

La *Teoría m* de las energías en reposo de cualquier partícula.

por

M. W. Evans y H. Eckardt,

Civil List y AIAS / UPITEC

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

Traducción: Alex Hill (www.et3m.net)

Resumen.

Se demuestra que las energías en reposo observadas experimentalmente en partículas que median en interacciones de nucleones pueden describirse directamente mediante una modificación de la conocida ecuación de masa en reposo de de Broglie. Esta última se modifica con el valor esperado de $1 / m(r)$, donde $m(r)$ es la función que define el espacio con simetría esférica más general. De manera que las masas de las partículas se determinan por la naturaleza del espacio mismo.

Palabras clave: Teoría ECE2, *teoría m* de la masa en reposo de partículas.

1. Introducción.

En documentos inmediatamente precedentes de esta serie [1-41], se ha iniciado la *teoría m* de la física de partículas elementales, con aplicaciones para reacciones nucleares de baja energía (LENR). Se ha descubierto una explicación directa para las LENR, basada en la fuerza del espacio *m*, definida por la dinámica de Euler Lagrange en el documento UFT417. La existencia de esta fuerza se confirma empleando las ecuaciones de movimiento de Hamilton en UFT428. La fuerza *m* surge a partir de elementos lineales infinitesimales generalmente aceptados, utilizados para describir el espacio con simetría esférica más general. En la Sección 2 de este documento, se emplea la *teoría m* para definir la energía en reposo de cualquier partícula observada experimentalmente como mediadora de interacciones entre nucleones. La energía en reposo es el valor esperado de una función $m(r)$ calculada con una función de onda bien definida, la cual debe ser una solución de la ecuación de energía cuantizada de la *teoría m*. Por ejemplo, las interacciones protón-neutrón son mediadas por tres piones, tres mesones rho y un mesón omega. En la Sección 3, se analizan gráfica y numéricamente los resultados de las Secciones 1 y 2.

Este documento constituye una breve sinopsis de extensos cálculos hallados en las Notas de Acompañamiento UFT433, publicadas en el portal www.aias.us. La Nota 433(1) es una recopilación de los métodos de cuantización utilizados en la *teoría m*. La Nota 433(2) es un esquema para la determinación del número de partículas mediadoras. La Nota 433(3) aplica la *teoría m* a rayos de partículas. La Nota 433(4) define soluciones ondulatorias planas de la ecuación de energía cuantizada de la *teoría m*. La Nota 433(5) define la ecuación para la energía en reposo de cualquier partícula, y constituye la base para la Sección 2. La Nota 433(6) es una comprobación de la solución ondulatoria plana.

En la Sección 3 se ilustra el método esencial de aplicación del documento, y se encuentra que una solución de tipo Bessel resulta preferible respecto de una solución ondulatoria plana. El número y las energías en reposo de las partículas elementales que median en una dada interacción entre nucleones depende de una selección de función $m(r)$ y de función de onda.

2. La energía en reposo de cualquier partícula.

Consideremos la ecuación de energía relativista de la *teoría m* [1-41]

$$E^2 = c^2 p^2 + m(r)^2 c^4. \quad (1)$$

Aquí, E es la energía total relativista, p es el momento relativista, $m(r)$ es la función *m* del espacio en el que se está desarrollando la teoría, m es la masa de la partícula y c es la velocidad de la luz. Expresamos esta ecuación como:

$$m^2 c^4 = \frac{E^2}{m(r)^2} + \frac{c^2 p^2}{m(r)^2} \quad (2)$$

y evaluamos su valor esperado:

$$m c^2 = \left\langle \frac{E^2}{m(r)} \right\rangle + \left\langle \frac{c^2 p^2}{m(r)} \right\rangle \quad (3)$$

Aquí:

$$\left\langle \frac{E^2}{m(r)} \right\rangle = -\hbar^2 \int \psi^* \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left(\frac{\psi}{m(r)} \right) d\tau \quad (4)$$

y

$$\left\langle \frac{p^2}{m(r)} \right\rangle = -\hbar^2 \int \psi^* \nabla^2 \left(\frac{\psi}{m(r)} \right) d\tau \quad (5)$$

donde la función de onda ψ es la solución de la ecuación de energía cuantizada:

$$\left(\square^2 + m(r) \left(\frac{m c}{\hbar} \right)^2 \right) \psi = 0 \quad (6)$$

