = m r^2 \omega = m r^2 \frac{d\theta}{dt} \quad (3)$$

Al igual que en el documento UFT238 en el portal www.aias.us:

$$\frac{d \underline{r}}{dt} = - \frac{L_0}{m} \frac{d}{d\theta} \left(\frac{1}{r} \right), \quad \frac{d^2 \underline{r}}{dt^2} = - \left(\frac{L_0}{m r} \right)^2 \frac{d^2}{d\theta^2} \left(\frac{1}{r} \right), \quad (4)$$

y la velocidad del factor de Lorentz se define mediante:

$$\dot{v}^2 = \left(\frac{L_0}{m}\right)^2 \left(\frac{1}{r^2} + \left(\frac{d}{d\theta}\left(\frac{1}{r}\right)\right)^2\right) \quad (5)$$

Supongamos que la órbita es inicialmente newtoniana:

$$\frac{1}{r} = \frac{1}{\alpha} (1 + \epsilon \cos \theta) \quad (6)$$

donde α es la semi latitud recta y ϵ es la excentricidad. Se deduce a partir de las Ecs. (1) y (6) que:

$$\underline{F} = A \underline{e}_r + B \underline{e}_\theta \quad (7)$$

donde:

$$A = -\gamma^2 \frac{L_0^2}{m r^3} \left(\gamma^2 + \frac{1}{r} (1 - \gamma^2) \right) \quad (8)$$

y:

$$B = \frac{\gamma^4 L_0^4 \sin \theta \cos \theta}{m^3 c^2 r^3 \alpha^2} \quad (9)$$

en donde el factor de Lorentz es:

$$\gamma = \left(1 - v^2/c^2\right)^{-1/2}, \quad (10)$$

$$v^2 = MG \left(\frac{2}{r} - \frac{1}{a} \right), \quad a = \frac{\alpha}{\epsilon^2 - 1}. \quad (11)$$

• En el límite newtoniano:

$$L_0^2 = \alpha m^2 MG \quad (12)$$

de manera que A y B pueden expresarse de la siguiente manera:

$$A = -\gamma^4 \frac{mMG}{r^2} - \gamma^2 \frac{\alpha mMG}{r^3} (1 - \gamma^2) \quad (13)$$

(14)

$$B = m \left(\frac{MG}{c} \right)^2 \frac{\sin \theta \cos \theta}{r^3}$$

en donde:

(15)

$$\cos \theta = \frac{1}{e} \left(\frac{\alpha}{r} - 1 \right)$$

y

(16)

$$\sin^2 \theta + \cos^2 \theta = 1.$$

En el límite de órbitas casi circulares el ángulo absidal se define mediante:

(17)

$$\psi = \pi \left(3 + \frac{r}{F} \frac{dF}{dr} \right)^{-1/2}$$

y en el límite:

(18)

$$A \rightarrow -\gamma^4 \frac{mMG}{r^2},$$

y:

(19)

$$B \rightarrow 0,$$

de manera que la magnitud de fuerza se reduce a:

(20)

$$F = -\frac{mMG}{r^2} \left(1 + \frac{r_0}{r} \right)$$

dando una precesión:

(21)

$$\Delta \theta = \pi \frac{r_0}{r}$$

donde

$$r_0 = \frac{2MG}{c^2} \quad (22)$$

es el así llamado radio de "Schwarzschild".

A partir del trabajo previo la ecuación correcta para la elipse con precesión es:

$$r = \frac{\alpha}{1 + \epsilon \cos(\varphi)} \quad (23)$$

cuya ley de fuerza puede calcularse en el límite clásico utilizando métodos lagrangianos, dando el resultado [1 - 10]:

$$F = -\frac{wMG\chi^2}{r^2} - \alpha(1-\chi^2) \frac{wMG}{r^3} \quad (24)$$

Las Ecs. (20) y (24) son iguales si:

$$\chi \rightarrow 0 \quad (25)$$

y:

$$\alpha(1-\chi^2)wMG = 2w\left(\frac{MG}{c}\right)^2 \quad (26)$$

es decir:

$$\chi^2 = 1 - \frac{r_0}{\alpha} \quad (27)$$

y

$$\alpha \sim r. \quad (28)$$

Si

(29)

$$r_0 \ll r$$

entonces puede calcularse una expresión para x :

(30)

$$x \sim 1 - \frac{r_0}{2r}$$

Por lo tanto:

(31)

$$1 - x \sim \frac{r_0}{2r}$$

y la precesión del perihelio es:

(32)

$$2\pi(1-x) = 2\pi \frac{r_0}{r}$$

que es la Ec. (21), Q. E. D.

