# Aplicación de la Ecuación del Fermión de la Teoría ECE a la Teoría de Colisiones entre Partículas y a Reactores Nucleares de Baja Energía (RNBE).

por

M .W. Evans, H. Eckardt y D. W. Lindstrom,

(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.

Se desarrolla una nueva teoría general de colisiones entre partículas, utilizando la ecuación del fermión de la teoría ECE, o representación quiral de la ecuación de Dirac, y se aplica la teoría a reactores nucleares de baja energía, con empleo de tunelación cuántica a través de la barrera de Coulomb. Se considera que dos partículas en colisión generan muchos productos a partir de la colisión, de manera que ésta es una teoría general. En general aparecen muchos nuevos fenómenos medibles, porque la teoría puede reducirse al formato de un fermión de la teoría ECE que interactúa con un campo electromagnético. Esta precisa y bien conocida teoría se generaliza para la interacción de dos partículas cualesquiera, dando origen a una cantidad cualquiera de productos.

*Palabras clave*: Ecuación del fermión de la teoría ECE, teoría de colisiones entre partículas, reactores nucleares de baja energía.

# 1. Introducción.

En recientes documentos de esta serie, se ha iniciado un nuevo desarrollo acerca de la teoría de colisión entre partículas, utilizando las ecuaciones de dualidad de la teoría ECE [1 – 10]. En general, dos partículas tales como un electrón y un positrón pueden sufrir una colisión para dar origen a muchos productos, dependiendo de la energía de las partículas iniciales. Puede haber dispersión, aniquilación y fusión nuclear. Los reactores nucleares de baja energía (RNBE) logran fusión a bajas energías. Documentos tales como UFT226 y sigs. en el portal www.aias.us ofrecen una primera explicación de las RNBE utilizando la teoría de tunelación cuántica, basada en la ecuación de Schroedinger. Por lo tanto, constituye una ventaja la reducción de las ecuaciones de la teoría de colisiones a la ecuación de Schroedinger. A partir de allí, se logra una descripción de toda clase de colisiones entre partículas mediante la incorporación de la teoría de tunelación cuántica, tal como en los documentos UFT226 y sigs.

En la Sección 2 se consideran las ecuaciones de conservación de energía y momento para la colisión de dos partículas y que dan origen a muchos productos. En una aproximación bien definida de baja energía, estas ecuaciones se reducen a una ecuación de Schroedinger, a partir de la cual puede inferirse tunelación cuántica, como es bien sabido [11]. En la base SU(2) las ecuaciones de conservación de energía y momento se transforman en una ecuación del fermión, o representación quiral de la ecuación de Dirac. Utilizando la ecuación del fermión es posible predecir muchos nuevos fenómenos de dispersión de partículas, utilizando métodos de cálculo paralelos al conocido caso de un fermión de la teoría ECE que interactúa con un campo electromagnético. La descripción semi-clásica de este último tipo de interacción produce muchos resultados precisos, en especial el factor *g* del fermión de la teoría ECE, el factor Lande, el efecto Zeeman, REE(ESR), RMN(NMR), IRM(MRI), el factor de Thomas, acoplamiento orbital de espín y el corrimiento de Darwin, todos los cuales se han observado experimentalmente con un alto grado de precisión. El empleo de un potencial vectorial complejo genera cinco términos adicionales en general, uno de los cuales es resonancia fermiónica inducida por radiación (RFR) [1 – 10]. Fenómenos paralelos a todos éstos suceden en teoría de colisión entre partículas y en teoría de reacciones nucleares de baja energía.

En la Sección 3, se analizan y evalúan numéricamente algunos de estos resultados.

