

Mecánica cuántica covariante generalizada en el Espacio m .

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 desarrolla la cuantización de Schroedinger en el espacio m , dando origen a una mecánica cuántica nueva y covariante generalizada, una unificación de la relatividad general y la mecánica cuántica utilizando los principios de la *teoría m* . Los resultados se aplican al átomo de hidrógeno, y se demuestra que el átomo de hidrógeno covariante generalizado contiene corrimientos y particiones que no están presentes en el átomo de hidrógeno de Dirac de la relatividad restringida y su límite no relativista, el átomo de hidrógeno de Schroedinger. Los corrimientos producidos por la unificación de la mecánica cuántica y la relatividad general se identifican con los corrimientos de Lamb.

Palabras clave: teoría ECE2, teoría m , unificación de la mecánica cuántica y la relatividad general.

1. Introducción.

En documentos recientes de esta serie [1-41], se ha desarrollado la teoría de la física en el espacio con simetría esférica más generalizada (el espacio "m") en los documentos UFT415 a UFT433 a la fecha, produciendo muchos resultados originales. En la Sección 2, se utiliza la *teoría m* para unificar la mecánica cuántica y la relatividad general. Se desarrolla la cuantización fundamental de Schroedinger en el espacio m, produciendo ecuaciones de partícula de onda de de Broglie/Einstein covariantes generalizadas. Se aplica la *teoría m* a la ecuación de Schroedinger dependiente del tiempo y al átomo de hidrógeno, produciendo así nuevos corrimientos y particiones de niveles de energía que se identifican con los corrimientos de Lamb. El átomo de hidrógeno covariante generalizado de la *teoría m*, por lo tanto, describe los corrimientos de Lamb como debidos a la geometría del espacio mismo. El átomo de hidrógeno de Dirac de la relatividad restringida no produce corrimientos de Lamb, como es bien sabido, y el átomo de hidrógeno de Schroedinger constituye el límite no relativista del átomo de hidrógeno de Dirac.

Este documento constituye una breve sinópsis de cálculos detallados contenidos en las Notas de Acompañamiento UFT434, publicadas en el portal www.ajias.us. La Nota 434(1) resume las ecuaciones de la *teoría m*. La Nota 434(2) desarrolla la cuantización del momento lineal en el espacio m. La Nota 434(3) desarrolla la cuantización de la energía en el espacio m. La Nota 434(4) resume la unificación de la relatividad general y la mecánica cuántica en el espacio m. Finalmente, la Nota 434(5) desarrolla la ecuación de Schroedinger dependiente del tiempo en el espacio m, y desarrolla el átomo de hidrógeno covariante generalizado, en donde hay niveles de energía que no están presentes en el átomo de hidrógeno de Dirac de la relatividad restringida, ni están presentes en el límite no relativista del átomo de hidrógeno de Dirac, el átomo de hidrógeno de Schroedinger. Estos nuevos niveles y corrimientos de energía se interpretan como los corrimientos de Lamb.

2. Fundamentos teóricos.

Tal como en las Notas 434(1) a 434(3), y utilizando los principios desarrollados en el documento UFT415 y sigs., la cuantización fundamental de Schroedinger de la energía en el espacio m es:

$$E_1 \psi = i \hbar \frac{\partial \psi}{\partial t_1} \quad (1)$$

donde

$$\frac{\partial \psi}{\partial t_1} = \frac{1}{m(r)^{1/2}} \frac{\partial \psi}{\partial t} \quad (2)$$

La función $m(r)$ se define mediante el elemento lineal infinitesimal del espacio m, el espacio con simetría esférica más general:

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

donde τ es el tiempo propio. La Ec. (3) se ha expresado en el sistema de coordenadas polares planas, (r, ϕ) , pero puede también expresarse en cualquier sistema de coordenadas. La Ec. (2) se obtiene a partir del hecho de que:

$$dt_1 = m(r)^{1/2} dt \quad (4)$$

Por lo tanto, los valores esperados de energía en el espacio m son:

$$\langle E_1 \rangle = i\hbar \int \psi^* \frac{1}{m(r)^{1/2}} \frac{\partial \psi}{\partial t} dz \quad (5)$$

En donde la presencia de $m(r)^{1/2}$ produce corrimientos y particiones que no están presentes en el límite de la relatividad restringida:

$$m(r) = 1 \quad (6)$$

cuando:

$$\langle E \rangle = i\hbar \int \psi^* \frac{\partial \psi}{\partial t} dz \quad (7)$$

Utilizando la ecuación de onda:

$$\psi = e^{-i\omega t} \quad (8)$$

se obtiene el fotón de Planck:

$$\langle E \rangle = \hbar\omega \quad (9)$$

Q. E. D. Se producen más fotones en el espacio m , de manera que la síntesis del universo temprano se debió a la naturaleza del espacio mismo, y no debido a la obsoleta idea del "Big Bang". El universo no posee inicio ni fin.

