

Teoría clásica de la precesión orbital y de la desviación gravitacional.

por

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

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

Traducción: Alex Hill (www.et3m.net)

Resumen.

Se explican en forma directa la precesión orbital y la desviación gravitacional utilizando dinámica lagrangiana clásica en el límite no relativista. En consecuencia, estos fenómenos no pueden utilizarse como una evaluación de la relatividad general einsteiniana (RGE), la cual se sabe claramente en la actualidad se encuentra plagada de errores básicos. La precesión planetaria puede interpretarse como una fuerza de Coriolis mediante el empleo de métodos elementales en los que se conserva el momento angular total. La ley de fuerza para la precesión planetaria y la desviación gravitacional es una suma de dos términos, uno de los cuales contiene el cuadrado de la inversa y el otro el cubo de la inversa respecto de la variable r . Se deduce este resultado en dos formas diferentes y se calcula el efecto de la precesión sobre la ecuación de Kepler para la velocidad lineal orbital. Se desarrolla la teoría de la desviación gravitacional mediante el empleo de los mismos métodos, y se demuestra que la luz puede quedar atrapada a partir de una masa finita. Es bien sabido que no existen los agujeros negros en la naturaleza.

Palabras clave: Teoría clásica de la precesión orbital y de la desviación gravitacional. Teoría ECE.

1. Introducción.

En la literatura obsoleta del siglo XX se afirmaba erróneamente que existían fenómenos de astronomía que podían utilizarse para evaluar la relatividad general einsteiniana (RGE). Hoy día ya se acepta que la RGE está plagada de errores [1 – 10], y ya es bien sabido que las críticas respecto de la RGE han existido durante casi un siglo, una era de pseudociencia en el campo de la cosmología. Esto constituye uno de los peores ejemplos de la "ciencia patológica" descrita por Langmuir. Por otra parte, la teoría ECE resulta rigurosamente correcta y ha sido aceptada como la nueva filosofía natural. En la actualidad, existen en paralelo con la antigua pseudo ciencia. Si la filosofía natural ha de continuar como un tema racional, deberá de reconocerse como tal a la pseudo ciencia y reemplazada por una teoría plausible basada en una matemática correcta. La teoría ECE cumple con tales requisitos, ya que constituye un una teoría del campo unificado covariante generalizada basada en una geometría correcta. En su límite no relativista se reduce a la dinámica clásica.

En la Sección 2, se utiliza dinámica lagrangiana elemental [11] para ofrecer una explicación directa de la precesión planetaria en términos de una fuerza de Coriolis, y se consideran la velocidad orbital y el momento angular de una órbita elíptica con precesión. Se utiliza cinemática elemental para deducir la ley de fuerza de una órbita elíptica con precesión, cuyo resultado es consistentemente igual a aquel obtenido a partir de dinámica lagrangiana. En la Sección 3 se desarrolla en detalle la teoría lagrangiana, y se deduce la ecuación de Kepler para la velocidad lineal orbital. Se calcula en forma clásica el efecto de la precesión sobre esta velocidad, y que da origen a una ecuación que puede evaluarse a partir de datos extraídos de la naturaleza. Finalmente, se utilizan los mismos métodos para calcular en forma clásica la desviación gravitacional, por ejemplo la desviación de la luz debido a la gravitación. En la Sección 4 se incluyen algunos resultados gráficos de la ecuación de la sección cónica con precesión utilizada en esta sencilla teoría lagrangiana, y se demuestra que la luz puede quedar atrapada a partir de una masa finita M . Es bien sabido que la teoría del "agujero negro", basada en la RGE, posee numerosos errores [1 – 10], y esta nueva teoría es mucho más clara y sencilla, y sobre todo constituye una explicación científica de un rayo de luz en órbita atrapado mediante una masa finita.

2. Fuerza, velocidad lineal y momento angular.

Consideremos la ecuación elemental [11]:

$$\left(\frac{dQ}{dt}\right)_{\text{fijo}} = \left(\frac{dQ}{dt}\right)_{\text{rotando}} + \underline{\omega} \times \underline{Q} \quad (1)$$

donde \underline{Q} es cualquier vector y $\underline{\omega}$ es la velocidad angular de un marco que rota dentro del marco de referencia del laboratorio. Sea:

$$\underline{Q} = \underline{P} \quad (2)$$

donde

$$\underline{P} = m \underline{v} \quad (3)$$

es el momento lineal de una masa m . Entonces las fuerzas en los marcos fijo y en rotación se relacionan mediante:

$$\underline{F}_{\text{fijo}} = \underline{F}_{\text{rotando}} + m \underline{\omega} \times \underline{v} \quad (4)$$