# 2. Teoría General y la Ecuación del Fermión de la Teoría ECE.

La colisión entre dos partículas en general puede describirse mediante:

$$E + E_1 = E' + E'' \quad (1)$$

$$\underline{p} + \underline{p}_1 = \underline{p}' + \underline{p}'' \quad (2)$$

que son las ecuaciones de conservación de la energía total y del momento lineal. Existe también una conservación del momento angular total y de la carga total. Cada uno de los términos de energía y momento en las Ecs. (1) y (2) cumplen con la ecuación de energía de Einstein, por ejemplo:

$$E''^2 = c^2 p''^2 + m^2 c^4 \tag{3}$$

donde $m$ es la masa de la partícula con energía $E''$ y momento $p''$ . Esta podría ser una partícula dispersada, el producto de una aniquilación, una partícula creada durante el proceso de colisión o el producto de una fusión nuclear. La ecuación de energía de Einstein puede expresarse como la ecuación de dualidad de la teoría ECE:

$$E'' = \gamma'' mc^2 = \hbar\omega'' \tag{4}$$

donde $\gamma''$es el factor de Lorentz y $\omega''$ es la frecuencia angular asociada con la energía $E''$. Si se generan muchas partículas en la colisión, entonces:

$$E' = E'_1 + E'_2 + \ldots + E'_n \tag{5}$$

$$\underline{p}' = \underline{p}'_1 + \underline{p}'_2 + \ldots + \underline{p}'_n \tag{6}$$

y cada partícula posee su energía y su momento lineal. En la teoría habitual de la dispersión de Compton, por ejemplo:

$$E_1 = mc^2 \tag{7}$$

$$\underline{p}_1 = \underline{0} \tag{8}$$

para un electrón inicialmente estacionario, y donde se afirma que un fotón "sin masa" colisiona con el electrón.

La Ec. (3) puede expresarse como:

$$E''^2 - m^2 c^4 = c^2 p''^2 \tag{9}$$

es decir, como:

$$\left(E'' - mc^2\right)\left(E'' + mc^2\right) = c^2 p''^2 \tag{10}$$

de manera que la ecuación puede linealizarse como:

$$E_2 = E'' - mc^2 = \frac{c^2 p''^2}{E'' + mc^2} \tag{11}$$

La energía cinética no relativista puede obtenerse a partir de esta ecuación en la aproximación de baja energía [11]:

$$E'' \sim mc^2 \tag{12}$$

de manera que:

$$E_2 = \frac{1}{2m} p''^2 \tag{13}$$

La ecuación de Schroedinger se obtiene, como es costumbre, utilizando:

$$\underline{p}'' = -i\hbar \underline{\nabla} \tag{14}$$

de manera que:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi = E_2 \psi = \left(E + E_1 - E' - mc^2\right) \psi \tag{15}$$

Esta es la descripción cuantizada requerida del proceso de colisión general entre partículas descrito en las Ecs. (1) y (2). Una de las muchas predicciones de la ecuación de Schroedinger es la tunelación cuántica, la cual puede aplicarse a RNBE, tal como en los documentos UFT226 y sigs. en el portal www.aias.us. Esta teoría puede generalizarse a nivel conceptual a cualquier proceso que involucre la colisión de dos partículas, en especial la dispersión y la aniquilación.

Para la dispersión de Compton:

$$E_1 = mc^2 \tag{16}$$

$$E_2 = E - E' \tag{17}$$

de manera que la ecuación de Schroedinger deviene:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi = \left(E - E'\right) \psi \tag{18}$$

Puede añadirse un potencial nuclear a la Ec. (18) tal como se discutió en los documentos UFT226 y sigs., y calcular un coeficiente de transmisión. Por ejemplo, este puede ser un potencial de Coulomb, un potencial de Woods Saxon, o una combinación entre ambos, y la teoría desarrollada a partir de allí. Entonces, para la dispersión de Compton, la regla de transformación es:

$$\begin{aligned} E + mc^2 &= E' + E'' \\ \underline{p} &= \underline{p}' + \underline{p}'' \end{aligned} \quad \rightarrow \quad -\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\psi = (E - E')\psi \tag{19}$$

en la aplicación cuántica no relativista.

