Resonancia Electrónica de Espín Hiperfina a Partir de la Relatividad Restringida de la Teoría ECE2.

por

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

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

Traducción: Alex Hill (www.et3m.net)

Resumen.

Mediante el reemplazo de la restrictiva aproximación de Dirac, se desarrollan en forma sistemática nuevos tipos de resonancia electrónica de espín (REE), revelando muchos nuevos tipos de estructura hiperfina de REE, de gran utilidad analítica. Se proponen nuevos esquemas de cuantización, los cuales dependen de la naturaleza relativista, o no relativista, de la función de onda. Se efectúan estimaciones de órdenes de magnitud del nuevo tipo de partición hiperfina, la cual se superpone a la estructura fina de la espectroscopía de órbita de espín.

Palabras clave: relatividad restringida de la teoría ECE2, estructura hiperfina de órbita de espín REE.

1. Introducción.

En recientes documentos de esta serie [1-12] se ha desarrollado la teoría ECE2 a partir de la identidad de Jacobi Cartan Evans, desarrollada en el documento UFT313 y a partir de hipótesis basadas en el hecho de que tanto la torsión como la curvatura son en general distintas de cero. Se ha desarrollado el formato vectorial de la teoría ECE2 y se ha demostrado que sus ecuaciones de campo para el electromagnetismo y la gravitación son covariantes según Lorentz, en un espacio en que tanto la torsión como la curvatura son distintas de cero. Esta propiedad única conduce al hecho de que las ecuaciones de relatividad restringida pueden utilizarse en un espacio en que tanto la torsión como la curvatura son distintas de cero. En el pasado, se creía que la relatividad restringida era válida solamente en un espaciotiempo plano, donde tanto la torsión como la curvatura desaparecen. La nueva clase de relatividad restringida se caracteriza por una conexión de espín, que indica que forma parte de una teoría del campo unificado covariante generalizada. De manera que la distinción entre relatividad general y relatividad restringida ya no es necesaria. Cuando se considera la interacción de la radiación electromagnética con un átomo tal como el del hidrógeno, el cuatro potencial de la teoría ECE2 puede expresarse en términos de la curvatura de espín, indicando que el espacio no es un espaciotiempo plano. En este documento se desarrollan, en forma sistemática, varias nuevas clases de estructura híperfina de REE para el caso más sencillo, el átomo de hidrógeno, cuyos orbitales son analíticos, como es bien sabido.

Este documento constituye un resumen de las Notas de Acompañamiento para el documento UFT330, publicadas en el portal www.aias.us, y estas notas debieran de leerse junto con el documento. En la Nota 330(1) se incluye una recopilación acerca de la teoría orbital de espín convencional en relatividad restringida, indicando la existencia de un nuevo término que aparece cuando no se utiliza la restrictiva aproximación de Dirac. Este término se discutió originalmente en el documento UFT329. La Nota 330(2) desarrolla nuevos tipos de estructura fina de orbital de espín, y la Nota 330(3) introduce nuevos esquemas de cuantización, los cuales dependen de que la función de onda sea o no relativista. La existencia de dos esquemas posibles de cuantización no parece haberse descubierto en la literatura durante los últimos noventa años. La Nota 330(4) comienza el desarrollo de estos esquemas de cuantización, y demuestra que los dos esquemas dan origen a diferentes espectros que pueden buscarse a nivel experimental. La Nota 330(5) evalúa la magnitud esperada de aquello que se denomina "estructura híperfina orbital de espín". Los varios tipos de estructura hiperfina son diferentes para cada átomo o molécula, lo cual trae como consecuencia varias nuevas clases de REE con utilidad analítica. Lo mismo también se cumple para RMN e IRM. La Sección 2 de este documento, el UFT 330, se basa en el desarrollo sistemático de las Notas 330(6) y 330(7), en las que se obtiene el nuevo término al eliminar las restricciones de la aproximación de Dirac. Los resultados de este desarrollo se comparan con un desarrollo convencional basado en la aproximación de Dirac.

