

## Reglas para la cuantización en el Espacio $m$ .

por

M. W. Evans y H. Eckardt

([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 define el procedimiento fundamental para la cuantización en el espacio  $m$ , que consiste en primero transformar la función de onda y luego aplicar los procedimientos habituales de cuantización. Este método puede aplicarse a cualquier función de onda, y cuando se aplica a la función de onda hidrogénica produce el corrimiento de Lamb.

*Palabras clave:* teoría ECE, ECE2, reglas de cuantización fundamentales de la teoría  $m$ .

## 1. Introducción.

En el documento inmediatamente precedente, UFT434 [1-41] se sugirió un enfoque para la cuantización de la *teoría m* mediante la transformación de los operadores de la cuantización de Schroedinger. Si bien esto conduce a resultados interesantes, resulta posible transformar el concepto más fundamental de la mecánica cuántica, la función de onda, y operar sobre la función de onda transformada con las reglas habituales de Schroedinger. Este procedimiento se define en la Sección 2 de este documento, y puede emplearse para cualquier función de onda. En la Sección 2 se ilustra con la función de onda de la partícula libre, y en la Sección 3 se muestra que el procedimiento conduce a una descripción del corrimiento de Lamb cuando se utilizan funciones de onda hidrogénicas. El corrimiento de Lamb se debe a la naturaleza del espacio *m* mismo. El modelo establecido de la física entiende al corrimiento de Lamb como debido a los campos oscilantes, eléctrico y magnético, del vacío.

Este documento constituye una breve sinópsis de extensos cálculos incluidos en las Notas de Acompañamiento UFT435, publicadas en el portal [www.aias.us](http://www.aias.us). La Nota 435(1) analiza las propiedades de la ecuación de Schroedinger dependiente del tiempo en el espacio *m*. La Nota 435(2) define la transformación del marco de referencia del hamiltoniano. La Nota 435(3) analiza particiones y corrimientos debidos a estas transformaciones. La Nota 435(4) analiza la ecuación de Schroedinger dependiente del tiempo de la partícula libre. La Nota 435(5) define las transformaciones fundamentales, y la Nota 435(6) sugiere reglas generales para la cuantización en el espacio *m*.

La Sección 2 se basa en la Nota 435(6) y la Sección 3 produce el corrimiento de Lamb a partir del método establecido en la Sección 2.

## 2. Reglas para la cuantización.

Las reglas son como sigue.

1) Transformar la función de onda utilizando:

$$r \rightarrow \frac{r}{m(r)^{1/2}}, \quad t \rightarrow m(r)^{1/2} t \quad (1)$$

2) Cuantizar la energía y el momento utilizando:

$$E\psi = i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t}, \quad \underline{P}\psi = -i\hbar \underline{\nabla}\psi. \quad (2)$$

Considerar su aplicación a la función de onda de la partícula libre:

$$\psi(t, r) = \exp(-i(\omega t - Kr)) \quad (3)$$

donde  $\omega$  es la frecuencia angular en el instante  $t$  y  $\kappa$  es la magnitud del vector de onda en el punto  $r$ . Se considera que la función de onda es el concepto más fundamental de la mecánica cuántica, y en la teoría  $m$  la mecánica cuántica se unifica con la relatividad general. Empleando la primera regla, la función de onda de la partícula libre en el espacio  $m$  (o en forma equivalente en contacto con el vacío) es:

$$\psi(t, r) = \exp\left(-i\left(m^{1/2}(r)\omega t - \frac{\kappa r}{m(r)^{1/2}}\right)\right) \quad (4)$$

Aquí,  $m(r)$  se define mediante el elemento lineal infinitesimal, como en UFT416.