donde

$$\underline{F}_{\text{Coriolis}} = m \underline{\omega} \times \underline{v} \quad (5)$$

es la fuerza de Coriolis. En el documento precedente UFT214 (www.aias.us) se demostró que

$$\underline{F}_{\text{fijo}} = -\frac{k_1}{r^2} \left(x^2 + (1-x^2) \frac{\alpha}{r} \right) \underline{e}_{rf}, \quad (6)$$

$$\underline{F}_{\text{rotando}} = -\frac{k_1}{r^2} \underline{e}_{r\text{rot}} \quad (7)$$

para una órbita elíptica con precesión, descrita experimentalmente mediante la ecuación de la sección cónica:

$$r = \frac{\alpha}{1 + \epsilon \cos(x\theta)} \quad (8)$$

Aquí, 2α es el latus rectum (latitud recta), ϵ es la excentricidad, x es la constante de precesión y k es una constante. Las coordenadas polares planas son (r, θ) . En las Ecs. (6) y (7) los vectores unitarios de los marcos fijo y en rotación se definen en el documento UFT214:

$$\underline{e}_{rf} = \underline{i} \cos\theta + \underline{j} \sin\theta \quad (9)$$

$$\underline{e}_{r\text{rot}} = \underline{i} \cos(x\theta) + \underline{j} \sin(x\theta) \quad (10)$$

La constante k_1 se define mediante:

$$k_1 = x^2 k = x^2 m M G \quad (11)$$

donde la masa m orbita alrededor de la masa M . La constante de Newton es G , y la semi latitud recta se define mediante:

$$\alpha = \frac{L^2 - mk\alpha(1-x^2)}{mk_1} \quad (12)$$

Por lo tanto, la precesión orbital puede explicarse a nivel clásico mediante la fuerza de Coriolis:

$$\underline{F}_{\text{Coriolis}} = -\frac{k}{r} \left[\underline{i} \left((x^2 + (1-x^2) \frac{\alpha}{r}) \cos\theta - \cos(x\theta) \right) + \underline{j} \left((x^2 + (1-x^2) \frac{\alpha}{r}) \sin\theta - \sin(x\theta) \right) \right]; \quad (13)$$

para k_1, v, k

que desaparece cuando

$$x = 1 \quad (14)$$

En cuyo caso no hay precesión. Este fenómeno no puede utilizarse como una evaluación de la RGE, que como es bien sabido está plagada de errores [1 - 10].

Cuando:

$$\underline{Q} = \underline{r} \quad (15)$$

en la Ec. (1) entonces:

$$\left(\frac{d\underline{r}}{dt} \right)_{\text{fijo}} = \left(\frac{d\underline{r}}{dt} \right)_{\text{rotando}} + \underline{\omega} \times \underline{r} \quad (16)$$

donde:

$$\underline{v}_{\text{fijo}} = \left(\frac{d\underline{r}}{dt} \right)_{\text{fijo}} = \dot{r} \underline{e}_{rf} + r \dot{\theta} \underline{e}_{\theta} \quad (17)$$

$$\underline{v}_{\text{rotando}} = \left(\frac{d\underline{r}}{dt} \right)_{\text{rotando}} = \dot{r} \underline{e}_{rr} + r \dot{\beta} \underline{e}_{\beta} \quad (18)$$

son las velocidades lineales orbitales en los marcos fijo y en rotación. Los vectores unitarios se definen mediante:

$$\underline{e}_{rf} = \underline{i} \cos\theta + \underline{j} \sin\theta \quad (19)$$

$$\underline{e}_{rr} = \underline{i} \cos\beta + \underline{j} \sin\beta \quad (20)$$

$$\underline{e}_\theta = -\underline{i} \sin\theta + \underline{j} \cos\theta \quad (21)$$

$$\underline{e}_\beta = -\underline{i} \sin\beta + \underline{j} \cos\beta, \quad \beta = \chi\theta, \quad (22)$$

$$(23)$$

de manera que la diferencia de velocidad entre los marcos fijo y en rotación es:

$$\begin{aligned} \underline{\omega} \times \underline{r} &= \underline{v}_{fijo} - \underline{v}_{rotando} \\ &= \underline{i} \left[\dot{r}(\cos\theta - \cos(\chi\theta)) - r\dot{\theta}(\sin\theta - \chi \sin(\chi\theta)) \right] \\ &\quad + \underline{j} \left[\dot{r}(\sin\theta - \sin(\chi\theta)) + r\dot{\theta}(\cos\theta - \chi \cos(\chi\theta)) \right] \end{aligned} \quad (24)$$

y esta diferencia desaparece cuando no hay precesión, es decir cuando:

$$\chi = 1 \quad (25)$$

Esta es, nuevamente, una explicación clásica de la precesión.