La ecuación del fermión de la teoría ECE puede obtenerse a partir de la Ec. (3) utilizando las matrices de Pauli de la base SU(2) [1 – 11] como sigue:

$$(E'' - mc^2)(E'' + mc^2) = c^2\underline{\sigma}\cdot\underline{p}''\underline{\sigma}\cdot\underline{p}'' \tag{20}$$

de manera que:

$$E_2 = E'' - mc^2 = \frac{c^2\underline{\sigma}\cdot\underline{p}''\underline{\sigma}\cdot\underline{p}''}{E'' + mc^2} \tag{21}$$

Esta ecuación puede desarrollarse para dar origen a muchos fenómenos nuevos de teoría de colisión entre partículas y teoría de reacciones nucleares de baja energía. En la aproximación de baja energía (12):

$$E_2 = \frac{1}{2m}\underline{\sigma}\cdot\underline{p}''\underline{\sigma}\cdot\underline{p}'' . \tag{21a}$$

Si $\underline{p}''$ posee un valor real:

$$\underline{\sigma}\cdot\underline{p}''\underline{\sigma}\cdot\underline{p}'' = p''^2 + i\underline{\sigma}\times\underline{p}''\times\underline{p}'' = p''^2 \tag{22}$$

y la Ec. (15) se obtiene nuevamente. Sin embargo, si $\underline{p}''$ posee un valor complejo:

$$E_2 = \frac{p''^2}{2m} + \frac{i}{2m}\underline{\sigma}\cdot\underline{p}''\times\underline{p}''^* \tag{23}$$

y:

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\psi + \frac{i}{2m}\underline{\sigma}\cdot\underline{p}''\times\underline{p}''^*\psi = (E - E')\psi . \tag{24}$$

Un nuevo efecto observable se produce a través del hamiltoniano:

$$H_2 = \frac{i}{2m} \underline{\sigma} \cdot \underline{p}'' \times \underline{p}''^{*} \tag{25}$$

que se traduce en el hamiltoniano de RFR [1 – 10] con la prescripción mínima:

$$\underline{p}'' \longrightarrow \underline{p}'' - e\underline{A} . \tag{26}$$

Por ejemplo, si:

$$\underline{p}'' = p^{(0)}(\underline{i} - i\underline{j}) , \quad \underline{p}''^{*} = p^{(0)}(\underline{i} + i\underline{j}) \tag{27}$$

el hamiltoniano (25) se reduce a:

$$H_2 = \frac{p^{(0)2}}{2m} \sigma_Z \tag{28}$$

y puede observarse resonancia entre dos estados de

$$\sigma_Z = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} \tag{29}$$

Utilizando:

$$p''^2 = p^2 + p'^2 - 2pp'\cos\theta \tag{30}$$

la ecuación de Schroedinger (18) se reduce a:

$$\frac{1}{2m}\left(p^2 + p'^2 - 2pp'\cos\theta\right) = E - E' \tag{31}$$

Para el fotón "sin masa":

$$E = \hbar\omega , \quad p = \hbar\frac{\omega}{c} \tag{32}$$

de manera que la Ec. (31) deviene:

$$\frac{\hbar}{mc^2}\left(\frac{1}{2}(\omega^2 + \omega'^2) - \omega\omega'\cos\theta\right) = \omega - \omega' \tag{32a}$$

que es la fórmula de Compton:

$$\frac{\hbar}{mc^2}\omega\omega'(1-\cos\theta) = \omega-\omega' \tag{33}$$

en la aproximación:

$$\omega \sim \omega' \tag{34}$$

equivalente a la aproximación (12). Este tipo de resonancia podría buscarse utilizando un campo electromagnético con polarización circular dispersado a partir de un electrón inicialmente estacionario.

