

## Rigurosa consistencia interna de las *teorías m* del lagrangiano y el hamiltoniano.

por

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

([www.aias.us](http://www.aias.us), [www.upitec.org](http://www.upitec.org), [www.et3m.net](http://www.et3m.net), [www.archive.org](http://www.archive.org), [www.webarchive.org.uk](http://www.webarchive.org.uk))

Traducción: Alex Hill ([www.et3m.net](http://www.et3m.net))

### Resumen.

Se demuestra que las *teorías m* del lagrangiano y el hamiltoniano poseen una rigurosa consistencia interna si y sólo si el marco de referencia polar plano es  $(r_1, \phi)$ , donde  $r_1$  se define como  $r / m(r)^{1/2}$ , donde  $m(r)$  es la función que define el elemento lineal infinitesimal del espacio-tiempo con simetría esférica más general. En este marco, el lagrangiano empleado en documentos recientes es rigurosamente derivable a partir de la teoría del hamiltoniano que da origen a las ecuaciones de movimiento de Evans-Eckardt.

*Palabras clave:* teoría de campo unificado ECE, teoría *m*, formalismos del lagrangiano y hamiltoniano.

## 1. Introducción.

En documentos recientes de esta serie [1-41], la formulación lagrangiana de la *teoría m* ha sido utilizada para deducir varios resultados originales e importantes, tales como la posibilidad de movimiento supraluminal, energía infinita a partir del espacio *m*, precesión orbital hacia adelante y en reversa, órbitas en encogimiento, la posibilidad de órbitas en expansión, una explicación de la órbita de la estrella S2 como una elipse no kepleriana, desviación de la luz por causa gravitatoria y varios importantes descubrimientos adicionales. El formalismo hamiltoniano de la *teoría m* se ha empleado para deducir las ecuaciones de movimiento de Evans-Eckardt. En la Sección 2 se demuestra que los formalismos lagrangiano y hamiltoniano resultan rigurosamente equivalentes si y sólo si se emplea el marco de referencia correcto. Este marco de referencia es aquel del espacio-tiempo con simetría esférica más general en cualquier sistema de coordenadas. Si no se utiliza este marco, se pierde la rigurosa consistencia interna.

Este documento constituye un breve sinopsis de detallados cálculos incluidos en las Notas de Acompañamiento UFT424, publicadas en el portal [www.aias.us](http://www.aias.us). La Nota 424(1) es una deducción del lagrangiano a partir del hamiltoniano en el habitual sistema de coordenadas polar plano  $(r, \phi)$ . El lagrangiano resultante no es consistente con aquel empleado en documentos previos. La Nota 424(2) es una revisión del método geodésico utilizado en UFT416 para deducir el hamiltoniano de la *teoría m* empleado para definir las ecuaciones de movimiento de Evans Eckardt de la mecánica clásica. Este procedimiento geodésico verifica que el hamiltoniano de la *teoría m* sea rigurosamente correcto. La Nota 424(3) muestra que la inconsistencia en la Nota 424(1) se resuelve mediante el empleo del marco de referencia correcto – aquel del espacio-tiempo más general con simetría esférica. Se deduce entonces que el desarrollo del tema de la dinámica clásica en el espacio-tiempo más general con simetría esférica conducirá a muchos avances importantes y originales en nuestra comprensión de la física.

## 2. El hamiltoniano y lagrangiano con consistencia interna.

Consideremos las coordenadas polares planas en el espacio-tiempo más general con simetría esférica:

$$(r_1, \phi) \quad (1)$$

donde:

$$r_1 = \frac{r}{m(r_1)^{1/2}} \quad (2)$$

y donde  $m(r_1)$  se define mediante el elemento lineal infinitesimal del espacio-tiempo más general con simetría esférica:

$$ds^2 = c^2 d\tau^2 = m(r) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{m(r)} - r^2 d\phi^2. \quad (3)$$

Tal como se demostró en documentos inmediatamente precedentes, el hamiltoniano en este sistema de coordenadas es:

$$H = m(r_1) \gamma m c^2 - \frac{m M G}{r_1} \quad (4)$$

y el momento angular es:

$$L = \gamma m r_1^2 \dot{\phi} \quad (5)$$

Las ecuaciones de movimiento de Evans Eckardt de la dinámica en el espacio  $m$  son:

$$\frac{dH}{dt} = 0 \quad (6)$$

y

$$\frac{dL}{dt} = 0 \quad (7)$$

y se obtienen directamente del hecho de que  $H$  y  $L$  son constantes de movimiento. Tal como se demostró en trabajo precedente, la magnitud del vector de velocidad en  $(r_1, \phi)$  es:

$$v_1 = \frac{v}{m(r_1)^{1/2}} \quad (8)$$

:

A partir de los fundamentos de la dinámica lagrangiana [1-41]:

$$\mathcal{L} = \gamma m v_1^2 - H \quad (9)$$

donde el factor de Lorentz generalizado de la teoría  $m$  es:

$$\gamma = \left( m(r_1) - \frac{\dot{r}_1^2 + r_1^2 \dot{\phi}^2}{c^2} \right)^{-1/2} \quad (10)$$

La magnitud del momento relativista es:

$$p_1 = \gamma m v_1 \quad (11)$$

de manera que:

$$v_1^2 = \frac{p_1^2}{\gamma^2 m^2} \quad (12)$$

y:

$$\mathcal{L} = \frac{p_1^2 c^2}{\gamma m c^2} - H \quad (13)$$

Utilizando:

$$p_1 = \gamma m v_1 \quad (14)$$

se deduce que:

$$p_1^2 c^2 = \gamma^2 m^2 c^4 \frac{v_1^2}{c^2} \quad (15)$$

A partir de la Ec. (10):

$$\frac{1}{\gamma^2} = u(r_1) - \frac{v_1^2}{c^2} \quad (16)$$

de manera que:

$$\frac{v_1^2}{c^2} = u(r_1) - \frac{1}{\gamma^2} \quad (17)$$

A partir de las Ecs. (15) y (17):

$$p_1^2 c^2 = \gamma^2 m^2 c^4 u(r_1) - m^2 c^4 \quad (18)$$

La ecuación de energía de Einstein en el espacio m es, por lo tanto:

$$E^2 = u(r_1) (p_1^2 c^2 + m^2 c^4) \quad (19)$$

donde:

$$E = u(r_1) \gamma m c^2 \quad (20)$$

es la energía total relativista en el espacio m, tal como se demostró mediante el método geodésico de la Nota 424(2).

El lagrangiano en  $(r_1, \phi)$  que corresponde al hamiltoniano (4) es, por lo tanto:

$$\mathcal{L} = \frac{p_1^2 c^2}{\gamma m c^2} - u(r_1) \gamma m c^2 + \frac{m M G}{r_1} \quad (21)$$

y a partir de las Ecs. (18) y (21):

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= m(r_1) \gamma m c^2 - \frac{m c^2}{\gamma} - m(r_1) \gamma m c^2 + \frac{m M G}{r_1} \\ &= -\frac{m c^2}{\gamma} + \frac{m M G}{r_1} \end{aligned} \quad (22)$$

que es el lagrangiano utilizado en los documentos inmediatamente precedentes de la serie UFT, Q. E. D.

Las formulaciones del hamiltoniano y del lagrangiano de la *teoría m* resultan rigurosamente equivalentes si y sólo si se utiliza el sistema de coordenadas más general con simetría esférica. De lo contrario, tal como se demuestra en la Nota 424(1), se pierde la consistencia interna. El lagrangiano (22) produce el momento relativista correcto.

$$\underline{p}_1 = \frac{\partial \mathcal{L}_1}{\partial \underline{v}_1} = \gamma m \underline{v}_1 \quad (23)$$

en el marco  $(r_1, \phi)$ , pero esto no se cumple en el marco  $(r, \phi)$ . La totalidad del tema de la dinámica clásica debe de desarrollarse nuevamente en el marco  $(r_1, \phi)$ . Las ecuaciones de Evans Eckardt siempre deben de desarrollarse en el marco  $(r_1, \phi)$  con el hamiltoniano (4) y el momento angular (5). Éste ultimo se encuentra a partir de:

$$\underline{L}_1 = \underline{r}_1 \times \underline{p}_1 = \gamma m r_1^2 \dot{\phi} \underline{k} \quad (24)$$

La magnitud de la velocidad lineal en el espacio  $m$  debe de definirse mediante la Ec. (8), de manera tal que las formulaciones del lagrangiano y el hamiltoniano sean equivalentes. El lagrangiano de la *teoría m* siempre debe de definirse en el marco  $(r_1, \phi)$  y es:

$$\mathcal{L} = \frac{\underline{p}_1^2 c^2}{\gamma m c^2} - H = -\frac{m c^2}{\gamma} + \frac{m M G}{r_1} \quad (25)$$

