

Gravitación de fluidos ECE2 y la órbita con precesión.

por

M. W. Evans y H. Eckardt,

Civil List y AIAS / UPITEC

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

Traducción: Alex Hill (www.et3m.net)

Resumen.

Se demuestra que una órbita plana con precesión puede obtenerse mediante gravitación de fluidos ECE2, utilizando una teoría general basada en el Principio de Acción Mínima de Hamilton y el lagrangiano de dinámica de fluidos. Se define la ecuación correcta de Euler Lagrange y la formulación canónica. Un espacio-tiempo fluido causa la precesión orbital, descrita por las ecuaciones clásicas de la dinámica de fluidos. Puede emplearse cualquier sistema de coordenadas, y se demuestra que las coordenadas cartesianas pueden producir precesión.

Palabras clave: gravitación de fluidos ECE2, precesión orbital en un plano, ecuación de Navier Stokes gravitacional.

1. Introducción.

En documentos precedentes de esta serie [1-12] se ha demostrado que la gravitación de fluidos ECE2 produce precesión orbital, en especial en el documento UFT363. En la Sección 2, se desarrolla la teoría de UFT363 a través del Principio de Acción Mínima de Hamilton, y una expresión clásica con validez general de la formulación canónica de la gravitación de fluidos. La formulación canónica resulta válida para cualquier sistema de coordenadas, y se ejemplifica a través de la generación de una órbita plana con precesión en el nivel clásico, utilizando coordenadas cartesianas. Por lo tanto, la relatividad general de Einstein se vuelve innecesaria, además de ser errónea de muchas maneras ya bien conocidas [1-12]. Este documento constituye una breve sinopsis de extensos cálculos contenidos en las Notas de Acompañamiento de UFT374, publicadas en los portales www.aias.us y www.upitec.org, y en los archivos de la red (www.archive.org y www.webarchive.org.uk).

La Nota 374(1) describe la precesión orbital en un espacio-tiempo considerado como fluido incompresible. Las Notas 374(2), 374(3) y 374(7) incluyen todos los detalles de la teoría canónica de la gravitación de fluidos, utilizando el Principio de Acción Mínima de Hamilton y las ecuaciones de movimiento de Lagrange y Hamilton. Se deduce un lagrangiano sencillo y de gran utilidad para la gravitación de fluidos y para la dinámica de fluidos en general. La Nota 374(4) introduce una dependencia temporal en la conexión de espín, definida en el documento UFT363. La Nota 374(5) da la órbita plana general de la gravitación de fluidos y define la transición a teoría orbital newtoniana. La Nota 374(6) define las ecuaciones, gravitacional de Navier Stokes, de continuidad y de vorticidad.

La Sección 3 es un análisis numérico y gráfico, y nos muestra que la precesión orbital puede producirse en un nivel clásico utilizando coordenadas cartesianas. Esto significa que no es necesario utilizar relatividad para producir una órbita con precesión, aun cuando la relatividad ECE2 se vuelve necesaria en otros contextos, y también produce precesión. La teoría einsteiniana de precesión orbital se vuelve innecesaria, además de contener muchos errores [1-12], como es bien sabido.

2. Formulación canónica de la gravitación de fluidos.

Consideremos el campo de velocidad del espacio-tiempo fluido [1-12] ó éter:

$$\begin{aligned}\underline{v} &= \underline{v}(r(t), \phi(t), t) \\ &= v_r \underline{e}_r + v_\phi \underline{e}_\phi\end{aligned}$$

(1)

En coordenadas polares planas (r, ϕ) al igual que en UFT361, la derivada temporal total del campo de velocidad es la derivada convectiva o de Lagrange:

$$\begin{aligned}
\frac{d\underline{v}}{dt} &= \frac{dv}{dt} + \frac{dr}{dt} \frac{dv}{dr} + \frac{d\phi}{dt} \frac{dv}{d\phi} \\
&= \left(\frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_\phi}{r} \frac{\partial v_r}{\partial \phi} - \frac{v_\phi^2}{r} \right) \underline{e}_r + \left(\frac{\partial v_\phi}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_\phi}{\partial r} + \frac{v_\phi}{r} \frac{\partial v_\phi}{\partial \phi} + \frac{v_\phi v_r}{r} \right) \underline{e}_\phi \\
&= \frac{\partial \underline{v}}{\partial t} + (\underline{v} \cdot \nabla) \underline{v}
\end{aligned} \tag{2}$$

donde:

$$\begin{aligned}
(\underline{v} \cdot \nabla) \underline{v} &= \left(v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_\phi}{r} \frac{\partial v_r}{\partial \phi} \right) \underline{e}_r \\
&\quad + \left(v_r \frac{\partial v_\phi}{\partial r} + \frac{v_\phi}{r} \frac{\partial v_\phi}{\partial \phi} \right) \underline{e}_\phi.
\end{aligned} \tag{3}$$

Estas son ecuaciones de gravitación de fluidos covariante de la teoría ECE2, definida por la ecuación gravitacional de Navier Stokes:

$$m \frac{d\underline{v}}{dt} = m \left(\frac{\partial \underline{v}}{\partial t} + (\underline{v} \cdot \nabla) \underline{v} \right) = -\frac{mMG}{r^2} \underline{e}_r \tag{4}$$

en cualquier sistema de coordenadas. En la Sección 3, se muestra que el sistema de coordenadas cartesianas produce precesión orbital a partir de la Ec. (4).