El momento angular total es una constante de movimiento en este análisis lagrangiano [11]. En el marco fijo, el momento angular total es:

$$\underline{L} = \underline{r} \times \underline{p} \quad (26)$$

donde [11]:

$$\underline{r} = r \underline{e}_r \quad (27)$$

$$\underline{p} = m \underline{v} = m(\dot{r} \underline{e}_r + r\dot{\theta} \underline{e}_\theta). \quad (28)$$

De manera que:

$$\underline{L} = m r^2 \dot{\theta} \underline{e}_r \times \underline{e}_\theta = m r^2 \dot{\theta} \underline{k} \quad (29)$$

que es el mismo resultado que con el método lagrangiano [11], pero deducido mediante el empleo de cinemática elemental de una rotación plana. En el marco en rotación, el momento angular total es:

$$\underline{L}_m = \underline{r} \times \underline{p}_m \quad (30)$$

donde el momento lineal en el marco en movimiento es:

$$\underline{p}_m = m \underline{v}_m = m (\dot{r} \underline{e}_{rm} + r \dot{\beta} \underline{e}_\beta) \quad (31)$$

Aquí:

$$\underline{r} = r \underline{e}_{rm} \quad (32)$$

Por lo tanto:

$$\underline{L}_m = m r^2 \dot{\beta} \underline{e}_{rm} \times \underline{e}_\beta = \chi m r^2 \dot{\beta} \underline{k}_\perp \quad (33)$$

y nuevamente éste es el mismo resultado que con el método lagrangiano. Tanto \underline{L} como \underline{L}_m son constantes de movimiento, de manera que

$$\underline{L} - \underline{L}_m = (1 - \chi) m r^2 \dot{\beta} \underline{k}_\perp = \text{constante} \quad (34)$$

Los brazos de palanca, o torque, asociados con \underline{L} y con \underline{L}_m pueden definirse como:

$$\underline{\Gamma} = \frac{1}{2} \omega \underline{L}, \quad \underline{\Gamma}_m = \frac{1}{2} \omega \underline{L}_m \quad (35)$$

y de esta forma existe un brazo de palanca adicional debido a la precesión. En la teoría ECE este brazo de palanca se debe a la torsión del espaciotiempo. Es posible suponer que el brazo de palanca adicional por causa de la precesión viene provocado por la bien conocida rotación del Sol.

La cinemática elemental en coordenadas polares planas produce la aceleración:

$$\underline{a} = (\ddot{r} - r \dot{\theta}^2) \underline{e}_r + (r \ddot{\theta} + 2 \dot{r} \dot{\theta}) \underline{e}_\theta \quad (36)$$

Esto constituye un resultado general, como es bien conocido. Para una órbita elíptica con precesión del tipo (8):

$$\frac{dr}{d\theta} = \frac{r \epsilon}{\alpha} r^2 \sin(x\theta) \quad (37)$$

El momento angular conservado, a partir de la dinámica lagrangiana [11] es:

$$L = m r^2 \dot{\theta} = m r^2 \frac{d\theta}{dt} \quad (38)$$

Por lo tanto:

$$\dot{r} = \frac{dr}{dt} = \frac{dr}{d\theta} \frac{d\theta}{dt} = \frac{r L \epsilon}{m \alpha} \sin(x\theta) \quad (39)$$

y

$$\dot{\theta} = \frac{L}{m r^2} \quad (40)$$

Las segundas derivadas son

$$\ddot{r} = \frac{r^2 L^2 \epsilon}{m^2 \alpha r^2} \cos(x\theta) \quad (41)$$

y

$$\ddot{\theta} = -\frac{2 L^2 x \epsilon}{m r^3 \alpha} \sin(x\theta) \quad (42)$$

La parte de la aceleración que depende del ángulo desaparece:

$$r \ddot{\theta} + 2 \dot{r} \dot{\theta} = 0 \quad (43)$$

mientras que la parte radial viene dada por:

$$\ddot{r} - r \dot{\theta}^2 = \frac{r^2 L^2 \epsilon}{m^2 \alpha r^2} \cos(x\theta) - \frac{L^2}{m^2 r^3} \quad (44)$$

A partir de la Ec. (8):

$$\cos(\chi\theta) = \frac{1}{\epsilon} \left(\frac{\alpha}{r} - 1 \right) \quad (45)$$

y la aceleración es:

$$\underline{a} = \left(\frac{L}{m} \right)^2 \left(\frac{\chi^2 - 1}{r^3} - \frac{\chi^2}{\alpha r^2} \right) \underline{e}_r \quad (46)$$

