

El Efecto Anómalo de Zeeman según la Teoría ECE2.

por

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

(www.webarchive.org.uk, , www.aias.us, www.upitec.org, www.atomicprecision.com
www.et3m.net)

Traducción: Alex Hill (www.et3m.net)

Resumen.

Se demuestra que la ecuación rigurosamente correcta del fermión / Dirac de la teoría de la relatividad restringida según ECE2 conduce a una nueva estructura hiperfina en el efecto anómalo de Zeeman, una estructura que puede investigarse a nivel experimental con técnicas de alta resolución, tales como la doble resonancia. Se infiere, por primera vez, que la aproximación de Dirac, efectuada hace noventa años, significa que desaparece el hamiltoniano clásico. Este resultado, sin sentido físico, significa que se ha pasado por alto mucha estructura hiperfina. Si la misma existe a nivel experimental, resulta útil en forma inmediata en química analítica y medicina. Si no existe, significaría la existencia de una crisis en la mecánica cuántica relativista en un nivel fundacional.

Palabras clave: teoría ECE2, efecto anómalo de Zeeman, nueva estructura hiperfina.

1. Introducción.

En recientes documentos de esta serie [1-12] se ha demostrado que la ecuación del fermión / Dirac puede expresarse en un espacio en el que tanto la curvatura como la torsión son distintas de cero – en el contexto de la teoría ECE2. Como resultado de este desarrollo, se re-examinaron las suposiciones fundacionales de la ecuación original de Dirac, lo cual resultó en la inferencia de una nueva estructura hiperfina en espectroscopía atómica y molecular, ejemplificada en la clase de teoría más sencilla a través del hidrógeno atómico H. En el efecto Zeeman, por ejemplo, hay particiones del espectro habitual, tal como se describió en el documento anterior, el UFT331. También puede haber corrimientos del espectro habitual respecto de la ecuación de Dirac. Estos desplazamientos y particiones se encuentran dentro del rango de resolución de la espectroscopía de resonancia de doble resolución ultra elevada, y se vuelve posible evaluar las suposiciones fundacionales de Dirac y sus contemporáneos con un alto grado de precisión experimental.

Este documento debiera de leerse junto con sus notas de acompañamiento, las cuales incluyen todos los detalles de cálculo necesarios para comprender los conceptos principales de este documento, el UFT332, publicado en el portal www.aias.us. La Nota 332(1) demuestra que la aproximación de Dirac, efectuada hace noventa años, significa que el hamiltoniano clásico (H_0) desaparece, un resultado sin sentido físico que cuestiona la validez de dicha aproximación. La Nota 332(1) incluye todos los detalles del desarrollo del hamiltoniano rigurosamente correcto que la relatividad restringida que Dirac y sus contemporáneos debieron de haber utilizado. La Nota 332(2) resuelve una versión de la ecuación del fermión / Dirac, para dar bien definidos corrimientos hiperfinos, los cuales están completamente ausentes de la teoría de tipo Dirac, cuya cruda aproximación sin sentido físico conduce a un valor nulo de H_0 . La Nota 332(3) analiza las reglas de transición y la Nota 332(4) evalúa el hamiltoniano de la Nota 332(2). Finalmente, la Nota 332(5) incluye detalles de la teoría del efecto anómalo de Zeeman y su modificación a través del empleo de la ecuación rigurosamente correcta del fermión / Dirac.

La Sección 2 analiza los principales resultados de estas notas, y la Sección 3 incluye ejemplos de resultados obtenidos por computación, utilizando en la primera aproximación las funciones de onda hidrogénicas no relativistas. Más rigurosamente, una gran cantidad de nuevos hallazgos esperan ser descubiertos a través de la aplicación de investigación computacional avanzada en química cuántica y en investigación experimental mediante el empleo de técnicas ultra elevadas de resolución.