La transición a dinámica clásica y de partícula única se define mediante:

$$\underline{v}(r(t), \phi(t), t) \longrightarrow \underline{v}(t) \tag{5}$$

es decir, mediante:

$$(\underline{v} \cdot \nabla) \underline{v} \longrightarrow \underline{0}. \tag{6}$$

En el límite de dinámica clásica y de partícula única:

$$\begin{aligned}
\frac{d\underline{v}}{dt} \longrightarrow \frac{\partial \underline{v}}{\partial t} &= \left(\ddot{r} - r\dot{\phi}^2 \right) \underline{e}_r + \left(r\ddot{\phi} + 2\dot{r}\dot{\phi} \right) \underline{e}_\phi \\
&= -\frac{MG}{r^2} \underline{e}_r
\end{aligned} \tag{7}$$

es decir

$$\frac{\partial v_r}{\partial r} = \frac{\partial v_r}{\partial \phi} = \frac{\partial v_\phi}{\partial r} = \frac{\partial v_\phi}{\partial \phi} \longrightarrow 0. \tag{8}$$

La ecuación ECE2 de gravitación de fluidos es:

$$\frac{\partial \underline{v}}{\partial t} + (\underline{v} \cdot \nabla) \underline{v} = - \frac{MG}{r^2} \underline{e}_r \quad (9)$$

y puede identificarse con la ecuación gravitacional de Navier Stokes de la dinámica de fluidos clásica. Se demuestra en la Nota 374(6) que la ecuación de continuidad de la gravitación de fluidos es:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \underline{v}) = 0 \quad (10)$$

donde

$$V = 1/\rho \quad (11)$$

es el volumen específico del espacio-tiempo fluido. Esta es la ecuación de conservación de la materia en el espacio-tiempo fluido. En coordenadas polares planas:

$$\nabla \cdot \underline{v} = \frac{1}{V} \frac{dV}{dt} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial t} \quad (12)$$

Se deduce que:

$$\nabla \cdot \underline{v} = \frac{1}{r} v_r + \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_\phi}{\partial \phi} = \frac{1}{V} \frac{dV}{dt} \quad (13)$$

En el límite de la dinámica clásica:

$$\frac{\partial v_r}{\partial r} \rightarrow 0, \quad \frac{\partial v_\phi}{\partial \phi} \rightarrow 0 \quad (14)$$

de manera que, a partir de la Ec. (12):

$$\frac{1}{r} v_r \rightarrow \frac{1}{V} \frac{dV}{dt} \quad (15)$$

es decir

$$\frac{\dot{r}}{r} \rightarrow \frac{1}{V} \frac{\partial V}{\partial t} \quad (16)$$

Si el espacio-tiempo fluido es incompresible:

$$\frac{\partial V}{\partial t} \rightarrow 0 \quad (17)$$

de manera que

$$\frac{\dot{r}}{r} \rightarrow 0. \quad (18)$$

La Ec. (18) corresponde a una órbita circular, en la que

$$\dot{r} = 0. \quad (19)$$

El área y el volumen de la órbita no cambian con el tiempo.

La ecuación de vorticidad orbital se calcula a partir de:

$$\nabla \times \left(\frac{\partial \underline{v}}{\partial t} + (\underline{v} \cdot \nabla) \underline{v} \right) = -MG \nabla \times \left(\frac{1}{r^2} \underline{e}_r \right) = \underline{0} \quad (20)$$

y como se muestra en la Nota 374(6), es:

$$\frac{\partial \underline{w}}{\partial t} + (\underline{v} \cdot \nabla) \underline{w} = (\underline{w} \cdot \nabla) \underline{v} - \underline{w} (\nabla \cdot \underline{v}) \quad (21)$$

donde

$$\underline{w} = \nabla \times \underline{v} \quad (22)$$

es la vorticidad del espacio-tiempo fluido. La Ec. (21) es la ecuación de conservación del momento angular del espacio-tiempo fluido.

En el límite newtoniano, la ecuación gravitacional de Navier Stokes se reduce a:

de manera que la ecuación de vorticidad gravitacional se reduce a:

$$\underline{v} \times \frac{d\underline{v}}{dt} = \underline{0} \quad (24)$$

es decir

$$\frac{d\underline{w}}{dt} = \underline{0}. \quad (25)$$

En coordenadas polares planas:

$$\frac{\partial \underline{v}}{\partial t} = (\ddot{r} - r\dot{\phi}^2) \underline{e}_r + (2\dot{r}\dot{\phi} + r\ddot{\phi}) \underline{e}_\phi = (\ddot{r} - r\dot{\phi}^2) \underline{e}_r \quad (26)$$

porque

$$2\dot{r}\dot{\phi} + r\ddot{\phi} = 0. \quad (27)$$

De manera que en el límite newtoniano:

$$\underline{\nabla} \times ((\ddot{r} - r\dot{\phi}^2) \underline{e}_r) = \underline{0}. \quad (28)$$

La aceleración relevante se define mediante:

$$\underline{a} = a_r \underline{e}_r = (\ddot{r} - r\dot{\phi}^2) \underline{e}_r \quad (29)$$

de manera que en coordenadas polares planas:

$$\underline{\nabla} \times \underline{a} = \left(\frac{1}{r} \frac{\partial a_z}{\partial \phi} - \frac{\partial a_\phi}{\partial z} \right) \underline{e}_r + \left(\frac{\partial a_r}{\partial z} - \frac{\partial a_z}{\partial r} \right) \underline{e}_\phi + \frac{1}{r} \left(\frac{\partial (ra_\phi)}{\partial r} - \frac{\partial a_r}{\partial \phi} \right) \underline{k} \quad (30)$$

porque:

$$a_z = a_\phi = 0 \quad (31)$$

Se deduce que

$$\frac{\partial a_r}{\partial z} = \frac{\partial a_r}{\partial \phi} = 0 \quad (32)$$

en el límite newtoniano, en donde la órbita es una elipse.

