Descripción de órbitas elípticas con precesión mediante la ley del cuadrado de la inversa de Hooke/Newton.

por

M. W. Evans, H. Eckardt, R. Delaforce y R. Cheshire,
Civil List, AIAS y UPITEC

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

Traducción: Alex Hill (www.et3m.net)

Resumen

Se demuestra en forma directa que una órbita elíptica con precesión puede describirse a través de una ley de fuerza del cuadrado de la inversa de Hooke/Newton, en tanto y en cuanto el sistema de coordenadas polar plano esté en rotación. La rotación genera la conexión de Christoffel. Esta es la forma más sencilla de describir la órbita planetaria observada y resulta ser la preferida a través del Principio de Simplicidad (Navaja de Ockham). Se incluyen algunas representaciones gráficas de la teoría.

Palabras clave: Teoría ECE, sistema de coordenadas en rotación, órbitas planetarias.

1. Introducción.

Las órbitas planetarias fueron racionalizadas por primera vez por Kepler en términos de tres leyes basadas en las observaciones de Tico de Brahe. Kepler descubrió que la órbita del planeta Marte tenía una forma elíptica, la cual posteriormente se encontró que tenía también precesión. Para una órbita elíptica estática, las leyes de Kepler pueden explicarse en términos de una ley de fuerza del cuadrado la inversa, como es bien sabido. A partir de entonces la órbita elíptica con precesión se ha considerado como un problema no newtoniano, por el hecho de que la precesión no puede explicarse a través de una ley del cuadrado de la inversa en un marco de referencia descrito por las coordenadas polares en un plano [1 – 10]. Einstein afirmó posteriormente que su teoría de la relatividad general podía explicar la precesión del perihelio. Esta afirmación fue rechazada por Schwartzschild tan pronto fue lanzada, y ha sido rechazada desde entonces. En recientes documentos de esta serie se ha refutado la teoría de relatividad general einsteiniana (RGE) utilizando argumentos lógicos en varias formas, algunas de ellas muy sencillas, como es el caso en el documento UFT202 (www.aias.us). De manera que se considera a la RGE como una teoría obsoleta que siempre resultó muy oscura.

En la Sección 2 se demuestra mediante métodos elementales que la elipse con precesión puede describirse mediante una ley del cuadrado de la inversa en un sistema de coordenadas polares planas en rotación (r, β), en donde β se define a través del producto $x\,\theta$. Aquí, θ es la coordenada angular del sistema polar estático en un plano (r, θ) y x es la constante de precesión. Se demuestra que la rotación del sistema de coordenadas se describe mediante una conexión de Christoffel que es antisimétrica en sus dos índices inferiores. Cuando se utiliza el sistema polar en un plano tradicional (r, θ) la ley de fuerza necesaria para describir una órbita elíptica con precesión es la suma del cuadrado de una inversa y una ley del cubo de una inversa. En consecuencia, la órbita elíptica con precesión de un planeta puede describirse íntegramente sin la relatividad general einsteiniana (RGE). No sólo se alcanza esta conclusión, sino que también se sabe que la RGE produce una ley de fuerza incorrecta, una suma de un cuadrado de la inversa mas un término de la inversa de una cuarta potencia referidos a la coordenada radial r. Éstas constituyen buenas razones para el abandono de la RGE.

2. Leyes de fuerza para una órbita elíptica con precesión.

La órbita elíptica con precesión se define mediante:

$$r = \frac{\alpha}{1 + \epsilon \cos\beta} \tag{1}$$

donde

$$\beta = x\theta . \tag{2}$$

Aquí, x es la constante de precesión, 2 α es la magnitud recta y ε es la elipticidad.

