Representaciones Gráficas Fundamentales para Órbitas Tridimensionales.

por

M. W. Evans y H. Eckardt

Civil List, AIAS y UPITEC

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

Traducción: Alex Hill (www.et3m.net)

Resumen.

Se utiliza la teoría orbital con coordenadas esféricas polares para demostrar que la órbita no resulta en general una elipse, a pesar del hecho de que el momento angular se conserva rigurosamente. Se modifica la segunda ley de Kepler a partir del equivalente en teoría orbital plana y también se modifica el tiempo insumido en completar una órbita. Se demuestra que se conserva el momento angular para todo θ del sistema (r, θ, φ), de manera que la conservación del momento angular no significa que la órbita es una elipse plana en r y φ. La órbita tridimensional se caracteriza por conjuntos de gráficas que muestran una estructura intrincada.

Palabras clave: teoría ECE, teoría orbital tridimensional, gráficas, estricturas de tipo orbital.

1. Introducción.

En documentos recientes de esta serie [1-10] se ha desarrollado por primera vez la teoría de órbitas para tres dimensiones, utilizando coordenadas polares esféricas [11,12] en lugar de coordenadas polares planas como es tradicional. Se ha demostrado que la conservación del momento angular no implica que la órbita sea una elipse plana. Ese es el resultado de un argumento circular en el que la órbita se supone plana y luego se demuestra como plana. En la teoría correcta, la órbita debe calcularse en tres dimensiones utilizando las coordenadas polares esféricas. Surge así una teoría completamente diferente y llena de estructuras intrincadas. En general, la órbita no es plana, y r es una función tanto de θ como de φ, donde el sistema polar esférico es (r, θ, φ). En la Sección 2 de este documento se desarrolla la teoría en tres dimensiones al punto en el que pueden efectuarse varias comparaciones directas con la teoría de dos dimensiones. Por ejemplo, se demuestra que en tres dimensiones la función de r vs. φ no es una elipse en general, sino que se aproxima a una elipse con precesión y deviene una elipse exacta, si y sólo si, el momento angular posee sólo una componente cartesiana según el eje Z. en general, en tres dimensiones el momento angular debe de tener tres componentes, X, Y y Z.

Se demuestra que la segunda ley de Kepler sufre un cambio cuando se utiliza una teoría rigurosamente tridimensional, y también sufre un cambio el tiempo requerido para completar una órbita. En la teoría tridimensional, se demuestra que la conservación del momento angular se cumple para todos los valores de θ, lo cual demuestra de una manera clara que la conservación del momento angular no implica que esté fijo en $\pi/2$, tal como sucede en la tradicional teoría plana, la cual se ha aceptado durante más de 400 años. Se desarrollan varios conjuntos de ecuaciones para representaciones gráficas que muestran la diferencia directamente entre las órbitas tridimensionales y las bidimensionales. A partir del documento precedente se sabe que estas representaciones gráficas muestran una estructura orbital intrincada.

En la Sección 3 se resume el conjunto de gráficas con algunos ejemplos que resultan suficientes para demostrar que la teoría orbital tridimensional posee información y una estructura mucho más rica que la tradicional teoría plana y sus 400 años de existencia.

2. Comparaciones directas entre las teorías orbitales tridimensional y bidimensional.

En órbitas tridimensionales:

$$\underline{L} = \underline{r} \times \underline{p} \qquad (1)$$

donde $\underline{L}$ es el momento angular total, $\underline{r}$ es el vector posición y $\underline{p}$ es el vector de momento lineal. La conservación del momento angular significa que:

$$\frac{d\underline{L}}{dt} = \underline{0} \tag{2}$$

donde:

$$\underline{p} = m\frac{d\underline{r}}{dt} \tag{3}$$

Por lo tanto:

$$\frac{d\underline{L}}{dt} = \dot{\underline{r}} \times \underline{p} + \underline{r} \times \dot{\underline{p}} \tag{4}$$

donde la fuerza es:

$$\underline{F} = \dot{\underline{p}} = m\underline{a}. \tag{5}$$

Tal como se demostró en el documento precedente:

$$\underline{a} = \ddot{\underline{r}} + \underline{\omega} \times (\underline{\omega} \times \underline{r}) + \dot{\underline{\omega}} \times \underline{r} + 2\underline{\omega} \times \frac{dr}{dt}\underline{e}_r \tag{6}$$

y para una ley de atracción del cuadrado de la inversa:

$$\underline{F} = -\frac{k}{r^2}\underline{e}_r \tag{7}$$

la siguiente ecuación se cumple:

$$\dot{\underline{\omega}} \times \underline{r} + 2\underline{\omega} \times \frac{dr}{dt}\underline{e}_r = \underline{0}. \tag{8}$$

Por lo tanto, la aceleración es:

$$\underline{a} = \ddot{\underline{r}} + \underline{\omega} \times (\underline{\omega} \times \underline{r}) = \left(\ddot{r} - \left(r\dot{\theta}^2 + r\,\mathrm{sen}^2\theta\,\dot{\varphi}^2\right)\right)\underline{e}_r \tag{9}$$

y es paralela al vector posición:

$$\underline{r} = r\,\underline{e}_r \tag{10}$$

De manera que

$$\underline{r} \times \underline{F} = \underline{0} \tag{11}$$

QED.

El momento angular se conserva para todo valor de θ, no solamente para

$$\theta = \pi/2 \tag{12}$$

como es el caso en la tradicional teoría con más de 400 años de existencia. Este resultado se cumple para cualquier ley de fuerza entre m y M dirigida a lo largo de $\underline{e}_r$ en un espacio tridimensional. El momento angular $\underline{L}$ no está confinado al eje Z, y tanto $\underline{r}$ como $\underline{p}$ son vectores tridimensionales. La acostumbrada teoría orbital afirma, sin demostrarlo, que $\dot{\theta}$ en la Ec. (9) es igual a cero y que θ es siempre igual a $\pi/2$.

La órbita beta tridimensional, tal como se definió en el documento precedente, es:

$$r = \frac{\alpha}{1 + \epsilon \cos \beta} \tag{13}$$

donde β puede expresarse en términos de φ como sigue:

$$\tan \beta = \frac{L}{L_Z} \tan \varphi . \tag{14}$$

Aquí, L es la magnitud del momento angular total y L_Z es su componente según el eje Z. La semi latitud recta α y la excentricidad ε pueden expresarse en términos de L y la energía total E, como en el documento UFT271. Se deduce entonces que:

$$\cos^2 \beta = \cos^2 \varphi \left(\cos^2 \varphi + \left(\frac{L}{L_Z} \right)^2 \operatorname{sen}^2 \varphi \right)^{-1} \tag{15}$$

a partir de lo cual se vuelve claro que como:

$$L \longrightarrow L_Z \tag{16}$$

entonces el límite bidimensional se obtiene de una manera consistente:

$$\beta \longrightarrow \varphi . \tag{17}$$

Definimos ahora:

$$\cos(\chi\varphi) = \cos\varphi\left(\cos^2\varphi + \left(\frac{L}{L_z}\right)^2 \operatorname{sen}^2\varphi\right)^{-1} \tag{18}$$

y es posible definir un factor de precesión como:

$$\chi = \frac{1}{\varphi}\cos^{-1}\left(\cos\varphi\left(\cos^2\varphi + \left(\frac{L}{L_z}\right)^2 \operatorname{sen}^2\varphi\right)^{-1/2}\right) \tag{19}$$

para dar la elipse con precesión:

$$r = \frac{\alpha}{1 + \epsilon\cos(\chi\varphi)} \tag{20}$$

Se observa experimentalmente que:

$$\chi = 1 + 3\frac{MG}{\alpha c^2} \tag{21}$$

De manera que las Ecs. (19) y (21) definen un ángulo φ_0.