En el límite newtoniano (12) el factor A puede expresarse como:

(33)

$$A = -\gamma^4 \frac{mMG}{r^2} - \gamma^2 \frac{\alpha mM}{r^3} (1 - \gamma^2)$$

y en el límite de órbitas casi circulares la fuerza es:

(34)

$$F \sim \left(-\gamma^4 \frac{mMG}{r^2} - \gamma^2 \frac{\alpha mMG}{r^3} (1 - \gamma^2) \right) \frac{e_r}{r}$$

Comparando las Ecs. (24) y (34):

(35)

$$\chi^2 = \frac{r\gamma^4 + \alpha\gamma^2(1-\gamma^2) - \alpha}{r - \alpha}$$

donde el factor de Lorentz se define mediante:

(36)

$$\gamma^2 = \left(1 - \frac{v^2}{v_0^2} \right)^{-1}$$

En el lími

la Ec. (23):

$$\gamma \rightarrow 1$$

(37)

el factor x

proxima a la unidad.

t

como una función de r de la siguiente manera. Primero nótese

co

que:

$$r^2 \frac{d\theta}{dt} = \omega r^2 \frac{d\theta}{dr} \frac{dr}{dt} \quad (38)$$

A partir de

$$\cos^2(\theta)$$

(39)

$$\frac{dr}{d\theta} = \frac{\epsilon \times r^2}{\alpha} \sin(\theta)$$

que

$$\sin(\theta)$$

con:

(40)

$$\cos(\theta) = \frac{1}{\epsilon} \left(\frac{\alpha}{r} - 1 \right)$$

las Ecs. (38) y (42)

y

$$\frac{dr}{d\theta} = \frac{1}{\cos^2(\theta)} + \sin^2(\theta) = 1.$$

(41)

ue:

$$\frac{d\theta}{dr} =$$

De manera

(42)

$$r) = \left(1 - \frac{1}{\epsilon^2} \left(\frac{\alpha}{r} - 1 \right)^2 \right)^{1/2}$$

A partir de

):

$$\frac{\epsilon \times r^2}{\alpha} \left(1 - \frac{1}{\epsilon^2} \left(\frac{\alpha}{r} - 1 \right)^2 \right)^{1/2}$$

(43)

te:

de manera

$$\frac{\alpha}{\epsilon \times r^2} \left(1 - \frac{1}{\epsilon^2} \left(\frac{\alpha}{r} - 1 \right)^2 \right)^{-1/2}$$

(44)

de precesión se ap

Ahora se calcula t

y

$$t = \frac{m\alpha}{\epsilon L_0} \int \frac{1}{x} \left(1 - \frac{1}{\epsilon^2} \left(\frac{\alpha}{r} - 1 \right)^2 \right)^{-1/2} dr \quad (45)$$

En donde x viene dado por las Ecs. (35) y (36).

La Ec. (45) puede resolverse mediante álgebra computacional para dar a r como una función de t .

$$r = f(t) \quad (46)$$

En donde el factor f es una función de otras variables que aparecen en el análisis. Debe de utilizarse álgebra computacional para producir esta función. Ello fue llevado a cabo por el Dr. Horst Eckardt para dar la definición:

$$r = f(m, \alpha, \epsilon, L_0, t) \quad (47)$$

La ecuación que relaciona la r con θ es la ecuación orbital (23). De manera que:

$$\theta = \frac{1}{x} \cos^{-1} \left(\frac{1}{\epsilon} \left(\frac{\alpha}{r} - 1 \right) \right) \quad (48)$$

y a partir de las Ecs. (47) y (48) el ángulo polar θ puede calcularse como una función del tiempo t . Esto se llevó a cabo mediante álgebra computacional y se introdujo animación al resultado en la Sección 3 utilizando el método para producir una red regular para la animación.