2. Desarrollo riguroso y Efecto Zeeman Anómalo.

El origen clásico de la mecánica cuántica relativista es la ecuación de la energía de Einstein:

$$E^2 = p^2 c^2 + m^2 c^4$$

(1)

la cual hoy día se sabe forma parte de la teoría de campo unificado ECE2, en un espacio en el que tanto la curvatura como la torsión son idénticamente distintas de cero. La ecuación original

(1) se desarrolló en un espacio en el que la torsión y la curvatura son ambas idénticamente iguales a cero, el espaciotiempo plano o de Minkowski. En la Ec. (1), E es la energía total relativista:

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

donde m es la masa de la partícula, c es la velocidad de la luz en el vacío y γ es el factor de Lorentz:

$$\gamma = \left(1 - \frac{p_0^2}{m^2 c^2}\right)^{-1/2} \quad (3)$$

en donde p_0 es el momento lineal no relativista, definido por:

$$\underline{p}_0 = m \underline{v}_0 \quad (4)$$

y donde v_0 es la velocidad lineal no relativista. En la Ec. (1), p es el momento relativista:

$$\underline{p} = \gamma \underline{p}_0 \quad (5)$$

El hamiltoniano relativista es:

$$H = E + U \quad (6)$$

y el hamiltoniano no relativista se define como:

$$H_0 := H - m c^2. \quad (7)$$

Como se demuestra en detalle en la Nota 332(1), la Ec. (6) puede expresarse como:

$$H_0 = \frac{p^2}{(1+\gamma)m} + U \quad (8)$$

la cual se reduce correctamente, como sigue, al hamiltoniano clásico::

$$H_0 \xrightarrow{\gamma \rightarrow 1} \frac{p_0^2}{2m} + U. \quad (9)$$

Dirac aproximó la Ec. (8) al asumir que:

$$H_0 = \frac{p^2 c^2}{H - U + mc^2} + U \sim \frac{p^2 c^2}{mc^2 - U + mc^2} + U \quad (10)$$

para obtener:

$$H_0 \sim \frac{p^2 c^2}{2mc^2 - U} + U \sim \frac{p^2}{2m} \left(1 + \frac{U}{2mc^2} \right) + U \quad (11)$$

de manera que Dirac supuso que:

$$E = \gamma mc^2 = H - U \sim mc^2 - U \quad (12)$$

es decir, que el factor de Lorentz puede aproximarse mediante:

$$\gamma \sim 1 - \frac{U}{mc^2}. \quad (13)$$

Sin embargo, el correcto factor de Lorentz es la Ec. (3). En el límite:

$$v_0 \ll c \quad (14)$$

el correcto factor de Lorentz puede aproximarse mediante:

$$\gamma \sim 1 + \frac{1}{2} \frac{p_0^2}{m^2 c^2}. \quad (15)$$

Comparando las Ecs. (13) y (15):

$$\frac{p_0^2}{2m} = -U \quad (16)$$

lo cual significa que desaparece el hamiltoniano clásico:

$$H_0 = \frac{p_0^2}{2m} + U = 0. \quad (17)$$

A pesar de su empleo acrítico durante casi noventa años, la aproximación de Dirac es por lo tanto altamente restrictiva, y como se observa en el documento UFT331 y en este document, pierde mucha estructura espectral hiperfina de gran utilidad potencial. Esta estructura hipefina también resulta una nueva y severa evaluación experimental de los fundamentos de la

mecánica cuántica relativista.

La aproximación usual de Dirac da el hamiltoniano:

$$H = \frac{p^2}{2m} + \frac{U}{4m^2c^2} p^2 + U \quad (18)$$

y como se muestra en detalle en la Nota 332(1) conduce al hamiltoniano de órbita de espín:

$$\text{Re } H_{0E} \psi = - \frac{\hbar e^2}{16\pi\epsilon_0 m^2 c^2 r^3} \underline{L} \cdot \underline{S} \psi \quad (19)$$

(Nótese que hay algunos cambios de signo en la Nota 331(1) que se incluyeron en el blog del portal www.aias.us. Los signos correctos son los dados en este documento.) En la Ec. (19), \underline{L} es el momento angular relativista

$$\underline{L} = \gamma \underline{L}_0 \quad (20)$$

donde \underline{L}_0 es el momento angular no relativista, \hbar es la constante reducida de Planck, e es la carga en el protón, ϵ_0 es la permitividad en el vacío en unidades del S. I., m es la masa del electrón, c es la velocidad de la luz en el vacío y r es la distancia entre el protón y el electrón en el átomo de H. El operador cuántico de espín es:

$$\underline{\hat{S}} = \frac{\hbar}{2} \underline{\hat{\sigma}} \quad (21)$$

donde $\underline{\hat{\sigma}}$ es el operador de la matriz de Pauli.