La cuantización del momento de Schroedinger en el espacio m se define mediante:

$$\underline{p} \psi = -i\hbar \nabla_1 \psi \quad (10)$$

donde el operador del se define en el espacio m . Tal como se muestra en la Nota 434(2), la parte radial de la cuantización se define mediante:

$$P_1 \psi = -i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial r_1} = -i\hbar \left(\frac{2m(r)^{3/2}}{2m(r) - r \frac{dm(r)}{dr}} \right) \frac{\partial \psi}{\partial r} \quad (11)$$

Utilizando la función de onda:

$$\psi = e^{iKr} \quad (12)$$

se deduce que:

$$P_1 = \langle P_1 \rangle = \hbar K \int e^{-iKr} \left(\frac{2m(r)^{3/2}}{2m(r) - r \frac{dm(r)}{dr}} \right) e^{iKr} dr \quad (13)$$

y en el límite de la relatividad restringida:

$$m(r) = 1 \quad (14)$$

se obtiene la ecuación de de Broglie:

$$p = \hbar K \quad (15)$$

Q. E. D. En la teoría m , la cuantización del momento covariante generalizado produce más niveles de energía que la cuantización de de Broglie (15), de manera que se producen nuevos momentos de fotón cuantizado. Esto proporciona nuevamente una explicación para la síntesis del universo temprano, porque estas ecuaciones aplican a cualquier partícula onda.

Las ecuaciones de partícula onda de de Broglie / Einstein de la relatividad restringida son:

$$E = \gamma mc^2 = \hbar \omega \quad (16)$$

$$\underline{p} = \gamma m \underline{v} = \hbar \underline{k} \quad (17)$$

donde E es la energía relativista total, γ es el factor de Lorentz de la relatividad restringida, \underline{p} es el momento relativista y \underline{v} es la velocidad lineal newtoniana. En la relatividad general y en la teoría m estas ecuaciones devienen:

$$E_1 = \gamma_1 m(r_1) mc^2 = i\hbar \int \psi^* \frac{\partial \psi}{\partial t_1} dr \quad (18)$$

$$P_i = \gamma_i m v_i = -i\hbar \int \psi^* \nabla_i \psi d\tau \quad (19)$$

y aparecen más niveles de energía y particiones. A partir del documento UFT415 y sigs., la energía total relativista en el espacio m es:

$$E_i = \gamma_i m(r_i) m c^2 \quad (20)$$

El momento relativista en el espacio m es:

$$\underline{P}_i = \gamma_i m \underline{v}_i \quad (21)$$

donde:

$$\underline{v}_i = \frac{\underline{v}}{m(r_i)^{1/2}} \quad (22)$$

y el factor de Lorentz generalizado es:

$$\gamma_i = \left(m(r_i) - \frac{v_i^2}{m(r_i) c^2} \right)^{-1/2} \quad (23)$$

Se deduce entonces que:

$$E_i^2 = m(r_i) (P_i^2 c^2 + m^2 c^4) \quad (24)$$

que es la ecuación de energía de Einstein en el espacio m.

Utilizando la suposición habitual de la mecánica cuántica:

$$\psi(r, t) = e^{-i\omega t} \psi(r) \quad (25)$$

se deduce que los niveles de energía en el espacio m vienen definidos por:

$$E_i = \langle E_i \rangle = \hbar \omega \int \psi^* \frac{1}{m(r)^{1/2}} \psi d\tau \quad (26)$$

de manera que el fotón original de Planck (9), se ve incrementado por otros fotones, niveles de energía de la Ec.(26). Los niveles de momento en el espacio m pueden expresarse como:

$$P_i = \langle P_i \rangle = -i\hbar \int \psi^* \left(\frac{2m(r)^{3/2}}{2m(r) - r \frac{dm(r)}{dr}} \right) \frac{\partial \psi}{\partial r} dr \quad (27)$$

Todas las partículas observadas pueden describirse de esta manera, cada partícula posee niveles de energía (26) y niveles de momento (27).