Por lo tanto, las órbitas tridimensionales evolucionan a órbitas bidimensionales con precesión. En general:

$$r = \frac{\alpha}{1 + \epsilon\cos\beta} \tag{22}$$

donde:

$$\cos\beta = \cos\varphi\left(\cos^2\varphi + \left(\frac{L}{L_z}\right)^2 \operatorname{sen}^2\varphi\right)^{-1/2} \tag{23}$$

Resulta claro que la Ec. (22) ya no es una elipse, y las órbitas tridimensionales primordiales evolucionan hacia órbitas con precesión bidimensionales.

La dependencia temporal de este proceso viene dada por:

$$\frac{d\beta}{dt} = \frac{L}{mr^2} \tag{24}$$

de manera que:

$$dt = \frac{mr^2}{L}\,d\beta \tag{25}$$

y

$$t = \frac{m\alpha^2}{L}\int \frac{d\beta}{(1+\epsilon\cos\beta)^2} \tag{26}$$

de manera que *t* puede evaluarse en términos de *L* y de *E*. Este procedimiento puede utilizarse para una animación.

Tal como se demostró en el documento previo UFT271, el conjunto completo de ecuaciones para órbitas tridimensionales incluyen las siguientes:

$$\ddot{r} = r\left(\dot{\theta}^2 + \dot{\varphi}^2 \operatorname{sen}^2\theta\right) - MG/r^2 \tag{27}$$

$$r\ddot{\theta} - r\dot{\varphi}^2 \operatorname{sen}\theta\cos\theta + 2\dot{r}\dot{\theta} = 0 \tag{28}$$

$$r\ddot{\varphi}\operatorname{sen}\theta + 2r\dot{\theta}\dot{\varphi}\cos\theta + 2\dot{r}\dot{\varphi}\operatorname{sen}\theta = 0 \tag{29}$$

donde *M* es la masa atractora y donde *G* es la constante de Newton. Estas tres ecuaciones se ven aumentadas por el siguiente conjunto de ecuaciones:

$$\dot{\varphi} = \frac{L_z}{mr^2\operatorname{sen}^2\theta} \tag{30}$$

$$\dot{\theta} = \frac{1}{mr^2}\left(L^2 - \frac{L_z^2}{\operatorname{sen}^2\theta}\right)^{1/2} \tag{31}$$

$$\operatorname{sen}^2\theta = \left(\frac{L_z}{L}\right)^2 + \left(1 - \left(\frac{L_z}{L}\right)^2\right)\left(\frac{\cos^2\varphi}{\cos^2\varphi + \left(\frac{L}{L_z}\right)^2\operatorname{sen}^2\varphi}\right) \tag{32}$$

$$= 1 - \cos^2\theta$$

$$\dot{r} = \left(\frac{2}{m}\left(E - \frac{L^2}{2mr^2} + \frac{k}{r}\right)\right)^{1/2} \tag{33}$$

$$r = \frac{\alpha}{1+\epsilon\cos\beta} \tag{34}$$

$$\cos\beta = \cos\varphi\left(\cos^2\varphi + \left(\frac{L}{L_z}\right)^2 \operatorname{sen}^2\varphi\right)^{-1/2} \tag{35}$$

$$\cos\beta = \left(1 - \frac{L^2\cos^2\theta}{L^2 - L_z^2}\right)^{1/2} \tag{36}$$

$$E = \frac{1}{2}m\left(\dot{r}^2 + r^2\dot{\beta}^2\right) - \frac{k}{r}. \tag{37}$$

En el documento UFT271 se demostró que este conjunto intrincado e interrelacionado de ecuaciones conduce a una estructura de tipo orbital en la teoría orbital. En esta sección dichas ecuaciones se utilizan en diversas formas para caracterizar más plenamente las órbitas tridimensionales como se menciona a continuación.