Adoptamos el sistema de coordenadas polar plano en rotación (r, β). Esta constituye la selección óptima de coordenadas en función del principio de simplicidad (Navaja de Ockham), en cuanto a que racionaliza la órbita elíptica con precesión en la forma más sencillo posible. Consideremos el lagrangiano:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} m \left(\dot{r}^2 + r^2 \dot{\beta}^2 \right) - U(r) \qquad (3)$$

donde U es la energía potencial. Las ecuaciones de Euler Lagrange son:

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial r} - \frac{d}{dt} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{r}} = 0 , \qquad (4)$$

y

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \beta} - \frac{d}{dt} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{\beta}} = 0 . \qquad (5)$$

El momento angular total se conserva, de manera que:

$$L = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{\beta}} = m r^2 \dot{\beta} = \text{constante} \qquad (6)$$

y

$$\frac{dL}{dt} = 0 . \qquad (7)$$

A partir de las Ecs. (3) y (4):

$$m \left(\ddot{r} - r \dot{\beta}^2 \right) = - \frac{\partial U}{\partial r} = F(r) \qquad (8)$$

donde F es la fuerza. Denotamos:

$$u = \frac{1}{r} \qquad (9)$$

entonces:

$$\frac{du}{d\beta} = -\frac{1}{r^2}\frac{dr}{d\beta} = -\frac{1}{r^2}\frac{dr}{dt}\frac{dt}{d\beta} \tag{10}$$

A partir de la Ec. (6):

$$\dot{\beta} = \frac{L}{mr^2} \tag{11}$$

de manera que :

$$\frac{du}{d\beta} = -\frac{m}{L}\dot{r}. \tag{12}$$

Por lo tanto:

$$\frac{d^2u}{d\beta^2} = \frac{d}{d\beta}\left(-\frac{m}{L}\dot{r}\right) = \frac{dt}{d\beta}\frac{d}{dt}\left(-\frac{m\dot{r}}{L}\right) \tag{13}$$

$$= -\frac{m\ddot{r}}{L\dot{\beta}} = -\frac{m^2}{L^2}r^2\ddot{r}$$

y

$$\ddot{r} = -\frac{L^2}{m^2}u^2\frac{d^2u}{d\beta^2}, \quad r\dot{\beta}^2 = \frac{L^2}{m^2}u^3. \tag{14}$$

Por lo tanto :

$$\frac{d^2}{d\beta^2}\left(\frac{1}{r}\right) + \frac{1}{r} = -\frac{m}{L^2}r^2F(r) \tag{15}$$

donde:

$$\frac{1}{r} = \frac{1}{\alpha}\left(1 + \epsilon\cos\beta\right). \tag{16}$$

Por lo tanto:

$$\frac{d^2}{d\beta^2}\left(\frac{1}{r}\right) = -\frac{\epsilon}{\alpha}\cos\beta \tag{17}$$

y

$$\frac{d^2}{d\beta^2}\left(\frac{1}{r}\right) + \frac{1}{r} = \frac{1}{\alpha} = -\frac{m}{L^2} r^2 F(r) \tag{18}$$

y

$$F(r) = -\frac{L^2}{m\alpha^2 r^2} \tag{19}$$

Si

$$\alpha = \frac{L^2}{mk} \tag{20}$$

entonces

$$F(r) = -\frac{k}{r^2} \tag{21}$$

donde

$$k = mMG. \tag{22}$$

La fuerza es una ley del cuadrado de la inversa de Hooke / Newton. Por lo tanto, en el marco de referencia en rotación puede predecirse una órbita elíptica con precesión sin necesidad de la teoría RGE en absoluto.

Este resultado significa que el hamiltoniano en el marco en rotación es

$$H = E = \frac{1}{2} m v^2 + U(r) \tag{23}$$

donde la velocidad lineal total es:

$$v = \left(\dot{r}^2 + r^2\dot{\beta}^2\right)^{1/2} \tag{24}$$

Por lo tanto:

$$\dot{r} = \frac{dr}{dt} = \left(\frac{2}{m}\left(E - U\right) - \frac{L^2}{m^2 r^2}\right)^{1/2}. \tag{25}$$