Finalmente, si consideremos la ecuación de Schroedinger convencional dependiente del tiempo, se deduce que:

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = E\psi = H\psi \quad (28)$$

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = H\psi \quad (29)$$

En la teoría m y en la relatividad general esto deviene:

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t_1} = H_1 \psi \quad (30)$$

es decir

$$\frac{i\hbar}{m(r)^{1/2}} \frac{\partial \psi}{\partial t} = H_1 \psi \quad (31)$$

donde el hamiltoniano en el espacio m es:

$$H_1 = \gamma_1 m(r) mc^2 + U_1 \quad (32)$$

en donde γ_1 viene definido por la Ec. (23), y donde U_1 es la energía potencial en el espacio m . El potencial de Coulomb, por ejemplo, es:

$$U_1 = - \frac{e^2 m(r)^{1/2}}{4\pi \epsilon_0 r} \quad (33)$$

Utilizando la suposición:

$$\psi(r,t) = e^{-i\omega t} \psi(r) \quad (34)$$

en la Ec. (31) se deduce que:

$$\langle H_1 \rangle = \int \psi^* H_1 \psi d\tau = \hbar \omega \int \psi^*(r) \frac{1}{w(r)^{1/2}} \psi(r) d\tau \quad (35)$$

En coordenadas polares esféricas:

$$\psi(r, \theta, \phi, t) = e^{-i\omega t} \psi(r, \theta, \phi) \quad (36)$$

En el límite no relativista, la Ec. (14), la Ec. (29) es la ecuación de Schroedinger dependiente del tiempo del átomo de hidrógeno, con:

$$\psi(r, \theta, \phi, t) = e^{-i\omega t} \psi_H(r, \theta, \phi) \quad (37)$$

donde ψ_H son las conocidas funciones de onda hidrogénicas. En este caso:

$$|E| = \left| \int \psi^* H \psi d\tau \right| = \left(\frac{\mu e^4}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2} \right) \frac{1}{n^2} = \hbar \omega_n \quad (38)$$

Los conocidos niveles de energía del átomo de hidrógeno de Schroedinger son negativos:

$$E = - \frac{\mu e^4}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2} \frac{1}{n^2} \quad (39)$$

donde n es el número cuántico principal, de manera que los módulos de los niveles de energía se emplean en la Ec.(38) porque $\hbar\omega_n$ debe de ser positivo.

En la teoría m de la Ec. (35) aparecen más niveles de energía del átomo de hidrógeno, y éstos se detectan experimentalmente como corrimientos de Lamb. Por lo tanto, en teoría m , el corrimiento de Lamb es el efecto del espacio m sobre el átomo de hidrógeno. En el obsoleto modelo aceptado de la física, el corrimiento de Lamb es el efecto del vacío sobre el átomo de hidrógeno. Por lo tanto, "el vacío" es el espacio m , Q. E. D.

3. Niveles de energía de la teoría m para el hidrógeno.

De acuerdo con la Ec. (35), el valor esperado de energía en el espacio m es la frecuencia de de Broglie $\hbar\omega$ multiplicada por un factor de corrección F :

$$\langle H_1 \rangle = \hbar\omega F \quad (40)$$

con

$$F = \int \psi^*(r) \frac{1}{m(r)^{1/2}} \psi(r) dr. \quad (41)$$

En la teoría de Schrödinger, donde tenemos $m(r) = 1$, F es la integral de normalización, y es igual a la unidad para funciones de onda normalizadas ψ . En esta sección calculamos F para varios enfoques de $m(r)$ en el espacio m de la relatividad general. Utilizamos cuatro enfoques:

$$m_1(r) = 2 - \exp\left(\log(2) \exp\left(\frac{-r}{R}\right)\right) \quad (42)$$

$$m_2(r) = 1 - \exp\left(\frac{-r}{R}\right) \quad (43)$$

$$m_3(r) = \frac{r^2}{r^2 + 4Rr + 4R^2} \quad (44)$$

$$m_4(r) = \frac{r^2}{r^2 + Rr + \frac{R^2}{4}} \quad (45)$$

El primero, de la función m utilizada previamente, el segundo es una versión simplificada de la misma. El tercero y cuarto $m(r)$ son la forma racional hallada en el documento UFT 432, con el valor de la constante R reducida a la mitad y duplicada. El radio R se utilizó como parámetro para evaluar la integral (41). Utilizamos las funciones de onda del hidrógeno y colocamos R en el rango de valores hallado como relevante cuando se calcula el corrimiento de Lamb, ver UFT 429. Las unidades son unidades atómicas, donde el radio del protón es $1.6 \cdot 10^{-5} a_0$.

