El Principio de las Órbitas.

por

M. W. Evans,

Civil List.

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

Traducción: Ing. Alex Hill (www.et3m.net)

Resumen

El principio de órbita es que toda órbita en cosmología se describe mediante una métrica de Minkowski con una dada dependencia funcional de parámetros métricos determinada experimentalmente. Por ejemplo, una órbita elíptica de precesión se describe mediante una métrica de Minkowski, en donde r viene dada como una función de φ del sistema polar cilíndrico de coordenadas (r, φ , Z). Esta función viene dada por la ecuación de la elipse en precesión. Análogamente, la órbita en espiral logarítmica de una galaxia en espiral se describe mediante una métrica de Minkowski con la ecuación de la espiral logarítmica. De esta manera se describen todas las órbitas conocidas de la misma manera, basadas en el Teorema Orbital ECE y sin el empleo de la ecuación de campo de Einstein.

Palabras clave: teoría de campo de Einstein, Cartan y Evans (ECE), el Principio de Órbitas, Teorema Orbital.

1. Introducción

En UFT 111 de esta serie de documentos [1 – 10] acerca de las aplicaciones de la teoría de Einstein, Cartan y Evans (ECE), se introdujo el Teorema Orbital con el objeto de desarrollar métricas sin el empleo de la incorrecta ecuación de campo de Einstein. El Teorema Orbital se basa en el espaciotiempo esféricamente simétrico, y su solución más sencilla es la métrica de Minkowski. En este documento se introduce el Principio de Órbitas ECE, un principio que afirma que todas las órbitas pueden describirse mediante la métrica de Minkowski, dada la dependencia funcional entre coordenadas derivada mediante observación. En la Sección 2 se dan ejemplos de este principio, por ejemplo se describe la órbita de una elipse en precesión mediante una métrica de Minkowski con la dependencia funcional de r sobre φ del sistema polar cilíndrico de coordenadas (r, φ, Z) dada por la ecuación de la elipse en precesión. La órbita de las estrellas en una galaxia en espiral se describe por la métrica de Minkowski con la ecuación de la espiral logarítmica. En la Sección 3 se muestra que la descripción de la elipse en precesión en la Sección 2 es equivalente a su descripción en términos de la métrica gravitacional, otra solución para el Teorema Orbital ECE. La métrica gravitacional se atribuye equivocadamente a Schwarzschild a través de la opinión heredada, y es de una aplicabilidad limitada sólo al sistema solar. La métrica gravitacional es completamente incapaz de describir las órbitas de estrellas en las galaxias de espiral, en tanto que el Principio de Órbitas lo hace directamente en términos de la métrica de Minkowski.

2. Órbita elíptica en precesión

Es bien sabido que las órbitas de los planetas del sistema solar son elipses en precesión en las cuales avanza el perihelio. La ecuación de la elipse en precesión es [11, 12]:

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

donde r es el radio de la órbita, ϵ es su excentricidad, y donde α e y se determinan experimentalmente. Según la opinión heredada la descripción de la elipse en precesión viene dada en términos de la ecuación de campo de Einstein de la relatividad generalizada. Sin embargo, se acepta que la ecuación de campo de Einstein es incorrecta (UFT 139) matemáticamente [1 – 10] y que la ecuación ha recibido críticas desde su aparición en 1915 por parte de las mentes más brillantes en la física y matemática. De manera que su continuada aceptación por parte de la opinión heredada resulta obsoleta y no-baconiana. En esta sección se utiliza la ecuación geométrica (1) de la elipse en precesión en el plano XY con la métrica de Minkowski de un espaciotiempo de cuatro dimensiones. En coordenadas polares cilíndricas esta métrica es:

$$ds^2 = c^2 d\tau^2 = c^2 dt^2 - dr^2 - r^2 d\varphi^2 - dZ^2 \quad . \tag{2}$$

En el plano XY:

$$dZ = 0 \quad . \tag{3}$$

De la Ec. (1):

$$\frac{dr}{d\varphi} = ar \tag{4}$$

donde

$$a = \frac{y\epsilon}{\alpha}\ r \ \operatorname{sen}(y\varphi) \quad . \tag{5}$$