Las ecuaciones de Euler Lagrange deben de ser:

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{r}_1} = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial r_1} \quad (26)$$

y

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{\phi}} = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi} \quad (27)$$

### 3. Cómputo adicional y resultados gráficos.

#### 3.1 Restricciones para el momento angular.

El método del hamiltoniano y el lagrangiano dan resultados diferentes en el espacio  $(r, \phi)$ . Para el método del hamiltoniano, obtenemos los resultados ya comentados en el documento UFT 420. Los resultados son bastante complicados debido a los términos adicionales en el lagrangiano (22). En particular, el momento angular (siendo la constante de movimiento) contiene un término adicional:

$$L = \gamma m r^2 \dot{\phi} + (m(r) - 1) \gamma^3 m r^2 \dot{\phi}. \quad (28)$$

El primer término es el habitual, mientras que el segundo es una extensión debida a  $m(r)$ , que desaparece para  $m(r)=1$ . Con el objeto de reconciliar las ecuaciones de movimiento de ambos espacios,  $(r, \phi)$  y  $(r_1, \phi)$ , debemos de utilizar la ecuación restrictiva (19) de la Nota 424(3):

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{\phi}} = \frac{\gamma}{m(r)} m r^2 \dot{\phi}. \quad (29)$$

En virtud de que debe de obtenerse la derivada parcial de  $\dot{\phi}$ , tomamos en cuenta sólo la aparición directa de  $\dot{\phi}$  en el lagrangiano, sin dependencias indirectas. Entonces, el lado izquierdo de la Ec. (29) produce exactamente el resultado de más arriba (28) para el momento angular. Esto se iguala con el momento angular relativista “esperado” ubicado en el lado derecho de (29). Entonces, la ecuación

$$\gamma m \dot{\phi} r^2 (\gamma^2 m(r) - \gamma^2 + 1) = \frac{\gamma}{m(r)} m r^2 \dot{\phi} \quad (30)$$

resulta teniendo dos soluciones para  $m(r)$ :

$$m_1(r) = -\frac{1}{\gamma^2}, \quad (31)$$

$$m_2(r) = 1. \quad (32)$$

La segunda solución significa representa el caso de la relatividad restringida, donde el método del hamiltoniano y el lagrangiano dan resultados idénticos. La primera solución es negativa, y puede, o no, describir una situación física especial. Tanto el método del hamiltoniano como del lagrangiano debieran de dar también resultados idénticos en este caso. El cálculo actual resuelve el problema de las restricciones que no podía especificarse en forma precisa en documentos precedentes.

### 3.2 Ecuaciones de movimiento en el sistema de coordenadas $(r_1, \phi)$ .

Computamos las ecuaciones de movimiento a partir del método del hamiltoniano y el lagrangiano en el marco  $(r_1, \phi)$ . Como era de esperarse, las ecuaciones coinciden. Son significativamente más sencillas que en el sistema de coordenadas  $(r, \varphi)$ , y ya habían sido deducidas en el documento UFT 416, Ecs. (60, 61), en dicho caso sólo como ecuaciones de Euler-Lagrange.

Las ecuaciones de movimiento basadas en el hamiltoniano se han deducido a partir de

$$\frac{dH}{dt} = 0, \quad \frac{dL}{dt} = 0 \quad (33)$$

con el hamiltoniano en el sistema en reposo  $r_1$

$$H = m(r_1) \gamma m c^2 - \frac{mMG}{r_1} \quad (34)$$

y el momento angular en la dirección  $Z$

$$L = \gamma m r_1^2 \dot{\phi} \quad (35)$$

El factor de Lorentz generalizado  $\gamma$  se define en este caso mediante

$$\gamma = \left( m(r_1) - \frac{\dot{r}_1^2 + r_1^2 \dot{\phi}^2}{c^2} \right)^{-1/2} \quad (36)$$