Utilizando:

$$\frac{d\beta}{dr} = \frac{d\beta}{dt}\frac{dt}{dr} \tag{26}$$

se encuentra que:

$$\beta(r) = \int \left(r^2\left(2m\left(E + \frac{k}{r} - \frac{L^2}{2mr^2}\right)\right)\right)^{-1/2} dr \tag{27}$$

cuya solución es:

$$\cos\beta = \left(\frac{L^2}{2mk} - 1\right)\left(1 + 2\frac{EL^2}{mk^2}\right)^{-1/2} \tag{28}$$

Las Ecs. (1) y (28) son iguales en la medida en que:

$$\alpha = \frac{L^2}{mk}, \quad \epsilon = \left(1 + 2\frac{EL^2}{mk^2}\right)^{1/2}. \tag{29}$$

Por lo tanto, el hamiltoniano (23) describe una órbita elíptica con precesión sin la necesidad de la RGE; QED.

Si se utiliza la Ec. (15) con el sistema de coordenadas estático (r, θ) entonces:

$$\frac{d^2}{d\theta^2}\left(\frac{1}{r}\right) + \frac{1}{r} = -\frac{mr^2}{L^2}F(r) \tag{30}$$

donde:

$$\frac{1}{r} = \frac{1}{\alpha}\left(1 + \epsilon \cos(x\theta)\right) \tag{31}$$

De manera que:

$$\frac{d^2}{d\theta^2}\left(\frac{1}{r}\right) = -\frac{\epsilon x^2}{\alpha} \cos(x\theta) \tag{32}$$

y

$$\frac{1}{\alpha}\left(1 + \epsilon\left(1 - x^2\right)\cos(x\theta)\right) = -\frac{mr^2}{L^2} F(r) \tag{33}$$

lo cual da una ley de fuerza:

$$F(r) = -\frac{k}{r^2}\left(x^2 + \left(1 - x^2\right)\frac{\alpha}{r}\right) \tag{34}$$

la cual es una suma de términos de la inversa del cuadrado y de la inversa del cubo. La teoría RGE produce una suma incorrecta de términos, tal como se demuestra en el documento UFT196 en www.aias.us.

El significado preciso del sistema de coordenadas en rotación se deduce al considerar las ecuaciones básicas:

$$X = r \cos\beta, \quad Y = r \operatorname{sen}\beta \tag{35}$$

Consideremos:

$$\theta \longrightarrow \theta + 2\pi \tag{36}$$

entonces:

$$\beta \longrightarrow \beta + 2\pi x \tag{37}$$

y

$$X_1 = r\cos(\beta + 2\pi x) = r\left(\cos\beta\cos(2\pi x) - \operatorname{sen}\beta\operatorname{sen}(2\pi x)\right)$$
$$Y_1 = r\operatorname{sen}(\beta + 2\pi x) = r\left(\operatorname{sen}\beta\cos(2\pi x) + \cos\beta\operatorname{sen}(2\pi x)\right) \tag{38}$$

en donde:

$$r^2 = x^2 + y^2 = X_1^2 + Y_1^2 \tag{39}$$

Se observa que el sistema de coordenadas no regresa al mismo punto luego de una rotación completa de 2 π radianes. El sistema de coordenadas y marco de referencia rota, y hay una conexión de Christoffel presente en la geometría. Los vectores unitarios del sistema son:

$$\underline{e}_r = \underline{i}\cos\beta + \underline{j}\operatorname{sen}\beta \tag{40}$$

$$\underline{e}_\beta = -\underline{i}\operatorname{sen}\beta + \underline{j}\cos\beta \tag{41}$$

de manera que:

$$\underline{e}_\beta = \frac{d\underline{e}_r}{d\beta}, \quad \underline{e}_r = -\frac{d\underline{e}_\beta}{d\beta} \tag{42}$$