Durante el usual desarrollo de noventa años se empleó el momento angular no relativista, pero debiera de emplearse el momento angular relativista. El desarrollo correcto, como en la Nota 332(1), conduce a:

$$\langle \text{Re } H_{0E} \rangle = \frac{-e^2}{16\pi\epsilon_0 m^2 c^2} \left(\frac{J(J+1) - L(L+1) - S(S+1)}{a_0^3 n^3 L(L+\frac{1}{2})(L+1)} \right) \left(1 + \frac{1}{mc^2} \left\langle \frac{p_0^2}{2m} \right\rangle \right) \quad (22)$$

en donde:

$$\frac{1}{mc^2} \left\langle \frac{p_0^2}{2m} \right\rangle = \frac{1}{2} \left(\frac{\lambda_c}{a_0} \right) \frac{\alpha}{n^2} = \frac{2.662567 \times 10^{-5}}{n^2} \quad (23)$$

donde λ_c es la longitud de onda de Compton para el electrón, a_0 es el radio de Bohr, α es la constante de estructura fina y n es el número cuántico principal. Aquí, J es el número cuántico

del momento angular total, L es el angular y S es el número cuántico de espín. Llamativamente, ésta es la primera vez que se ha inferido la Ec. (22), y este desarrollo sigue a aquel del documento UFT331.

La nueva estructura hiperfina depende de la forma en que se desarrolla el hamiltoniano riguroso (8). Esta es otra inferencia que afecta a toda la mecánica cuántica relativista. Utilizando:

$$P^2 = \gamma^2 P_0^2 \quad (24)$$

el hamiltoniano (8) puede expresarse como:

$$H_0 = \left(\frac{\gamma^2}{1+\gamma} \right) \frac{P_0^2}{2m} + U \quad (25)$$

y en la base SU(2) (Nota 332(2)) puede expresarse de tres maneras:

$$H_0 = \frac{1}{m} \underline{\sigma} \cdot \underline{P}_0 \frac{\gamma^2}{1+\gamma} \underline{\sigma} \cdot \underline{P}_0 + U \quad (26)$$

ó

$$H_0 = \frac{\gamma}{m} \underline{\sigma} \cdot \underline{P}_0 \frac{\gamma}{1+\gamma} \underline{\sigma} \cdot \underline{P}_0 + U \quad (27)$$

ó

$$H_0 = \frac{1}{m} \left(\frac{\gamma^2}{1+\gamma} \right) \underline{\sigma} \cdot \underline{P}_0 \underline{\sigma} \cdot \underline{P}_0 + U \quad (28)$$

Estas tres expresiones diferentes del mismo hamiltoniano dan origen a tres patrones diferentes de estructura hiperfina. De manera que los fundamentos de la mecánica cuántica relativista están definidos de una manera incompleta. El desarrollo correcto de la teoría solamente puede hallarse por comparación con los datos experimentales, utilizando espectroscopía con resolución ultra elevada.

Como se muestra en la Nota 332(2):

$$\frac{\gamma^2}{1+\gamma} \doteq \frac{1}{2} \left(1 - \frac{U}{2mc^2} + \frac{1}{mc^2} \left(\frac{H_0}{2} + \frac{P_0^2}{2m} \right) \right) \quad (29)$$

donde:

$$\left\langle \frac{p_0^2}{2m_0^2} \right\rangle = \frac{1}{2} \left(\frac{\lambda_c}{a_0} \right) \frac{\alpha}{n^2} \quad (30)$$

y:

$$\left\langle \frac{H_0}{2m_0} \right\rangle = -\frac{1}{4} \left(\frac{\lambda_c}{a_0} \right) \frac{\alpha}{n^2} \quad (31)$$

De manera que el hamiltoniano cuantizado se elige como:

$$H_0 \psi = \left(\frac{1}{2m} \underline{\sigma} \cdot \underline{p}_0 \frac{\gamma^2}{1+\gamma} \underline{\sigma} \cdot \underline{p}_0 + U \right) \psi \quad (32)$$

puede desarrollarse como en la Nota 332(2) como:

$$H_0 \psi = \frac{p_0^2}{2m} \left(1 + \frac{1}{m_0^2} \left(\frac{H_0}{2} + \frac{p_0^2}{2m} \right) \right) \psi - \frac{1}{4m_0^2} \underline{\sigma} \cdot \underline{p}_0 U \underline{\sigma} \cdot \underline{p}_0 \psi \quad (33)$$