Las ecuaciones de movimiento obtenidas mediante álgebra computacional a partir de (33) son

$$\ddot{\phi} = \dot{\phi} \dot{r}_1 \left( \frac{1}{m(r_1)} \left( \frac{d}{dr_1} m(r_1) + \frac{GM}{\gamma c^2 r_1^2} \right) - \frac{2}{r_1} \right), \quad (37)$$

$$\ddot{r}_1 = \left( \frac{d}{dr_1} m(r_1) \right) \left( c^2 \left( \frac{1}{2} - \frac{1}{\gamma^2 m(r_1)} \right) - \frac{\dot{\phi}^2 r_1^2}{m(r_1)} \right) - \frac{GM \dot{\phi}^2}{\gamma c^2 m(r_1)} + \dot{\phi}^2 r_1 - \frac{GM}{\gamma^3 r_1^2 m(r_1)}. \quad (38)$$

El último término de  $\ddot{\phi}$  y los dos últimos términos de  $\ddot{r}_1$  son las expresiones no relativistas, donde la fuerza gravitacional tiene un factor de  $1/\gamma^3$ , tal como ya se observó en UFT 415/416.

Resulta interesante comparar las diferencias de las bases de cálculo  $(r, \phi)$  y  $(r_1, \phi)$  en ciertos casos críticos. Investigamos un ejemplo de un horizonte de evento con órbitas que colapsan en UFT 416, Fig. 9. El ejemplo se calculó con una función  $m$  exponencial en el sistema  $(r, \phi)$  para la órbita  $r$ . La órbita correspondiente a  $r_1$  se dedujo entonces *a posteriori* mediante

$$r_1 = \frac{r}{\sqrt{m(r)}}. \quad (39)$$

Esto da las órbitas representadas en la Fig. 1, que es una copia de la Fig. 9 de UFT 416. La órbita  $r$  finaliza en el horizonte, mientras que la coordenada deducida  $r_1$  diverge. En este documento utilizamos el sistema  $(r_1, \phi)$  como base computacional, resolviendo las ecuaciones (37, 38) en forma numérica, con la misma función  $m$  y parámetros utilizados para la Fig. 1. Luego, la trayectoria de coordenada  $r$  se calculó mediante

$$r = r_1 \sqrt{m(r_1)} \quad (40)$$

El resultado se representa en la Fig. 2. Ahora, la coordenada primaria  $r_1$  finaliza en el horizonte, mientras que la coordenada deducida finaliza en el centro gravitacional. Obviamente, la función  $m$  “transforma” la singularidad en el horizonte de evento, desplazándolo hacia el centro. Esto significaría que el observador externo no vería el horizonte en absoluto, en contraste con los resultados en el sistema  $(r, \phi)$ . Obviamente, existen diferencias intrincadas en ambos casos de observación.

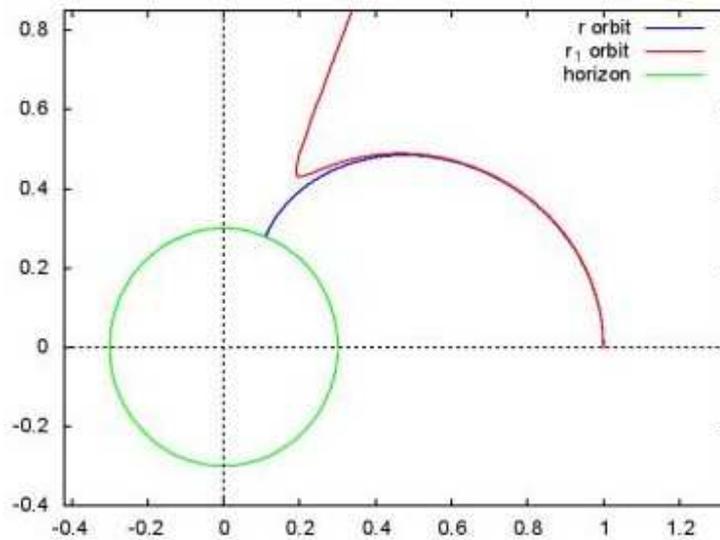


Figura 1: Órbitas que colapsan fuera del horizonte de evento, sistema de coordenadas  $(r, \phi)$ .