Se deduce que:

$$d\underline{e}_r = d\beta\,\underline{e}_\beta \tag{43}$$

$$d\underline{e}_\beta = -d\beta\,\underline{e}_r \tag{44}$$

y

$$\dot{\underline{e}}_r = d\underline{e}_r/dt = \dot{\beta}\,\underline{e}_\beta \tag{45}$$

$$\dot{\underline{e}}_\beta = d\underline{e}_\beta/dt = -\dot{\beta}\,\underline{e}_r \tag{46}$$

La velocidad lineal es:

$$\underline{v} = \frac{d\underline{r}}{dt} = \frac{d}{dt}\left(r\,\underline{e}_r\right) = \dot{r}\,\underline{e}_r + r\,\dot{\underline{e}}_r = \dot{r}\,\underline{e}_r + r\dot{\beta}\,\underline{e}_\beta \tag{47}$$

un resultado que conduce al lagrangiano (3). A partir del ecuación de una elipse con precesión, la eq. (1):

$$\frac{dr}{d\beta} = \frac{\epsilon}{\alpha}\, r^2 \operatorname{sen}\beta \tag{48}$$

de manera que:

$$\frac{dr}{dt} = \frac{dr}{d\beta}\frac{d\beta}{dt} = \left(\frac{LE}{m\alpha}\right)\operatorname{sen}\beta \tag{49}$$

y

$$\dot{r} = \left(\frac{LE}{m\alpha}\right)\operatorname{sen}\beta\,,\quad \dot{\beta} = \frac{L}{mr^2} \tag{50}$$

Al igual que en el documento UFT196, la aceleración es:

$$\underline{a} = \frac{d\underline{v}}{dt} = \left(\ddot{r} - r\dot{\beta}^2\right)\underline{e}_r + \left(r\ddot{\beta} + 2\dot{r}\dot{\beta}\right)\underline{e}_\beta\,. \tag{51}$$

Por lo tanto:

$$\ddot{r} = \left(\frac{LE}{m\alpha}\right)\frac{d}{dt}\left(\operatorname{sen}\beta\right),\quad \ddot{\beta} = \frac{L}{m}\frac{d}{dt}\left(\frac{1}{r^2}\right) \tag{52}$$

Ahora utilicemos:

$$\frac{df(r)}{d\beta} = \frac{df(r)}{dr}\frac{dr}{d\beta}\,, \tag{53}$$

$$\frac{df(\beta)}{dr} = \frac{df(\beta)}{d\beta}\frac{d\beta}{dr}\,, \tag{54}$$

para hallar que:

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{1}{r^2}\right) = -\frac{2}{r^3}\frac{dr}{dt}, \quad \frac{d}{dt}(\operatorname{sen}\beta) = \cos\beta\,\frac{d\beta}{dt} \tag{55}$$

Por lo tanto:

$$\ddot{r} = \left(\frac{\epsilon L^2}{m^2\alpha}\right)\frac{1}{r^2}\cos\beta, \quad \ddot{\beta} = -\left(\frac{2L^2\epsilon}{m^2\alpha}\right)\frac{\operatorname{sen}\beta}{r^3} \tag{56}$$

Resulta entonces que:

$$\ddot{r} - r\dot{\beta}^2 = \epsilon\frac{MG}{r^2}\cos\beta - \frac{L^2}{m^2r^3}. \tag{57}$$

Análogamente:

$$r\ddot{\beta} + 2\dot{r}\dot{\beta} = 0 \tag{58}$$

de manera que la fuerza es:

$$\underline{F} = m\left(\epsilon\frac{MG}{r^2}\cos\beta - \frac{L^2}{m^2r^3}\right)\underline{e}_r \tag{59}$$

Finalmente utilizamos:

$$\epsilon\cos\beta = \frac{\alpha}{r} - 1 \tag{60}$$

para hallar que:

$$\underline{F} = \left(-\frac{mMG}{r^2} + \frac{L^2}{mr^3} - \frac{L^2}{mr^3}\right)\underline{e}_r = -\frac{mMG}{r^2}\,\underline{e}_r \tag{61}$$

que es la Ec.(19) , QED. Las fuerzas centrífugas se cancelan entre sí, tal como ya se había mencionado el documento UFT196.