Finalmente, la ley de fuerza es:

$$\underline{F} = m \underline{a} \quad (47)$$

Si no hay precesión, entonces:

$$\chi = 1 \quad (48)$$

y la ley de fuerza se reduce a:

$$\underline{F} = - \frac{L^2}{m \alpha r^2} \underline{e}_r. \quad (49)$$

Esta es la ley de fuerza newtoniana:

$$\underline{F} = - \frac{m M G}{r^2} \underline{e}_r \quad (50)$$

si:

$$\alpha = \frac{L^2}{m^2 M G}. \quad (51)$$

La misma ley de fuerza se obtiene de una manera muy elegante a partir de la siguiente ecuación de dinámica lagrangiana [11] para órbitas planas de cualquier clase:

$$\frac{d^2}{d\theta^2} \left(\frac{1}{r} \right) + \frac{1}{r} = - \frac{m r^2}{L} F(r). \quad (52)$$

En la Ec. (52):

$$\frac{d^2}{d\theta^2} \left(\frac{1}{r} \right) = -\frac{\chi^2 \epsilon}{\alpha} \cos(\chi\theta) \quad (53)$$

de manera que:

$$F(r) = \frac{L^2}{m} \left(\frac{\chi^2 - 1}{r^3} - \frac{\chi^2}{\alpha r^2} \right) \quad (54)$$

y la Ec. (47) viene dada en forma directa, QED. La misma ley de fuerza también se cumple para cualquier clase de desviación gravitacional, de manera que ya no se necesita la RGE. Esta teoría resulta incorrecta y obsoleta.

3. Algunos detalles de la teoría lagrangiana, de la velocidad kepleriana y de la teoría de la desviación.

Para una órbita plana el sistema de coordenadas es el sistema polar cilíndrico en un plano (r, θ) . El lagrangiano es [11]:

$$\mathcal{L} = T - U \quad (55)$$

donde T es la energía cinética y U es la energía potencial. A partir de la Sección 2, la energía cinética es:

$$T = \frac{1}{2} m v^2 = \frac{1}{2} m (\dot{r}^2 + \dot{\theta}^2 r^2). \quad (56)$$

Asumamos que la energía potencial depende sólo de r:

$$U = U(r) \quad (57)$$

Las dos ecuaciones de Euler Lagrange son:

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial r} = \frac{d}{dt} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{r}} \quad (58)$$

y

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{\theta}} = \frac{d}{dt} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{\theta}} \quad (59)$$

El momento angular total se conserva, y es una constante de movimiento definida por:

$$L = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{\theta}} \quad (60)$$

De manera que:

$$\frac{dL}{dt} = 0. \quad (61)$$

En consecuencia:

$$L = m r^2 \dot{\theta} \quad (62)$$

y la velocidad angular es:

$$\omega = \dot{\theta} = \frac{d\theta}{dt}. \quad (63)$$

El hamiltoniano es la energía total E , la cual también es una constante de movimiento, y que también se conserva:

$$H = E = T + U \quad (64)$$

A partir de las Ecs. (58) y (59) puede demostrarse [11] que:

$$\frac{d^2}{d\theta^2} \left(\frac{1}{r} \right) + \frac{1}{r} = - \frac{m r^2}{L} F(r) \quad (65)$$

donde la fuerza viene definida por:

$$F(r) = - \frac{\partial U}{\partial r}. \quad (66)$$

Nótese que la Ec. (65) se cumple para cualquier órbita plana. De manera que la dinámica lagrangiana es más general que la dinámica newtoniana, la cual sólo se cumple para una órbita elíptica.

Tal como se demuestra en la Sección 2, la ley de fuerza para una órbita elíptica con precesión viene dada por la dinámica lagrangiana como:

$$F(r) = \frac{1}{m} \left(\frac{\chi^2 - 1}{r^3} - \frac{\chi^2}{\alpha r} \right). \quad (67)$$

Resulta conveniente expresar esto en términos de una constante k a determinarse:

$$F(r) = -\frac{k}{r^2} \left(\chi^2 + (1 - \chi^2) \frac{\alpha}{r} \right). \quad (68)$$