La órbita a partir de la teoría ECE2 es, sin embargo, una elipse con precesión. Esto constituye un resultado importante, y se ilustra en la Sección 3 mediante el empleo de coordenadas cartesianas. Siempre y cuando se considere al espacio-tiempo como un éter fluido, la precesión de una órbita plana se produce a través de las ecuaciones clásicas de la dinámica de fluidos.

La ecuación gravitacional de Navier Stokes (9) se obtiene a partir del lagrangiano

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} m \dot{\underline{r}} \cdot \dot{\underline{r}} + \frac{mMG}{|\underline{r}|} \quad (33)$$

donde:

$$\underline{r} = \underline{r}(r(t), \phi(t), t) \quad (34)$$

es el campo vectorial de la posición de un elemento de fluidos del espacio-tiempo. La ecuación de Euler Lagrange relevante es:

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \underline{r}} = \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{\underline{r}}} \right). \quad (35)$$

A partir del principio de mínima acción de Hamilton, el lagrangiano debe tener la dependencia funcional:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}(\underline{r}, \dot{\underline{r}}). \quad (36)$$

El campo de velocidad se define a través de la derivada convectiva del elemento de posición:

$$\underline{v} = \frac{\partial \underline{r}}{\partial t} + (\underline{v} \cdot \nabla) \underline{r}. \quad (37)$$

Nótese cuidadosamente que la energía potencial:

$$U = - \frac{mMG}{|\underline{r}|} \quad (38)$$

puede ser una función de $r(t)$ y $\phi(t)$. En teoría gravitacional clásica, sólo es función de r , como

es bien sabido.

La Nota 374(2) es un resumen de la formulación canónica de la dinámica clásica, cuyo hamiltoniano es:

$$H = \frac{1}{2m} \underline{p} \cdot \underline{p} - \frac{mMG}{r} \quad (39)$$

y cuyo lagrangiano es:

$$L = \frac{1}{2m} \underline{p} \cdot \underline{p} + \frac{mMG}{r} \quad (40)$$

Las ecuaciones de movimiento de Lagrange son:

$$\underline{p} = \frac{\partial L}{\partial \underline{\dot{r}}} \quad (41)$$

y

$$\underline{\dot{p}} = \frac{\partial L}{\partial \underline{r}} \quad (42)$$

y la relación entre el hamiltoniano y el lagrangiano es:

$$H = \underline{p} \cdot \underline{\dot{r}} - L \quad (43)$$

Las ecuaciones de movimiento de Hamilton o canónicas son:

$$\underline{\dot{r}} = \frac{\partial H}{\partial \underline{p}} \quad (44)$$

y

$$\underline{\dot{p}} = - \frac{\partial H}{\partial \underline{r}} \quad (45)$$

En coordenadas polares planas:

$$\underline{v} = \underline{\dot{r}} = \dot{r} \underline{e}_r + r \dot{\phi} \underline{e}_\phi = \dot{r} \underline{e}_r + r \dot{\phi} \underline{e}_\phi \quad (46)$$

de manera que:

$$H = m \underline{v} \cdot \underline{v} - \mathcal{L} = \frac{1}{2} m \underline{\dot{r}} \cdot \underline{\dot{r}} - \frac{mMG}{r} \quad (47)$$

y el momento clásico es:

$$\underline{p} = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \underline{\dot{r}}} = m \underline{\dot{r}}. \quad (48)$$

Nótese cuidadosamente que la ecuación correcta de Euler Lagrange en la dinámica clásica es:

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \underline{r}} = \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \underline{\dot{r}}} \right) \quad (49)$$

donde:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2m} \underline{\dot{r}} \cdot \underline{\dot{r}} + \frac{mMG}{|\underline{r}|}. \quad (50)$$

Se deduce que:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \underline{\dot{r}}} \right) = m \underline{\ddot{r}}. \quad (51)$$

Por definición:

$$\frac{1}{r} = \frac{1}{|\underline{r}|} = \frac{1}{(\underline{r} \cdot \underline{r})^{1/2}} \quad (52)$$

de manera que:

$$\frac{\partial}{\partial \underline{r}} \left(\frac{1}{(\underline{r} \cdot \underline{r})^{1/2}} \right) = -\frac{1}{2} (\underline{r} \cdot \underline{r})^{-3/2} (2\underline{r}) = -\frac{1}{r^2} \underline{e}_r \quad (53)$$

donde utilizamos:

$$\underline{r} = r \underline{e}_r. \quad (54)$$

Por lo tanto:

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \underline{r}} = -\frac{mMG}{r^2} \underline{e}_r \quad (55)$$

y la ecuación de Euler Lagrange (49) nos da:

$$\underline{F} = m \underline{\ddot{r}} = -\frac{mMG}{r^2} \underline{e}_r \quad (56)$$

Q. E. D.

La base del método lagrangiano es el principio de acción mínima de Hamilton:

$$\int (T - U) dt = 0 \quad (57)$$

donde las energías cinética y potencial deben tener una dependencia funcional como sigue:

$$T = T(\dot{x}_i), \quad U = U(x_i). \quad (58)$$

El lagrangiano (49) es:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}(\underline{r}, \underline{\dot{r}}) \quad (59)$$

y tiene la dependencia funcional requerida, tal como se discutió en detalle en la Nota 374(3), que demuestra que la dinámica clásica conduce a:

$$\ddot{r} - r\dot{\phi}^2 = -MG/r^2 \quad (60)$$

$$2\dot{r}\dot{\phi} + r\ddot{\phi} = 0 \quad (61)$$

$$\dot{\phi} = \frac{L}{m r^2}. \quad (62)$$

Estas ecuaciones se han resuelto numéricamente en este trabajo (ver Sección 3) para dar la conocida órbita elíptica (o de sección cónica):