En el marco en rotación, la rotación pasiva de los ejes se describe a través de un desarrollo del documento UFT199 como:

$$\begin{bmatrix} \underline{i}' \\ \underline{j}' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(\chi\theta) & -\operatorname{sen}(\chi\theta) \\ \operatorname{sen}(\chi\theta) & \cos(\chi\theta) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \underline{i} \\ \underline{j} \end{bmatrix} \tag{62}$$

Denotamos:

$$R_z = \begin{bmatrix} \cos(\chi\theta) & -\operatorname{sen}(\chi\theta) \\ \operatorname{sen}(\chi\theta) & \cos(\chi\theta) \end{bmatrix} \tag{63}$$

entonces

$$\left.\frac{dR_z}{d\theta}\right|_{\theta=0} = \chi \begin{bmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix} \tag{64}$$

y el generador de rotación es:

$$J_{ij} = -i\chi\epsilon_{ij} \tag{65}$$

El tensor unitario completamente antisimétrico es:

$$\epsilon_{ijk} = \epsilon_{ij}\epsilon_k \tag{66}$$

de manera que

$$\epsilon_{ij} = \epsilon_{ij}^{k}\epsilon_k \tag{67}$$

y la conexión de Christoffel antisimétrica es:

$$\Gamma^{k}_{ij} = \frac{x}{r} \epsilon^{k}_{ij} \tag{68}$$

Utilizando un desarrollo del método incluido en el documento UFT212. La órbita elíptica con precesión puede describirse mediante la conexión de Christoffel (68), y ésta resulta una expresión elegante de la filosofía de la relatividad. Debiera de sustituir a la RGE por aplicación del principio de simplicidad (Navaja de Ockham).

3. Análisis gráfico y de otro tipo de los resultados obtenidos en la Sección 2.

(Sección por H. Eckardt, R. Delaforce y R. Cheshire)

Agradecimientos.

Se agradece el Gobierno Británico por el otorgamiento de la Pensión Civil Vitalicia y al personal técnico de AIAS y a otros por muchas discusiones interesantes. Se agradece a David Burleigh, Director General de Annexa Inc., por su publicación voluntaria en red. Se agradece a Alex Hill, Robert Cheshire y Simon Clifford por las traducciones y las grabaciones. AIAS se ha establecido bajo el patrocinio del Fideicomiso de la Familia Newlands (est. 2012).

Referencias.

[1] M. W. Evans, ed., "Definitive Refutations of the Einsteinian General Relativity" (Cambridge International Science Publishing, CISP, 2012, www.cisp-publishing.com)

[2] M. W. Evans, ed. J. Found. Phys. Chem., (CISP, 2011 en adelante).

[3] M. W. Evans, S. Crothers, H. Eckardt y K. Pendergast, "Definitive Refutations of the Einstein Field Equation" (CISP, 2011).

[4] K. Pendergast, "The Life of Myron Evans" (CISP, 2011).

[5] M. W. Evans, H. Eckardt y D. W. Lindstrom, "Generally Covariant Unified Field Theory" (Abramis, 2005 - 2011) en siete volúmenes.

[6] L. Felker, "The Evans Equations of Unified Field Theory" (Abramis 2007, traducido al castellano por Alex Hill en la Sección en Español de www.aias.us).

[7] M .W. Evans y S. Kielich, eds., "Modern Nonlinear Optics" (Wiley, 1992, 1993, 1997, 2001), en seis volúmenes y dos ediciones.

[8] M .W. Evans y L. B. Crowell, "Classical and Quantum Electrodynamics and the B(3) Field" (World Scientific 2001).

[9] M. W. Evans y J. - P. Vigier, "The Enigmatic Photon" (Kluwer, Dordrecht, 1994 a 2002, en encuadernación dura y blanda) en diez volúmenes.

{10} M. W. Evans y A. A. Hasanein, "The Photonagneton in Quantum Field Theory" (World Scientific 1994).