De manera que la energía potencial para una órbita elíptica con precesión es:

$$U(r) = -\frac{k\chi^2}{r} - \frac{k(1 - \chi^2)\alpha}{2r^2}. \quad (69)$$

Por lo tanto, el lagrangiano para una órbita elíptica con precesión es:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \frac{1}{2} m (\dot{r}^2 + \dot{\varphi}^2 r^2) + \chi^2 \frac{k}{r} + \frac{(1 - \chi^2)\alpha k}{2r^2} \\ &= \frac{1}{2} m \dot{r}^2 + \frac{1}{2} m r^2 \dot{\varphi}^2 + \chi^2 \frac{k}{r} + \frac{(1 - \chi^2)\alpha k}{2r^2} \end{aligned} \quad (70)$$

Esta expresión puede re-escribirse como:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} m \dot{r}^2 + \frac{L^2}{2mr^2} + \frac{k_1}{r} \quad (71)$$

donde:

$$k_1 = \chi^2 k = \chi^2 m M G \quad (72)$$

y:

$$L^2 = L^2 - m k \alpha (1 - \chi^2). \quad (73)$$

Definimos ahora la función lagrangiana:

$$L = \frac{1}{2} m (\dot{r}^2 + \dot{\beta}^2 r^2) - U(r) \quad (74)$$

y la ecuación de Euler Lagrange

$$\frac{\partial L}{\partial \beta} = \frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial \dot{\beta}} \quad (75)$$

El momento angular total constante es:

$$L_1 = m r^2 \frac{d\beta}{dt} \quad (76)$$

y la energía potencial es:

$$U(r) = -\frac{k_1}{r} \quad (77)$$

El hamiltoniano es:

$$H = E = \frac{1}{2} m (\dot{r}^2 + \dot{\beta}^2 r^2) + U(r) \quad (78)$$

de manera que:

$$\dot{r} = \frac{dr}{dt} = \left(\frac{2}{m} \left(E + \frac{k_1}{r} - \frac{L_1^2}{2mr^2} \right)^{1/2} \right) \quad (79)$$

Ahora utilizamos:

$$\frac{d\beta}{dr} = \frac{dt}{dr} \frac{d\beta}{dt} = \frac{L_1}{m r^2} \frac{dt}{dr} \quad (80)$$

a partir de lo cual se define el ángulo β como:

$$\beta(t) = \int \frac{L_1}{r^2} \left(2m \left(E + \frac{k_1}{r} - \frac{L_1^2}{2mr^2} \right)^{-1/2} \right) dr \quad (81)$$

Una integración nos da:

$$\cos \beta = \frac{\left(\frac{L_1^2}{mk_1}\right)^{1/2} r - 1}{\left(1 + 2 \frac{E L_1^2}{mk_1^2}\right)^{1/2}} \quad (82)$$

Esta es la Ec.(8) en tanto:

$$\alpha = \frac{L_1^2}{mk_1} \quad (83)$$

y

$$E = \left(1 + 2 \frac{E L_1^2}{mk_1^2}\right)^{1/2} \quad (84)$$

Por lo tanto, la dinámica lagrangiana clásica genera una órbita con precesión, QED. La órbita newtoniana viene dada por:

$$x = 1. \quad (85)$$

Esta teoría puede utilizarse para calcular el efecto de la precesión sobre la velocidad orbital lineal:

$$\underline{v} = \dot{r} \underline{e}_r + r \dot{\theta} \underline{e}_\theta \quad (86)$$

a partir de lo cual:

$$v^2 = \dot{r}^2 + r^2 \dot{\theta}^2, \quad (87)$$

A partir de la Sección 2:

$$v^2 = \left(\frac{r |L - E|}{\alpha m}\right)^2 \sin^2(\theta) + \left(\frac{L}{mr}\right)^2 \quad (88)$$

y utilizando:

$$\sin^2(\chi\theta) = 1 - \frac{1}{\epsilon^2} \left(\frac{\alpha}{r} - 1 \right) \quad (89)$$

se encuentra que:

$$v^2 = \left(\frac{L}{m\alpha} \right)^2 \left[2 \frac{\chi^2 \alpha}{r} - \chi^2 (1 - \epsilon^2) + \frac{\alpha^2}{r^2} (1 - \chi^2) \right] \quad (90)$$

Cuando

$$\chi = 1 \quad (91)$$

se obtiene la ecuación de Kepler [11] para la velocidad lineal:

$$v_N^2 = \left(\frac{L}{m\alpha} \right)^2 \left[2 \frac{\alpha}{r} - (1 - \epsilon^2) \right] \quad (92)$$

Se observa que la precesión del perihelio produce un término adicional en $1/r^2$, y modifica los otros dos términos por un factor multiplicativo χ^2 . Esto constituye nuevamente una descripción clásica y sencilla sin la necesidad de RGE. La Ec. (90) puede evaluarse experimentalmente.

