Nueva ecuación de la teoría ECE a partir de la definición fundamental de la tétrada, y su aplicación a reacciones nucleares de baja energía.

por

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

Civil List y A. I. A. S.

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

Traducción: Alex Hill (www.et3m.net)

Resumen

Se deducen nuevas ecuaciones clásicas y cuánticas de movimiento a partir de la definición fundamental de la tétrada en la geometría diferencial, y se reducen a la ecuación de Schroedinger mediante una aproximación bien definida. Esta es una rigurosamente consistente teoría ECE, que produce más información en general que la ecuación de Schroedinger. Ésta última se aplica en el caso de reacciones nucleares de baja energía (RNBE) para dar una explicación directa a partir de la geometría diferencial. Se concluye que las RNBE se deben a una combinación de tunelación cuántica y absorción resonante de cuantos del espaciotiempo, tales como fotones, fonones y plasmones.

Palabras clave: Teoría ECE, deducción de nuevas ecuaciones de movimiento a partir de la tétrada, límite de Schroedinger, reacciones nucleares de baja energía.

1. Introducción.

La teoría del campo unificado ECE [1 – 10] se basa en la geometría diferencial, y por esta razón proporciona una unificación relativamente sencilla de la física. Se reduce a una bien conocida ecuación de la física y, al igual que en este documento, proporciona nuevas ecuaciones de movimiento que contienen nueva información, y que bajo bien definidos límites se reducen a sus conocidas contrapartes. En la Sección 2, se presenta una nueva definición fundamental de la tétrada generalizada de Cartan, y se desarrolla en una ecuación de movimiento clásica y cuántica. Este método define el postulado fundamental de Schroedinger en el nivel ECE, y también define rigurosamente la prescripción mínima en el marco de la teoría ECE. La nueva ecuación de movimiento cuantizada se reduce en forma directa a la ecuación de Schroedinger mediante el empleo de una aproximación bien definida, la cual sin embargo pierde una gran cantidad de información inherente a una geometría diferencial misma. En la Sección 3, la ecuación de Schroedinger así reducida se aplica para generar una explicación directa de las reacciones nucleares de baja energía (RNBE), en términos de tunelación cuántica y una absorción simultánea resonante de cuantos de espaciotiempo, tales como fotones, fonones y plasmones.

2. Deducción de la nueva definición de la tétrada y ecuaciones de movimiento.

Consideremos el campo vectorial *V* en cualquier dimensión. La tétrada de Cartan [11] se definía originalmente mediante:

$$V^a = q^a_{\ \mu} V^\mu \qquad (1)$$

donde *a* indica el espaciotiempo tangente en el punto *P* de la variedad base etiquetada como μ. La tétrada es una matriz cuadrada. Durante el desarrollo de la teoría ECE [1-10] esta definición de la tétrada se ha extendido a un campo vectorial *V*, definido por dos representaciones distintas en un espacio matemático. Por ejemplo (*a*) puede denotar la base circular compleja, mientras que μ denota la base cartesiana. La tétrada puede emplearse [11] con los componentes y vectores base del campo vectorial *V* completo. Por ejemplo:

$$\begin{bmatrix} e^{(0)} \\ \underline{e}^{(1)} \\ \underline{e}^{(2)} \\ \underline{e}^{(3)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} q^{(0)}_{\ 0} & q^{(0)}_{\ 1} & q^{(0)}_{\ 2} & q^{(0)}_{\ 3} \\ q^{(1)}_{\ 0} & q^{(1)}_{\ 1} & q^{(1)}_{\ 2} & q^{(1)}_{\ 3} \\ q^{(2)}_{\ 0} & q^{(2)}_{\ 1} & q^{(2)}_{\ 2} & q^{(2)}_{\ 3} \\ q^{(3)}_{\ 0} & q^{(3)}_{\ 1} & q^{(3)}_{\ 2} & q^{(3)}_{\ 3} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^0 \\ \underline{e}^1 \\ \underline{e}^2 \\ \underline{e}^3 \end{bmatrix} \qquad (2)$$

donde $\underline{e}^{(a)}$ denota los cuatro-vectores unitarios en un espaciotiempo de cuatro dimensiones, cuyos componentes espaciales se representan mediante la base circular compleja [1–10], y donde $\underline{e}^{\mu}$ denota sus contrapartes empleando una base cartesiana. La base circular compleja se define mediante:

$$\underline{e}^{(1)} = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\underline{i} - i\underline{j}\right) \tag{3}$$

$$\underline{e}^{(2)} = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\underline{i} + i\underline{j}\right) \tag{4}$$

$$\underline{e}^{(3)} = \underline{k} \tag{5}$$

con relaciones simétricas cíclicas

$$\underline{e}^{(1)} \times \underline{e}^{(2)} = i\,\underline{e}^{(3)*} \quad \text{et cyclicum} \tag{6}$$

y las bases cartesianas definidas por

$$\underline{e}^{1} = \underline{i}\,,\quad \underline{e}^{2} = \underline{j}\,,\quad \underline{e}^{3} = \underline{k} \tag{7}$$

con relaciones simétricas cíclicas:

$$\underline{i} \times \underline{j} = \underline{k} \quad \text{et cyclicum} \tag{8}$$