En coordenadas polares esféricas

$$\nabla^2 f = \frac{1}{r} \frac{\partial^2}{\partial r^2} (r f) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial f}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2 f}{\partial \phi^2} \quad (7)$$

y suponiendo que la función de onda es radial:

$$\nabla^2 f = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial f}{\partial r} \right) \quad (8)$$

de manera que:

$$m c^2 = -\hbar^2 \int \psi^* \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left(\frac{\psi}{m(r)} \right) d\tau - \hbar^2 \int \psi^* \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\psi}{m(r)} \right) \right) d\tau \quad (9)$$

Para la partícula en reposo, el término del momento es igual a cero, de manera que

$$m c^2 = -\hbar^2 \int \psi^* \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left(\frac{\psi}{m(r)} \right) d\tau \quad (10)$$

Para una dada función de onda ψ el número de partículas que se observa mediando en una interacción entre nucleones viene dada por la Ec. (10), junto con sus masas en reposo observadas experimentalmente. Se ha supuesto que el espacio m es aquel de una métrica estacionaria, de manera que $m(r)$ no depende de t .

Por ejemplo, la interacción entre un protón y un neutrón se ve mediado por partículas y antipartículas definidas en la siguiente Tabla 1.

Partícula	Antipartícula	Energía en reposo (MeV)
π^0	π^0	134.977
π^+	π^-	139.570
ρ^+	ρ^-	775.11
ρ^0	ρ^0	775.26
ω^0	ω^0	782.65

Tabla 1

De manera que la Ec. (10) debe de producir cinco niveles de energía. La función de onda siempre se define mediante la ecuación de energía cuantizada:

$$\left(\square + u(r) \left(\frac{mc}{\hbar} \right)^2 \right) \psi = 0 \quad (11)$$

donde, en general, ψ es una función de r y de t . Por ende, el número de niveles de energía y, por lo tanto, el número de partículas que median la interacción nucleón-nucleón debe de hallarse optimizando ψ y $m(r)$ en forma numérica. Este proceso se ilustra en la Sección 3.

3. Análisis numérico y gráficas.

3.1 Algunos ejemplos con funciones de Bessel.

En esta sección inspeccionamos aún más algunos detalles de la *teoría m* aplicada a partículas elementales. En el documento UFT 431 identificamos las funciones de Bessel como posibles soluciones para la ecuación de onda. Antes de comentar la ecuación de onda de la *teoría m* con más detalle en la siguiente sección, consideramos la adecuación de las funciones de Bessel en el contexto de la ecuación de onda.

En la Fig. 1, la función de Bessel $j_1(x)$ se representa gráficamente como un ejemplo, junto con su derivada $dj_1(x)/dx$ y su integral $\int j_1(x)dx$. La diferenciación da una suma de otras funciones de Bessel, la integración conduce a una expresión con una serie hipergeométrica. Se observa que las tres expresiones dan origen a funciones que oscilan en forma similar con cierto corrimiento en las fases.

Alternativamente, podemos considerar el primer parámetro a de la función de Bessel como variable, evaluando $j_a(x_0)$, $dj_a(x_0)/da$ y $\int j_a(x_0)da$ para un valor fijo de $x_0 = 1$. Los resultados correspondientes se representan gráficamente en la Fig. 2, indicando que un valor creciente de a conduce a funciones que caen asintóticamente a cero.

Una función de onda debe de ser normalizable:

$$\int \psi^*(r) \psi(r) r^2 dr = N \quad (12)$$

para la coordenada radial r con $N < \infty$. Este no es el caso para funciones de Bessel y para funciones de Bessel al cuadrado. Por lo tanto, debemos aumentarlas mediante una función que cae a cero con suficiente rapidez. Definimos

$$\psi(r) := j_{r_0^2}(r) \exp\left(-\frac{r}{2r_0}\right) \quad (13)$$

que da $N = 0.930$ para $r_0 = 2$. La función de onda debe de normalizarse con este factor:

$$\psi(r) \longrightarrow \frac{1}{\sqrt{N}} \psi(r) . \quad (14)$$

Con esta función de onda normalizada podemos computar el valor esperado de la función m . Definimos $m(r)$ como en documentos previos mediante

$$m(r) = 2 - \exp\left(\log(2) \exp\left(-\frac{r}{2r_0}\right)\right). \quad (15)$$