La teoría de la desviación por causa de la gravitación puede desarrollarse de una manera muy sencilla a nivel clásico re-expresando la Ec. (8) como:

$$\chi\theta = \beta = \cos^{-1} \left(\frac{1}{\epsilon} \left(\frac{\alpha}{r} - 1 \right) \right) \quad (93)$$

La precesión del perihelio viene dada por:

$$\chi = \frac{1}{\theta} \cos^{-1} \left(\frac{1}{\epsilon} \left(\frac{\alpha}{r} - 1 \right) \right) \quad (94)$$

y la desviación por causa de la gravitación viene dada por la misma ecuación:

$$\theta = \frac{1}{\chi} \cos^{-1} \left(\frac{1}{\epsilon} \left(\frac{\alpha}{r} - 1 \right) \right) \quad (95)$$

Si, por ejemplo, r es inicialmente R_0 y finalmente es igual a infinito, entonces el cambio en el

ángulo de desviación es:

$$\Delta\theta = \frac{1}{\chi} \left(\cos^{-1} \left(-\frac{1}{\epsilon} \right) - \cos^{-1} \left(\frac{\alpha}{R_b} - 1 \right) \right) \quad (16)$$

4. Descripción gráfica y discusión.

La teoría clásica que se desarrolla en este documento se ilustra mediante algunas representaciones gráficas las cuales debieran de clarificar el significado del parámetro de precesión x para las órbitas. La sección cónica con precesión se define mediante

$$r = \frac{\alpha}{1 + \epsilon \cos(x\theta)} \quad (97)$$

tal como se estableció en la Ec.(8) de la Sección 2. Para $x = 1$ las bien conocidas secciones cónicas se obtienen tal como se muestra en la Fig. 1. Todas estas clases de curvas se gobiernan a través del parámetro ϵ . Si se selecciona el parámetro adicional x diferente del valor unitario, ello conduce a modificaciones en las secciones cónicas y puede resultar en la observación de cambios drásticos, tal como se verá más adelante.

Comenzando con $\epsilon = 0$ se obtiene un círculo, el cual no se ve afectado por los valores que adquiera x . Si se le da a ϵ valores que oscilan entre 0 y 1, ello conduce a la obtención de elipses. Estableciendo el factor $x \neq 1$ conduce a una precesión de la elipse en la que la dirección de la precesión depende de la selección, ya sea de $x < 1$ ó $x > 1$. Desviaciones significativas respecto de la unidad conducen a cambios en el eje menor, el cual se vuelve idéntico al eje mayor, tal como puede observarse en la Fig. 2. Para $x = 2$ la curva se deforma y ya no puede identificarse como una elipse. En consecuencia, denominamos a esta clase de curvas generadas a través de la Ec. (97) como secciones cónicas generalizadas.

El efecto de "generalización" de las parábolas puede observarse en la Fig. 3. Para valores de x muy diferentes respecto de la unidad, las curvas se asemejan más a espirales o hipérbolas que a parábolas. Para hipérbolas generalizadas (Fig. 4) las curvas sufren distorsiones similares. En todas las representaciones gráficas sólo se muestra el intervalo angular de θ entre los valores de 0 y 2π , con el objeto de no sobrecargar los diagramas. Un caso especial aparece para hipérbolas con $x = 0.3$, tal como se representa en la Fig. 5. Aquí, las órbitas se muestran para un intervalo de ángulos mayor. Entre $-\pi$ y π la órbita resulta un círculo, lo cual demuestra que incluso resulta posible la existencia de órbitas cerradas para $\epsilon > 1$ en secciones cónicas generalizadas. Para ángulos mayores pueden observarse algunas clases de rizos.

Todo esto trae a la memoria la supuesta conducta de los “agujeros negros” de la vapuleada teoría de Einstein. Si la masa gravitacional central resulta muy masiva, tal como la reportan los astrónomos en el caso de los centros de las galaxias, podemos suponer desviaciones significativas de x respecto de la unidad, lo cual conduce, por ejemplo, a órbitas como las ilustradas en la Fig. 5. La desviación de la luz puede describirse a través de la misma Ec.(97). En consecuencia, podemos imaginar que la luz, en la cercanía de estrellas tan masivas, sufre una desviación completa alrededor del centro, por lo que que la misma quedó atrapada. Esto produciría como resultado una invisibilidad de dicha luz desde afuera, y la estrella masiva se comportaría en una forma similar a un “agujero negro”. Todo esto se describe en base a la física clásica.

