La tercera ley de Kepler para una órbita con precesión.

por

M. W. Evans y H. Eckardt,

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 muestra que la tercera ley de Kepler, publicada en el año de 1619, se desarrolla con un nivel muy detallado para una órbita con precesión en el Sistema Solar. Los detalles van surgiendo a medida que se va aumentando el valor de la constante de precesión x. Los cálculos se basan en el nuevo potencial gravitacional universal que es el responsable de la precesión planetaria, y de la precesión de las órbitas en general. Estos cálculos se llevan a cabo en el límite clásico de la teoría ECE.

Palabras clave: Tercera ley de Kepler, órbitas con precesión, límite clásico de la teoría ECE.

1. Introducción.

En documentos recientes de esta serie se ha explicado la precesión de las órbitas planetarias en términos de una nueva ley de la gravitación, en el límite clásico de la teoría ECE y sin el empleo de la relatividad general einsteiniana (RGE) [1–10]. En este documento se utiliza la nueva ley universal de la gravitación para generalizar la tercera ley de Kepler acerca del movimiento planetario, desarrollada originalmente en el año de 1619. Es bien sabido que en el Sistema Solar la precesión del perihelio es muy pequeña, sólo de unos pocos segundos de arco por siglo. Este ángulo de precesión se define mediante $2\pi(x-1)$ donde x es la constante de precesión. La tercera ley de Kepler, en su versión original, fue desarrollada para la órbita de Marte, la cual dicho autor descubrió poseía forma de elipse (primera ley de Kepler). La segunda ley de Kepler, desarrollada en 1609, muestra que la órbita recorre áreas iguales en tiempos iguales. La precesión planetaria resultaba desconocida para los astrónomos en la época de Kepler, y la dinámica newtoniana sólo aplica para órbitas que no presentan el fenómeno de precesión. Bernoulli fue el primero en demostrar que estas órbitas deben ser secciones cónicas. Einstein intentó explicar la precesión utilizando geometría de Riemann, pero según recientes documentos de esta serie dicha teoría, la relatividad general de (RGE) ha sido demostrada como errónea mediante diversos razonamientos. Por ejemplo, la RGE da origen a una ley de fuerza incorrecta para una sección cónica con precesión. Se encuentra la ley de fuerza correcta mediante el empleo directo de dinámica lagrangiana, tal como se demostró en recientes documentos de UFT. En la Sección 2 se utiliza la ley de fuerza y el potencial gravitacional correctos para definir en forma correcta la órbita elíptica con precesión, y se deduce la tercera ley de Kepler a partir de la órbita con precesión. El resultado se reduce a la ley de 1619 cuando la constante de precesión x es igual a la unidad, pero a medida que se aumenta el valor de x más allá del valor unitario se desarrolla una estructura intrincada, desconocida hasta el momento en el campo de la astronomía. Algunas de estas estructuras se representan gráficamente en la Sección 3 y no pueden deducirse a partir de la errónea RGE.

2. Tercera ley de Kepler.

La órbita con precesión para una masa m, tal como la de un planeta que orbita alrededor del Sol, el cual posee una masa M, es:

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

en el sistema de coordenadas cilíndricas plano (r, θ). Aquí, α es la semi latitud recta, ε es la elipticidad y x es la constante de precesión. A medida que se incrementa el valor de x, esta órbita desarrolla una estructura intrincada, desconocida hasta el momento en el campo de la astronomía. Se ha demostrado recientemente [1-10] que el formato de (1) puede describir todas las órbitas conocidas. También se ha demostrado que la órbita puede deducirse a partir del lagrangiano:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}\mu\left(\dot{r}^2 + r^2\dot{\theta}^2\right) - U(r) \tag{2}$$

utilizando el potencial gravitacional:

$$U(r) = -\frac{mMG}{r} - \frac{L^2}{2mr^2}\left(1-\chi^2\right) \tag{3}$$

donde L es el momento angular total constante definido por:

$$L = \mu r^2 \frac{d\theta}{dt} \tag{4}$$

La masa reducida se define mediante:

$$\mu = \frac{mM}{m+M} \tag{5}$$

y si $M >> m$ la masa reducida es aproximadamente igual a m.

Para cualquier curva en dos dimensiones [11]:

$$dA = \frac{1}{2} r^2 d\theta , \tag{6}$$

de manera que el área de la elipse con precesión es:

$$A = \frac{1}{2}\int\left(\frac{\alpha}{1+\epsilon\cos(\chi\theta)}\right)^2 d\theta . \tag{7}$$

La segunda ley de Kepler resulta, por lo tanto:

$$\frac{dA}{dt} = \frac{1}{2} r^2 \frac{d\theta}{dt} = \frac{L}{2\mu} \tag{8}$$

y es la misma tanto para la elipse con precesión como para la elipse estática. A partir de esta ley:

$$\int dt = \frac{2\mu}{L}\int dA . \tag{9}$$

Si denotamos:

$$\tau = \int dt \, , \quad A = \int dA \tag{10}$$

para obtener:

$$\tau = \frac{2\mu}{L} A . \tag{11}$$

El tiempo τ requerido para recorrer el ángulo θ puede medirse en la astronomía moderna con un alto grado de precisión.