Entonces, el valor esperado es

$$\int \psi^*(r) m(r) \psi(r) r^2 dr = 0.945. \quad (16)$$

Como demostración, hemos representado gráficamente en la Fig. 3 la función de Bessel original para $r_0 = 2$, la función de onda modificada (13) y el integrando de la integral esperada (16). Se observa claramente que las funciones modificadas caen a cero. El cálculo del valor esperado puede formularse en forma invariable a nivel escalar, es decir que utilizando el verdadero radio de la partícula en unidades de fm no genera modificaciones en el resultado. Las masas de partículas elementales se calcularán en un documento posterior.

3.2 Algunos detalles de la ecuación de onda.

La ecuación de onda se dedujo a partir de parámetros fundamentales de la teoría ECE en el documento UFT 51. El Lema de la teoría ECE, la Ec. (7.24) de UFT 51, se lee:

$$\square q_\mu^a = R q_\mu^a \quad (17)$$

con la tétrada q_μ^a y la curvatura escalar R . El Ansatz de Einstein (7.38/39) es

$$R = -k T \quad (18)$$

donde k es la constante de Einstein y T es el escalar de energía-momento. En física cuántica, debemos de sustituir esto por $\frac{mc}{\hbar}$

$$k T \longrightarrow \left(\frac{mc}{\hbar}\right)^2, \quad (19)$$

lo cual conduce a la ecuación de Proca (7.18) para la masa del fotón m_p :

$$\left(\square + \left(\frac{m_p c}{\hbar}\right)^2\right) A^\nu = 0 \quad (20)$$

donde A^ν son las componentes del potencial electromagnético. Alternativamente a la ecuación de Proca sigue la ecuación de Dirac (7.48) con espino-tensores ϕ :

$$\left(\square + \left(\frac{m_e c}{\hbar}\right)^2\right) \phi = 0 \quad (21)$$

para la masa del electrón m_e . Utilizando sólo la parte espacial del operador de d'Alembert

$$\square = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \nabla^2 \quad (22)$$

obtenemos

$$\left(-\nabla^2 + \left(\frac{mc}{\hbar}\right)^2\right) \psi = 0 \quad (23)$$

para la función de onda ψ de una partícula con masa m . Los signos en la ecuación de onda – aunque constituyen en apariencia una diferencia menor – son muy importantes. Las soluciones de la ecuación diferencial (en una dimensión)

$$\frac{d^2\psi(x)}{dx^2} + \kappa^2\psi(x) = 0 \quad (24)$$

son oscilatorias:

$$\psi(x) = k_1 \sin(\kappa x) + k_2 \cos(\kappa x), \quad (25)$$

mientras que las soluciones de

$$-\frac{d^2\psi(x)}{dx^2} + \kappa^2\psi(x) = 0 \quad (26)$$

son exponenciales:

$$\psi(x) = k_1 \exp(-\kappa x) + k_2 \exp(\kappa x). \quad (27)$$

Obviamente, la Ec. (23) es del tipo (26) y posee soluciones exponenciales. Fijando la constante $k_2 = 0$ da lugar a una función de onda y una densidad de carga exponencialmente decrecientes, lo cual resulta físicamente significativo. Para problemas esféricos, la ecuación diferencial radial correspondiente (con ∇^2 esférica) no puede resolverse en forma analítica. Las soluciones son exponenciales, como arriba en el límite del campo lejano. Cuando la ecuación diferencial contiene un valor de κ dependiente del radio, como es el caso en la *teoría m*, ver la Ec. (6):

$$\left(-\nabla^2 + m(r) \left(\frac{mc}{\hbar}\right)^2\right) \psi = 0, \quad (28)$$

Entonces la solución exponencial se ve aumentada por oscilaciones como en la Fig. 3. 3.