$$r = \frac{\alpha}{1 + \epsilon \cos \phi} \quad (63)$$

Aquí, α es la semi latitud recta observable y ϵ es la excentricidad observable. La magnitud del momento angular L en la Ec. (62) es una constante de movimiento obtenida a partir de:

$$\underline{L} = \underline{r} \times \underline{p} \quad (64)$$

Las Ecs. (60) a (62) se resuelven numéricamente, utilizando el paquete de cómputo Maxima, para dar la función orbital diferencial:

$$\frac{dr}{d\phi} = \frac{\dot{r}}{\dot{\phi}} \quad (65)$$

y la órbita:

$$r = \int \frac{dr}{d\phi} d\phi. \quad (66)$$

En el documento UFT363, la ecuación gravitacional de Navier Stokes (9) se aproximó para dar el momento:

$$\underline{p} = m \underline{v} = m (\chi \dot{r} \underline{e}_r + r \dot{\phi} \underline{e}_\phi) \quad (67)$$

donde:

$$\chi = 1 + \frac{\partial R_r}{\partial r} \quad (68)$$

con:

$$R_r = R_r(r(t), \phi(t), t). \quad (69)$$

Las ecuaciones simultáneas (60) a (62) se modifican a:

$$\chi \ddot{r} - r \dot{\phi}^2 = -MG/r^2 \quad (70)$$

$$(\chi + 1) \dot{r} \dot{\phi} + r \ddot{\phi} = 0 \quad (71)$$

$$\dot{\phi} = \frac{L}{m r^2} \quad (72)$$

Cuando se resuelven numéricamente, estas ecuaciones dan una elipse con precesión, tal como se observa en astronomía. El factor χ puede considerarse como función del tiempo, tal como se expresa en la Nota 374(4). El resultado es, nuevamente, una elipse con precesión.

Nótese cuidadosamente que el lagrangiano a partir de las Ecs. (40) y (67) es:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} m (\dot{x}^2 + r^2 \dot{\phi}^2) + \frac{mMG}{r} \quad (73)$$

Sin embargo, se supone que las variables adecuadas de Lagrange son r y ϕ . La ecuación de Euler Lagrange:

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial r} = \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{r}} \right) \quad (74)$$

da la ecuación incorrecta:

$$x^2 \ddot{r} = r \dot{\phi}^2 - \frac{MG}{r^2} \quad (75)$$

La ecuación correcta es:

$$x \ddot{r} = r \dot{\phi}^2 - \frac{MG}{r^2} \quad (76)$$

El empleo de la Ec. (74) es incorrecto porque el lagrangiano (73) no satisface el requisito funcional fundamental (58) del principio de acción mínima de Hamilton. El lagrangiano (73) contiene una energía cinética:

$$\begin{aligned} T &= \frac{1}{2} m (\dot{x}^2 + r^2 \dot{\phi}^2) \\ &= T(x^2, \dot{r}, \dot{\phi}) \end{aligned} \quad (77)$$

El formato de energía cinética requerido es:

$$T = T(\dot{r}, \dot{\phi}) \quad (78)$$

La ecuación (74) es correcta en forma fortuita si y sólo si:

$$x = 1 \quad (79)$$

que se cumple sólo en el límite newtoniano de la dinámica clásica. Para la gravitación de fluidos, siempre debe de utilizarse el formalismo canónico general.

Estos puntos se ilustran en la Sección 3, donde se obtiene una órbita con precesión en un nivel clásico con coordenadas cartesianas.

3. Computación y gráficas.

3.1 Modelos para R_r

Iniciamos la sección de resultados numéricos de movimiento central con un modelo para la función de conexión de espín R_r , definida en la Ec. (69). R_r entra dentro de la función x de la Ec.(68), que aparece en las ecuaciones de movimiento (70-71). Mediante el enfoque

$$\frac{\partial R_r(r)}{\partial r} = 1 + f(r) \quad (80)$$

las ecuaciones de movimiento adoptan la forma:

$$\ddot{\phi} = -\frac{(f(r) + 2) \dot{r} \dot{\phi}}{r}, \quad (81)$$

$$\ddot{r} = \frac{r \dot{\phi}^2}{f(r) + 1} - \frac{MG}{r^2(f(r) + 1)}. \quad (82)$$

Durante todos los cálculos, utilizamos un modelo con $m = 1$, $M = 10$, $G = 1$. En la Fig. 1, la órbita resultante se representa gráficamente con los parámetros

$$f(r) = a_0, \quad (83)$$

$$a_0 = -0.06. \quad (84)$$

Esto da una función constante R_r , y el resultado debiera de ser comparable con el modelo de una conexión de espín constante, que ya se había investigado en el documento UFT363. Tal como puede observarse a partir de la Fig. 1, hay una clara precesión de la órbita elíptica, tal como se había encontrado en UFT363.

Entonces, se utilizó un modelo menos trivial, con

$$f(r) = a_0 r, \quad (85)$$

$$a_0 = -0.006. \quad (86)$$

y los resultados se representan gráficamente en la Fig. 2. También se observa una precesión. Obviamente, la variación radial de R_r no cambia el tipo de desviación respecto de la órbita elíptica newtoniana. Puede observarse también que la órbita no es newtoniana a partir de la Fig.3, donde se muestra el momento angular

$$L = mr^2 \quad (87)$$

Esto muestra una considerable variación en función del tiempo, que se correlaciona con la posición de la masa m en la órbita.