Comenzamos calculando el valor esperado de $m_1(r)$. Los resultados se presentan en la Fig. 1, en función de R para las eigen-funciones del momento angular de los tres primeros números cuánticos principales. Las desviaciones respecto de la unidad son muy pequeñas, porque $m(r)$ sólo varía cerca del núcleo. La partición es máxima para el estado 1s. Hay una partición entre 2s y 2p, la cual no está presente en las energías no relativistas de Schrödinger para el átomo de hidrógeno.

Los valores del factor de energía F se presentan en las Figs. 2-5 para las funciones de m de m_1 hasta m_4 . Cuando el parámetro del radio R aumenta, la integral adopta valores mayores, como se esperaría. Nuevamente, el efecto es máximo para el estado 1s, aun cuando los efectos se desvían sólo en 10^{-9} respecto de la unidad para las funciones m exponenciales. Los efectos

son mayores para las funciones racionales, porque tienen un rango mucho más amplio. Hay una diferencia interesante entre las funciones m exponenciales y racionales. Las funciones m exponenciales (Figs. 2 y 3) sólo muestran corrimientos de los orbitales s. Los orbitales p y d no se ven afectados. Para las funciones racionales (Figs. 4 y 5), los niveles p y d no se ven afectados, pero el corrimiento es el mismo que para los orbitales s, lo cual significa que depende solamente del número cuántico principal. Pareciera existir una rica estructura, que aparece cuando se consideran varios tipos de funciones m.

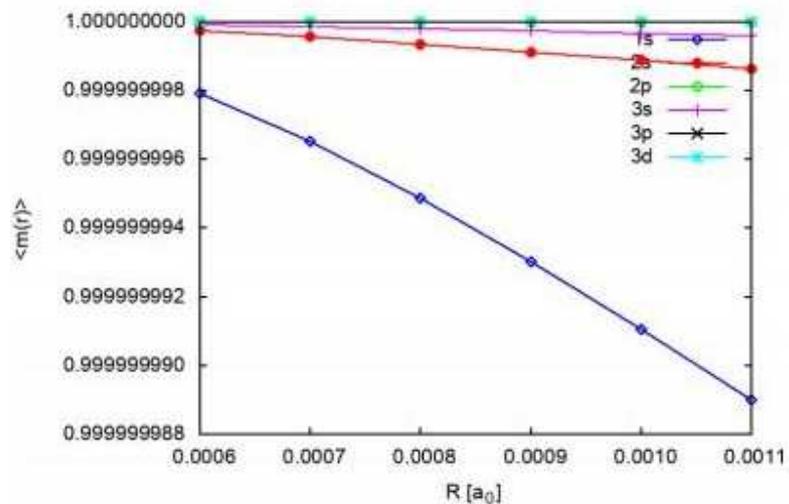


Figura 1: Valores esperados de $m_l(r)$.

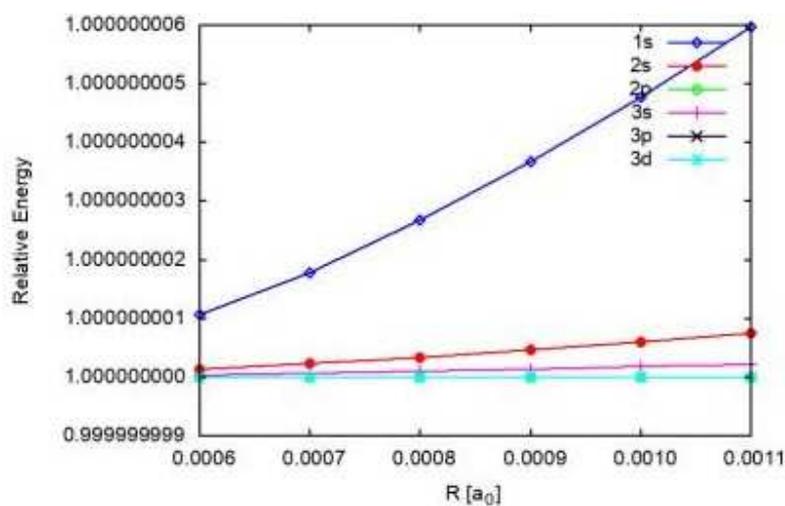


Figura 2: Factores de corrimiento de energía de $m_l(r)$.