2. Desarrollo sistemático.

A partir del documento UFT329 y la Ec. (10) de la Nota 330(1), el nuevo término del hamiltoniano obtenido al eliminar la aproximación restrictiva de Dirac es:

$$H_{01} = -\underline{\sigma}\cdot\underline{p}\,\frac{H_0}{4m^2c^2}\,\underline{\sigma}\cdot\underline{p} \qquad (1)$$

en la base SU(2). Es importante notar que $\underline{p}$ es el momento relativista definido por:

$$\underline{p} = \gamma \underline{p}_0 \tag{2}$$

donde γ es el factor de Lorentz y donde $\underline{p}_0$ representa el momento clásico. Cuando un átomo, como por ejemplo el de hidrógeno (H), interactúa con un campo magnético, o un campo electromagnético, la prescripción mínima se aplica al cuatro momento relativista. El potencial vectorial $\underline{A}$ del campo magnético se introduce de esta forma, para dar:

$$H_{01} = -\underline{\sigma} \cdot (\underline{p} - e\underline{A}) \frac{H_0}{4m^2c^2} \underline{\sigma} \cdot (\underline{p} - e\underline{A}) . \tag{3}$$

Aquí, m es la masa del electrón, y c es la velocidad de la luz en el vacío. El hamiltoniano clásico H_0 se define mediante la ecuación de Schroedinger:

$$H_0 \psi = \left(-\frac{\hbar^2 \nabla^2}{2m} + U \right) \psi \tag{4}$$

donde ψ son las funciones de onda hidrogénicas clásicas, las cuales son bien conocidas a nivel analítico. La definición (4) puede aplicarse a cualquier material, como es bien sabido.

Para fines comparativos, la aproximación convencional de Dirac (ver el documento UFT329) conduce al conocido término orbital de espín:

$$H_{02} = \underline{\sigma} \cdot (\underline{p} - e\underline{A}) \frac{U}{4m^2c^2} \underline{\sigma} \cdot (\underline{p} - e\underline{A}) \tag{5}$$

donde la energía potencial entre el protón y el electrón del átomo de H es:

$$U = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} . \tag{6}$$

Aquí, e es la carga del protón, ε es la permitividad en el vacío en unidades del S. I. y r es la magnitud de la distancia entre el protón y el electrón. Aplicamos ahora la cuantización relativista:

$$p^\mu \psi_r = i\hbar \partial^\mu \psi_r \tag{7}$$

donde el cuatro momento relativista es:

$$p^\mu = \left(\frac{E}{c}, \underline{p} \right) \tag{8}$$

y donde:

$$\partial^\mu = \left(\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t}, -\underline{\nabla} \right). \tag{9}$$

Aquí, *E* es la energía relativista:

$$E = \gamma m c^2 \tag{10}$$

En el desarrollo de la ecuación de Dirac, que posee casi noventa años de existencia, se utiliza la siguiente cuantización (tal como se ha explicado en documentos previos de la serie UFT):

$$H_{01} \psi_r = i\hbar \underline{\sigma} \cdot \underline{\nabla} \frac{H_0}{4m^2c^2} \underline{\sigma} \cdot \underline{p} \psi_r . \tag{11}$$

El momento relativista se utiliza tanto como operador como como una función. La Ec. (11) es el resultado de la eliminación de la aproximación de Dirac. Esta última produce un número de resultados conocidos e importantes, en especial el factor *g* del electrón, el factor de Thomas, la estructura fina orbital de espín, REE y también RMN e IRM, anti-partículas y probabilidades correctas. En la teoría ECE la ecuación de Dirac se desarrolla hacia la ecuación del fermión, la cual elimina energías negativas y la necesidad del inobservable mar de Dirac. De manera que la Ec. (11) se encuentra bien justificada. En una primera aproximación cruda, supongamos que la verdadera función de onda relativista puede aproximarse mediante las funciones de onda hidrogénicas no relativistas. En H, se justifica esta aproximación porque la partición orbital de espín en H es muy pequeña, aunque observable e importante.

Hay dos clases de hamiltoniano:

$$H_{011} \psi = \frac{i\hbar}{4m^2c^2} H_0 \psi \underline{\sigma} \cdot \underline{\nabla} \underline{\sigma} \cdot \underline{p} \tag{12}$$

y

$$H_{012} \psi = \frac{i\hbar H_0}{4m^2c^2} \underline{\sigma} \cdot \underline{p} \underline{\sigma} \cdot \underline{\nabla} \psi \tag{13}$$

porque H_0 es una constante de movimiento. Utilizando álgebra de Pauli:

$$\underline{\sigma}\cdot\underline{\nabla}\,\underline{\sigma}\cdot\underline{p} = \underline{\nabla}\cdot\underline{p} + i\underline{\sigma}\cdot\underline{\nabla}\times\underline{p} \tag{14}$$

y

$$\underline{\sigma}\cdot\underline{p}\,\underline{\sigma}\cdot\underline{\nabla}\psi = \underline{p}\cdot\underline{\nabla}\psi + i\underline{\sigma}\cdot\underline{p}\times\underline{\nabla}\psi\,. \tag{15}$$