Tal como en el documento UFT239 publicado en el portal www.aias.us puede demostrarse que el factor de Lorentz produce un factor de precesión:

$$x = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \left(1 - \left(\frac{L_0}{m\alpha} \right)^2 (1 + \epsilon^2 + 2\epsilon \cos\theta) \right)^{1/2} d\theta \quad (49)$$

Al igual que en la nota de acompañamiento 238(12) del documento UFT238 publicado en el portal www.aias.us el tiempo t viene dado por:

$$t = \frac{m\alpha^2}{L_0} \int \frac{d\theta}{(1 + \epsilon \cos\theta)^2} \quad (50)$$

donde x se define mediante la Ec. (49). En una representación cartesiana:

$$X = \frac{a \cos \theta}{1 + \epsilon \cos(\theta)} , \quad Y = \frac{a \sin \theta}{1 + \epsilon \cos(\theta)} \quad (51)$$

de manera que (X, Y) puede calcularse como una función de θ y animarse. Para cada valor de θ , puede calcularse el tiempo t a partir de la Ec. (50), de manera que (X, Y) puede calcularse como una función del tiempo t y animarse. Por ejemplo:

$$(X_1, Y_1) = \left(\frac{a \cos \theta_1}{1 + \epsilon \cos \theta_1} , \frac{a \sin \theta_1}{1 + \epsilon \sin \theta_1} \right) \quad (52)$$

donde:

$$t_1 = \frac{m a^2}{L_0} \int_0^{\theta_1} \frac{d\theta}{(1 + \epsilon \cos(\theta))^2} \quad (53)$$

y:

$$x = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \left(1 - \frac{r_0}{2a} (1 + \epsilon^2 + 2\epsilon \cos \theta) \right)^{1/2} d\theta \quad (54)$$

donde:

$$r_0 = \frac{2MG}{c^2} \quad (55)$$

Al igual que en la nota de acompañamiento 239(7) del documento UFT239 publicado en el portal www.aias.us, si:

$$\frac{r_0}{2a} \ll 1 \quad (56)$$

entonces:

$$x \sim 1 - \frac{r_0 (1 + \epsilon^2)}{4a} \quad (57)$$

y es constante, de manera que se simplifica la animación.

Con el objeto de ilustrar la obsolescencia de la RGE, consideremos los planetas del sistema solar, y para cada planeta evaluemos la precesión de la RGE para órbitas casi circulares utilizando los métodos desarrollados en los documentos inmediatamente precedentes. Para cada planeta la ley de fuerza de la RGE es:

$$F(r) = -\frac{mMG}{r^2} - \frac{3MGL_0^2}{4mc^2 r^4} \quad (58)$$

dando la precesión:

$$\Delta\theta = 3\pi \frac{r_0}{r} \quad (59)$$

para una órbita casi circular. La precesión total es:

$$\sum \Delta\theta = 3\pi r_0 \sum_{i=1}^n \frac{1}{r_i} \quad (60)$$

Y la conexión relativista se aplica n veces, donde n es el número de planetas. Para cada planeta puede demostrarse, como la nota de acompañamiento 241(1), que:

$$\sum \theta = 2\pi n + 3\pi r_0 \sum_{i=1}^n \frac{1}{r_i} \quad (61)$$

de manera que la conexión de RGE total es:

$$\sum \Delta\theta = \sum \theta - 2\pi n. \quad (62)$$

El modelo establecido de la física sostiene el resultado incorrecto:

$$\Delta\theta = \theta - 2\pi. \quad (63)$$

Algunos detalles adicionales de este argumento se incluyen en la nota de acompañamiento 241(1) y en las notas de acompañamiento para el documento UFT240. Sólo por esta razón, la RGE no puede ser una teoría correcta.

3. Álgebra computacional y Animación.

