Energía infinita a partir del espacio-tiempo.

por

M. W. Evans y H. Eckardt

Civil List y AIAS / UPITEC

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

Traducción: Alex Hill (www.et3m.net)

Resumen.

Se ilustra, utilizando dos métodos independientes, que la teoría ECE2 genera, a partir del espacio-tiempo (éter o vacío) picos con una amplitud infinita en su fuerza de campo eléctrico. El primer método utiliza resonancia de Euler Bernoulli para amplificar las conocidas fluctuaciones de la teoría del corrimiento de Lamb, mientras que el segundo método muestra que dichos picos de amplitud infinita pueden producirse a partir de una expansión en serie de Taylor tensorial.

Palabras clave: teoría ECE2, picos infinitos de fuerza de campo eléctrico a partir del vacío.

1. Introducción.

En documentos recientes de esta serie [1-49] se utilizó un método de desarrollo en serie de Taylor tensorial para describir la influencia promediada espacialmente del espacio-tiempo, el vacío o éter, sobre un circuito electrónico bien diseñado. Se computaron promedios espaciales hasta el sexto orden y más allá utilizando álgebra computacional. En el documento inmediatamente precedente (UFT398 en el portal www.aias.us) se calcularon correcciones de orden superior para el corrimiento de Lamb, utilizando este nuevo método, basado en álgebra computacional, y se mostró que el corrimiento de Lamb puede verse afectado significativamente si el volumen de radiación se vuelve pequeño. En la Sección 2 de este documento se muestra que pueden desarrollarse, mediante una adecuada ingeniería, picos infinitos de fuerza de campo eléctrico a partir del vacío. Se utilizan dos métodos, uno basado en resonancia de Euler Bernoulli, y el otro basado en un método de expansión en serie de Taylor tensorial aplicada a la definición de fuerza de campo eléctrico E según la teoría ECE2.

Este documento constituye una breve sinópsis de cálculos detallados descritos en las Notas de Acompañamiento UFT399 publicadas en el portal www.aias.us. La Nota 399(1) describe el método de Euler Bernoulli y las Notas 399(2) y 399(3) se utilizan para ilustrar que pueden emerger picos infinitos a partir de la definición fundamental de la fuerza de campo eléctrico, tal como se describe en la Sección 3. Ésta última constituye un resumen de gráficas y métodos computacionales.

2. Picos de fuerza de campo eléctrico a partir del vacío.

Consideremos la conocida suposición de la teoría del corrimiento de Lamb de que las fluctuaciones del vacío se describen mediante:

$$\delta \underline{r} = \delta \underline{r}(0)\, e^{-i\omega_0 t} \tag{1}$$

donde ω_0 es una frecuencia angular característica. La fuerza se define mediante:

$$\underline{F}(\underline{r}) = -m\omega_0^2 \delta \underline{r} = m \frac{d^2 \delta \underline{r}}{dt^2} = -e \underline{E}(\mathrm{vac}) \tag{2}$$

donde $\underline{E}$(vac) es la fuerza fluctuante de campo eléctrico del vacío. Por lo tanto:

$$\underline{E}(\mathrm{vac}) = \frac{m}{e} \omega_0^2 \delta \underline{r}(0)\, e^{-i\omega_0 t} \tag{3}$$

Sin embargo, en la teoría ECE2:

$$\underline{E}(\mathrm{vac}) = \underline{\omega}\, \phi_0 \tag{4}$$

donde $\underline{\omega}$ es el vector de conexión de espín y ϕ_o es el potencial electromagnético en ausencia del vacío. De manera que:

$$\underline{\omega}\phi_0 = \frac{m}{e}\omega_0^2 \delta \underline{r}(0) e^{-i\omega_0 t} \tag{5}$$

y:

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2}(\underline{\omega}\phi_0) = \frac{m}{e}\omega_0^4 \delta \underline{r}(0) e^{-i\omega_0 t} := \underline{A}\, e^{-i\omega_0 t} \tag{6}$$

donde la constante $\underline{A}$ se define como:

$$\underline{A} := \frac{m}{e}\omega_0^4 \delta \underline{r}(0) = \text{constante} \tag{7}$$

Por lo tanto:

$$\underline{\omega}\frac{\partial^2 \phi_0}{\partial t^2} + 2\frac{\partial \phi_0}{\partial t}\frac{\partial \underline{\omega}}{\partial t} + \left(\frac{\partial^2 \underline{\omega}}{\partial t^2}\right)\phi_0 = \underline{A}\, e^{-i\omega_0 t} \tag{8}$$

cuya componente X es:

$$\frac{\partial^2 \phi_0}{\partial t^2} + \frac{2}{\omega_X}\frac{\partial \omega_X}{\partial t}\frac{\partial \phi_0}{\partial t} + \frac{1}{\omega_X}\frac{\partial^2 \omega_X}{\partial t^2}\phi_0 = \frac{A_X}{\omega_X} e^{-i\omega_0 t} \tag{9}$$

y en manera similar para Y y Z.