3. Hacia una función radial para partículas elementales.

La Ec. (28) es similar a la ecuación radial de Schrödinger con momento angular igual a cero. Es una ecuación de autovalor para la masa m con eigenfunciones ψ . Debiera de aplicarse el

mismo método de solución que para la ecuación radial de Schrödinger. Resolvimos un problema similar en el documento UFT 260 para los así-llamados partones. En la ecuación de Schrödinger, el operador esférico ∇^2 se simplifica mediante la sustitución de función

$$\psi(r) = \frac{\phi(r)}{r}. \quad (29)$$

La ecuación de Schrödinger se lee entonces como

$$\left(\frac{d^2}{dr^2} + k^2(r) \right) \phi = 0 \quad (30)$$

con el factor no-diferencial

$$k^2(r) = \frac{2m}{\hbar^2} \left(E - \frac{l(l+1)\hbar^2}{2mr^2} - V(r) \right). \quad (31)$$

Podemos utilizar la misma sustitución (29) para la Ec. (28). Tenemos entonces

$$\left(\frac{d^2}{dr^2} + k^2(r) \right) \phi = 0 \quad (32)$$

con

$$k^2(r) = -m(r) \left(\frac{mc}{\hbar} \right)^2. \quad (33)$$

Notar que $k^2(r)$ es negativa. Resolviendo la ecuación radial de Schrödinger tiene su truco, porque las condiciones de contorno no pueden establecerse definiendo ϕ y $d\phi/dr$ en un punto. En vez, deben darse dos valores de función de ϕ en dos puntos, de manera que la solución no diverja para mayores valores de r . La no-divergencia sólo aparece para valores discretos de E , los eigenvalores. Se utiliza comúnmente un esquema numérico especial para el procedimiento de solución, denominado como el método de Fox-Goodwin o de Numerov. Este método se ha aplicado en el documento UFT 260 para la resolución la ecuación radial para partones. El método aún debe desarrollarse para las Ecs. (32/33). Presentamos sólo un ejemplo en donde se han dado los valores de ϕ y $d\phi/dr$ en $r = 0$, de manera que pueda emplearse el método establecido de resolución de Runge-Kutta del paquete Maxima. En la Fig. 4, se representan gráficamente las funciones $\phi(r)$ y $\psi(r)$ para ciertos parámetros. Se observa que la solución ψ se parece a una hipérbola, mientras que ϕ es casi lineal. No resulta claro si la aplicación del método de Numerov dará soluciones con sentido físico, porque el factor $k^2(r)$ es puramente negativo. Estos complicados problemas numéricos deberán resolverse en el futuro.

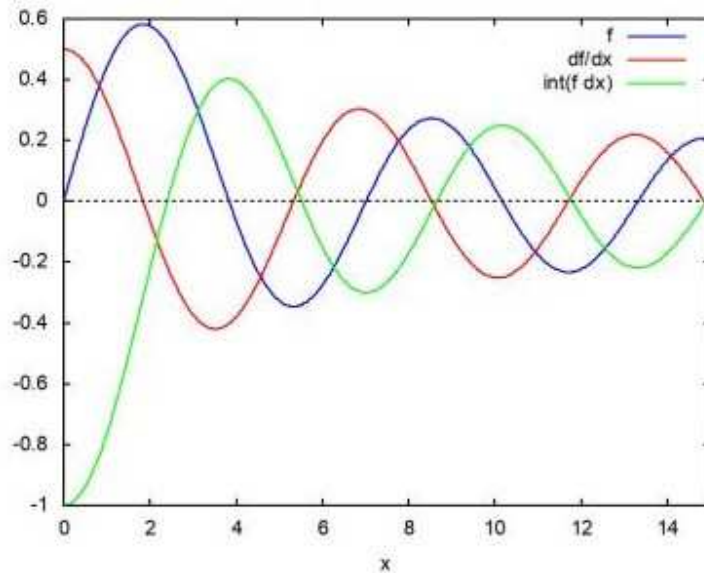


Figura 1: Ejemplo de la función de Bessel $j_1(x)$, su derivada e integral.