En esta sección se incluyen algunos detalles adicionales de los cálculos efectuados en la Sección 2, se calcula el ángulo absidal y la dependencia temporal de la órbita. Finalmente, presentamos un esquema de cálculo para la animación. La componente radial y angular de la fuerza de Minkowski (1) para una órbita elíptica (6) vienen dada por las ecuaciones (8) y (9). Éstas dependen de las coordenadas radiales y angulares, y pueden expresarse exclusivamente por medio de coordenadas radiales a través de la Ec.(6), lo cual conduce a

$$A = \frac{\alpha^2 c^2 m L_0^2 (\epsilon^2 r L_0^2 - r L_0^2 + 2\alpha L_0^2 - \alpha^2 c^2 m^2 r^2)}{r^2 (\epsilon^2 r L_0^2 - r L_0^2 + 2\alpha L_0^2 - \alpha^2 c^2 m^2 r^2)^2} \quad (64)$$

$$B = \frac{\alpha^2 c^2 m (r - \alpha) \sqrt{(\epsilon^2 - 1) r^2 + 2\alpha r - \alpha^2} L_0^4}{r^3 (\epsilon^2 r L_0^2 - r L_0^2 + 2\alpha L_0^2 - \alpha^2 c^2 m^2 r^2)^2} \quad (65)$$

El ángulo absidal en esta aproximación se define a través de la Ec.(17). Cuando $F(r)$ se aproxima sólo por medio de la componente radial, el resultado es

$$\psi = \frac{\pi \sqrt{(\epsilon^2 - 1) r + 2\alpha} GM - \alpha c^2 r \sqrt{(\epsilon^2 - 1) r + 2\alpha} GM - c^2 r^2}{\sqrt{(2\alpha \epsilon^2 - 2\alpha) r + 4\alpha^2} G^2 M^2 + ((\epsilon^2 - c^2 \epsilon^2) r^3 - 6\alpha \epsilon^2 r^2 + 2\alpha^2 c^2 r) GM + \alpha c^4 r^3} \quad (66)$$

Esta expresión se simplifica considerablemente si consideramos el radio $r = \alpha$ y reemplazamos los parámetros newtonianos M y G por L_0 mediante el empleo de la Ec.(12):

$$\psi = \frac{\pi (\epsilon^2 + 1) L_0^2 - \pi \alpha^2 c^2 m^2}{\sqrt{2L_0^2 - \alpha^2 c^2 m^2} \sqrt{(\epsilon^2 + 1) L_0^2 - \alpha^2 c^2 m^2}} \quad (67)$$

En la Fig.1 se muestra la gráfica obtenida a partir de la Ec.(66) para tres valores de L_0 . Obviamente existe un punto de cruzamiento como un para todos los valores de L_0 que se gobierna a través de $(\epsilon^2 - 1)$. El factor puede calcularse a partir de las Ecs.(10-12):

$$\chi(r) = \frac{\alpha c m \sqrt{r}}{\sqrt{(\epsilon^2 - 1) r - 2\alpha} L_0^2 + \alpha^2 c^2 m^2 r} \quad (68)$$

Se representa gráficamente en la Fig. 2 para el caso especial $r = \alpha$ para estudiar su dependencia respecto de L_0 . Crece asintóticamente hacia el infinito para valores de L_0 donde v se aproxima a c .

Los siguientes resultados son para una elipse con precesión:

$$r = \frac{\alpha}{1 + \epsilon \cos(x\theta)} \quad (69)$$

A partir de la Ec.(45), el tiempo para alcanzar cierto valor de radio, la función inversa de $r(t)$, puede obtenerse mediante integración:

$$t = \frac{\alpha L_0 \left(\frac{\epsilon^2 - 1}{\alpha \epsilon} \right) \left(\frac{r + \alpha}{\epsilon} \right) + \sqrt{(1 - \epsilon)(1 + \epsilon)} \sqrt{(\epsilon - 1)r + \alpha} \sqrt{(\epsilon + 1)r - \alpha}}{\sqrt{1 - \epsilon} (\epsilon - 1) (\epsilon + 1)^{3/2} \alpha L_0} \quad (70)$$

la cual se representa gráficamente en la Fig. 3. La gráfica define el rango de valores de r del elipse con precesión, como era de esperarse. La curva se aplana cuando se incrementa el valor de x (no se muestra). El valor exacto de $x(\theta)$, la Ec.(49), no puede calcularse analíticamente.