1) La función $\ddot{r}$ puede expresarse en términos de φ a partir de la teoría tridimensional y compararse directamente con los resultados de la teoría bidimensional:

$$\ddot{r} = r\dot{\varphi}^2 - MG/r \tag{38}$$

$$\dot{\varphi} = L/mr^2 \tag{39}$$

$$r = \alpha/(1+\epsilon\cos\varphi). \tag{40}$$

2) La función $\ddot{\varphi}$ puede expresarse en términos de φ sin involucrar la función tangente tal como se utilizó la misma en el documento UFT271. A partir de la Ec. (29):

$$\ddot{\varphi} = -2\dot{\varphi}\left(\dot{\theta}\frac{\cos\theta}{\operatorname{sen}\theta} + \frac{\dot{r}}{r}\right) \tag{41}$$

la cual puede resolverse a lo largo de todo el rango de φ para dar la estructura orbital completa sin las restricciones impuestas por la función tangente mediante el empleo de la Ec. (32) para definir las funciones *sen* θ y $\cos\theta$. En dos dimensiones:

$$\ddot{\varphi} = -2\dot{\varphi}\frac{\dot{r}}{r}. \tag{42}$$

3) La representación gráfica de $\ddot{r}$ vs. θ puede construirse utilizando las Ecs. (27), (30), (34) y (36) con la siguiente definición de β en términos de θ:

$$\cos^2\beta = 1 - \frac{L^2\cos^2\theta}{L^2 - L_z^2}. \tag{43}$$

4) La representación gráfica de $\ddot{\theta}$ vs. θ puede construirse utilizando la Ec. (28) expresada de la siguiente manera:

$$\ddot{\theta} = \dot{\varphi}^2 \operatorname{sen}\theta \cos\theta - 2\,\frac{\dot{r}\dot{\theta}}{r} \tag{44}$$

y utilizando las Ecs. (30), (34), (36), (31) y (33). En teoría orbital bidimensional no existe representación gráfica de $\ddot{\theta}$ vs. θ porque éste último parámetro se encuentra fijo a un valor de $\pi/2$.

5) También es posible representar gráficamente a $\ddot{r}$ como una función tanto de θ como de φ. Existe una representación gráfica polar tridimensional en la que la teoría tridimensional produce resultados intrincados. Para producir esta clase de representación gráfica, se expresa φ en términos de θ como sigue

$$\dot{\varphi} = \frac{L_z}{m r^2 \operatorname{sen}^2\theta} \tag{45}$$

y $\dot{\theta}$ se expresa en términos de φ como sigue:

$$\dot{\theta} = \left(L^2 - L_z^2/\operatorname{sen}^2\theta\right)^{1/2} \Big/ \left(m r^2\right) \tag{46}$$

$$\operatorname{sen}^2\theta = \left(\frac{L_z}{L}\right)^2 + \left(1 - \left(\frac{L_z}{L}\right)^2\right)\cos^2\varphi \left(\cos^2\varphi + \left(\frac{L}{L_z}\right)^2 \operatorname{sen}^2\varphi\right)^{-1} \tag{47}$$

Existen al menos cuatro tipos de gráficas de $\ddot{r}\,(\varphi, \theta)$ definidas como sigue:

a) El tipo uno se produce por el empleo de la Ec. (47) en la Ec. (45) y de la Ec. (36) en la Ec. (34).
b) El tipo dos se produce por el empleo de la Ec. (47) en la Ec. (46) y de la Ec. (36) en la Ec. (34).
c) El tipo tres se produce por el empleo de la Ec. (47) en la Ec. (45) y de la Ec. (35) en la Ec. (34).
d) El tipo cuatro se produce por el empleo de la Ec. (47) en la Ec. (46) y de la Ec. (35) en la Ec. (34).