Por lo tanto la métrica de la elipse en precesión en el plano XY es:

$$d\tau^2 = dt^2 - (1 + a^2)\left(\frac{r}{c}\right)^2 d\varphi^2 \tag{6}$$

la cual puede re expresarse como:

$$c^2(dt^2 - d\tau^2) = (1 + a^2)\left(\frac{r}{c}\right)^2 d\varphi \quad . \tag{7}$$

Sin embargo, en la métrica de Minkowski, por definición [12]:

$$\boldsymbol{v} = \frac{d\boldsymbol{r}}{dt} \tag{8}$$

donde $\boldsymbol{v}$ es la velocidad lineal. En la Ec. (2):

$$d\tau^2 = dt^2 - \frac{1}{c^2}\, d\boldsymbol{r}.\, d\boldsymbol{r} \tag{9}$$

de manera que:

$$d\tau^2 = dt^2\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) \quad . \tag{10}$$

Comparando las Ecs. (6) y (10) nos da la velocidad angular:

$$\omega = \frac{d\varphi}{dt} = \frac{v}{r}\left(1 + a^2\right)^{-1/2} \quad . \tag{11}$$

En el límite:

$$\epsilon \longrightarrow 0 \tag{12}$$

entonces

$$\omega \longrightarrow \frac{v}{r} \tag{13}$$

para una órbita circular.

La órbita elíptica en precesión (problema relativista kepleriano) queda completamente descrita a través de las Ecs. (2), (4) y (11).

Así:

$$\frac{dr}{dt} = \frac{dr}{d\varphi}\frac{d\varphi}{dt} = v\left(\frac{a}{(1+a^2)^{½}}\right) \tag{14}$$

donde v viene definida por:

$$v = |\,\boldsymbol{v}\,| = \left|\frac{d\boldsymbol{r}}{dt}\right| \tag{15}$$

con:

$$\mathrm{d}\boldsymbol{r}.\,\mathrm{d}\boldsymbol{r} = \mathrm{d}\,r^2 + r^2\,\mathrm{d}\varphi^2 + \mathrm{d}Z^2 \quad . \tag{16}$$

En el límite (12) para un círculo se observa que:

$$\frac{dr}{dt} \longrightarrow 0 \tag{17}$$

es decir

$$dr \longrightarrow 0 \tag{18}$$

lo cual significa que el círculo posee un valor constante de r.

Por lo tanto la métrica de la elipse en precesión es:

$$\mathrm{d}s^2 = c^2\mathrm{d}\tau^2 = \frac{c^2}{\omega^2}\,\mathrm{d}\varphi^2 - \mathrm{d}\boldsymbol{r}.\,\mathrm{d}\boldsymbol{r} \quad . \tag{19}$$

A partir de las Ecs. (11) y (14):

$$\frac{dr}{dt} = a\omega r$$

de manera que la métrica de la elipse en precesión es también:

$$\mathrm{d}s^2 = c^2\mathrm{d}\tau^2 = \left(\frac{c}{a\omega r}\right)^2 \mathrm{d}\,r^2 - \mathrm{d}\boldsymbol{r}.\,\mathrm{d}\boldsymbol{r} \quad . \tag{20}$$

Se observa que ambas métricas son isotrópicas y poseen la estructura de la métrica de Minkowski:

$$ds^2 = c^2 dt^2 - d\boldsymbol{r}.\, d\boldsymbol{r} \tag{21}$$

con:

$$dt^2 = \left(\frac{d\varphi}{dt}\right)^2 = \left(\frac{dr}{a\omega r}\right)^2 \quad . \tag{22}$$