La dependencia temporal inversa de $\theta(t)$ se define a través de la Ec.(50):

$$t = \frac{m\alpha}{L_0} \int \frac{d\theta}{(1 + \epsilon \cos(x\theta))^2} \quad (71)$$

La integral puede resolverse analíticamente, obteniéndose

$$t = \frac{\alpha^2 m}{x L_0 (1 - \epsilon^2)} \left(\frac{z}{\sqrt{1 - \epsilon^2}} \tan^{-1} \left(\frac{(1 - \epsilon) \operatorname{sen}(x\theta)}{\sqrt{1 - \epsilon^2} (1 + \cos(x\theta))} \right) - \frac{\epsilon \operatorname{sen}(x\theta)}{1 + \epsilon \cos(x\theta)} \right) \quad (72)$$

Cuando el factor de precesión x se usa a partir de la aproximación (57), se obtiene

$$\chi = 1 - \frac{(\epsilon^2 + 1) L_0^2}{2\alpha^2 c^2 m^2} \quad (73)$$

El cual puede insertarse en la Ec. (72). El resultado se muestra en la Fig. 4. Dado que x depende de L_0 , los periodos angulares aumentan cuando L_0 aumenta. Para al sol los efectos visibles se eligieron valores de L_0 en la región ultra relativista.

La animación requiere del conocimiento de $\theta(t)$ y $r(t)$. Para evitar el esfuerzo de calcular funciones inversa a partir de $t(\theta)$ y $t(r)$, se utilizó un sencillo esquema recursivo, donde t puede seleccionarse a partir de un empujamiento regular, de manera que no se requieren interpolaciones. A partir de la Ec.(38) se obtiene el esquema

$$\theta_1 = 0$$

$$r_i = \frac{\alpha}{1 + \epsilon \cos(x\theta_i)}$$

$$\theta_{i+1} = \frac{L_0}{w r_i^2} t_i$$

La animación puede descargarse desde el portal de AIAS. Algunas gráficas de ejemplo se presentan en las Figs. 5 a 7. Lo que no es posible dar en la versión impresa es como cambia la velocidad de la masa en órbita con respecto a la distancia hasta el centro.

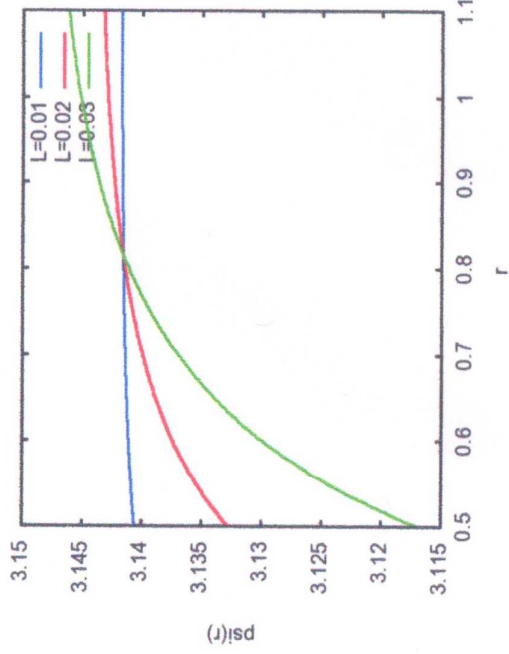


Figura 1: Ángulo absidal ψ para los momentos angulares $L_1 = 0.01$; $L_2 = 0.03$; $L_3 = 0.05$. Otros parámetros: $\alpha = c = m = 1$; $\epsilon = 0.3$.

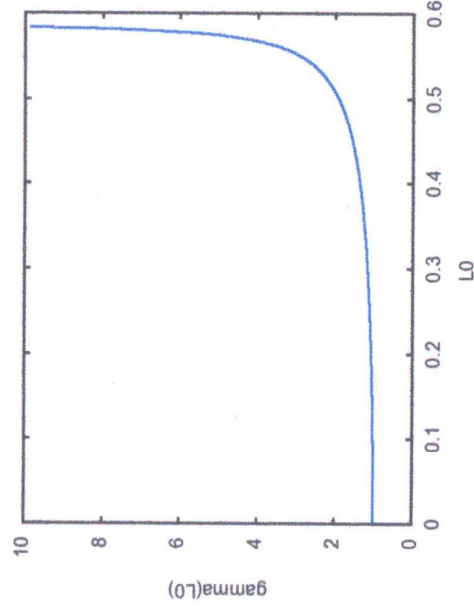


Figura 2: Factor relativista (L_0) con los parámetros $\alpha = c = m = 1$; $\epsilon = 0.3$.