La ecuación de Schroedinger dependiente del tiempo es:

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = H\psi. \quad (5)$$

El hamiltoniano se transforma a:

$$H = \frac{p^2}{2m m(r)} \quad (6)$$

y se le considera, por simplicidad, como el límite clásico de la energía cinética de la partícula libre en el espacio  $m$ . Por lo tanto,  $p$  es el momento de la partícula y  $m$  es su masa. La transformación de  $t$  y  $p$  en la regla uno se basa en el elemento lineal infinitesimal del espacio  $m$ , un concepto de la geometría. Se deduce entonces, a partir de las Ecs. (2) y (3), que:

$$E = i\hbar \int \psi^* \frac{\partial \psi}{\partial t} d\tau = -\frac{\hbar^2}{2m} \int \psi^* \nabla^2 \psi d\tau \quad (7)$$

en donde la función de onda se define mediante la Ec. (4). Se deduce a partir de la Ec. (5) que:

$$\frac{\partial \psi}{\partial t}(r, t) = -im^{1/2}(r)\omega \psi(r, t) \quad (8)$$

de manera que:

$$E = \hbar\omega \int \psi^* m^{1/2}(r) \psi d\tau \quad (9)$$

La cuantización de Planck se modifica mediante el valor esperado:

$$\langle m^{1/2}(r) \rangle = \int \psi^* m^{1/2}(r) \psi d\tau \quad (10)$$

de  $m^{1/2}(r)$ , calculado con la función de onda de la Ec. (5). En el límite:

$$m(r) \rightarrow 1 \quad (11)$$

se obtiene la cuantización de Planck:

$$E = \hbar \omega \quad (12)$$

porque:

$$\int \psi^* \psi dz = 1. \quad (13)$$

Por lo tanto, para la partícula libre

$$E = \hbar \omega \int \psi^* m^{1/2}(r) \psi dz = -\frac{\hbar^2}{2m} \int \psi^* \nabla^2 \psi dz \quad (14)$$

Para una función de onda radial:

$$E = \hbar \omega \int \psi^* m^{1/2}(r) \psi dz = -\frac{\hbar^2}{2m} \int \psi^* \frac{d^2}{dr^2} \left( \frac{iKr}{m(r)^{1/2}} \right) dz \quad (15)$$

y en el límite:

$$m(r) \rightarrow 1 \quad (16)$$

$$E = \hbar \omega = \frac{\hbar^2 K^2}{2m} \quad (17)$$

Estos son los típicos niveles de energía de la partícula libre a partir de la ecuación de Schroedinger. Sufren particiones y corrimientos mediante la modificación del espacio  $m$  para dar la Ec. (15). Modificando el espacio  $m$  es equivalente a la introducción del efecto del vacío.

Este método se aplica con las funciones de onda hidrogenicas en la Sección 3 para mostrar que la regla uno da lugar al corrimiento de Lamb.

### 3. Efecto del vacío sobre el espacio $m$ para el caso de funciones de onda hidrogénicas.

De acuerdo con la Ec. (15), el valor esperado de energía para la partícula libre se modifica en el espacio  $m$  a:

$$E = \hbar\omega \int \psi^* m(r)^{1/2} \psi d\tau. \quad (18)$$

La integral es el valor esperado  $m(r)^{1/2}$ . Utilizamos las funciones de onda del hidrógeno para computar este valor esperado. La energía entonces se ve impactada por un factor de corrección  $r^{1/2}$

$$\hbar\omega \longrightarrow \hbar\omega \langle mr^{1/2} \rangle. \quad (19)$$

Para la evaluación de la integral, utilizamos tres funciones del modelo  $m$ , similares a lo efectuado en el documento UFT 434:

$$m_1(r) = 2 - \exp\left(\log(2) \exp\left(\frac{-r}{R}\right)\right) \quad (20)$$

$$m_2(r) = 1 - \exp\left(\frac{-r}{R}\right) \quad (21)$$

$$m_3(r) = \frac{r^2}{r^2 + 2\frac{R}{k}r + \left(\frac{R}{k}\right)^2} \quad (22)$$

La primera es la función  $m$  empleada previamente, la segunda es una versión simplificada de la misma. La tercer  $m(r)$  es una función racional con una constante de escalamiento  $k$  adicional. En la Fig.1, estas funciones  $m$  se representan gráficamente con los parámetros  $R = 0.009a_0$  y  $k = 5$ . Utilizando un valor demasiado pequeño para  $k$  extiende el valor de  $m_3(r)$  hacia la derecha, de manera que se aproxima a la unidad de un modo demasiado lento.