Para desarrollar esta interpretación aún más allá, sabemos a partir del sistema solar que el planeta más cercano al Sol, Mercurio, muestra la mayor precesión de la órbita elíptica (aunque muy pequeña en tamaño). Esto conduce a la suposición de que el valor del parámetro x de precesión más se desvía del valor unitario cuanto más cercana al centro sea la órbita del planeta. Para una órbita de alta elipticidad, esto significa que x podría depender del tamaño del radio de la órbita. Hemos llevado a cabo estos cálculos de modelización suponiendo la dependencia

$$x(r) = 1 \pm \frac{1}{(r+1)^6} . \quad (98)$$

Esta función se representa gráficamente en la Fig. 6. Sólo se desvía significativamente del valor unitario cuando $r < 1$. Se han tomado en cuenta las dos posibilidades, es decir $x > 1$ y $x < 1$ debido a los dos signos en la Ec. (98). A partir de este enfoque, la Ec. (97) adopta la forma

$$r = \frac{\alpha}{1 + \varepsilon \cos(x\theta)} \quad (99)$$

la cual es una ecuación trascendente, es decir que no es posible calcular en forma directa el radio para un dado valor de ángulo θ . En vez, se ha desarrollado un esquema numérico iterativo para obtener en forma numérica la dependencia de r (θ). Los resultados para una trayectoria elíptica se muestran en la Fig. 7. Se observa que el radio afelio no se ve afectado pero existen significativas desviaciones respecto de la órbita elíptica para el perihelio. La precesión en ambas direcciones se origina para ambos signos de $x(r)$, como habría de esperarse; sin embargo, existe una distorsión adicional de la elipse en la región del perihelio cercano. Esto hace surgir la suposición de que otras desviaciones de órbitas planetarias, además de la elíptica con precesión, podrían explicarse a través de la conducta de secciones cónicas generalizadas. Cuando se supone que la dependencia del radio respecto de x posee un alcance mucho mayor que en la Ec.(99), los cálculos demuestran la posibilidad de que existan órbitas completamente irregulares.

Mucha física aún inexplorada parece ocultarse en la sencilla forma de la ecuación para secciones cónicas generalizadas.

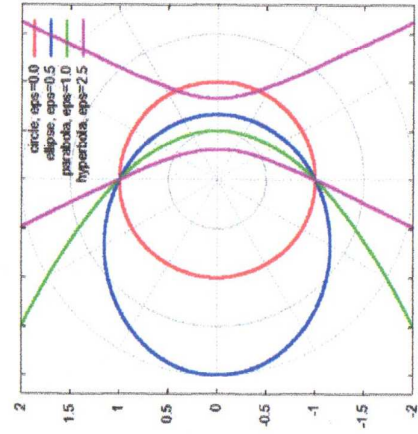


Fig. 1: Las diferentes clases de secciones cónicas.

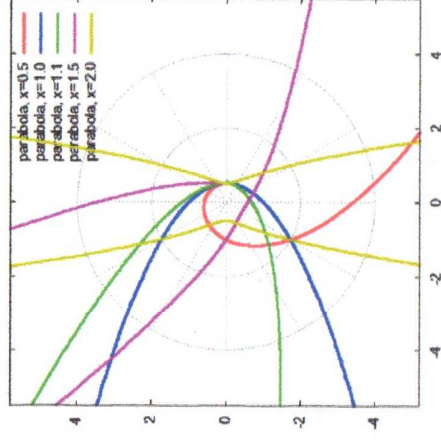


Fig. 2: Elipses generalizadas con $\epsilon = 0.5$.

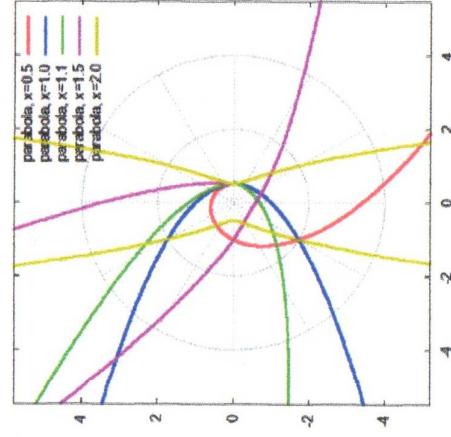


Fig. 3: Parábolas generalizadas ($\epsilon = 1.0$).

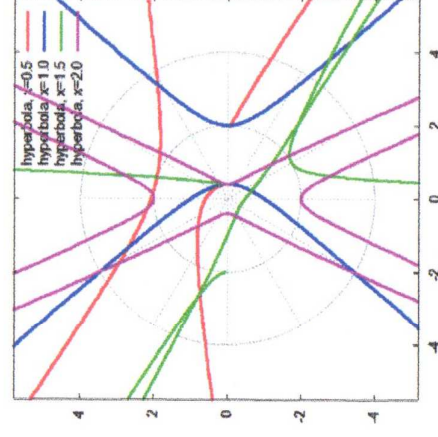


Fig. 4: Parábolas generalizadas con $\epsilon = 1.5$.