El segundo término de la derecha de esta igualdad da la estructura fina de la órbita de espín habitual, mientras que el primer término a la derecha de la igualdad corresponde a una estructura hiperfina desconocida hasta el momento. La Nota 332(3) da las reglas de transición necesarias, y en la Sección 3 se incluye una table de corrimientos. Las reglas de transición en la estructura fina de la órbita de espín son:

$$\Delta J = 0, \pm 1; \quad J=0 \not\rightarrow J=0 \quad (34)$$

con

$$m_J = -J, \dots, J \quad (35)$$

y

$$\Delta m_J = 0, \pm 1 \quad (36)$$

Los niveles de energía de órbita de espín habituales son:

$$E_{0E} = -\frac{e^2}{16\pi\epsilon_0 m c^2} \left(\frac{J(J+1) - L(L+1) - S(S+1)}{a_0^3 n^3 L(L+\frac{1}{2})(L+1)} \right) \quad (37)$$

Pero los niveles correctos según la elección (2b) del hamiltoniano son:

$$E_{0E1} = E_{0E} \left(1 + \frac{2.662567 \times 10^{-5}}{n^2} \right). \quad (38)$$

En la Sección 3 se incluye una tabla de corrimientos debidos a la corrección (38). En presencia de un campo magnético se obtiene un espectro hiperfino ricamente estructurado, como sigue:

$$E_{0E2} = E_{0E1} - \frac{e\hbar}{2m} g_J m_J B_z \quad (39)$$

donde g_J es el factor de Landé:

$$g_J = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \quad (40)$$

y B_z es la densidad de flujo magnético aplicado según el eje Z.

La Nota 332(4) brinda más detalles de la evaluación del hamiltoniano (23), y la Nota 332(5) desarrolla el hamiltoniano en presencia de un campo magnético, dando algunos detalles acerca de la forma en que se desarrolla el factor de Landé. En la Nota 332(5) se muestra que el hamiltoniano correcto del efecto anómalo de Zeeman es:

$$\langle H_{EAZ} \rangle = -\frac{m c^2 \alpha}{n^2} \left(1 - \frac{1}{4} \frac{\lambda_c \alpha}{a_0 n^2} \right) - \frac{e\hbar}{2m} g_J m_J B_z \quad (41)$$

La línea H alfa del hidrógeno atómico, por ejemplo, se parte en seis líneas por causa del efecto anómalo de Zeeman, las tres líneas del efecto normal de Zeeman se parten en tres pares. El hamiltoniano rigurosamente correcto (41) produce desplazamientos hiperfinos desconocidos hasta ahora del efecto anómalo de Zeeman, tal como se discute en la Sección 3.

3. Análisis Computacional de los Nuevos Corrimientos Hiperfinos.

El valor esperado de la energía potencial puede calcularse a partir de la relación

$$\langle U \rangle = -2 \langle T \rangle \quad (42)$$

con la energía cinética no relativista

$$\langle T \rangle = \left\langle -\frac{\hbar^2 \nabla^2}{2m} \right\rangle = \left\langle \frac{p_0^2}{2m} \right\rangle = mc^2 \frac{\alpha^2}{2n^2} \quad (43)$$

tal como se obtuvo en la Sección 2. Los niveles de energía relativista de la teoría de Dirac (sin un campo magnético externo) vienen dados por

$$E_D = \langle U \rangle + \frac{mc^2 \alpha^2}{2n^2} + \frac{\alpha^2}{4ma_0 \hbar^3} \frac{J(J+1) - L(L+1) - S(S+1)}{L(L+1/2)(L+1)} \quad (44)$$

mientras que la nueva estructura hiperfina conduce al resultado:

$$E = \langle U \rangle + \frac{mc^2 \alpha^2}{2n^2} \left(1 + \frac{\alpha^2}{4n^2} \right) + \frac{\alpha^2}{4ma_0 \hbar^3} \left(1 + \frac{\alpha^2}{2n^2} \right) \frac{J(J+1) - L(L+1) - S(S+1)}{L(L+1/2)(L+1)} \quad (45)$$