Para que se produzca resonancia de Euler Bernoulli, la Ec. (9) debe hallarse en el formato:

$$\ddot{x} + 2\beta\dot{x} + \omega_1^2 x = A\cos\omega_0 t \tag{10}$$

de manera que:

$$\frac{\partial \omega_X}{\partial t} = \beta\,\omega_X \tag{11}$$

y

$$\omega_1^2 = \frac{1}{\omega_X}\frac{\partial^2 \omega_X}{\partial t^2} \tag{12}$$

Se deduce entonces que:

$$\omega_x = \omega(0) \exp\left(i\left(\omega_1 t - \underline{K} \cdot \underline{r}\right)\right) \tag{13}$$

una solución de la cual es:

$$\frac{\partial \omega_x}{\partial t} = i\, \omega(0)\, \omega_x \tag{14}$$

A partir de esta solución, β es puramente imaginaria, de manera que su parte real y física es igual a cero. De manera que la Ec. (9) deviene:

$$\frac{\partial^2 \phi_0}{\partial t^2} + \omega_1^2 \phi_0 = A_x\, \omega(0) \exp\left(-i\left(\omega_0 t + \omega_1 t - \underline{K} \cdot \underline{r}\right)\right) \tag{15}$$

cuya parte real es:

$$\frac{\partial^2 \phi_0}{\partial t^2} + \omega_1^2 \phi_0 = A_x\, \omega(0) \cos\left(\left(\omega_0 + \omega_1\right) t - \underline{K} \cdot \underline{r}\right) \tag{16}$$

La estructura habitual de Euler Bernoulli es:

$$\frac{\partial^2 \phi_0}{\partial t^2} + \omega_1^2 \phi_0 = A \cos \omega_0 t \tag{17}$$

y en:

$$\omega_0 = \omega_1 \tag{18}$$

el potencial se vuelve infinito. Esta es resonancia de Euler Bernoulli.

La Ec. (16) se reduce a la Ec. (17) cuando:

$$\underline{K} \cdot \underline{r} := \omega_2 t \tag{19}$$

de manera que la resonancia de Euler Bernoulli se produce cuando:

$$\omega_0 = \omega_2 \tag{20}$$

y se obtiene energía potencial infinita del vacío. La fuerza impulsora para la resonancia de Euler Bernoulli es la conocida fluctuación del vacío de la teoría del corrimiento de Lamb. En la Sección 3 se ilustra cómo puede desarrollarse la ingeniería de la conexión de espín para la resonancia de Euler Bernoulli de este tipo.

Tal como se ha descrito en documentos inmediatamente precedentes, el potencial electromagnético observado experimentalmente es:

$$\phi(\underline{r}+\delta\underline{r}) = \phi(\underline{r}) + \phi(\text{vac}) \tag{21}$$

donde $\phi(\underline{r})$ es el potencial en ausencia del vacío y $\phi(\text{vac})$ es el potencial del vacío:

$$\phi(\text{vac}) = \Delta\phi = \phi(\underline{r}+\delta\underline{r}) - \phi(\underline{r}) \tag{22}$$

Utilizando la expansión en serie de Taylor tensorial y el promediado isotrópico:

$$\langle \Delta\phi \rangle = \langle \Delta\phi \rangle^{(2)} + \langle \Delta\phi \rangle^{(4)} + \langle \Delta\phi \rangle^{(6)} + \ldots \tag{23}$$

en donde:

$$\langle \Delta\phi \rangle^{(2)} = \frac{1}{6} \langle \delta\underline{r}\cdot\delta\underline{r} \rangle \nabla^2 \phi(\underline{r}) \tag{24}$$

$$\langle \Delta\phi \rangle^{(4)} = \frac{1}{216} \langle (\delta\underline{r}\cdot\delta\underline{r})^2 \rangle \left(\frac{\partial^4\phi(\underline{r})}{\partial X^4} + \frac{\partial^4\phi(\underline{r})}{\partial Y^4} + \frac{\partial^4\phi(\underline{r})}{\partial Z^4} + 6\left(\frac{\partial^4\phi(\underline{r})}{\partial Y^2 \partial Z^2} + \frac{\partial^4\phi(\underline{r})}{\partial X^2 \partial Z^2} + \frac{\partial^4\phi(\underline{r})}{\partial X^2 \partial Y^2} \right) \right) \tag{25}$$

