

La Órbita con Precesión en Dinámica de Fluidos de la Teoría ECE.

por

M. W. Evans y H. Eckardt

Civil List, AIAS y UPITEC

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

Traducción: Alex Hill (www.et3m.net)

Resumen.

Se utiliza la ecuación de Binet de la dinámica de fluidos de la Teoría ECE para deducir una órbita plana con precesión, la cual puede compararse con la órbita plana general deducida en el documento UFT328 a través de la solución simultánea del hamiltoniano y lagrangiano de la relatividad ECE2. Se utiliza un análisis lagrangiano tridimensional para demostrar que las aceleraciones de Coriolis de cualquier órbita plana desaparecen como resultado de un potencial central. Esto es el origen de la ecuación de las órbitas de Leibnitz. Los métodos se ilustran mediante el movimiento de las estrellas en una galaxia en espiral.

Palabras clave: dinámica de fluidos ECE2, órbita con precesión, movimiento de las estrellas en una galaxia en espiral.

1. Introducción.

Recientemente, en esta serie de documentos y libros [1-12] se ha demostrado que la dinámica de fluidos de la teoría ECE aplicada a órbitas trae como resultado una ecuación modificada de Binet en donde el efecto del vacío se analiza a través de la presencia de una bien definida conexión de espín. En la Sección 2 de este documento, se utiliza un análisis lagrangiano tridimensional para demostrar que el vacío, representado por la conexión de espín, resulta en una órbita plana con precesión, tal como se observa experimentalmente. Las observaciones experimentales pueden utilizarse para medir la conexión de espín. El método esencial consiste en reemplazar la dinámica clásica por la dinámica de fluidos. El fluido es el vacío o éter, y en la teoría ECE2 se define mediante la geometría de Cartan. La órbita con precesión, deducida analíticamente en esta forma, se compara con la órbita de precesión general, deducida numéricamente en el documento UFT328, mediante la solución simultánea del lagrangiano y hamiltoniano ECE2. Los métodos se ilustran a través de un análisis del movimiento de las estrellas en una galaxia en espiral. Este movimiento puede ser hacia afuera o hacia adentro de la espiral, dependiendo en definiciones básicas. Finalmente se encuentra la ley de fuerza de la órbita con precesión a partir de una ecuación modificada de Binet.

Este documento constituye una breve sinopsis de cálculos detallados que pueden hallarse en las Notas de Acompañamiento del documento UFT365, publicado en el portal www.aias.us. La Nota 365(1) define los lagrangianos tridimensionales relevantes para el movimiento relativista y no relativista. La Nota 365(2) analiza la ecuación modificada de Binet; la Nota 365(3) constituye el primer paso de un procedimiento iterativo, en el que la ley de fuerza de la órbita con precesión es una ley del cuadrado de la inversa en la primera aproximación. Esta última define la elipse con precesión en términos de una conexión de espín de la dinámica de fluidos ECE2. La Nota 365(4) muestra que las aceleraciones de Coriolis desaparecen para cualquier órbita plana en dinámica convencional, como resultado de suponer un potencial central de cualquier naturaleza. La Nota 365(5) ilustra los métodos utilizados en este documento mediante un análisis del movimiento de estrellas en una galaxia en espiral. Finalmente, la Nota 365(6) define la ley de fuerza para la elipse con precesión como el segundo paso del procedimiento iterativo de la Nota 365(3).

2. Dedución de la órbita con precesión.

Consideremos la ecuación de Binet de la dinámica de fluidos ECE2, deducida en el documento UFT363:

$$(1 + \Omega'_{01r}) \frac{d^2}{d\theta^2} \left(\frac{1}{r} \right) + \frac{1}{r} = - \frac{m r^2}{L^2} F(r) \quad (1)$$

en donde la conexión de espín representa el efecto del vacío, éter, o espacio-tiempo y que se define mediante:

$$\Omega'_{01r} = \frac{\partial R_r}{\partial r} \quad (2)$$

El sistema de coordenadas polares planas (r, θ) se utiliza en la Ec. (1) para una masa m que gira en órbita alrededor de una masa M . Aquí, L es el momento angular constante del sistema

y G es la constante de Newton. En la Ec. (2), la posición de un elemento del espacio-tiempo fluido se define mediante:

$$\underline{R} = \underline{R}(r(t), \theta(t), t). \quad (3)$$

En la deducción de la Ec. (1) se supuso que:

$$\frac{\partial \underline{R}}{\partial \theta} \sim 0 \quad (4)$$

en la primera aproximación. En forma más general, \underline{R} es una función de $r(t)$ y $\theta(t)$. En la teoría orbital de la dinámica clásica:

$$\Omega'_{\theta r} = 0, \quad (5)$$

En la primera aproximación se supone que

$$F(r) \sim -\frac{mMG}{r^2} \quad (6)$$

en la Ec. (1), es decir, que la fuerza es una ley del cuadrado de la inversa central. Suponemos que la órbita es la elipse con precesión:

$$\frac{1}{r} = \frac{1}{\alpha} (1 + \epsilon \cos(f(r)\theta)) \quad (7)$$

donde $f(r)$ es una función a determinarse. Para muy pequeñas precesiones, tales como las del Sistema Solar, la órbita es una elipse:

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

y un análisis tradicional [1-12] muestra que:

$$\frac{m^2 MG}{L^2} = \frac{1}{\alpha} \quad (9)$$

donde α es la semi latitud recta. Se deduce entonces que:

$$(1 + \Omega'_{\theta r}) \frac{d^2}{d\theta^2} \left(\frac{1}{\alpha} (1 + \epsilon \cos(f(r)\theta)) \right) + \frac{1}{\alpha} (1 + \epsilon \cos(f(r)\theta)) = \frac{1}{\alpha} \quad (10)$$

es decir

$$(1 + \Omega'_{\theta r}) \frac{d^2}{d\theta^2} \cos(f(r)\theta) + \cos(f(r)\theta) = 0 \quad (11)$$

Esta es la ecuación:

$$\frac{d^2 y}{d\theta^2} = \frac{-y}{1 - \Omega_{dir}^2} \quad (12)$$

donde:

$$y = \cos(f(r)\theta), \quad (13)$$

Su solución es:

$$y = \exp\left(\frac{i\theta}{(1 - \Omega_{dir}^2)^{1/2}}\right) = \cos\left(\frac{\theta}{(1 - \Omega_{dir}^2)^{1/2}}\right) + i \operatorname{sen}\left(\frac{\theta}{(1 - \Omega_{dir}^2)^{1/2}}\right) \quad (14)$$

De manera que:

$$\text{Real } y = \cos\left(\frac{\theta}{(1 - \Omega_{dir}^2)^{1/2}}\right) = \cos(f(r)\theta), \quad (15)$$

Se deduce entonces que:

$$f(r) = \frac{1}{(1 - \Omega_{dir}^2)^{1/2}} \quad (16)$$

Por lo tanto, la elipse con precesión es:

$$\frac{1}{r} = \frac{1}{\alpha} \left(1 + \epsilon \cos\left(\frac{\theta}{(1 - \Omega_{dir}^2)^{1/2}}\right)\right) \quad (17)$$

Q. E. D. En la Sección 3 se compara este resultado analítico con el resultado numérico del documento UFT328, obtenido por solución simultánea del hamiltoniano y lagrangiano de la teoría ECE2. Experimentalmente:

$$\frac{1}{(1 - \Omega_{dir}^2)^{1/2}} \approx \frac{3MG}{c^2 \alpha} \quad (18)$$

con un alto grado de precisión, donde c es la velocidad de la luz en el vacío. De manera que la conexión de espín puede hallarse experimentalmente para cualquier órbita plana.

Tal como se describió en la Nota 365(4), una comprensión completa de las órbitas planas en la dinámica clásica requiere del empleo del hamiltoniano en tres dimensiones:

$$H = \frac{1}{2} m \underline{\dot{r}} \cdot \underline{\dot{r}} + U \quad (19)$$

y del lagrangiano en tres dimensiones:

$$L = \frac{1}{2} m \underline{\dot{r}} \cdot \underline{\dot{r}} - U \quad (20)$$

donde la velocidad se define mediante:

$$\underline{v} = \underline{\dot{r}} = \frac{d\underline{r}}{dt} \quad (21)$$

La ecuación tridimensional de Euler Lagrange:

$$\underline{\nabla} L = \frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial \underline{\dot{r}}} \quad (22)$$

da la ley de fuerza:

$$\underline{F} = m \underline{\ddot{r}} = -\underline{\nabla} U \quad (23)$$

En coordenadas polares planas:

$$\underline{F} = m \left((\ddot{r} - r\dot{\theta}^2) \underline{e}_r + (r\ddot{\theta} + 2\dot{r}\dot{\theta}) \underline{e}_\theta \right) \quad (24)$$