Se observa experimentalmente que la órbita de las estrellas en una galaxia en espiral [1 – 10] es la espiral logarítmica:

$$r(\mathrm{t}) = r \exp(\mathrm{b}\varphi) \tag{23}$$

de manera que

$$\frac{dr}{d\varphi} = \mathrm{b}r \quad . \tag{24}$$

Comparando las Ecs. (4) y (24) se observa que $dr \,/\, d\varphi$ posee la misma estructura matemática global en la elipse en precesión y en la espiral logarítmica, de manera que podría ser que un tipo de órbita evolucione hacia la otra. Utilizando el principio ECE de órbitas ambos tipos de órbita se basan en una métrica de Minkowski. En la opinión heredada no existe una descripción consistente, siendo un tipo de órbita descrita mediante una ecuación de campo de Einstein incorrecta, en tanto que la otra mediante un uso completamente arbitrario de materia oscura, lo cual constituye meramente una afirmación no científica. La descripción ECE es mucho más sencilla y más poderosa.

Si

$$y = 1 \tag{25}$$

la elipse no presenta precesión. En este caso la descripción según la opinión heredada se basa [11] en la ley del cuadrado de la inversa de Newton (véase nota 148(4) que acompaña este documento en www.aias.us). Existe un problema bien conocido y fundamental [11] con Newton, tal como se describe en más detalle en las notas 148(6) y 148(7) que acompañan este documento. El problema es que Newton sólo tiene aplicación para un marco inercial, en tanto que las órbitas son no inerciales por definición. Ni Newton da una fuerza netamente de atracción [11]:

$$F = -\frac{\partial U}{\partial r} = m\,(\ddot{r} - \dot{\varphi}^2) \tag{26}$$

donde U es la energía potencial, aun cuando la partícula no se vea atraída hacia la masa atractora ubicada en el centro de una órbita. En la Ec. (26) m es la masa de una partícula atraída. La Ec. (26) puede re expresarse [11] como:

$$\frac{d^2u}{d\varphi^2} + u = -\frac{mr^2}{L^2}\,F \tag{27}$$

donde:

$$u = \frac{1}{r} \tag{28}$$

y donde

$$L = mr^2\dot{\varphi} \tag{29}$$

Es una constante de movimiento. Si se supone que la fuerza de atracción es la ley del cuadrado de la inversa de Newton:

$$F = -\frac{mMG}{r^2} \tag{30}$$

Entonces la órbita de la Ec. (27) es la elipse estática, no en precesión:

$$u = \frac{1}{r} = \frac{1}{\alpha}\,(\,1 + \epsilon \cos\varphi) \quad . \tag{31}$$

Sin embargo, la masa m en una órbita obviamente no se ve atraída a la masa M, sino que permanece indefinidamente en la órbita. La fuerza atractiva:

$$F = -m\,r\,\dot{\varphi}^2 \tag{32}$$

en la Ec. (26) es la fuerza centrípeta hacia adentro y hacia M. La fuerza:

$$F = -m\,\ddot{r} \tag{33}$$

también es atractiva, hacia adentro y hacia M. Sin embargo m no se mueve hacia M. Por lo tanto, Newton no explicó órbitas a través de su ley del cuadrado de la inversa (30). Este punto raramente se comenta o aclara en la opinión heredada. Esta última cambia artificialmente a Newton [11] mediante la introducción de la fuerza centrífuga hacia afuera, de manera que la fuerza total sobre m es igual a cero:

$$\begin{aligned} F &= m\,\ddot{r} - m\,r\,\dot{\varphi}^2 + m\,r\,\dot{\varphi}^2 \\ &= -\frac{mMG}{r^2} + m\,r\,\dot{\varphi}^2 \quad . \end{aligned} \tag{34}$$

En cualquier órbita estable, en promedio:

$$\langle F \rangle = m \langle \ddot{r} \rangle = 0 \quad . \tag{35}$$

En una órbita circular, r no cambia con el tiempo, de manera que el resultado (35) siempre se cumple:

$$F = 0 \quad . \tag{36}$$

Por lo tanto, la fuerza centrífuga hacia afuera no ocurre en absoluto en la dinámica newtoniana debido a que esta última es inercial. Newton da origen a una órbita elíptica, pero dicha órbita no es estable.