3.2 Modelos para x .

Entonces investigamos una dependencia temporal de la función x . Las ecuaciones normalizadas de movimiento (70)-(71) fueron:

$$\ddot{\phi} = -\frac{\dot{r}\dot{\phi}(x+1)}{r}, \quad (88)$$

$$\ddot{r} = \frac{1}{x} \left(r\dot{\phi}^2 - \frac{MG}{r^2} \right). \quad (89)$$

Los coeficientes de las ecuaciones diferenciales, ahora son dependientes del tiempo a través de $x(t)$. Cuando definimos una dependencia temporal periódica

$$x = 1 + a_0 \text{sen}(t/2) \quad (90)$$

con $a_0 = 0.03$, obtenemos el resultado de la Fig. 4. Esta órbita es una elipse con un radio variable, pero sin precesión visible. Obviamente, una dependencia temporal de x genera un tipo de comportamiento diferente al de una dependencia radial, al menos en este ejemplo. El momento angular correspondiente se representa en la Fig. 5, que manifiesta una variación en una escala temporal menor a una órbita completa. Esto se debe al efecto del término oscilatorio en la Ec. (90).

3.3 Modelos para un campo de velocidades de fluidos.

La órbita plana general de la gravitación de fluidos se define mediante un campo de velocidades $v(r(t), \phi(t), t)$, como puede verse a través de la ecuación gravitacional de Navier Stokes (4). El factor x puede integrarse dentro de la velocidad del fluido, tal como se resolvió en la Nota 374(5). El enfoque para los componentes de v es,

$$v_r = x\dot{r}, \quad (91)$$

$$v_\phi = r\dot{\phi}, \quad (92)$$

con una dependencia completa de x respecto de las coordenadas:

$$x = x(r(t), \phi(t), t). \quad (93)$$

El aspecto de v conduce a un conjunto diferente de ecuaciones de movimiento, comparadas con (88-89), de manera que debemos introducir un factor s para “conectar” la velocidad del fluido en una transición continua:

$$v_r = sx\dot{r}, \quad (94)$$

$$v_\phi = sr\dot{\phi} \quad (95)$$

$$(96)$$

con $0 \leq s \leq 1$. Esto da lugar a un extenso conjunto de ecuaciones de movimiento:

$$\ddot{\phi} = -\frac{\dot{r}\dot{\phi}(s^2x + x + 1)}{r}, \quad (97)$$

$$\ddot{r} = \frac{1}{x} \left(r\dot{\phi}^2 - \dot{r}\dot{x} - \dot{r}^2 \frac{\partial x}{\partial r} - \dot{r}\dot{\phi} \frac{\partial x}{\partial \phi} (s^2 + 1) - \frac{MG}{r^2} \right) - s^2 \dot{r}^2 \frac{\partial x}{\partial r}. \quad (98)$$

Todas las derivadas parciales de x aparecen en la ecuación anterior. Consideramos un modelo con una dependencia oscilatoria de ϕ :

$$x = 1 + a_0 \sin(\phi/2). \quad (99)$$

Estableciendo $a_0 = 0$, $s = 1$, ello conduce a $x = 1$, describiendo un modelo con un factor de 3 en lugar de 2 en la Ec. (61). El resultado es una órbita con forma de roseta elíptica, tal como se ilustra en la Fig. 7. Esto deja claro que necesitamos una posibilidad para reducir el efecto de la velocidad del fluido, a fin de lograr una transición continua a partir de una órbita sin velocidad de fluido. Tal como se describió más arriba, la solución consiste en la introducción del factor s .

Otro ejemplo es $a_0 = 0.2$ y $s = 0.1$: esto da origen a una especie de espiral elíptica, como se observa en la Fig. 7. Es posible diseñar órbitas muy exóticas a partir de una selección adecuada de parámetros.

3.4 Modelos de velocidad de fluidos con coordenadas cartesianas.

Hasta el momento hemos empleado coordenadas polares planas. Podemos utilizar, en cambio, coordenadas cartesianas. Investigamos un modelo de dinámica de fluidos simplificado, mediante el agregado de un término de velocidad $v(X, Y, t)$ al término de energía cinética del lagrangiano:

$$\mathcal{L} = \frac{m}{2} \left((\dot{X} + v_X)^2 + (\dot{Y} + v_Y)^2 \right) + \frac{mMG}{(X^2 + Y^2)^{3/2}}. \quad (100)$$

El formalismo de Lagrange conduce a un conjunto extenso de ecuaciones de movimiento:

$$\ddot{X} = \left(\dot{X} + v_X \right) \frac{\partial v_X}{\partial X} + \left(\dot{Y} + v_Y \right) \frac{\partial v_Y}{\partial X} - \dot{v}_X - MG \frac{X}{(X^2 + Y^2)^{3/2}}, \quad (101)$$

$$\ddot{Y} = \left(\dot{Y} + v_Y \right) \frac{\partial v_Y}{\partial Y} + \left(\dot{X} + v_X \right) \frac{\partial v_X}{\partial Y} - \dot{v}_Y - MG \frac{Y}{(X^2 + Y^2)^{3/2}}. \quad (102)$$

Nuestro primer modelo para la velocidad es:

$$v_x = a_0 X, \quad (103)$$

$$v_y = a_0 Y. \quad (104)$$

Luego para las ecuaciones de movimiento (101-102) se obtiene:

$$\ddot{X} = a_0^2 X - MG \frac{X}{(X^2 + Y^2)^{3/2}}, \quad (105)$$

$$\ddot{Y} = a_0^2 Y - MG \frac{Y}{(X^2 + Y^2)^{3/2}}. \quad (106)$$

Aparece un término lineal adicional. No aparecen términos centrífugos o de Coriolis, en virtud de que las coordenadas cartesianas representan un marco de referencia estático, en donde todos estos efectos están contenidos en el mismo. Cuando establecemos $a_0 = 0.05$, se obtiene el resultado representado gráficamente en la Fig. 8, el cual es una órbita en forma de roseta muy similar a aquella de la Fig. 6. Obviamente, la precesión de órbitas puede obtenerse de diferentes maneras. Un segundo modelo, ligeramente más complejo, es:

$$v_x = a_0 X^2, \quad (107)$$

$$v_y = a_0 Y^2. \quad (108)$$

Este conduce a términos cúbicos en las ecuaciones de movimiento:

$$\ddot{X} = a_0^2 X^3 - MG \frac{X}{(X^2 + Y^2)^{3/2}}, \quad (109)$$

$$\ddot{Y} = a_0^2 Y^3 - MG \frac{Y}{(X^2 + Y^2)^{3/2}}. \quad (110)$$

Debemos de reducir el parámetro a $a_0 = 0.005$ para obtener soluciones no divergentes. En este caso es una órbita con una periodicidad en múltiplos de 2π , ver Fig. 9. En total podemos ver que efectos de dinámica de fluidos pueden alterar órbitas en toda clase de movimientos exóticos. El universo constituye una fuente de descubrimiento de facetas múltiples.

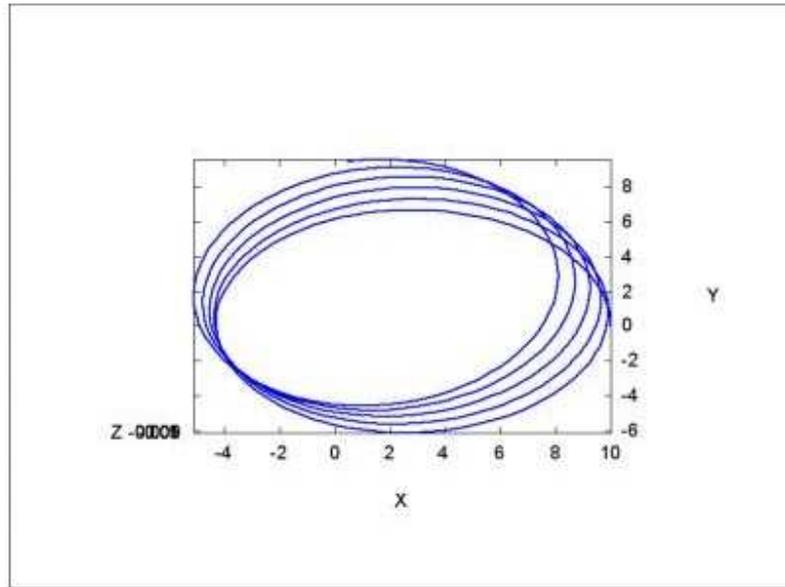


Figura 1: Órbita del modelo $f(r) = a_0$, Ecs. (80-82).

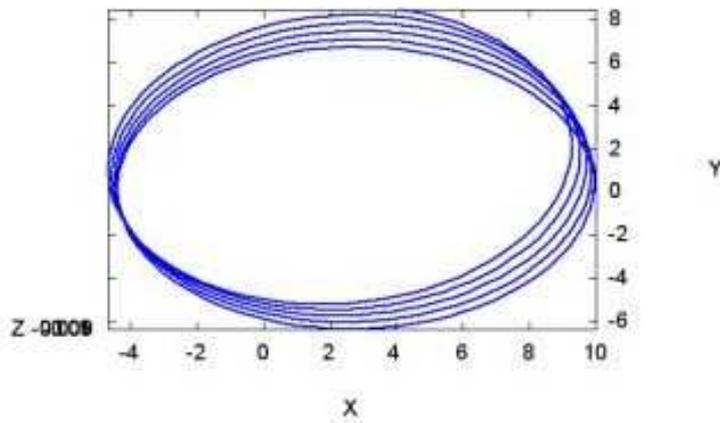


Figura 2: Órbita del modelo $f(r) = a_0 r$, Ecs. (80-82).

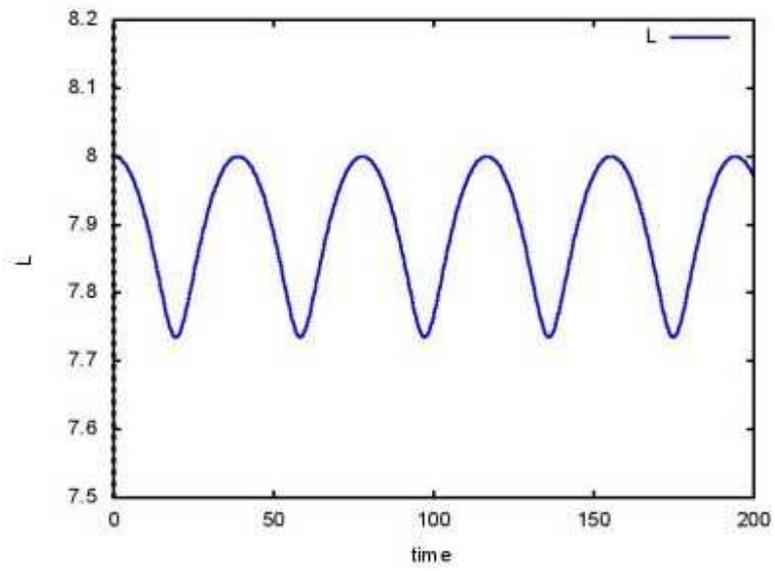


Figura 3: Momento angular correspondiente a la órbita de la Fig. 2.