Para un potencial central (uno que depende sólo de r):

$$\underline{\nabla} U = \frac{\partial U}{\partial r} \underline{e}_r + \frac{1}{r} \frac{\partial U}{\partial \theta} \underline{e}_\theta = \frac{\partial U}{\partial r} \underline{e}_r \quad (25)$$

de manera que la ley de fuerza deviene:

$$\underline{F} = m \underline{\ddot{r}} = -\frac{\partial U}{\partial r} \underline{e}_r \quad (26)$$

es decir

$$F := -\frac{\partial U}{\partial r}, \quad (27)$$

En coordenadas polares planas:

$$\underline{F} = m \underline{\ddot{r}} := - \frac{\partial U}{\partial r} \underline{e}_r \quad (28)$$

y resulta entonces que:

$$\underline{F} = m(\ddot{r} - r\dot{\theta}^2) \underline{e}_r = - \frac{\partial U}{\partial r} \underline{e}_r \quad (29)$$

y

$$(r\ddot{\theta} + 2\dot{r}\dot{\theta}) \underline{e}_\theta = \underline{0}. \quad (30)$$

La Ec. (30) muestra que la aceleración de Coriolis desaparece para cualquier órbita plana si se supone que la ley de fuerza es central. La Ec. (29) es la ecuación orbital de Leibnitz, y puede re-expresarse como la ecuación de Binet de la dinámica convencional:

$$F(r) = - \frac{L^2}{mr^2} \left(\frac{d^2}{d\theta^2} \left(\frac{1}{r} \right) + \frac{1}{r} \right). \quad (31)$$

Para ilustrar el empleo de la ecuación de Binet, consideremos la Nota 365(5), la cual analiza la órbita en espiral hiperbólica:

$$r = \frac{r_0}{\theta} \quad (32)$$

Se deduce, a partir de la ecuación de Binet, que:

$$F(r) = - \frac{L^2}{mr^3} \quad (33)$$

y que:

$$m\ddot{r} = 0. \quad (34)$$

La fuerza (33) es una fuerza centrífuga hacia afuera, y la Ec. (34) muestra que no hay una fuerza de atracción. En este caso:

$$\frac{dr}{dt} = \frac{dr}{d\theta} \frac{d\theta}{dt} = \frac{L}{mr^2} \frac{dr}{d\theta} = - \frac{L}{mr^2} \frac{r_0}{\theta^2} = - \frac{L}{mr_0} \quad (35)$$

$$r = -\frac{L}{m r_0} t, \quad (36)$$

que muestra que las estrellas se mueven hacia adentro. Existe una contradicción entre las Ecs. (33) y (36). Esta contradicción se resuelve mediante el cambio de signo de la velocidad angular:

$$\omega = \frac{d\theta}{dt} = -\frac{L}{m r^2} \quad (37)$$

de manera que la Ec. (36) cambia a:

$$r = \frac{L}{m r_0} t \quad (38)$$

Las Ecs. (33) y (38) muestran en forma consistente que las estrellas se mueven hacia afuera a partir de una gran masa central M .

Sin embargo, si se supone que:

$$r = -\frac{r_0}{\theta} \quad (39)$$

junto con la Ec. (37), se deduce entonces que:

$$r = -\frac{L}{m r_0} t. \quad (40)$$

La fuerza centrífuga a partir de las Ecs. (33) y (39) es:

$$F = \frac{L^2 \theta^3}{m r_0^3} \quad (41)$$

y tiene un valor positivo, lo cual significa que es una fuerza atractiva. Las Ecs. (39) y (41) muestran que las estrellas se mueven hacia adentro. El movimiento de las estrellas en una galaxia espiral es complicado, y debe de determinarse experimentalmente. Lo anterior sólo busca transmitir un simple análisis de modelo.

Finalmente, como en la Nota 365(5), la ley de fuerza para la órbita (17) se encuentra utilizando la ecuación modificada de Binet (1). Se utiliza álgebra computacional para eliminar posibles errores humanos, y el resultado muestra que la ley de fuerza no es aquella utilizada en la teoría incorrecta de Einstein.