$$\langle \Delta\phi \rangle^{(6)} = \frac{\langle (\delta\underline{r}\cdot\delta\underline{r})^3 \rangle}{19440} \left(\frac{\partial^6\phi(\underline{r})}{\partial X^6} + \frac{\partial^6\phi(\underline{r})}{\partial Y^6} + \frac{\partial^6\phi(\underline{r})}{\partial Z^6} + 15\left(\frac{\partial^6\phi(\underline{r})}{\partial Y^4 \partial Z^2} + \frac{\partial^6\phi(\underline{r})}{\partial Y^2 \partial Z^4} + \frac{\partial^6\phi(\underline{r})}{\partial X^4 \partial Z^2} + \frac{\partial^6\phi(\underline{r})}{\partial X^4 \partial Y^2} + \frac{\partial^6\phi(\underline{r})}{\partial X^2 \partial Z^4} + \frac{\partial^6\phi(\underline{r})}{\partial X^2 \partial Y^4} \right) + 90\, \frac{\partial^6\phi(\underline{r})}{\partial X^2 \partial Y^2 \partial Z^2} \right) \tag{26}$$

Análogamente, la fuerza de campo eléctrico del vacío es:

$$\underline{E}(vac) = \Delta \underline{E} = \underline{E}(\underline{r}+\delta\underline{r}) - \underline{E}(\underline{r}) \tag{27}$$

de manera que:

$$\underline{E}(vac) = \langle \Delta \underline{E} \rangle^{(2)} + \langle \Delta \underline{E} \rangle^{(4)} + \langle \Delta \underline{E} \rangle^{(6)} + \ldots \tag{28}$$

En primer lugar, consideremos la suma hasta el segundo orden:

$$\phi(vac) = \frac{1}{6} \langle \delta\underline{r} \cdot \delta\underline{r} \rangle \nabla^2 \phi(\underline{r}) + \ldots \tag{29}$$

y:

$$\underline{E}(vac) = \frac{1}{6} \langle \delta\underline{r} \cdot \delta\underline{r} \rangle \left(\nabla^2 E_X \underline{i} + \nabla^2 E_Y \underline{j} + \nabla^2 E_Z \underline{k} \right). \tag{30}$$

Se deduce entonces que:

$$\frac{E_X(vac)}{\phi(vac)} = \frac{\nabla^2 E_X(\underline{r})}{\nabla^2 \phi(\underline{r})} \tag{31}$$

y en forma similar para las componentes Y y Z.

La razón (31) elimina $\langle \delta\underline{r} \cdot \delta\underline{r} \rangle$, de manera que no es necesario calcularla.

En teoría ECE2 [1-41]:

$$\underline{E} = -\underline{\nabla} \phi + \underline{\omega} \phi \tag{32}$$

que puede interpretarse como:

$$\underline{E}(\underline{r}+\delta\underline{r}) = \underline{E}(\underline{r}) + \underline{E}(vac) \tag{33}$$

en donde:

$$\underline{E}(\underline{r}) = -\underline{\nabla}\phi(\underline{r}) \tag{34}$$

y:

$$\underline{E}(vac) = \underline{\omega}\,\phi(vac) \tag{35}$$

Se deduce a partir de la Ec. (35) que:

$$\omega_x = \frac{E_x(vac)}{\phi_x(vac)} = \frac{\nabla^2 E_x(\underline{r})}{\nabla^2 \phi(\underline{r})} \tag{36}$$

Con expresiones similares para las componentes Y y Z. Ahora utilizamos la ecuación de Poisson:

$$\nabla^2 \phi = -\frac{\rho}{\epsilon_0} \tag{37}$$

donde ρ es la densidad de carga material y ϵ_0 es la permitividad del vacío, y ϕ es el potencial en ausencia del vacío. Pueden utilizarse los altamente desarrollados métodos de solución de la ecuación de Poisson [1-41] para computar ϕ para cualquier valor dado de la densidad de carga.

Finalmente:

$$\underline{E}(r) = -\underline{\nabla}\phi(\underline{r}) \tag{38}$$

puede hallarse, y las tres componentes de la conexión de espín ejemplificados mediante la Ec. (36).

En la Sección 3 se muestra que las soluciones dadas por este método pueden producir energía infinita a partir del vacío. La Sección 3 también extiende el método al caso general:

$$\langle \underline{E}(vac) \rangle = \underline{\omega} \langle \phi(vac) \rangle \tag{39}$$

y:

$$\begin{aligned} \langle E(vac) \rangle &= \langle E(vac) \rangle^{(2)} + \langle E(vac) \rangle^{(4)} + \langle E(vac) \rangle^{(6)} + \dots \\ \langle \phi(vac) \rangle &= \langle \phi(vac) \rangle^{(2)} + \langle \phi(vac) \rangle^{(4)} + \langle \phi(vac) \rangle^{(6)} + \dots \end{aligned} \tag{40}$$

y da la general utilizando álgebra computacional.

