Resonancia de Órbita de Espín Electrónica.

por

M. W. Evans y H. Eckardt,

Civil List y AIAS

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

Traducción: Alex Hill (www.et3m.net)

Resumen.

Mediante una rigurosa inspección, término por término, del hamiltoniano de interacción de la ecuación del fermión de la teoría ECE, se infiere una nueva clase de resonancia del fermión, a la que se denomina resonancia de órbita de espín electrónica (ROEE). La prescripción mínima en el hamiltoniano clásico resulta suficiente para deducir la existencia de la ROEE.

Palabras clave: Teoría ECE, hamiltoniano de interacción de la ecuación del fermión, resonancia de órbita de espín electrónica (ROEE).

1. Introducción.

En documentos recientes de esta serie [1 – 10] la ecuación del fermión se ha utilizado para deducir una nueva teoría de partículas y para relacionarla con la teoría de reactores nucleares de baja energía (RNBE). Esto implicó una inspección cuidadosa y sistemática de los términos presentes en el bien conocido hamiltoniano para la interacción de un electrón con un campo, en especial un campo electromagnético. En este caso, el hamiltoniano de la ecuación del fermión es el mismo que el bien conocido hamiltoniano de la ecuación de Dirac. Se descubrió que los términos antes mencionados no habían sido estudiados con cuidado, términos que pueden conducir a nuevas espectroscopias de resonancia electrónica con una gran utilidad potencial. En la Sección 2, se evalúa en detalle uno de estos poco estudiados términos, y se desarrolla para obtener una resonancia de órbita de espín electrónica (ROEE). Hay varias otras espectroscopías que pueden desarrollarse según este procedimiento.

2. Desarrollo de la ROEE en el Sencillo Nivel Electrónico Uno.

Consideremos la energía cinética clásica de un electrón con masa m y momento lineal $\underline{p}$:

$$H = \frac{p^2}{2m} \tag{1}$$

y utilicemos la prescripción mínima [11] para describir la interacción del electrón con un potencial vectorial $\underline{A}$. Por motivos de argumentación inicial, utilizaremos la física establecida, y luego desarrollaremos esta teoría en el campo de la física ECE. El hamiltoniano de interacción se define como:

$$\begin{aligned} H &= \frac{1}{2m}\left(\underline{p} - e\underline{A}\right)\cdot\left(\underline{p} - e\underline{A}\right) \\ &= \frac{p^2}{2m} - \frac{e}{2m}\left(\underline{p}\cdot\underline{A} + \underline{A}\cdot\underline{p}\right) + \frac{e^2 A^2}{2m} \end{aligned} \tag{2}$$

Para un campo magnético uniforme, el potencial vectorial siempre puede definirse como:

$$\underline{A} = \frac{1}{2}\underline{B} \times \underline{r} \tag{3}$$

donde $\underline{B}$ es la densidad de flujo, medido en unidades de tesla. Consideremos ahora el siguiente término del hamiltoniano:

$$H = -\frac{e}{2m}\left(\underline{p}\cdot\underline{A} + \underline{A}\cdot\underline{p}\right)$$

$$= -\frac{e}{4m}\left(\underline{p}\cdot\underline{B}\times\underline{r}+\underline{B}\times\underline{r}\cdot\underline{p}\right) \tag{4}$$

donde el momento angular orbital es:

$$\underline{p}\cdot\left(\underline{B}\times\underline{r}\right)=\underline{B}\cdot\underline{r}\times\underline{p}=\underline{L}\cdot\underline{B}\,. \tag{5}$$

El conocido hamiltoniano emerge a partir de la interacción de un momento dipolar magnético con la densidad de flujo magnético:

$$H_1 = -\frac{e}{2m}\underline{L}\cdot\underline{B} = -\underline{m}_D\cdot\underline{B}\,. \tag{6}$$

El momento dipolar magnético se define mediante el producto de la relación giromagnética $e/(2m)$ y el momento angular orbital.

El hamiltoniano clásico responsable de la Ec.(6) es:

$$H_1 = -\frac{e}{2m}\left(\underline{p}\cdot\underline{A}+\underline{A}\cdot\underline{p}\right) \tag{7}$$

el cual puede expresarse en la base SU(2) como:

$$H_1 = -\frac{e}{2m}\left(\underline{\sigma}\cdot\underline{p}\,\underline{\sigma}\cdot\underline{A}+\underline{\sigma}\cdot\underline{A}\,\underline{\sigma}\cdot\underline{p}\right) \tag{8}$$