Por lo tanto:

$$\mathrm{Re}\,H_{o11}\psi = -\frac{\hbar}{4m^2c^2}H_0\psi\,\underline{\sigma}\cdot\underline{\nabla}\times\underline{p} \tag{16}$$

y

$$\mathrm{Re}\,H_{o12}\psi = -\frac{\hbar H_0}{4m^2c^2}\underline{\sigma}\cdot\underline{p}\times\underline{\nabla}\psi\,. \tag{17}$$

de manera que hay dos tipos de nuevo hamiltoniano.

Utilizando la prescripción mínima:

$$\underline{p} \longrightarrow \underline{p} - e\underline{A} \tag{18}$$

En presencia de un campo electromagnético, se obtienen varias clases de estructura fina de orbital de espín en REE. Por ejemplo:

$$H_{REE}\psi = \frac{e\hbar H_0\psi}{4m^2c^2}\underline{\sigma}\cdot\underline{\nabla}\times\underline{A} = \frac{e\hbar H_0\psi}{4m^2c^2}\underline{\sigma}\cdot\underline{B} \tag{19}$$

cuyos niveles de energía son:

$$\langle H_{REE}\rangle = \frac{e\hbar}{4m^2c^2}\langle H_0\rangle\,\underline{\sigma}\cdot\underline{B} \tag{20}$$

donde para el átomo H:

$$\langle H_0 \rangle = \frac{-e^4}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2 c^2 n^2} \tag{21}$$

Este es el mismo resultado que la Ec.(8) de la Nota 329(6), lo cual proporciona una verificación cruzada de conceptos y de álgebra. El valor esperado de la Ec. (21) puede expresarse como:

$$\langle H_0 \rangle = -\frac{\hbar c}{2}\left(\frac{\alpha}{r_B}\right)\frac{1}{n^2} \tag{22}$$

donde r_B es el radio de Bohr y α es la constante de estructura fina.

El hamiltoniano de REE convencional es:

$$\langle H_{REE0} \rangle = -\frac{e\hbar}{2m}\underline{\sigma}\cdot\underline{B} \tag{23}$$

de manera que la magnitud de esta nueva clase de estructura fina orbital de espín es:

$$\langle H_{REE} \rangle = \frac{1}{4}\left(\frac{\hbar}{mc}\right)\left(\frac{\alpha}{r_B}\right)\frac{1}{n^2}\langle H_{REE0} \rangle = \frac{1.33128 \times 10^{-5}}{n^2}\langle H_{REE0} \rangle \tag{24}$$

en el átomo H. Esto se encuentra dentro de los rangos de los espectrómetros de REE y RMN, y si pudiesen encontrarse en la práctica ello resultaría de mucha utilidad en el laboratorio analítico. En el átomo de H depende del número cuántico principal n, pero en átomos y moléculas más complejos produciría una estructura espectral mucho más rica. La aproximación de Dirac omite todos estos detalles.

Dos clases adicionales de espectros pueden obtenerse utilizando:

$$H_0\psi = \left(-\frac{\hbar^2\nabla^2}{2m} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0}\frac{\underline{r}}{r^2}\right)\psi \tag{25}$$

y:

$$H_{a2}\psi = \frac{i\hbar}{4m^2c^2}\underline{\sigma}\cdot\underline{\nabla}(H_0\psi)\underline{\sigma}\cdot\underline{p} \tag{26}$$

para dar:

$$H_{012}\psi = \frac{ie^2\hbar}{16\pi\epsilon_0 r^3}\underline{\sigma}\cdot\underline{r}\,\underline{\sigma}\cdot\underline{p}\psi - \frac{i\hbar^3}{8m^3c^2}\underline{\sigma}\cdot\underline{\nabla}\left(\nabla^2\psi\right)\underline{\sigma}\cdot\underline{p} \tag{27}$$

La primera parte de esta expresión da el término orbital de espín convencional:

$$\mathrm{Re}\,H_{0E}\psi = \frac{e^2\hbar}{16\pi\epsilon_0 m^2c^2r^3}\underline{\sigma}\cdot\underline{L}\psi \tag{28}$$

donde el momento angular orbital es:

$$\underline{L} = \underline{r}\times\underline{p}. \tag{29}$$

Nótese cuidadosamente que, como en las Notas 330(1) a 330(5), $\underline{p}$ es el momento relativista, de manera que $\underline{L}$ en la Ec. (29) es el momento angular relativista:

$$\underline{L} = \gamma\,\underline{L}_0. \tag{30}$$

De manera que la estructura fina orbital de espín adicional aparece tal como se desarrolla en las Notas 330(1) a 330(5).