3. Análisis gráfico y computacional adicional.

Se sabe que una órbita elíptica sin precesión es

$$r_o(\theta) = \frac{\alpha}{1 + \epsilon \cos(\theta)} \quad (42)$$

Inspeccionaremos el efecto de diferentes tipos de precesión. En el modelo de precesión simplificado de la teoría ECE, la sección cónica elíptica con una precesión constante se describe mediante

$$r_1(\theta) = \frac{\alpha}{1 + \epsilon \cos(x\theta)} = \frac{\alpha}{1 + \epsilon \cos((1-A)\theta)} \quad (43)$$

donde

$$x = 1 - A \quad (44)$$

y A es una pequeña constante positiva. La forma general, con un factor angular no constante, es:

$$r_2(\theta) = \frac{\alpha}{1 + \epsilon \cos(f(\theta)\theta)} \quad (45)$$

A partir de (17) tenemos: $\sqrt{1 + \Omega_{01r}^1}$

$$f(\theta) = \frac{1}{\sqrt{1 + \Omega_{01r}^1}} \quad (46)$$

Esto significa que la conexión de espín Ω es función de θ y no es constante. La forma exacta de $f(\theta)$ podría determinarse numéricamente, a partir de la solución numérica del problema orbital relativista, como en UFT328. Sin embargo, esto es difícil de extraer, de manera que llevamos a cabo un enfoque analítico que da lugar a un comportamiento similar a la Fig. 8 en UFT 328. Utilizamos

$$f(\theta) = 1 + \frac{A}{2} (\sin((1 + 3A)\theta) - 2). \quad (47)$$

Los diferentes modelos para el factor x , (44) y (47), se representan gráficamente en la Fig. 1. La función $f(\theta)$ oscila alrededor del valor constante de $1 - A$. Para el modelo de cálculo seleccionamos

$$A = 0.05, \quad \alpha = 1, \quad \epsilon = 0.3.$$

Las órbitas correspondientes, r_o , r_1 , r_2 , que dependen de θ , se representan gráficamente en la

Fig. 2. Puede apreciarse que los máximos y mínimos (aphelio y perihelio) son mayormente idénticos para ambos tipos de precesión, pero las órbitas completas son diferentes. Esto también puede verse a partir de las gráficas de las órbitas polares, la Figs. 3 y la Fig. 4, donde las órbitas r_1 y r_2 se comparan con la órbita sin precesión r_0 . El factor variable $f(\theta)$ provoca que la órbita se vea más irregular, comparada con la órbita con factor de precesión constante.

Los tres tipos de enfoques de órbita, r_0 , r_1 y r_2 , se han utilizado en la ecuación de Binet (1). La órbita newtoniana r_0 conduce a

$$F_0(r) = - \frac{L^2}{\alpha m r_0^2} \quad (49)$$

que es la ley de fuerzas newtoniana, re-expresada con las constantes L y α . Cuando se inserta la órbita de sección cónica (43) de la teoría x , el resultado es

$$F_1(r) = - \frac{L^2((A^2 - 2A + 1)r_1 + (2A - A^2)\alpha)}{\alpha m r_1^3} \quad (50)$$

Esto es, obviamente, una combinación de una fuerza función de $1/r^2$ y una fuerza función de $1/r^3$, como se sabe de investigaciones previas.

Utilizando la forma más general (47) conduce a una expresión mucho más complicada $F_2(r)$ que, sin embargo, puede representarse gráficamente. Las tres formas de la ecuación de fuerza de Binet se representan en la Fig. 5. Los resultados se asemejan a las órbitas (Fig. 2), pero hay una caída de fuerza para el caso F_2 que pudiera ser inducida por la forma analítica (47).

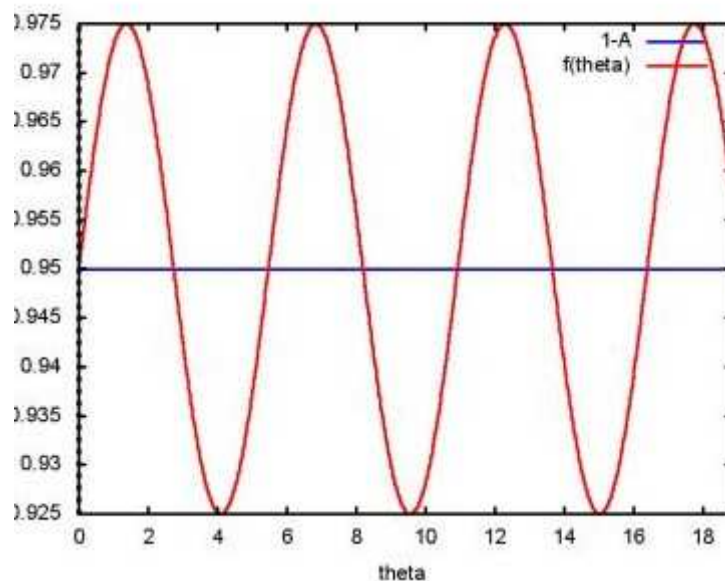


Figura 1. Modelos del factor de precesión orbital x .