(74)
(75)
(76)

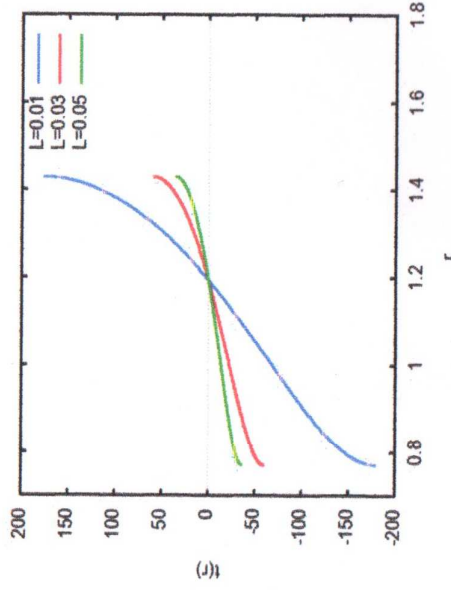


Figura 3: Dependencia temporal $t(r)$ con los parámetros $\alpha = c = m = x = 1$; $\varepsilon = 0.3$ para diferentes valores de L_0 .

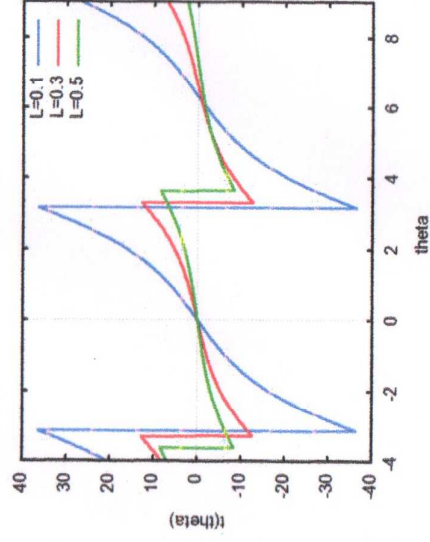


Figura 4: Dependencia temporal $t(\theta)$ Con los parámetros $\alpha = c = m = 1$; $\varepsilon = 0.3$ para diferentes valores de L_0 .

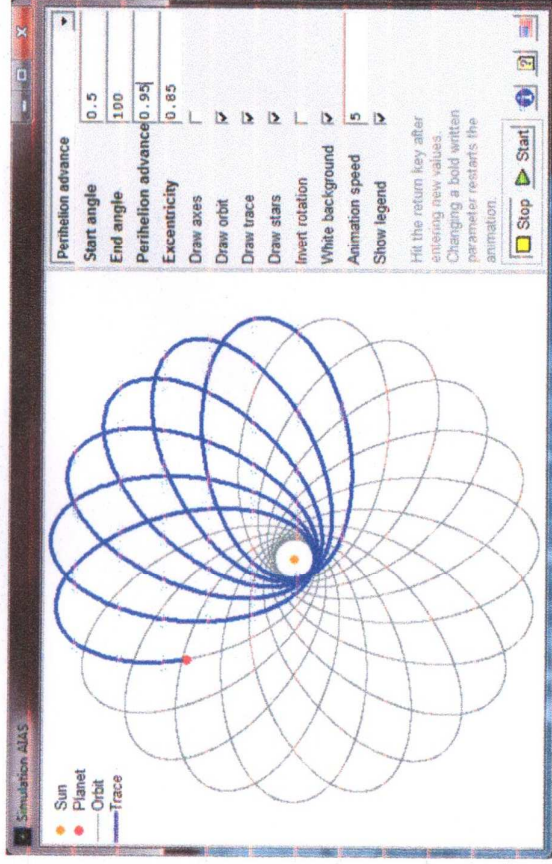


Figura 5: Ejemplo de animación: órbita cerrada.