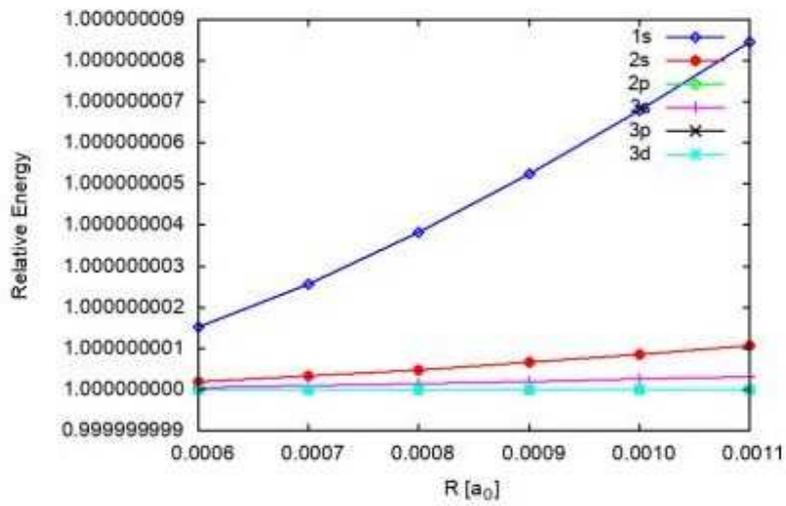


Figura 3: Factores de corrimiento de energía de $m_2(r)$.

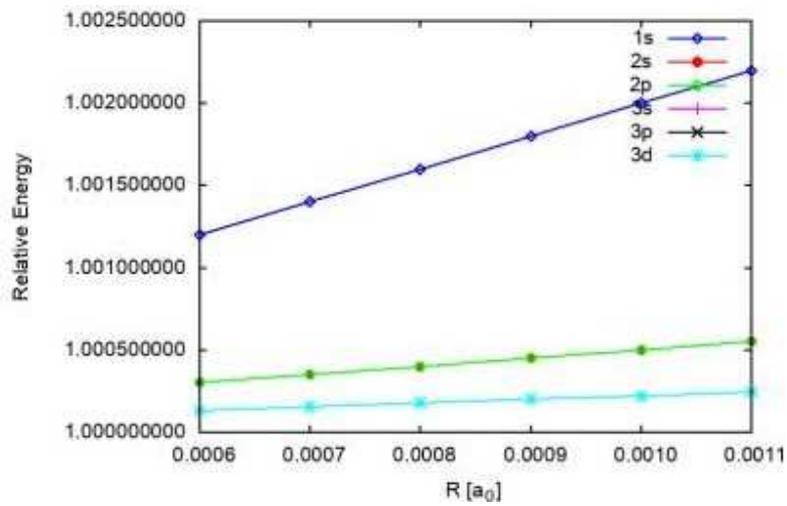


Figura 4: Factores de corrimiento de energía de $m_3(r)$.

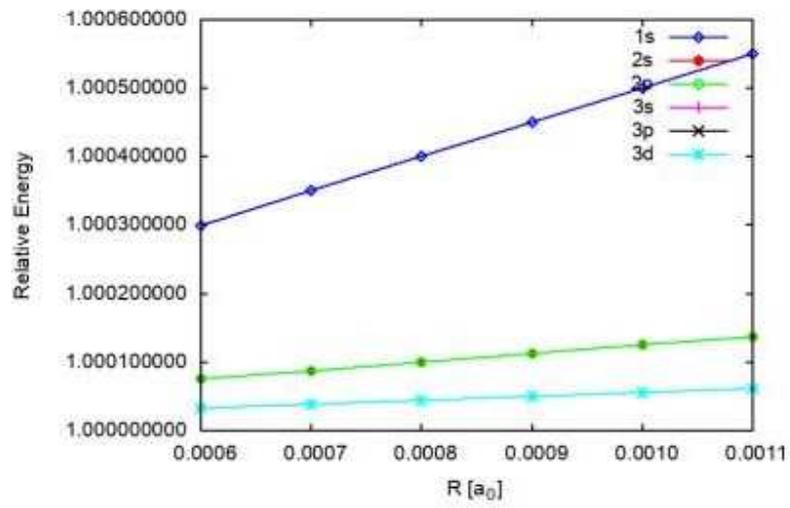


Figura 5: Factores de corrimiento de energía de $m_4(r)$.

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. 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).
- [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).