Se utilizó el radio  $R$  como parámetro para evaluar la integral en (18). Empleamos las funciones de onda analíticas del hidrógeno, y colocamos a  $R$  en el rango que se encontró como relevante al computar el corrimiento de Lamb en UFT 429. Los corrimientos para el segundo número cuántico principal se representan en la Fig. 2, junto con los valores experimentales de los corrimientos de Lamb de  $2S_{1/2}$ . Dependiendo de la forma de la función  $m$  ( $m_1$  ó  $m_2$ , denotados como A y B), se alcanza el corrimiento para  $R \approx 0.015$  radios de Bohr. Se observa que

1. Sólo se ven impactados los orbitales  $s$ , no así los orbitales  $p$ , y
2. Dado que  $m(r)^{1/2} < 1$  hay una reducción en el módulo de la energía de unión.

Ambos efectos se observan experimentalmente. Esto corrobora ampliamente la corrección de la *teoría m*. Para fines de comparación, los resultados para la función racional  $m_3$  se

muestran en la Fig. 3. Aquí, el factor de escalamiento debió de aumentarse a  $k = 1000$ , pues de lo contrario los corrimientos sobreestimarían el corrimiento de Lamb por varios órdenes de magnitud. Como segundo problema, los corrimientos de los orbitales  $s$  y  $p$  son casi idénticos, en oposición a lo observado a nivel experimental. El problema de  $m_3$  es que las funciones racionales (es decir, de base polinomial) poseen asíntotas muy largas, en este caso  $m_3 \rightarrow 1$ . Por lo tanto, no sólo los orbitales de tipo  $s$ , que tienen una densidad probabilística que no desaparece en  $r = 0$ , se ven impactados, sino también orbitales con centro de densidad probabilística en  $r > 0$ .

En la Fig. 4, se representan los corrimientos de estados  $s$  de los tres primeros números cuánticos principales. Se observa que los corrimientos disminuyen significativamente para números cuánticos principales crecientes. El efecto es máximo para  $1S_{1/2}$ , pero no hay valor experimental respecto del cual pudiese observarse una partición. Sólo sería posible comparar esto con la energía no-relativista  $1s$  de la ecuación de Schrödinger como valor teórico.

Podemos comparar el parámetro  $R$  optimizado de  $1.5e-2 a_0$  con el radio del protón, que es de  $1.6e-5 a_0$ . Éste último es la milésima parte de  $R$ . Obviamente, la función  $m$  alcanza mucho más allá del núcleo antes de alcanzar su valor límite de campo lejano igual a la unidad. El hecho de que sólo los orbitales  $s$  se ven impactados resulta menos plausible si suponemos campos electromagnéticos fluctuantes del vacío como responsables del corrimiento de Lamb. Entonces, toda clase de orbitales debieran de verse impactados de una manera similar. El hecho de que este efecto se vean restringido al núcleo atómico brinda soporte a la visión de la teoría  $m$ . El espacio se ve distorsionado sólo donde la masa local resulta muy elevada.

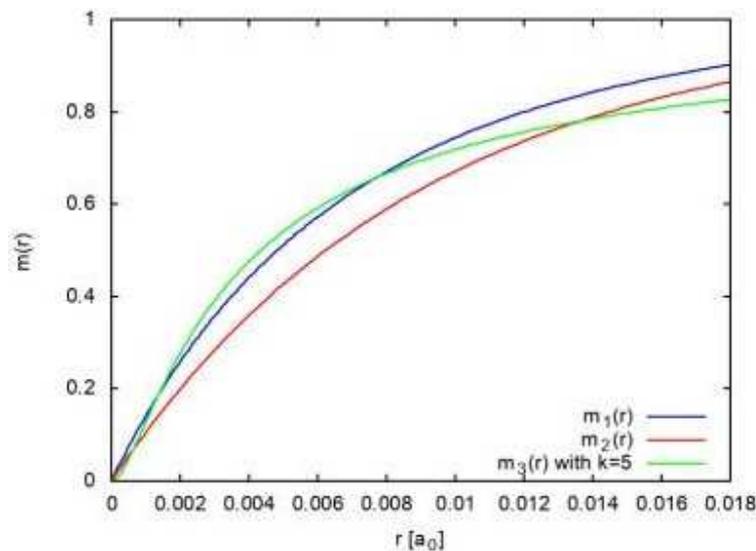


Figura 1: Funciones  $m$  de las Ecs. (20-22) con  $R = 9e-3 a_0$  y  $k = 5$ .