3. Soluciones y análisis numérico.

3.1 Energía a partir de resonancia de Euler-Bernoulli.

Ampliando el cálculo de la resonancia de Euler-Bernoulli de la Sección 2, comenzamos con la Ec. (12):

$$\frac{\partial^2 \omega_X}{\partial t^2} = \omega_X \omega_1^2 \tag{41}$$

donde ω_X es la componente X de la conexión de espín y ω_1 es una constante definida en (10). Una solución en el campo real de esta ecuación diferencial es

$$\omega_X = \omega_{0X} \exp(-\omega_1 t + kX) \tag{42}$$

con un valor constante de ω_{0X}. Insertando esto en la Ec. (9) nos da

$$\frac{\partial \phi_0^2}{\partial t^2} - 2\omega_1 \frac{\partial \phi_0}{\partial t} + {\omega_1}^2 \phi_0 = \frac{A_x}{\omega_{0X}} \exp(\omega_1 t - i\omega_0 t - kX). \tag{43}$$

Esta ecuación diferencial puede resolverse para φ_0, dando

$$\phi_0(t) = (c_1 + c_2 t)\exp(\omega_1 t) - \frac{A_X}{\omega_0^2 \omega_{0X}} \exp(\omega_1 t - i\omega_0 t - kX) \tag{44}$$

Con las constantes de integración c_1 y c_2. Aun cuando las dos constantes resultan iguales a cero, ésta es una función con crecimiento exponencial en función de t. El término kX en (42) puede incluso omitirse a fin de eliminar cualquier dependencia espacial. Entonces, la solución de (43) es

$$\phi_0(t) = (c_1 + c_2 t)\exp(\omega_1 t) - \frac{A_X}{\omega_0^2 \omega_{0X}} \exp(\omega_1 t - i\omega_0 t). \tag{45}$$

Esto significa que un campo del vacío que oscila en función del tiempo (5),

$$\mathbf{E}(vac) = \frac{m}{e} \omega_0^2 \, \delta\mathbf{r}(0) \exp(-i\omega_0 t), \tag{46}$$

Conduce a un potencial extra en el volumen del corrimiento de Lamb que crece por encima de todos los límites. Esto constituye un ejemplo de conversión de la curvatura del espacio-tiempo en energía.

3.2 Energía a partir de una expansión en serie de Taylor tensorial.

Desarrollamos un ejemplo para el método basado en la expansión en serie de Taylor de términos en el vacío del corrimiento de Lamb, tal como se presentó en las Ecs. (21-40). Se supone una densidad de carga en el vacío oscilando en el espacio en el eje X de un sistema de coordenadas:

$$\rho(X) = \rho_0 \cos(kX). \tag{47}$$

La ecuación de Poisson

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial X^2} = -\frac{\rho_0}{\epsilon_0} \tag{48}$$

tiene entonces la solución

$$\phi = \frac{\rho_0 \cos(kX)}{\epsilon_0 k^2} + c_1 + c_2 X \tag{49}$$

Con las constantes de integración c_1 y c_2. La fuerza de campo eléctrico correspondiente es:

$$\mathbf{E}_X = -\frac{\partial \phi}{\partial X} = \frac{\rho_0 \sin(kX)}{\epsilon_0 k} - c_2. \tag{50}$$

A partir de las Ecs. (39,40) se obtiene para la componente X de la conexión de espín:

$$\omega_X = \frac{E_X(vac)}{\phi(vac)} = \frac{E_X(vac)^{(2)} + E_X(vac)^{(4)} + E_X(vac)^{(6)} + ...}{\phi(vac)^{(2)} + \phi(vac)^{(4)} + \phi(vac)^{(6)} + ...} \tag{51}$$

donde $E_X\,(vac)$ y $\varphi(vac)$ vienen dadas por las Ecs. (29) y (30). En nuestro caso, todas las derivadas pares (e impares) de E_X y φ son de la forma

$$\frac{\partial^n E_X}{\partial X^n} = a_n \sin(kX) \tag{52}$$

$$\frac{\partial^n \phi}{\partial X^n} = b_n \cos(kX) \tag{53}$$

con coeficientes $b_n = k\, a_n$ de manera que la inserción de (29,30) en (51) conduce a la misma suma de factores de $< \delta r \cdot \delta r >$ en el numerador y en el denominador. Por lo tanto, la expresión de la conexión de espín puede reducirse al sencillo resultado

$$\omega_X = k \tan(kX) \tag{54}$$

que se cumple para todos los grados de aproximación. Dado que la función tangencial posee polos en los múltiplos de $\pi/2$, hay valores infinitos de ω_x para $kX = n\pi/2$. Infinita energía puede extraerse en estos puntos en el volumen del corrimiento de Lamb.

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 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 y 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).
[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. Vigier, "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).
[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, reimpreso 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. Vigier, 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).