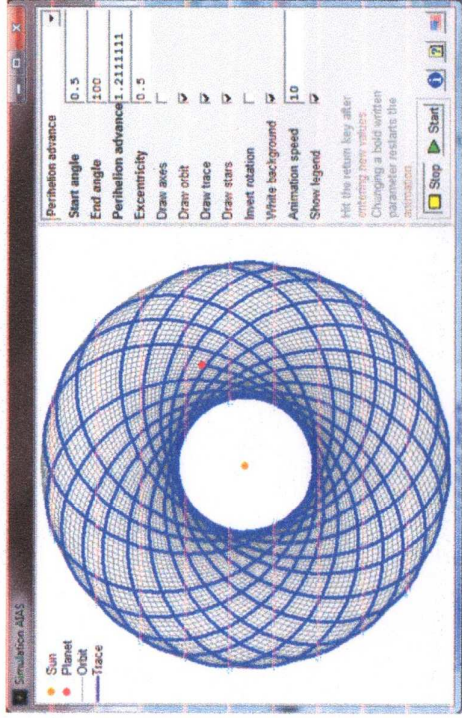


Figura 6: Ejemplo de animación: órbita abierta.

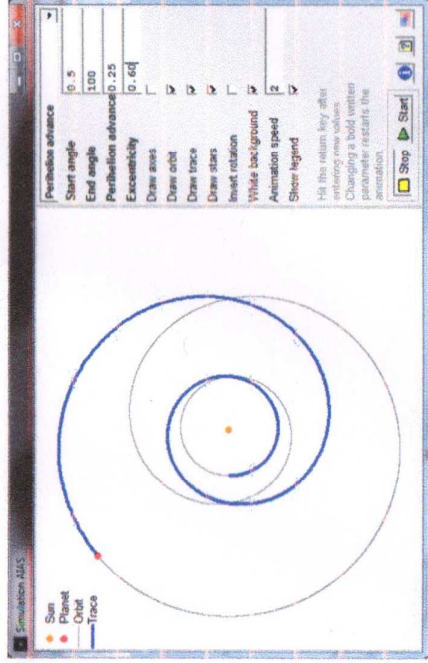


Figura 7: Ejemplo de animación: órbita exótica con $x = 0.25$.

Agradecimientos.

Se agradece al Gobierno Británico por la Pensión Civil Vitalicia y al personal técnico de AIAS y a otros por muchas discusiones interesantes. Se agradece a Dave Burleigh por la publicación en red, y a Alex Hill y Robert Cheshire por las traducciones y grabaciones.

Referencias.

- [1] M. W. Evans, Ed., "Definitive Refutations of the Einsteinian General Relativity", (Cambridge International Science Publishing, CISP, www.cisp-publishing.com, 2012).
- [2] M. W. Evans, J. Found. Phys. Chem. (CISP, 2011).
- [3] M. W. Evans, S. J. Crothers, H. Eckardt y K. Pendergast, "Generally Covariant Unified Field Theory" (CISP 2011).
- [4] M. W. Evans, H. Eckardt y D. W. Lindstrom, "Generally Covariant Unified Field Theory" (Abramis 2005 - 2011) en siete volúmenes.
- [5] L. Felker, "The Evans Equations of Unified Field Theory" (Abramis 2007, Traducción al castellano por Alex Hill en el portal www.aias.us).
- [6] M. W. Evans, H. Eckardt y D. W. Lindstrom, documentos y plenaria de la Academia de Ciencias de Serbia, 2010 al presente.
- [7] M. W. Evans y L. B. Crowell, "Classical and Quantum Electrodynamics and the B(3) Field" (World Scientific 2001).
- [8] M. W. Evans y S. Kielich, Eds., "Modern Nonlinear Optics" (Wiley, Nueva York, 1992, 1993, 1997, 2001) en dos ediciones y seis volúmenes.
- [9] M. W. Evans y J. -P. Vigié, "The Enigmatic Photon" (Kluwer 1994 - 2002), en diez volúmenes, en encuadernación dura y blanda.
- [10] M. W. Evans y A. A. Hasanein, "The Photomagnetron in Quantum Field Theory" (World Scientific 1994).
- [11] J. B. Marion y S. T. Thornton, "Classical Dynamics" (Harcourt, Nueva York, 1988, 3ª Edición).