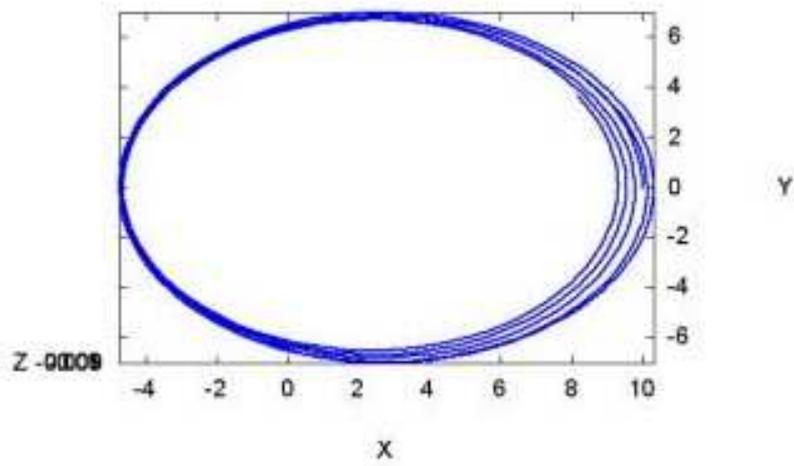


Figura 4: Órbita del modelo x definido en (90).

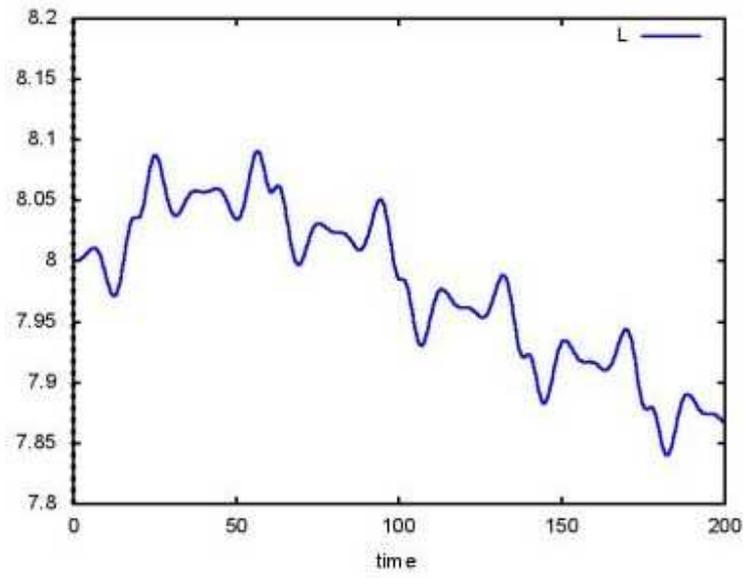


Figura 5: Momento angular correspondiente a la órbita de la Fig. 4.

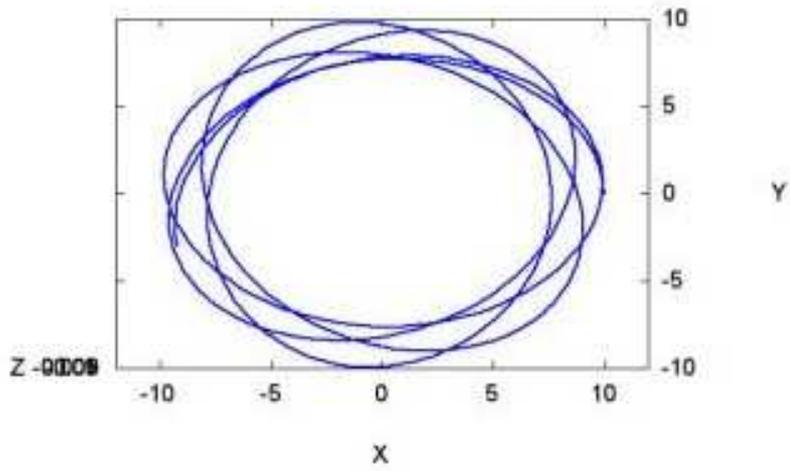


Figura 6: Órbita del modelo de velocidad de fluido con $x = 1$.

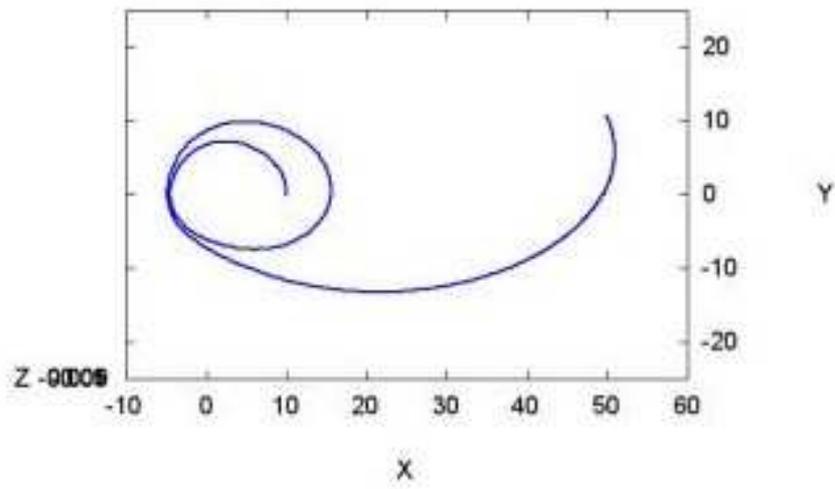


Figura 7: Órbita del modelo de velocidad de fluido a partir de la Ec. (99).