Utilizando álgebra de Pauli [12]:

$$\underline{\sigma}\cdot\underline{p}\,\underline{\sigma}\cdot\underline{A}=\underline{p}\cdot\underline{A}+i\underline{\sigma}\cdot\underline{p}\times\underline{A} \tag{9}$$

$$\underline{\sigma}\cdot\underline{A}\,\underline{\sigma}\cdot\underline{p}=\underline{A}\cdot\underline{p}+i\underline{\sigma}\cdot\underline{A}\times\underline{p} \tag{10}$$

y se obtiene el mismo resultado (6) porque:

$$i\underline{\sigma}\cdot\left(\underline{p}\times\underline{A}+\underline{A}\times\underline{p}\right)=0\,. \tag{11}$$

Sin embargo [12]:

$$\underline{\sigma}\cdot\underline{p}=\frac{1}{r^2}\underline{\sigma}\cdot\underline{r}\left(\underline{r}\cdot\underline{p}+i\underline{\sigma}\cdot\underline{L}\right) \tag{12}$$

$$\underline{\sigma}\cdot\underline{A} = \frac{1}{r^2}\underline{\sigma}\cdot\underline{r}\left(\underline{r}\cdot\underline{A} + i\underline{\sigma}\cdot\underline{r}\times\underline{A}\right) \tag{13}$$

en donde:

$$\frac{1}{r^2}\underline{\sigma}\cdot\underline{r}\,\underline{\sigma}\cdot\underline{r} = 1. \tag{14}$$

Por lo tanto:

$$\underline{\sigma}\cdot\underline{p}\,\underline{\sigma}\cdot\underline{A} = \frac{1}{r^2}\Big(\underline{r}\cdot\underline{p}\,\underline{r}\cdot\underline{A} + i\underline{\sigma}\cdot\underline{L}\,\underline{r}\cdot\underline{A} + i\underline{r}\cdot\underline{p}\,\underline{\sigma}\cdot\underline{r}\times\underline{A} - \underline{\sigma}\cdot\underline{L}\,\underline{\sigma}\cdot\underline{r}\times\underline{A}\Big). \tag{15}$$

A partir de una comparación entre las partes real e imaginaria de las Ecs. (9) y (15):

$$\underline{p}\cdot\underline{A} = \frac{1}{r^2}\left(\underline{r}\cdot\underline{p}\,\underline{r}\cdot\underline{A} - \underline{\sigma}\cdot\underline{L}\,\underline{\sigma}\cdot\underline{r}\times\underline{A}\right) \tag{16}$$

y

$$\underline{\sigma}\cdot\underline{p}\times\underline{A} = \underline{\sigma}\cdot\underline{L}\,\underline{r}\cdot A + \underline{r}\cdot\underline{p}\,\underline{\sigma}\cdot\underline{r}\times\underline{A} \tag{17}$$

en donde:

$$\underline{r}\cdot\underline{A} = \frac{1}{2}\,\underline{r}\cdot\underline{B}\times\underline{r} = \frac{1}{2}\,\underline{B}\cdot\underline{r}\times\underline{r} = \underline{0}. \tag{18}$$

Por lo tanto, se obtienen las importantes identidades:

$$\underline{p}\cdot\underline{A} = -\frac{1}{r^2}\underline{\sigma}\cdot\underline{L}\,\underline{\sigma}\cdot\underline{r}\times\underline{A}\,, \tag{19}$$

$$\underline{\sigma}\cdot\underline{p}\times\underline{A} = \underline{r}\cdot\underline{p}\,\underline{\sigma}\cdot\underline{r}\times\underline{A}\,. \tag{20}$$

El hamiltoniano (7), por lo tanto, puede expresarse como:

$$H_1 = -\frac{e}{m}\underline{p}\cdot\underline{A} = \frac{e}{mr^2}\underline{\sigma}\cdot\underline{L}\,\underline{\sigma}\cdot\underline{r}\times\underline{A} = -\underline{m}_B\cdot\underline{B} \tag{21}$$

Finalmente, utilizamos las Ecs.(3) y (21) para encontrar que

$$
\begin{aligned}
H_1 &= \frac{e}{2mr^2}\,\underline{\sigma}\cdot\underline{L}\,\underline{\sigma}\cdot\underline{r}\times\left(\underline{B}\times\underline{r}\right) \\
&= \frac{e}{2m}\,\underline{\sigma}\cdot\underline{L}\left(\underline{\sigma}\cdot\underline{B}-\sigma\cdot\frac{\underline{r}}{r^2}\,\underline{B}\cdot\underline{r}\right) \\
&= -\,\underline{m}_D\cdot\underline{B}\,.
\end{aligned}
\tag{22}
$$

Puede observarse que el conocido hamiltoniano responsable del efecto Zeeman se ha desarrollado en un hamiltoniano que produce un nuevo tipo de resonancia de espín electrónico, desconocido hasta el momento. La resonancia surge a partir de la interacción de la matriz de Pauli con el campo magnético. Si el campo magnético se encuentra alineado según el eje Z, la resonancia se produce entre los dos estados de la matriz de Pauli:

$$\underline{\sigma}_Z = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} \tag{23}$$

y la frecuencia de la ROEE es:

$$\omega = \frac{eB}{m}\,\frac{\underline{\sigma}\cdot\underline{L}}{\hbar} \tag{24}$$