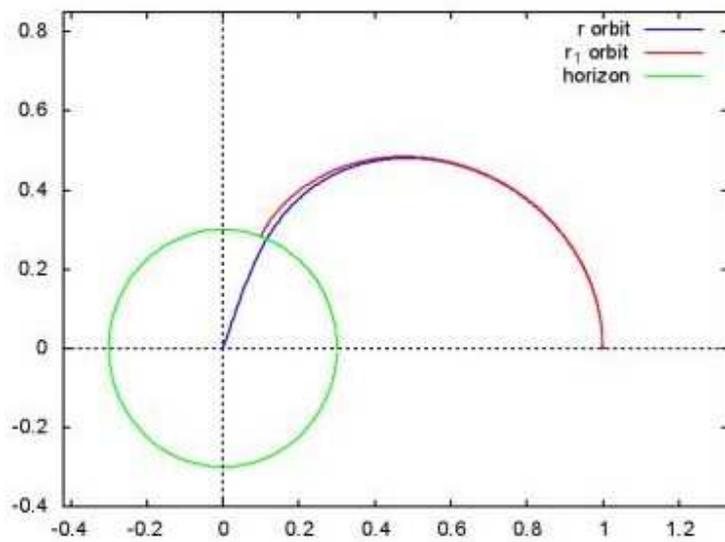


Figura 2: Órbitas que colapsan fuera del horizonte de evento, sistema de coordenadas  $(r_1, \phi)$ .

## 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., por la publicación voluntaria, mantenimiento del portal y del programa de retroalimentación de visitas al mismo. Se agradece a Alex Hill por muchas traducciones y lecturas en idioma castellano, y a Robert Cheshire y Michael Jackson por lecturas y preparación de videos en idioma inglés.

## Referencias bibliográficas.

- [1] M. W. Evans, H. Eckardt, D. W. Lindstrom, D. J. Crothers y U. E. Bruchholtz, “Principios de la Teoría ECE, Volumen Dos” (ePubli, Berlín 2017).
- [2] M. W. Evans, H. Eckardt, D. W. Lindstrom y S. J. Crothers, “Principios de la Teoría ECE, Volumen Uno” (New Generation, Londres 2016, ePubli Berlín 2017).
- [3] M. W. Evans, S. J. Crothers, H. Eckardt y K. Pendergast, “Criticisms of the Einstein Field Equation” (UFT301 en [www.aias.us](http://www.aias.us) y Cambridge International 2010).
- [4] M. W. Evans, H. Eckardt y D. W. Lindstrom “Generally Covariant Unified Field Theory” (Abramis 2005 - 2011, en siete volúmenes con encuadernación blanda, de libre acceso en varios docs. UFT, portales combinados [www.aias.us](http://www.aias.us) y [www.upitec.org](http://www.upitec.org)).
- [5] L. Felker, “Las Ecuaciones de Evans de la Teoría del Campo Unificado” (Abramis 2007, de libre acceso como UFT302, traducción castellana por Alex Hill).
- [6] H. Eckardt, “El Modelo de Ingeniería ECE” (de libre acceso como UFT203, ecuaciones reunidas).
- [7] M. W. Evans, “Collected Scientometrics” (de libre acceso como UFT307, New Generation, Londres, 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 la sección Omnia Opera del portal [www.aias.us](http://www.aias.us)).
- [9] M. W. Evans y S. Kielich, Eds., “Modern Nonlinear Optics” (Wiley Interscience, Nueva York, 1992, 1993, 1997 y 2001) en dos secciones y seis volúmenes, enc. dura y blanda y como libro electrónico.
- [10] M. W. Evans y J. - P. Vigié, “The Enigmatic Photon” (Kluwer, Dordrecht, 1994 a 1999) en cinco volúmenes, enc. dura y blanda, de libre acceso en la sección Omnia Opera del portal [www.aias.us](http://www.aias.us)).
- [11] M. W. Evans, Ed. “Definitive Refutations of the Einsteinian General Relativity” (Cambridge International Science Publishing, 2012, de libre acceso en los portales).
- [12] M. W. Evans, Ed., J. Foundations of Physics and Chemistry (Cambridge International Science Publishing).
- [13] M. W. Evans y A. A. Hasanein, “The Photomagneton in Quantum Field Theory (World Scientific 1974).
- [14] G. W. Robinson, S. Singh, S. B. Zhu y M. W. Evans, “Water in Biology, Chemistry and Physics” (World Scientific 1996).
- [15] W. T. Coffey, M. W. Evans, y P. Grigolini, “Molecular Diffusion and Spectra” (Wiley Interscience 1984).
- [16] M. W. Evans, G. J. Evans, W. T. Coffey y P. Grigolini”, “Molecular Dynamics and the Theory of Broad Band Spectroscopy (Wiley Interscience 1982).
- [17] M. W. Evans, “The Elementary Static Magnetic Field of the Photon”, *Physica B*, 182(3), 227-236 (1992).
- [18] M. W. Evans, “The Photon’s Magnetic Field: Optical NMR Spectroscopy” (World Scientific 1993).
- [19] M. W. Evans, “On the Experimental Measurement of the Photon’s Fundamental Static Magnetic Field Operator,  $B^{(3)}$ : the Optical Zeeman Effect in Atoms”, *Physica B*, 182(3), 237 - 143 (1982).
- [20] M. W. Evans, “Molecular Dynamics Simulation of Induced Anisotropy: I Equilibrium Properties”, *J. Chem. Phys.*, 76, 5473 - 5479 (1982).