Además, existe un nuevo segundo término a partir de la Ec. (27):

$$\mathrm{Re}\,H_2\psi = \frac{\hbar^3}{8m^3c^2}\underline{\sigma}\cdot\underline{\nabla}\left(\nabla^2\psi\right)\times\underline{p}. \tag{31}$$

En presencia de un campo electromagnético, este término da:

$$\mathrm{Re}\,H_2\psi = -\frac{e\hbar^3}{8m^3c^2}\underline{\sigma}\cdot\underline{\nabla}\left(\nabla^2\psi\right)\times\underline{A} \tag{32}$$

cuyos niveles de energía son:

$$\langle H_2\rangle = \frac{-e\hbar^3}{8m^3c^2}\underline{\sigma}\cdot\int\psi^*\underline{\nabla}\left(\nabla^2\psi\right)d\tau\times\underline{A} \tag{33}$$

Esto también es una nueva clase de estructura hiperfina orbital de espín en REE y RMN.

Algunos de estos nuevos espectros se desarrollan numéricamente en la Sección 3.

Finalmente en esta Sección, la Nota 330(7) brinda un resumen detallado de algunas estructuras hiperfinas que emergen a partir de la aproximación convencional de Dirac. Tal como se muestra en la Nota 330(7), el desarrollo convencional da origen a resultados tales como:

$$\langle Re\, H_{0E1} \rangle = \frac{e\hbar}{8\pi\epsilon_0 mc^2} \left\langle \frac{1}{r^3} \right\rangle \underline{\sigma} \cdot \underline{m}_{ind} \tag{34}$$

donde $\underline{m}_{ind}$ es el momento bipolar magnético inducido en un campo electromagnético. Esto se relaciona directamente con el campo $\underline{B}^{(3)}$ [1-12] como sigue:

$$B^{(3)} \propto m_{ind} \tag{35}$$

En el átomo H:

$$\left\langle \frac{1}{r^3} \right\rangle = \frac{1}{a_0^3 L\left(L+\frac{1}{2}\right)(L+1)n^3} \tag{36}$$

donde L es el número cuántico del momento angular, y n es el número cuántico principal. En átomos y moléculas más complejos, este valor esperado posee una estructura mucho más rica. Esto también debiera estar presente en REE, RMN e IRM. Nuevamente, esto sería de gran utilidad para los campos de análisis y de medicina.

Tal como se discutió en la Nota 330(7), también está el hamiltoniano convencional de tipo dos:

$$\langle H_{0E2} \rangle = \frac{e^3\hbar}{16\pi\epsilon_0 m^2c^2} \left\langle \frac{1}{r} \right\rangle \underline{\sigma} \cdot \underline{B} \tag{37}$$

En H:

$$\langle U \rangle = \int \psi^* U \psi \, d\tau = -\frac{e^4 m}{16\pi^2\epsilon_0^2\hbar^2 n^2} \tag{37.b}$$

de manera que los niveles de energía son:

$$\langle H_{OEZ} \rangle = \frac{1}{4mc^2} \left(\frac{e^5}{16\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar c^2} \right) \frac{\underline{\sigma} \cdot \underline{B}}{n^2} \tag{38}$$

y también debieran de ser observables. De otra forma, la ecuación de Dirac quedaría refutada.

3. Cálculo de algunos valores esperados

La mayoría de los términos relevantes para el átomo de hidrógeno ya se han calculado en el Documento UFT 329, Sección 3. Presentamos aquí algunos resultados adicionales. En la Tabla 1, se han compilado los valores esperados para $1/r^3$ y $1/r^4$ y para la razón entre los mismos. Se utilizó nuevamente las funciones de onda no relativistas del hidrógeno como aproximación, tal como ya se describió. Para el número cuántico $l = 0$, no existen los valores esperados, lo cual puede verse a partir del denominador de la Ec.(36) para $\langle 1/r^3 \rangle$. La relación entre ambos es un múltiplo de Z/a_0, donde a_0 es el radio de Bohr. Esto significa que los términos espectroscópicos de $\langle 1/r^4 \rangle$ son más pequeños pero relevantes.