La equivalente a partir de la teoría orbital bidimensional es:

$$\ddot{r} = r\dot{\varphi}^2 - MG/r^2 \tag{48}$$

$$\dot{\varphi} = L_z/\left(m r^2\right) \tag{49}$$

$$r = \frac{\alpha}{1 + \epsilon\cos\varphi} \tag{50}$$

6) La función $\ddot{\varphi}$ como función tanto de φ como de θ puede construirse a partir de la Ec. (29) expresada como:

$$\ddot{\varphi} = -2\dot{\varphi}\left(\dot{\theta}\frac{\cos\theta}{\operatorname{sen}\theta} + \frac{\dot{r}}{r}\right) \tag{51}$$

con el conjunto auxiliar de ecuaciones ya definidas más arriba. Esto produce una gran cantidad de posibilidades, algunas de las cuales se definen a continuación.

a) La ecuación de tipo uno se define expresando $\dot{\varphi}$ en términos de θ utilizando la Ec. (45) y $\dot{r}\,/\,r$ en términos de φ utilizando las Ecs. (33) a (35). En este procedimiento $\dot{\theta}$ se expresa en términos de θ utilizando la Ec. (46).
b) La ecuación de tipo dos se define expresando $\dot{\varphi}$ en términos de φ utilizando las Ecs. (45) y (47), y expresando $\dot{r}\,/\,r$ en términos de θ utilizando las Ecs. (34), (35) y (32).
En este procedimiento, $\dot{\theta}$ se expresa en términos de θ utilizando la Ec. (46).
c) El procedimiento que conduce al tipo uno se repite pero $\dot{\theta}$ se expresa en términos de φ utilizando las Ecs. (46) y (47).
d) El procedimiento conduce al tipo dos se repite pero $\dot{\theta}$ se expresa en términos de φ utilizando las Ecs. (46) y (47).

Las de tipo cinco a tipo ocho pueden definirse de la misma manera que las de tipo uno a cuatro, pero expresando $\cos\theta/\operatorname{sen}\theta$ en términos de φ utilizando la Ec. (47) y

$$\cos^2\theta = 1 - \operatorname{sen}^2\theta. \tag{52}$$

Hay muchas otras permutaciones y combinaciones posibles, todas las cuales caracterizan la teoría tridimensional de órbitas.

7) Finalmente, la gráfica de $\ddot{\theta}$ vs. φ y θ puede definirse mediante:

$$\ddot{\theta} = \dot{\varphi}^2 \operatorname{sen}\theta\cos\theta - 2\frac{\dot{r}\dot{\theta}}{r} \tag{53}$$

a) La de Tipo uno se define expresando $\dot{\varphi}$ en términos de φ utilizando las Ecs. (45) y (47), y expresando $2\dot{r}\dot{\theta}/r$ en términos de θ utilizando las Ecs. (33), (31), (34), (35), y (31).
b) La de Tipo dos se define expresando $\dot{\varphi}$ en términos de θ utilizando la Ec. (45) y expresando $2\dot{r}\dot{\theta}/r$ en términos de φ utilizando las Ecs. (34), (33), (31) y (32).

Hay muchas otras posibilidades como éstas.

3. Gráficas y análisis.

Sección a cargo del Dr. Horst Eckardt.

Agradecimientos.

Se agradece el 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 sus publicaciones en la red, y a Alex Hill por las traducciones y grabaciones. Se agradece a Robert Cheshire por las grabaciones.

Referencias bibliográficas.

[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, S. J. Crothers, H. Eckardt y K. Pendergast, "Criticisms of the Einstein Field Equation" (CISP, 2011, y de libre acceso en el portal www.aias.us).

[3] M .W. Evans, H. Eckardt, D. W. Lindstrom y S. J. Crothers, "Principles of ECE Theory" (de libre acceso en el portal www.aias.us).

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

[5] M. W. Evans, H. Eckardt y D. W. Lindstrom, documentos y plenarias en la Academia de Ciencias de Serbia.

[6] L. Felker, "The Evans Equations of Unified Field Theory" (Abramis Academic, 2007). Hay traducción al castellano por Alex Hill, de libre acceso, en el portal www.aias.us .

[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 Interscience, Nueva York, 1992, 1993, 1997 y 2001), en seis volúmenes y dos ediciones.

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

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

[11] J. M. Marion y S. T. Thornton, "Classical Dynamics of Particles and Systems" (Harcourt, Nueva York, 1988, tercera edición).

[12] E. G. Milewski, Chief Editor, "Vector Analysis Problem Solver" (Research and Education Association, Nueva York, 1987, impresión revisada).