El esquema de términos de las transiciones no cambiará, dado que la nueva estructura hiperfina no depende de los números cuánticos m_J . Por lo tanto, no hay particiones adicionales para el efecto Zeeman, sólo un pequeño corrimiento. Las energías de ambos casos se comparan, para los primeros niveles de hidrógeno atómico, en la Tabla 1. Siempre hay un incremento de energías debido a la solución correcta de la ecuación del fermión/ Dirac presentada en este documento. Además, las energías se presentan como esquemas de términos en las Figs. 1-6.

Término	No-relativ.	Dirac	Teoría ECE2	Diferencia ECE2-Dirac
1 s _{1/2}	-0.5	-0.5	-0.4999933435807	6.656 · 10 ⁻⁶
2 s _{1/2}	-0.125	-0.125	-0.1249995839738	4.160 · 10 ⁻⁷
2 p _{1/2}	-0.125	-0.1250001386754	-0.1249997226492	4.160 · 10 ⁻⁷
2 p _{3/2}	-0.125	-0.1250001386754	-0.1249997226492	4.160 · 10 ⁻⁷
3 s _{1/2}	-0.055555555555555	-0.05555555555556	-0.0555554733775	8.218 · 10 ⁻⁸
3 p _{1/2}	-0.055555555555555	-0.0555555677301	-0.0555554855521	8.218 · 10 ⁻⁸
3 p _{3/2}	-0.055555555555555	-0.0555555494683	-0.0555554672903	8.218 · 10 ⁻⁸
3 d _{3/2}	-0.055555555555555	-0.055555592079	-0.0555554770299	8.218 · 10 ⁻⁸
3 d _{5/2}	-0.055555555555555	-0.055555531207	-0.0555554709426	8.218 · 10 ⁻⁸

Tabla 1: Energías (en unidades Hartree) de hidrógeno atómico con partición de órbita de espín (teoría de Dirac y este trabajo).

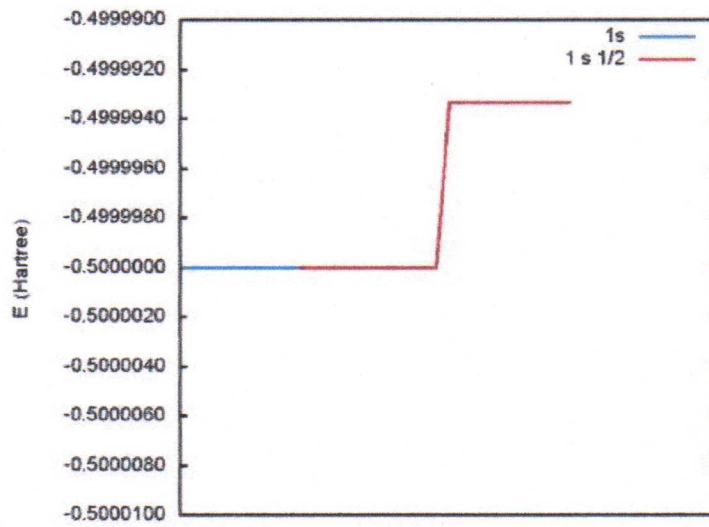


Figura 1: Esquemas de energía para estados 1s (no-relat., teoría de Dirac, teoría ECE2).

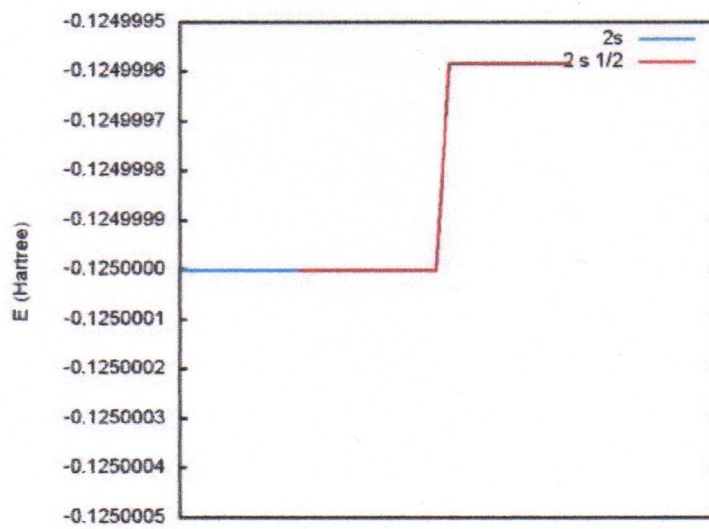


Figura 2: Esquemas de energía para estados 2s (no-relat., teoría de Dirac, teoría ECE2).