Otro valor esperado que aparece en la nueva espectroscopía es, según la Ec.(33):

$$\langle \underline{I}_z \rangle = \int \psi^* \underline{\nabla} (\nabla^2 \psi) \, d\tau. \tag{39}$$

Presentamos aquí el componente radial de este término en la Tabla 2, junto con la energía cinética

$$\langle E_{cin} \rangle = -\hbar \int \psi^* (\nabla^2 \psi) \, d\tau. \tag{40}$$

La energía cinética es positiva y solamente depende del número cuántico principal. La integral misma es negativa. La componente radial del término (39) solo existe para los estados *s* y es proporcional a $(Z/a_0)^3$.

n	l	$\langle 1/r^3 \rangle$	$\langle 1/r^4 \rangle$	$\langle 1/r^4 / 1/r^3 \rangle$
1	0	-	-	-
2	0	-	-	-
2	1	$\frac{Z^3}{24a_0^3}$	$\frac{Z^4}{24a_0^4}$	$\frac{Z}{a_0}$
3	0	-	-	-
3	1	$\frac{Z^3}{81a_0^3}$	$\frac{10Z^4}{729a_0^4}$	$\frac{10Z}{9a_0}$
3	2	$\frac{Z^3}{405a_0^3}$	$\frac{2Z^4}{3645a_0^4}$	$\frac{2Z}{9a_0}$

Tabla 1: Valores esperados <1/r3> , <1/r4> y la relación entre ellos.

n	l	$<E_{\text{cin}}>$	$<I_2>_r$
1	0	$\frac{\hbar Z^2}{a_0^2}$	$\frac{10\sqrt{\pi} Z^3}{a_0^3}$
2	0	$\frac{\hbar Z^2}{4a_0^2}$	$\frac{11\sqrt{\pi} Z^3}{8a_0^3}$
2	1	$\frac{\hbar Z^2}{4a_0^2}$	0
3	0	$\frac{\hbar Z^2}{9a_0^2}$	$\frac{4\sqrt{\pi} Z^3}{3^{5/2}\sqrt{6}\, a_0^3}$
3	1	$\frac{\hbar Z^2}{9a_0^2}$	0
3	2	$\frac{\hbar Z^2}{9a_0^2}$	0

Tabla 2: Valores esperados de energía cinética y término especial de la Ec.(33).

Agradecimientos.

Se agradece al Gobierno Británico por la Pensión Civil Vitalicia, y al personal técnico de AIAS y UPITEC por muchas discusiones interesantes. Se agradece a Dave Burleigh por el mantenimiento al portal y por las publicaciones y la programación de 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, "Principles of ECE Theory" (de libre acceso en el portal www.aias.us como UFT281 a UFT288, New Generation en prep).

[2] M. W. Evans, "Collected Scientometrics" (de libre acceso como el documento UFT307 y New Generation 2015).

[3] M. W. Evans, S. J. Crothers, H. Eckardt y K. Pendergast, "Criticisms of the Einstein Field Equation" (CEFE, de libre acceso como UFT301, Cambridge International 2010).

[4] L Felker, "The Evans Equations of Unified Field Theory" (UFT302, Abramis 2007). Hay traducción al idioma castellano por Alex Hill , de libre acceso en el portal www.aias.us .

[5] H. Eckardt, "The ECE Engineering Model" (UFT303, ecuaciones reunidas).

[6] 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 los documentos relevantes de la serie UFT)

[7] M .W. Evans, Ed. J. Found. Phys. Chem., (Cambridge International 2011, de libre acceso como los documentos relevantes de la serie UFT).

[8] M .W. Evans, Ed. "Definitive Refutations of the Einsteinian General Relativity" (Cambridge International 2012, 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, de libre acceso en la Sección Omnia Opera en el portal www.aias.us).

[10] M. W. Evans y S. Kielich., Eds "Modern Nonlinear Optics" (Wiley Interscience, Nueva York 1992, 1993, 1997 y 2001, con encuadernación dura, blanda y como libro-e), en dos ediciones y seis volúmenes.

[11] M. W. Evans y J.-P. Vigier, "The Enigmatic Photon", (Kluwer, Dordrecht, 1994 a 2002), con encuadernacón dura, blanda y de libre acceso en la Sección Omnia Opera de www.aias.us .

[12] M . W. Evans y A. A. Hasanein, "The Photomagneton in Quantum Field Theory" (World Scientific, 1994).