Esto se compara con la frecuencia habitual de REE

$$\omega = \frac{eB}{m} \tag{25}$$

a partir del hamiltoniano cuántico puro:

$$H_2 = -\frac{e\hbar}{2m}\,\underline{\sigma}\cdot\underline{B}\,. \tag{26}$$

El hamiltoniano de ROEE contiene un acoplamiento de órbita de espín novedoso, y cuando se le cuantiza:

$$\hat{H}_1\psi = \frac{e}{2m}\,\underline{\sigma}\cdot\underline{B}\,\hat{\underline{\sigma}}\cdot\hat{\underline{L}}\,\psi - \ldots \tag{27}$$

El conocido operador de momento angular de espín [12] se define como:

$$\hat{S} = \frac{1}{2}\hbar\,\underline{\sigma} \tag{28}$$

donde:

$$\hat{\underline{L}} \cdot \hat{\underline{S}} \psi = \frac{1}{2} \left(\hat{J}^2 - \hat{L}^2 - \hat{S}^2 \right) \psi$$
$$= \frac{1}{2} \hbar^2 \left(J(J+1) - L(L+1) - S(S+1) \right) \psi \tag{29}$$

De manera que los niveles de energía del operador hamiltoniano ROEE son:

$$E = \frac{e}{2m} \hbar \left(J(J+1) - L(L+1) - S(S+1) \right) \underline{\sigma} \cdot \underline{B} \tag{30}$$

dando la frecuencia ROEE

$$\omega = \frac{eB}{m} \left(J(J+1) - L(L+1) - S(S+1) \right) \tag{31}$$

Aquí, *J* se define mediante la serie de Clebsch Gordan:

$$J = L+S, L+S-1, \ldots, |L-S| . \tag{32}$$

Resulta claro que la Ec. (27) es nueva para la resonancia electrónica, y que es diferente del hamiltoniano de REE habitual:

$$H_{REE} = -\frac{e}{2m} \underline{L} \cdot \underline{B} + \lambda \underline{S} \cdot \underline{L} - \frac{e\hbar}{2m} \underline{\sigma} \cdot \underline{B}$$
$$= - g_{espín} \underline{\sigma} \cdot \underline{B} \tag{33}$$

el conocido hamiltoniano de espín.

El hamiltoniano de ROEE puede utilizarse para desarrollar una nueva técnica de resonancia nuclear y una nueva técnica de IRM, y puede desarrollarse a través de la física de ECE. La Nota de Acompañamiento 249(2) de esta rápida comunicación brinda otra novedosa técnica de resonancia basada en el empleo de un campo magnético en rotación.

Agradecimientos.

Se agradece al Gobierno Británico por la Pensión Civil Vitalicia, y al personal técnico de AIAS por muchas discusiones interesantes. Se agradece a Dave Burleigh por las publicaciones, a Alex Hill por las traducciones y a Robert Cheshire por las grabaciones.

Referencias.

[1] M .W. Evans, ed., J. Found. Phys. Chem. (CISP, www.cisp-publishing.com, Cambridge International Science Publishing, a partir del mes de junio de 2011).

[2] M. W. Evans, Ed., “Definitive Refutations of the Einsteinian General Relativity”, edición especial 6 de la ref. (1), (CISP, 2012).

[3] M . W. Evans, S. J. Crothers, H. Eckardt y K. Pendergast, “Criticisms of the Einstein Field Equation” (CISP 2011, preimpresión en el portal www.aias.us).

[4] M. W. Evans, H. Eckardt y D. W. Lindstrom, “Generally Covariant Unified Field Theory” (Abramis Academic, 2005 a 2011), en siete volúmenes.

[5] L. Felker, “The Evans Equations of Unified Field Theory” (Abramis 2007, traducció0n al castellano por Alex Hill publicada en el portal www.aias.us).

[6] M .W. Evans y L. B. Crowell, “Classical and Quantum Electrodynamics and the B(3) Field” (World Scientific 2001).

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

[8] M. W. Evans y J.-P. Vigier, “The Enigmatic Photon” (Kluwer, Dordrecht, 1994 a 2002) en cinco volúmenes en encuadernación dura y blanda.

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

[10] M. W. Evans, “The Photon’s Magnetic Field” (World Scientific 1992).

[11] L. H. Ryder, “Quantum Field Theory” (Cambridge University Press, 1996, segunda edición).

[12] E. Merzbacher, “Quantum Mechanics” (Wiley, Nueva York, 1971).