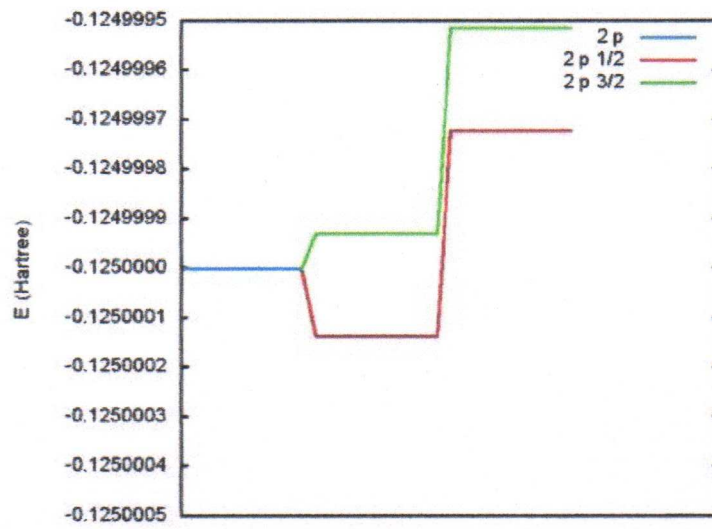


Figura 3: Esquemas de energía para estados $2p$ (no-relat., teoría de Dirac, teoría ECE2).

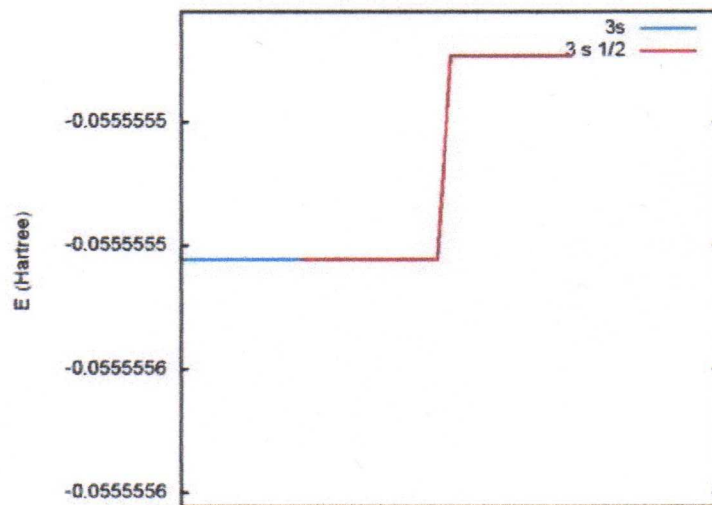


Figura 4: Esquemas de energía para estados $3s$ (no-relat., teoría de Dirac, teoría ECE2).

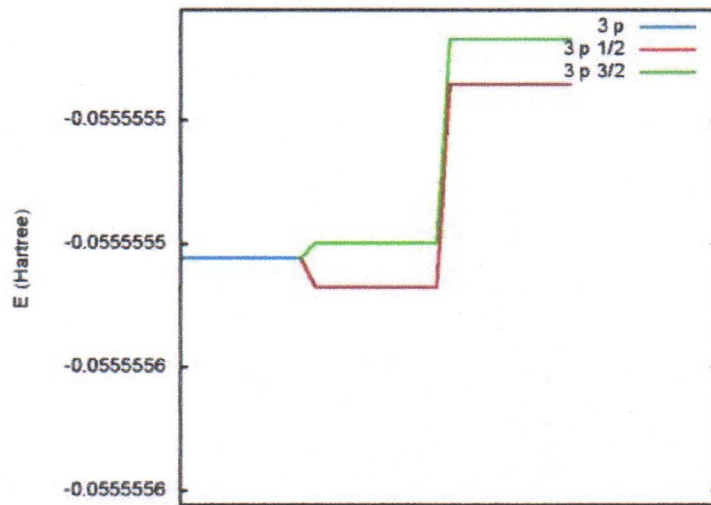


Figura 5: Esquemas de energía para estados $3p$ (no-relat., teoría de Dirac, teoría ECE2).