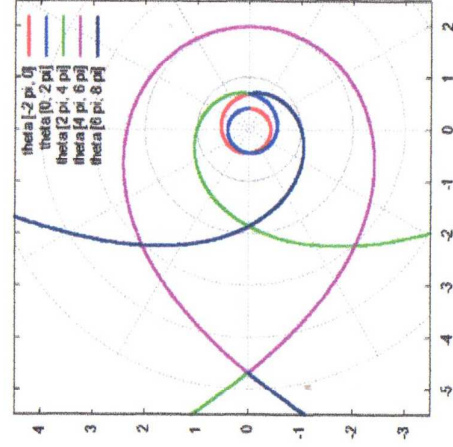


Fig. 5: Hipérbola generalizada especial con $\epsilon = 1.5$; $x = 0.3$.

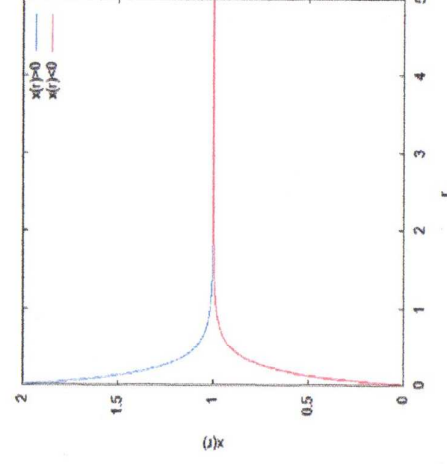


Fig. 6: Modelo para una $x(r)$ dependiente de r .

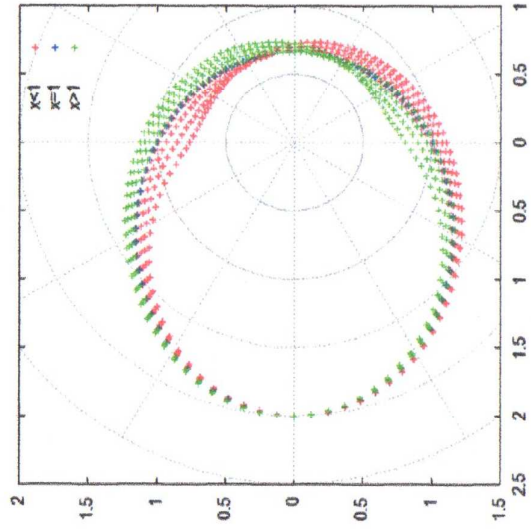


Fig. 7: Órbitas elípticas con la función variable $x(r)$.

Agradecimientos.

Se agradece el Gobierno Británico por una Pensión Civil Vitalicia y al equipo 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, grabaciones y tipografía. Se agradece a Robert Cheshire y Simon Clifford por las grabaciones. AIAS esta establecido bajo el Patrocinio del Fideicomiso de la Familia Newlands (establecido en 2012).

Referencias.

- [1] M .W. Evans, Ed., “Definitive Refutations of the Einsteinian General Relativity” (Cambridge International Science Publishing, CISP, www.cisp-publishing.com, 2012), número especial 6 de la ref. (2).
- [2] M .W. Evans, Ed., Journal of Foundations of Physics and Chemistry (CISP, seis publicaciones anuales desde 2011).
- [3] M .W. Evans, S. Crothers, H. Eckardt y K. Pendergast, “Criticisms of the Einstein Field Equation” (CISP, 2011).
- [4] M .W. Evans, “The Life of Myron Evans” (CISP 2011).
- [5] M .W. Evans, H. Eckardt y D. W. Lindstrom, “Generally Covariant Unified Field Theory” (Abramis Academic, 2005 a 2011), en [siec volumenes](http://siec.volumenes.com).
- [6] L. Felker, “The Evans Equations of Unified Field Theory” (Abramis, 2007). Existe traducción al castellano de este libro por Alex Hill en la Sección en Español del 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, 1992, 1993, 1997, 2001) en dos ediciones y seis volúmenes.
- [9] M .W. Evans y J.-P. Vigié, “The Enigmatic Photon” (Kluwer, 1994 a 2002) en diez volúmenes en encuadernación de tapa dura o 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 of Particles and Systems” (HBC College Publishing, Nueva York, 1988, tercera edición).