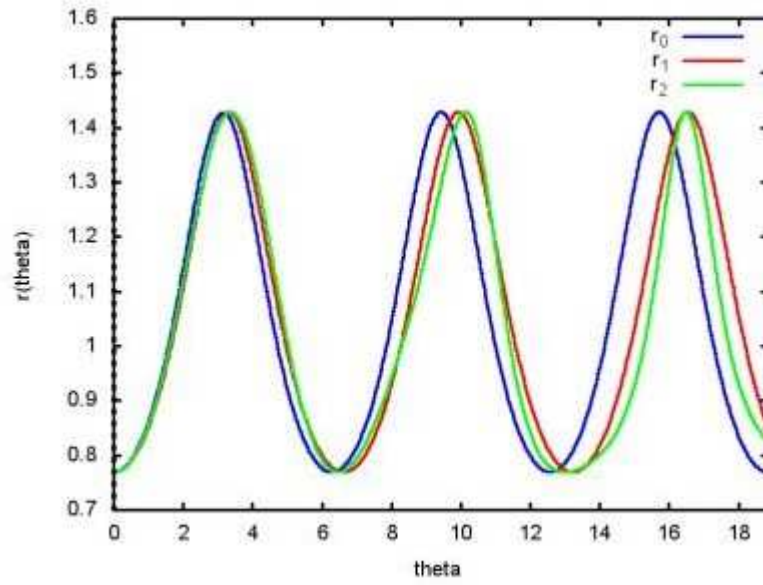


Figura 2. Órbitas r_0 , r_1 , r_2 en función de θ .

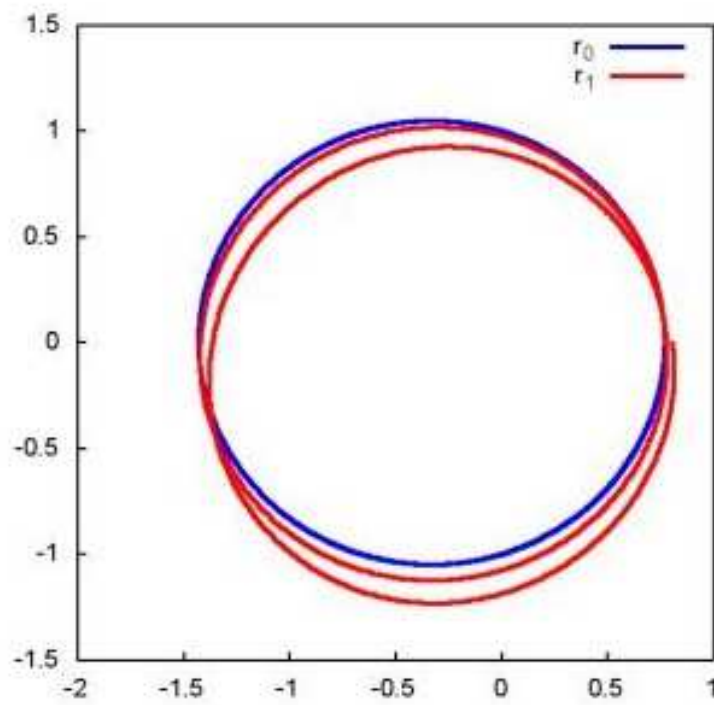


Figura 3. Órbita polar de las órbitas r_0 , r_1 .

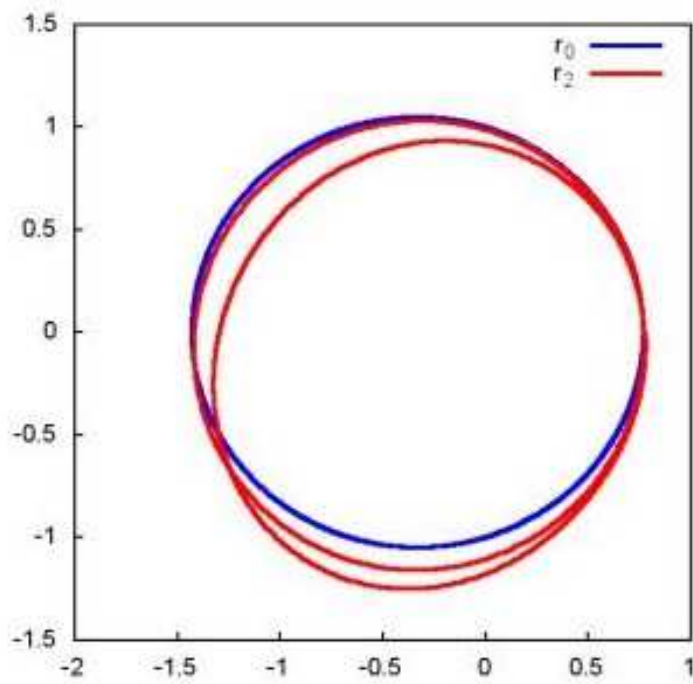


Figura 4. Órbita polar de las órbitas r_0 , r_2 .