La Ec. (21) puede expresarse como:

$$E+E_1-E'+mc^2 = \frac{c^2(\underline{p}+\underline{p}_1-\underline{p}')^2}{E+E_1-E'-mc^2} \tag{35}$$

Esta ecuación posee la misma estructura que la ecuación del fermión que describe la interacción de un campo electromagnético clásico con el fermión de la teoría ECE:

$$(E-e\phi)^2 = c^2(\underline{p}-e\underline{A})^2+m^2c^4 \tag{36}$$

en la medida en que:

$$e\phi \longrightarrow E'-E_1 \tag{37}$$

$$e\underline{A} \longrightarrow \underline{p}'-\underline{p}_1 . \tag{38}$$

De manera que todos los resultados precisos que pueden obtenerse a partir de la Ec. (36) pueden aplicarse a la teoría de colisión entre partículas. Estos resultados surgen a partir de la Ec. (36) en el formato:

$$\left[(mc^2+e\phi)+\frac{1}{2m}\left(\underline{\sigma}\cdot(\hat{p}-e\underline{A})\left(1+\frac{e\phi}{2mc^2}\right)\underline{\sigma}\cdot(\hat{p}-e\underline{A})\right)\right]\psi = E\psi \tag{39}$$

de una ecuación de tipo Schroedinger:

$$\hat{H}\psi = E\psi \tag{40}$$

donde el operador hamiltoniano es:

$$\hat{H} = \hat{H}_1 + \hat{H}_2 + \hat{H}_3 \tag{41}$$

Se incluyen todos los detalles en las Notas de Acompañamiento 248(5) a 248(10) que se incluyen junto con el documento UFT248 en el portal www.aias.us. Puede analizarse el hamiltoniano para obtener muchos efectos bien conocidos, y puede desarrollarse toda la teoría para colisiones entre partículas y RNBE.

Hay tres operadores hamiltonianos principales resumidos en la ecuación:

$$(\hat{H}_1 + \hat{H}_2 + \hat{H}_3)\psi = E\psi \tag{42}$$

Estos son:

$$\hat{H}_1 = mc^2 + e\phi \tag{43}$$

el segundo hamiltoniano:

$$\hat{H}_2 = \frac{1}{2m}\left(\underline{\sigma}\cdot\left(-i\hbar\underline{\nabla} - e\underline{A}\right)\underline{\sigma}\cdot\left(-i\hbar\underline{\nabla} - e\underline{A}\right)\right) \tag{44}$$

y el tercer hamiltoniano:

$$\hat{H}_3 = \frac{1}{2m}\left(\underline{\sigma}\cdot\left(-i\hbar\underline{\nabla} - e\underline{A}\right)\phi\,\underline{\sigma}\cdot\left(-i\hbar\underline{\nabla} - e\underline{A}\right)\right) \tag{45}$$

Estos surgen a partir de la ecuación:

$$E = mc^2 + e\phi + \frac{c^2(\underline{p} - e\underline{A})^2}{E - e\phi + mc^2} \tag{46}$$

en la aproximación de baja energía (12), de manera que la Ec. (46) deviene:

$$E = mc^2 + e\phi + \frac{1}{2m}\underline{\sigma}\cdot\left(\underline{p} - e\underline{A}\right)\left(1 + \frac{e\phi}{2mc^2}\right)\underline{\sigma}\cdot\left(\underline{p} - e\underline{A}\right) \tag{47}$$

Como en la Nota de Acompañamiento 248(6):

$$\hat{H}_2\psi = \frac{1}{2m}\Big[-\hbar^2\nabla^2\psi + e^2A^2\psi + ie\hbar\underline{\nabla}\cdot(\underline{A}\psi) - e\hbar\underline{\sigma}\cdot\underline{\nabla}\times(\underline{A}\psi)$$
$$+ ie\hbar\underline{A}\cdot\underline{\nabla}\psi - e\hbar\underline{\sigma}\cdot\underline{A}\times\underline{\sigma}\psi\Big] \tag{48}$$