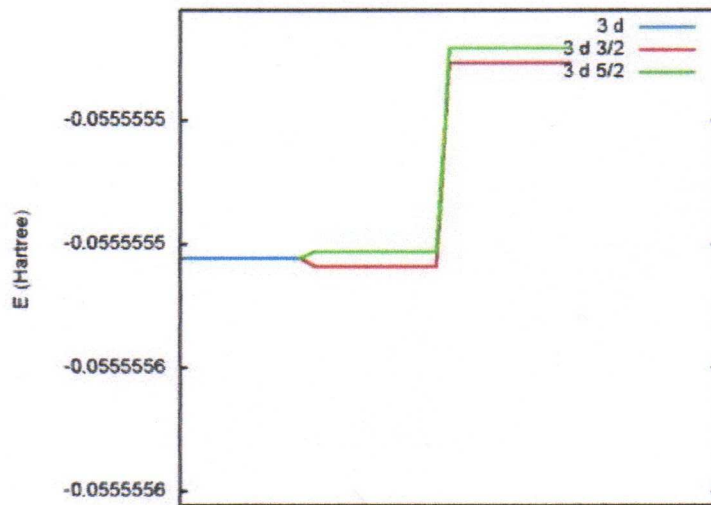


Figura 6: Esquemas de energía para estados $3d$ (no-relat., teoría de Dirac, teoría ECE2).

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 por el diseño y mantenimiento al portal, así como publicación y programación de la retroalimentación, a Alex Hill por las traducciones y lecturas en idioma castellano y a Robert Cheshire por las lecturas en idioma inglés.

Referencias bibliográficas.

- [1] M. W. Evans, H. Eckardt, D. W. Lindstrom y S. J. Crothers, "The Principles of ECE Theory" (UFT281 a UFT288 y New Generation Publishing, Londres, en prep.)
- [2] M. W. Evans, "Collected Scientometrics" (UFT307 y New Generation 2015).
- [3] M. W. Evans, S. J. Crothers, H. Eckardt y K. Pendergast, "Criticisms of the Einstein Field Equation" (UFT301 y Cambridge International Science Publishing, CISP, 2010).
- [4] L. Felker, "The Evans Equations of Unified Field Theory" (UFT302 y Abramis 2007, Traducción al idioma castellano por Alex Hill de libre acceso en el portal www.aias.us).
- [5] H. Eckardt, "The ECE Engineering Model or Collected Equations" (UFT303).
- [6] M. W. Evans, Ed., J. Found. Phys. Chem., (CISP 2011 y de libre acceso en el portal www.aias.us).
- [7] M. W. Evans, Ed., "Definitive Refutations of the Einsteinian General Relativity" (CISP 2012, de libre acceso en el portal www.aias.us).
- [8] M. W. Evans, H. Eckardt y D. W. Lindstrom, "Generally Covariant Unified Field Theory" (Abramis, 2005 a 2011 en siete volúmenes y de libre acceso en el portal www.aias.us).
- [9] M. W. Evans y L. B. Crowell, "Classical and Quantum Electrodynamics and the B(3) Field" (World Scientific, 2001).
- [10] M. W. Evans y S. Kielich, Eds. "Modern Nonlinear Optics" (Wiley Interscience, Nueva York, 1992, 1993, 1997 y 2001 y de libre acceso en la sección Omnia Opera del portal www.aias.us), en dos ediciones y seis volúmenes.
- [11] M. W. Evans y J.-P. Vigié, "The Enigmatic Photon", (Kluwer, Dordrecht, 1994 a 2002 y de libre acceso en la sección Omnia Opera del portal www.aias.us).
- [12] M. W. Evans y A. A. Hasanein, "The Photomagnetron in Quantum Field Theory" (World Scientific, 1994).