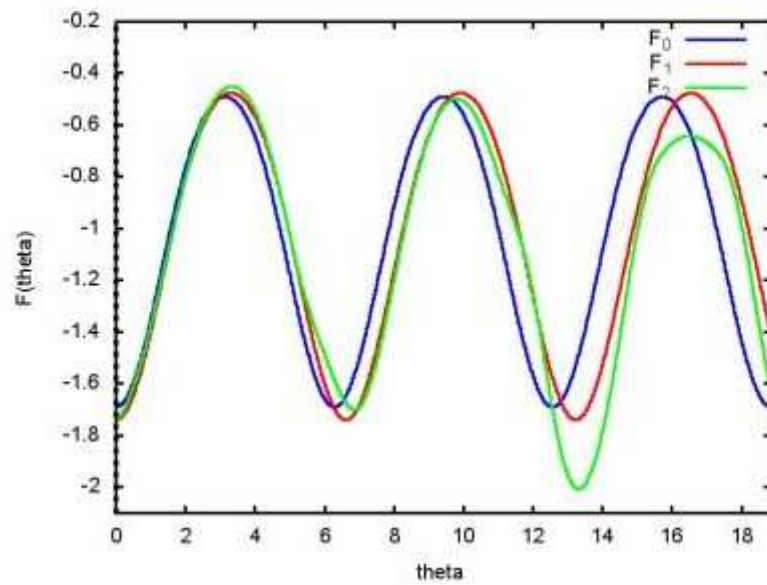


Figura 5. Fuerza radial a partir de la ecuación de Binet para r_0 , r_1 , r_2 .

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, por las publicaciones voluntarias, mantenimiento del portal y mantenimiento de los programas 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, “The Principles of ECE” (de libre acceso en los portales www.aias.us y www.upitec.org, encuadernación dura Epubli Berlín, y blanda New Generation Londres, 2016, traducción al castellano por Alex Hill).
- [2] M .W. Evans, H. Eckardt, D. W. Lindstrom y S. J. Crothers, “ECE2: The Second Paradigm Shift” (de libre acceso en ambos portales, Epubli Berlín, en prep. 2017, traducido por Alex Hill).
- [3] M .W. Evans, S. J. Crothers, H. Eckardt y K. Pendergast, “Criticisms of the Einstein Field Equation” (UFT301 en ambos portales, Cambridge International 2010).
- [4] L. Felker, “The Evans Equations of Unified Field Theory” (UFT302 en ambos portales, Abramis 2007, traducido por Alex Hill).
- [5] M .W. Evans, “Collected Scientometrics “ (UFT307 en ambos portales, New Generation 2015).
- [6] M. W. Evans, H. Eckardt y D. W. Lindstrom, “Generally Covariant Unified Field”, (de libre acceso en ambos portales, Abramis 2005 a 2011 en siete volúmenes).
- [7] H. Eckardt, “The ECE Engineering Model” (UFT303 en ambos portales).
- [8] M .W. Evans, Ed., J. Found. Phys. Chem., (Cambridge International 2011).
- [9] M .W. Evans y L. B. Crowell, “Classical and Quantum Electrodynamics and the $B^{(3)}$ Field” (de libre acceso en la sección Omnia Opera del portal www.aias.us, y World Scientific 2001).
- [10] M. W. Evans y S. Kielich (Eds.), “Modern Nonlinear Optics” (Wiley Interscience, Nueva York, 1992, 1993, 1997 y 2001), en dos ediciones y seis volúmenes.
- [11] M. W. Evans y J.- P. Vigiér, “The Enigmatic Photon” (Kluwer 1994 a 2002 y de libre acceso, Omnia Opera, www.aias.us) en cinco volúmenes, con encuadernación dura o blanda.
- [12] M .W. Evans y A. A. Hasanein, “The Photomagnetron in Quantum Field Theory” (World Scientific, 1994).