El problema fundamental es que Newton no es relativista, y utiliza al espacio y el tiempo como entes separados. Newton no utiliza el correcto marco en rotación introducido posteriormente por Coriolis [11]. El Principio Orbital ECE utiliza espaciotiempo, en el cual la órbita, que es lo único observable, se parametriza mediante el empleo de la observación. El método ECE mantiene automáticamente las órbitas estables sin el uso de las incorrectas descripciones de Newton y de Einstein.

Para subrayar la inconsistencia de la descripción de Newton (véase nota 148(7) que acompaña este documento en www.aias.us) se incluyen a continuación algunos comentarios. En la dinámica newtoniana el hamiltoniano es:

$$H = T + U = \frac{1}{2} m\dot{r}^2 + \frac{1}{2}\frac{L^2}{mr^2} + U \tag{37}$$

en donde:

$$U = -\frac{k}{r} = \frac{mMG}{r} \quad . \tag{38}$$

El lagrangiano es:

$$\mathcal{L} = T - U \tag{39}$$

y la ecuación relevante de Lagrange es:

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial r} = \frac{d}{dt}\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{r}} \quad . \tag{40}$$

Usando:

$$\frac{d\varphi}{dr} = \frac{d\varphi}{dt}\frac{dt}{dr} \tag{41}$$

para hallar que:

$$\varphi\,(r) = \int \frac{1}{r^2}\left(2\, m\, (H - U - \frac{L^2}{2mr^2}\,)\right)^{-½}\, dr \tag{42}$$

cuya solución es la elipse (31) con:

$$\alpha = \frac{L^2}{mk} \quad , \quad \epsilon = \left(1 + \frac{2HL^2}{mk^2}\right)^{1/2} \quad . \tag{43}$$

La elipse es el resultado sólo de fuerzas de atracción, pero la partícula m no cae hacia M, lo cual constituye una inconsistencia básica. La fuerza centrífuga hacia afuera:

$$F_c = m\, r\, \dot{\varphi}^2 \tag{44}$$

se agrega en un contexto newtoniano, en el cual no se encuentra siquiera definida. Esto da la arbitraria construcción:

$$U = -\frac{mMG}{r} = -\int F_c\,(r)\; dr = \frac{L^2}{2mr^2} \tag{45}$$

en donde la fuerza total sobre m es igual a cero, como en una órbita, pero igual a cero sólo por construcción.

Lo único que Newton dice realmente es que si dos masas m y M se colocan sobre una mesa de laboratorio, sufren una atracción entre sí igual a:

$$F = -\frac{mMG}{r^2} \quad . \tag{46}$$

No resulta sencillo demostrar experimentalmente esta ley sin el empleo de suposiciones adicionales, debido a que en el laboratorio F es muy pequeña. Podría argumentarse que la aceleración debida a la gravedad demuestra la ley a través del principio de equivalencia:

$$F = mg = -\frac{mMG}{r^2} \tag{47}$$

pero esto solo da un número para g:

$$g := -\frac{MG}{r^2} \tag{48}$$

por simple definición.

3. Comparación con la métrica gravitacional

En la teoría ECE [1-10] se obtiene la métrica gravitacional a partir del Teorema Orbital en UFT 111, y no se le menciona como "la métrica de Schwarzschild" ya que no fue deducida por él y porque dicho autor basó su trabajo en la incorrecta ecuación de campo de Einstein. La métrica gravitacional es una solución del Teorema Orbital, como se muestra a continuación:

$$ds^2 = c^2 d\tau^2 = \left(1 - \frac{r_s}{r}\right) c^2 dt^2 - \left(1 - \frac{r_s}{r}\right)^{-1} dr^2 - r^2\, d\varphi^2 - dZ^2 \tag{49}$$