- [21] M. W. Evans, "A Generally Covariant Wave Equation for Grand Unified Theory" *Found. Phys. Lett.*, 16, 513 - 547 (2003).
- [22] M. W. Evans, P. Grigolini y P. Pastori-Parravicini, Eds., "Memory Function Approaches to Stochastic Problems in Condensed Matter" (Wiley Interscience, reimpresso 2009).
- [23] M. W. Evans, "New Phenomenon of the Molecular Liquid State: Interaction of Rotation and Translation", *Phys. Rev. Lett.*, 50, 371, (1983).
- [24] M. W. Evans, "Optical Phase Conjugation in Nuclear Magnetic Resonance: Laser NMR Spectroscopy", *J. Phys. Chem.*, 95, 2256-2260 (1991).
- [25] M. W. Evans, "New Field induced Axial and Circular Birefringence Effects" *Phys. Rev. Lett.*, 64, 2909 (1990).
- [26] M. W. Evans, J. - P. Vigié, S. Roy y S. Jeffers, "Non Abelian Electrodynamics", "Enigmatic Photon Volume 5" (Kluwer, 1999)
- [27] M. W. Evans, replica a L. D. Barron "Charge Conjugation and the Non Existence of the Photon's Static Magnetic Field" , *Physica B*, 190, 310-313 (1993).
- [28] M. W. Evans, "A Generally Covariant Field Equation for Gravitation and Electromagnetism" *Found. Phys. Lett.*, 16, 369 - 378 (2003).
- [29] M. W. Evans y D. M. Heyes, "Combined Shear and Elongational Flow by Non Equilibrium Electrodynamics", *Mol. Phys.*, 69, 241 - 263 (1988).
- [30] Ref. (22), impression de 1985.
- [31] M. W. Evans y D. M. Heyes, "Correlation Functions in Couette Flow from Group Theory and Molecular Dynamics", *Mol. Phys.*, 65, 1441 - 1453 (1988).
- [32] M. W. Evans, M. Davies y I. Larkin, Molecular Motion and Molecular Interaction in the Nematic and Isotropic Phases of a Liquid Crystal Compound", *J. Chem. Soc. Faraday II*, 69, 1011-1022 (1973).
- [33] M. W. Evans y H. Eckardt, "Spin Connection Resonance in Magnetic Motors", *Physica B*, 400, 175 - 179 (2007).
- [34] M. W. Evans, "Three Principles of Group Theoretical Statistical Mechanics", *Phys. Lett. A*, 134, 409 - 412 (1989).
- [35] M. W. Evans, "On the Symmetry and Molecular Dynamical Origin of Magneto Chiral Dichroism: "Spin Chiral Dichroism in Absolute Asymmetric Synthesis" *Chem. Phys. Lett.*, 152, 33 - 38 (1988).
- [36] M. W. Evans, "Spin Connection Resonance in Gravitational General Relativity", *Acta Physica Polonica*, 38, 2211 (2007).
- [37] M. W. Evans, "Computer Simulation of Liquid Anisotropy, III. Dispersion of the Induced Birefringence with a Strong Alternating Field", *J. Chem. Phys.*, 77, 4632-4635 (1982).
- [38] M. W. Evans, "The Objective Laws of Classical Electrodynamics, the Effect of Gravitation on Electromagnetism" *J. New Energy Special Issue* (2006).
- [39] M. W. Evans, G. C. Lie y E. Clementi, "Molecular Dynamics Simulation of Water from 10 K to 1273 K", *J. Chem. Phys.*, 88, 5157 (1988).
- [40] M. W. Evans, "The Interaction of Three Fields in ECE Theory: the Inverse Faraday Effect" *Physica B*, 403, 517 (2008).
- [41] M. W. Evans, "Principles of Group Theoretical Statistical Mechanics", *Phys. Rev.*, 39, 6041 (1989).