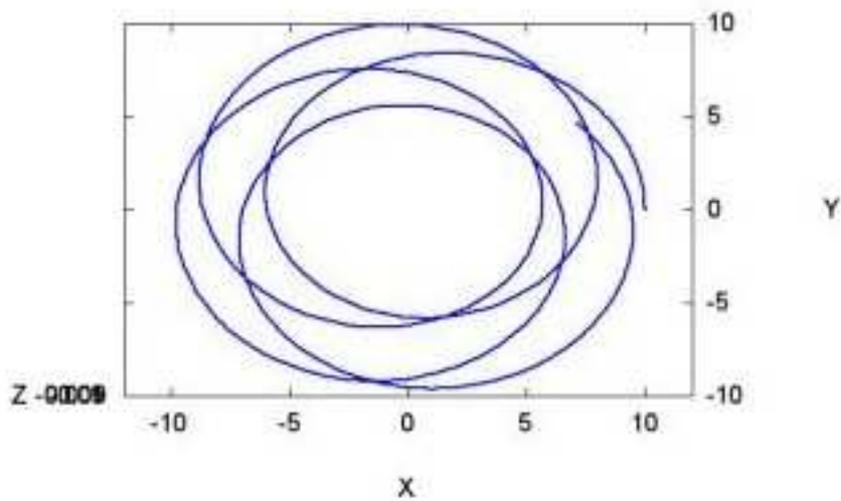


Figura 8: Órbita del modelo cartesiano de velocidad de fluido a partir de las Ecs (103-104).

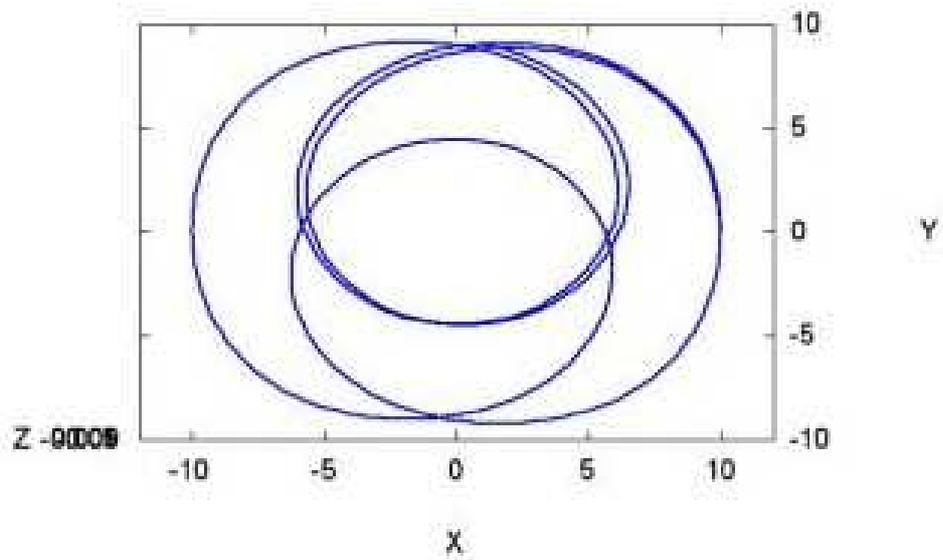


Figura 9: Órbita del modelo cartesiano de velocidad de fluido a partir de las Ecs (108-109).

Agradecimientos.

Se agradece al Gobierno Británico por la Pensión Civil Vitalicia y al equipo técnico de AIAS y otros por muchas discusiones interesantes. Se agradece a Dave Burleigh, CEO de Annexa Inc. como anfitrión del portal www.aias.us, su mantenimiento y programación de retroalimentación. Se agradece a Alex Hill por las traducciones y lecturas en idioma castellano y a Robert Cheshire por las lecturas en idioma inglés.

Referencias bibliográficas.

- [1] M. W. Evans, H. Eckardt, D. W. Lindstrom y S. J. Crothers. "ECE2: El Segundo cambio paradigmático" (de libre acceso en los portales www.aias.us y www.upitec.org como UFT366 y ePubli en prep.. traducción de Alex Hill).
- [2] M. W. Evans, H. Eckardt, D. W. Lindstrom y S. J. Crothers. "Principios de ECE" (de libre acceso como UFT350 y en la Sección en Español. ePubli. Berlín 2016. Encuadernación dura, New Generation. Londres, encuad. blanda, traducción de Alex Hill).
- [3] M. W. Evans, S. J. Crothers, H. Eckardt y K. Pendergast, "Criticisms of the Einstein Field Equation" (de libre acceso como UFT301. Cambridge International. 2010).
- [4] M. W. Evans, H. Eckardt y D. W. Lindstrom. "Generally Covariant Unified Field Theory" (Ahramis 2005- 2016, en siete volúmenes, con encuadernación blanda, de libre acceso en los documentos relevantes de la serie UFT, ambos portales).
- [5] L. Felker. "Las Ecuaciones de Evans de la Teoría de Campo Unificado" Abramis 2007. (de libre acceso como UFT302. Traducción al castellano de Alex Hill).
- [6] H. Eckardt. "The ECE Engineering Model" (de libre acceso como UFT303, ecuaciones reunidas).
- [7] M. W. Evans. 'Collected Scientometrics (de libre acceso como UFT307. New Generation 2015).
- [8] M. W. Evans y L. B Crowell, "Classical and Quantum Electrodynamics and the B⁽³⁾ Field" (World Scientific 2001. De libre acceso en Sec. Omnia Opera del portal www.aias.us).
- [9] M. W. Evans y S. Kielich (eds.), "Modern Nonlinear Optics" (Wiley Interscience. Nueva York. 1992. 1993. 1997. 2001) en dos ediciones y seis volúmenes.
- [10] M. W. Evans and J- P. Vigiér. "'The Enigmatic Photon'". (Kluwer. 1994 a 2002. En cinco volúmenes, con enc. dura y blanda. De libre acceso en la Sección Omnia Opera de www.aias.us
- [11] M. W. Evans. Ed.. 'Definitive Refutations of the Einsteinian General Relativity" (Cambridge International 2012. De libre acceso en ambos portales).
- [12] M .W. Evans y A. A. Hasanein, "The Photomagnetron in Quantum Field Theory" (World Scientific, 1994).