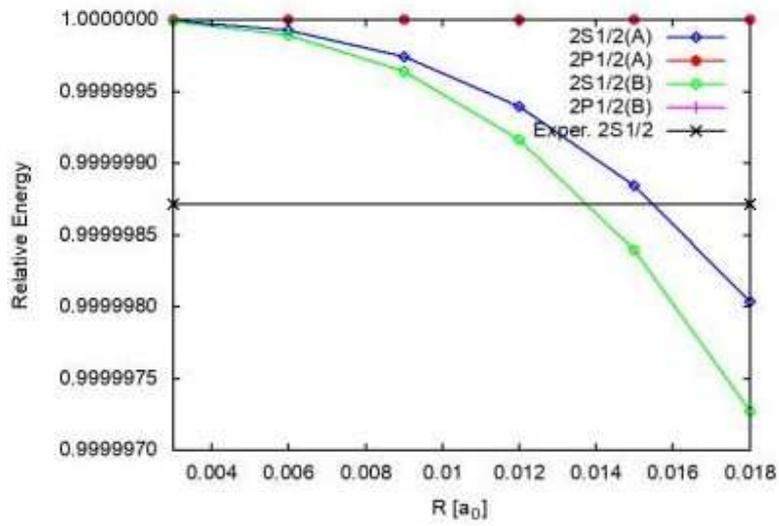


Figura 2: Factores de corrimiento de Lamb de  $m_1(r)$  (A) y  $m_2(r)$  (B).

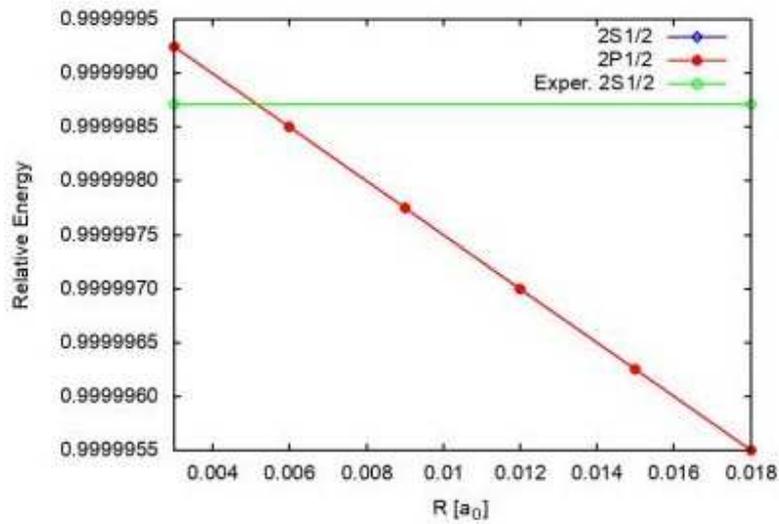


Figura 3: Factores de corrimiento de Lamb de  $m_3(r)$ .

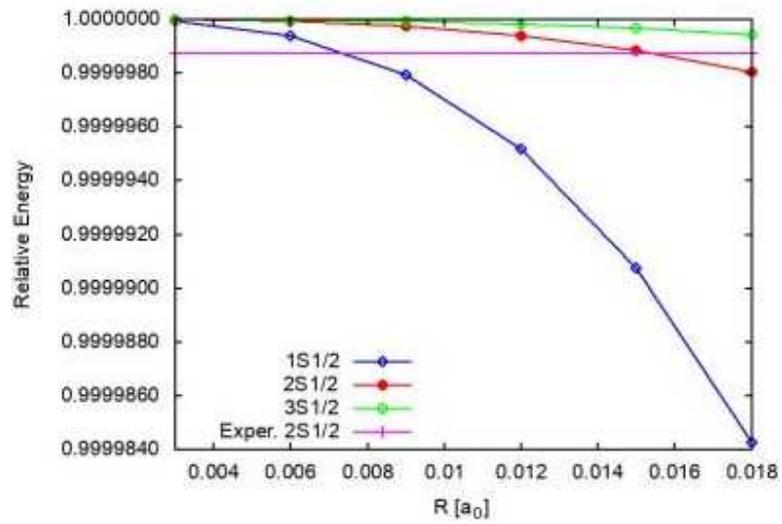


Figura 4: Factores de corrimiento de energía de los estados  $1S_{1/2}$ ,  $2S_{1/2}$  y  $3S_{1/2}$ .

## 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 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).