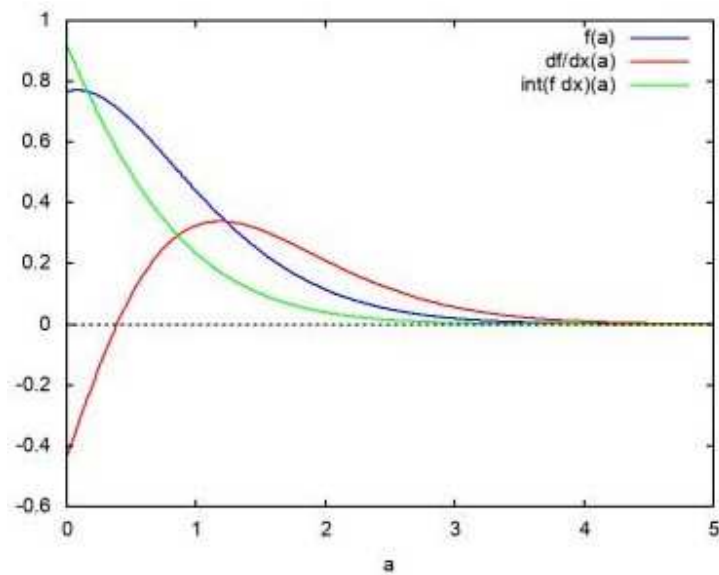


Figura 2: Ejemplo de función de Bessel $j_a(x_0)$ para un valor fijo de x_0 , su derivada e integral.

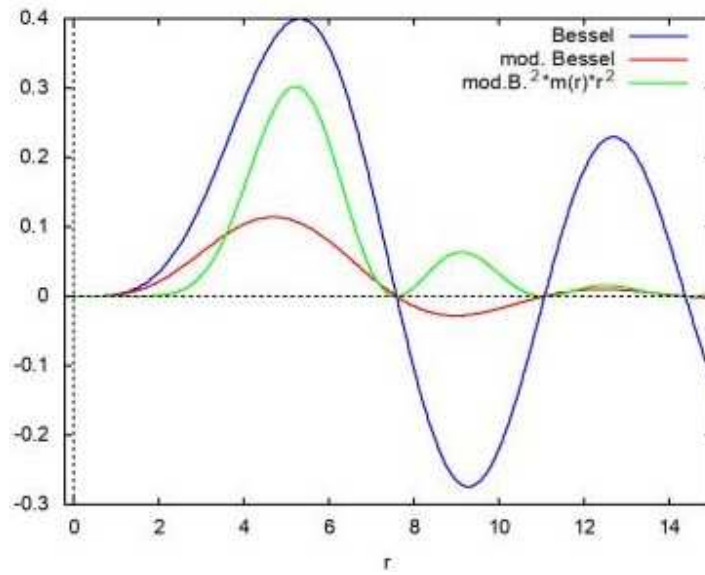


Figura 3: Función de Bessel, función de Bessel modificada e integrando esférico de la Ec. (16).

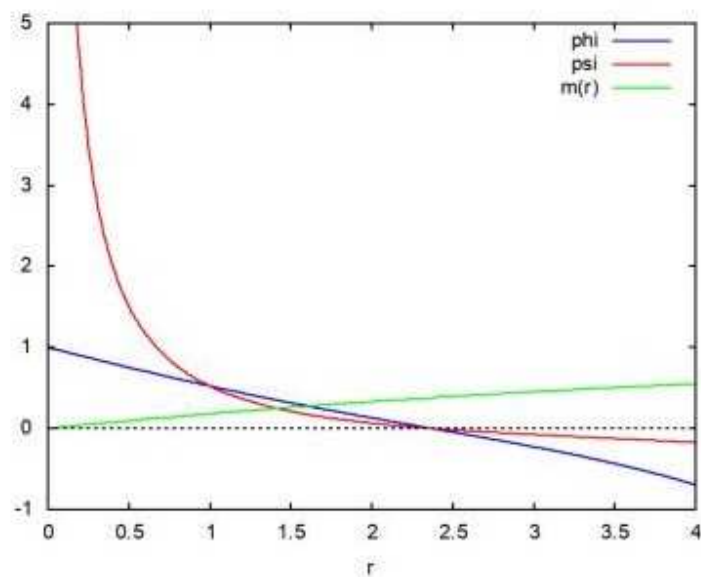


Figura 4: Solución preliminar de las Ecs. (32/33), y de la función $m(r)$.

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. Vigiér, 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).