donde

$$r_s = \frac{2MG}{c^2} \tag{50}$$

donde G es la constante de Newton. Es bien sabido que el formato matemático (49) da origen a una órbita elíptica de precesión. Por lo tanto, debe ser equivalente a las Ecs. (19) ó (20), que dan origen a la misma órbita elíptica de precesión. La demostración de lo anterior es directa mediante el empleo de la bien conocida métrica isotrópica de Eddington, la cual constituye una re expresión de la Ec. (49):

$$ds^2 = c^2 d\tau^2 = b^2\, c^2\, dt^2 - d\boldsymbol{r}.\, d\boldsymbol{r} \tag{51}$$

donde

$$b = \left(1 - \frac{MG}{2r_1 c^2}\right)\left(1 + \frac{MG}{2r_1 c^2}\right)^{-1} \tag{52}$$

y donde:

$$r = r_1\left(1 + \frac{MG}{2r_1 c^2}\right)^2 \quad . \tag{53}$$

Por lo tanto la métrica gravitacional cambia la métrica de Minkowski mediante el ajuste del infinitésimo de tiempo como sigue:

$$dt \longrightarrow bdt \tag{54}$$

y el Principio Orbital ECE hace lo mismo como sigue:

$$dt \longrightarrow \frac{d\varphi}{\omega} = \frac{dr}{a\omega r} \quad . \tag{55}$$

La gran ventaja del Principio Orbital ECE es que la órbita elíptica de precesión se describe mediante una métrica de Minkowski que puede aplicarse a todas las órbitas. Es posible así evitar por completo el muy complejo tema de la relatividad generalizada. Esto se vuelve muy necesario luego de casi 90 años de severas críticas a la ecuación de campo de Einstein [1-10]. Tal como hemos ilustrado con el caso de Newton, se vuelve muy fácil que un concepto incorrecto sea aceptado por la opinión heredada.

Agradecimientos

Se agradece al Gobierno Británico por la Pensión Civil y a muchos colegas por discusiones interesantes. Se agradece a Alex Hill y a sus colegas por las traducciones y el tipografiado, y a David Burleigh por su publicación en el portal www.aias.us.

Referencias

[1] M. W. Evans et alii, "Generally Covariant Unified Field Theory" (Abramis, 2005 y sigs.), en siete volúmenes a la fecha.

[2] Los documentos UFT en el portal www.aias.us, un portal archivado en la Colección Nacional Británica en el portal www.webarchive.org.uk a través de la Biblioteca Nacional de Gales. Véase también www.atomicprecision,.com, www.upitec.org, y www.et3m.net. Estos portales contienen documentos y libros elaborados por académicos de ECE.

[3]K. Pendergast, "The Life of Myron Evans" (Abramis, en prensa, 2010, preimpresión en www.aias.us).

[4] Avances de la película "The Universe of Myron Evans" en el portal www.youtube.com .

[5] M. W. Evans et alii, documentos ECE en "Foundations of Physics Letters", "Physica B" y "Acta Physica Polonica", y dos documentos de conferencias.

[6] M .W. Evans, S. Crothers, H. Eckardt y K. Pendergast, "Criticisms of the Einstein Field Equation" (Abramis en prensa, 2010, preimpresión en el portal www.aias.us.

[7] M. W. Evans, Omnia Opera en www.aias.us para documentos y libros acerca de las teorías precursoras sobre B(3).

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

[9] M. W. Evans, ed., "Modern Non-Linear Optics" (Wiley, 2001), en tres volúmenes.

[10] M. W. Evans y J.-P. Vigier, "The Enigmatic Photon" (Kluwer, 1994 a 2002), en cinco volúmenes.

[11] J. B. Marion y S. T. Thornton, "Classical Dynamics" (HB Publishing, Nueva York, 1988, tercera edición).

[12] J. D. Jackson, "Classical Electrodynamics" (Wiley, 1999, tercera edición).