Si ahora integramos la Ec.(7) utilizando el cambio de variable:

$$\beta = x\theta . \tag{12}$$

el área resulta entonces:

$$A = \frac{\alpha^2}{2x} \int \frac{d\beta}{(1+\epsilon\cos\beta)^2}$$

$$A = \frac{\alpha^2}{2x} \left[\frac{2}{(1-\epsilon^2)^{3/2}} \tan^{-1}\left((1-\epsilon^2)^{1/2} \tan\frac{\beta}{2} \right) - \frac{\epsilon \operatorname{sen}\beta}{(1-\epsilon^2)(1+\epsilon\cos\beta)} \right] \tag{13}$$

y el tiempo τ para una órbita con precesión resulta:

$$\tau = \frac{2\mu}{L} A ,$$

$$A = \frac{\alpha^2}{2x} \left[\frac{2}{(1-\epsilon^2)^{3/2}} \tan^{-1}\left((1-\epsilon^2)^{1/2} \tan\left(\frac{x\theta}{2}\right) \right) - \frac{\epsilon \operatorname{sen}(x\theta)}{(1-\epsilon^2)(1+\epsilon\cos(x\theta))} \right] \tag{14}$$

A medida que se aumenta el valor de x se va desarrollando una estructura intrincada que se representa gráficamente en la Sección 3. La elipse estática o sin precesión viene dada por:

$$x = 1 . \tag{15}$$

El área de la elipse estática es:

$$A = \frac{1}{2}\int_0^{2\pi} \frac{d\theta}{(1+\epsilon\cos\theta)^2}$$

$$= \frac{\pi}{(1-\epsilon^2)^{3/2}} = \pi ab \tag{16}$$

donde *a* y *b* son los semiejes mayor y menor, respectivamente. Por lo tanto, para una elipse estática:

$$\tau = 2\pi \frac{\mu}{L} ab \tag{17}$$

y corresponde [11] a la teoría newtoniana, en la que:

$$a = \frac{\alpha}{1-\epsilon^2} = \frac{k}{2|E|} \tag{18}$$

y

$$b = \frac{\alpha}{(1-\epsilon^2)^{1/2}} = \frac{L}{(2\mu|E|)^{1/2}} \tag{19}$$

Aquí, E es la energía total y:

$$L^2 = \alpha\mu k = \alpha\mu m M G. \tag{20}$$

Por lo tanto:

$$\tau^2 = \frac{4\pi^2\mu}{mMG} a^3 \tag{21}$$

que es la tercera ley de Kepler para una órbita sin precesión.

Para una órbita con precesión, sin embargo, la tercera ley de Kepler ya no se cumple, y se ve reemplazada por:

$$\tau = \frac{\mu\alpha^2}{xL} f(\theta) \tag{22}$$

donde

$$f(\theta) = \frac{2}{(1-\epsilon^2)^{3/2}} \tan^{-1}\left((1-\epsilon^2)^{1/2} \tan\left(\frac{x\theta}{2}\right)\right) - \frac{\epsilon \operatorname{sen}(\theta x)}{(1-\epsilon^2)(1+\epsilon \cos(x\theta))} \tag{23}$$

A partir de la Ec. (20):

$$\tau = \frac{(a(1-\epsilon^2))^{3/2}}{x m M G} f(\theta) . \tag{24}$$

Los observables a nivel orbital son τ y ε, y se observa que el tiempo requerido para recorrer 2π radianes es diferente para una elipse con precesión. A medida que se incrementa el valor de x dicho tiempo se torna dramáticamente diferente, tal como se muestra en la Sección 3.

3. Representaciones gráficas

Sección a cargo del Dr. Horst Eckardt.

Agradecimientos.

Se agradece el Gobierno Británico por la Pensión Civil Vitalicia y a AIAS y otros por muchas discusiones interesantes. Se agradece a Dave Burleigh por las publicaciones en red, y a Alex Hill, Robert Cheshire y Simon Clifford por las traducciones y las grabaciones.

Referencias.

[1] M.W. Evans. Ed. "Definitive Refutations of the Einsteinian General Relativity", (Cambridge Jnternational Science Publishing, CISP, www.cisp-publishing.com, 2011).

[2] M. W. Evans, Ed., J. Found. Phys. Chem., CISP 2011 en adelante, seis publicaciones anuales.

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

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

[5] L. Felker, "'The Evans Equations of Unified Field Theory" (Abramis, 2007). Existe traducción al castellano por Alex Hill en la sección en español del portal www.aias.us .

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

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

[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, 1994 a 2002) en 10 volúmenes con encuadernación dura o blanda.

[10] M. W. Evans y A. A. Hasanein, "The Photomagneton in Qqantum Field Theory" (World Scientific, 1994).

[11] J. B. Marion y S. T. Thornton, "Classical Dynamics" (Harcourt, Nueva York, 1988, 3a. Ed.).