Por lo tanto, hay muchos efectos presentes en general, todos los cuales pueden suceder en la teoría de colisión entre partículas y en RNBE con la traducción (38). El resultado más conocido de la Ec.(48) se obtiene a partir de:

$$
\begin{aligned}
\hat{H}_2 \psi &= -\frac{e\hbar}{2m} \underline{\sigma} \cdot \left( \underline{\nabla} \times (\underline{A} \psi) + \underline{A} \times \underline{\nabla} \psi \right) + \dots \\
&= -\frac{e\hbar}{2m} \underline{\sigma} \cdot \left( (\underline{\nabla} \times \underline{A}) \psi + \underline{\nabla} \psi \times \underline{A} + \underline{A} \times \underline{\nabla} \psi \right) \\
&= -\frac{e\hbar}{2m} \underline{\sigma} \cdot (\underline{\nabla} \times \underline{A}) \psi + \dots
\end{aligned}
\tag{49}
$$

utilizando la definición de la física establecida respecto de la densidad de flujo magnético:

$$\underline{B} = \underline{\nabla} \times \underline{A} \tag{50}$$

En la física de la teoría ECE que, la estructura se ve significativamente enriquecida a través de la conexión de espín [1 – 10]. La Ec. (49) da el factor $g$ del electrón de la teoría ECE, el factor Lande, RES(ESR), RMN(NMR) y IRM(MRI). Hay efectos paralelos en la teoría de colisión entre partículas y RNBE que pueden evaluarse experimentalmente.

Tal como se demuestra con todo detalle en la Nota de Acompañamiento 248(7), el empleo de un potencial con valor complejo genera cinco nuevos efectos a través de los hamiltonianos:

$$
\begin{aligned}
\hat{H}_{21} \psi = \frac{1}{2m} \Big[ & i e^2 \underline{\sigma} \cdot \underline{A} \times \underline{A}^* \psi - e\hbar \underline{\sigma} \cdot \underline{A} \times \underline{\nabla} \psi \\
& - e\hbar \underline{\sigma} \cdot \underline{\nabla} \psi \times \underline{A}^* - e\hbar \underline{\sigma} \cdot (\underline{\nabla} \times A^*) \psi + \dots \Big]
\end{aligned}
\tag{51}
$$

y:

$$\hat{H}_3 \psi = \frac{1}{2} ec \left( 1 + \frac{e\phi}{2mc^2} \right) \underline{\sigma} \cdot \left( \underline{A}^* - \underline{A} \right) . \tag{52}$$

Uno de éstos es el hamiltoniano de RRF:

$$\hat{H}_{RFR} = \frac{i e^2}{2m} \underline{\sigma} \cdot \underline{A} \times \underline{A}^* \tag{53}$$

tal como se analiza en más detalle en la Nota de Acompañamiento 248(7) .

Como se analiza en las Notas de Acompañamiento 248(8) y 248(9) en todo detalle, el hamiltoniano (45) produce acoplamiento orbital de espín y el desplazamiento de Darwin, y habrá nuevamente equivalentes a estos fenómenos en la teoría de colisión entre partículas y en RNBE. De manera que es posible desarrollar una nueva teoría comprehensiva de colisiones entre partículas.

## 3. Análisis Numérico.

Sección a cargo de Horst Eckardt y Douglas Lindstrom

## Agradecimientos.

Se agradece al Gobierno Británico por una Pensión Civil Vitalicia para MWE y al equipo técnico de AIAS y ptros por muchas discusiones ineresantes. Se agradece a Dave Burleigh pr sus publicaciones en la red, a Alex Hill por las traducciones y a Robert Cheshire por las grabaciones.

## Referencias.

[1] M. W. Evans, Ed. "Definitive Refutations of the Einsteinian General Relativity" (Cambridge International Science Publishing, CISP, www.cisp-publishing.com, 2012).

[2] M .W. Evans, Ed., J. Found. Phys. Chem., (CISP 2011).

[3] M .W. Evans, S. J. Crothers, H. Eckardt y K. Pendergast, "Criticisms of the Einstein Field Equation" (CISP, 2011).

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

[5] L. Felker, "The Evans Equations of Unified Field Theory" (Abramis 2007, traducción al castellano por Alex Hill 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 volúmens y dos ediciones.

[8] M .W. Evans y J.-P. Vigier, "The Enigmatic Photon" (Kluwer, Dordrecht, 1994 a 2002) en diez volúmenes con 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] E. Merzbacher, "Quantum Mechanics" (Wiley, 2ª edición, 1970).