Por simplicidad de explicación vamos a considerar únicamente los componentes transversales:

$$\begin{bmatrix} \underline{e}^{(1)} \\ \underline{e}^{(2)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} q_1^{(1)} & q_2^{(1)} \\ q_1^{(2)} & q_2^{(2)} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \underline{i} \\ \underline{j} \end{bmatrix} \tag{9}$$

y multiplicamos ambos lados de la Ec. (9) por [$\underline{i}$, $\underline{j}$]. Entonces:

$$\begin{bmatrix} \underline{e}^{(1)} \\ \underline{e}^{(2)} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \underline{i} & \underline{j} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} q_1^{(1)} & q_2^{(1)} \\ q_1^{(2)} & q_2^{(2)} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \underline{i} \\ \underline{j} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \underline{i} & \underline{j} \end{bmatrix} \tag{10}$$

El lado izquierdo es:

$$\begin{bmatrix} \underline{e}^{(1)}\cdot\underline{i} & \underline{e}^{(1)}\cdot\underline{j} \\ \underline{e}^{(2)}\cdot\underline{i} & \underline{e}^{(2)}\cdot\underline{j} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} q_1^{(1)} & q_2^{(1)} \\ q_1^{(2)} & q_2^{(2)} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \underline{i}\cdot\underline{i} & \underline{i}\cdot\underline{j} \\ \underline{j}\cdot\underline{i} & \underline{j}\cdot\underline{j} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} q_1^{(1)} & q_2^{(1)} \\ q_1^{(2)} & q_2^{(2)} \end{bmatrix} \tag{11}$$

Por lo tanto, en general

$$q_\mu^a = \underline{e}^a \cdot \underline{e}^{\mu T} \tag{12}$$

La cual constituye una definición nueva y útil de la tétrada. Aquí:

$$\underline{e}^a = \begin{bmatrix} \underline{e}^{(0)} \\ \underline{e}^{(1)} \\ \underline{e}^{(2)} \\ \underline{e}^{(3)} \end{bmatrix}, \quad \underline{e}^{\mu T} = \left[\underline{e}^0, \underline{e}^1, \underline{e}^2, \underline{e}^3 \right] \tag{13}$$

Los componentes transversos de la tétrada vienen dados por:

$$q_\mu^a = \begin{bmatrix} \underline{e}^{(1)}\cdot\underline{i} & \underline{e}^{(1)}\cdot\underline{j} \\ \underline{e}^{(2)}\cdot\underline{i} & \underline{e}^{(2)}\cdot\underline{j} \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & -i \\ i & 1 \end{bmatrix} \tag{14}$$

es decir,

$$q_1^{(1)} = \frac{1}{\sqrt{2}}, \quad q_2^{(1)} = -\frac{i}{\sqrt{2}}, \quad q_1^{(2)} = \frac{i}{\sqrt{2}}, \quad q_2^{(2)} = \frac{1}{\sqrt{2}}. \tag{15}$$

y el vector completo de la tétrada transversa es:

$$\underline{q}^{(1)} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\underline{i} - i\,\underline{j} \right) \tag{16}$$

$$\underline{q}^{(2)} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\underline{i} + i\,\underline{j} \right) \tag{17}$$

Por lo tanto, las Ecs.(15) son las componentes de las Ecs. (16) y (17).

En general, para cualesquiera vectores $\underline{V}^a$ y $\underline{V}^\mu$, la tétrada se define mediante:

$$q^a_\mu := \frac{\underline{V}^a \cdot \underline{V}^{\mu T}}{V^\mu V_\mu} \tag{18}$$

donde queda implícita la suma respecto de los índices μ repetidos.

Para el campo de momento lineal p:

$$q^a_\mu = \frac{\underline{p}^a \cdot \underline{p}^{\mu T}}{p^\mu p_\mu} \tag{19}$$

donde:

$$p^\mu p_\mu = m^2 c^2 \tag{20}$$

por la ecuación de energía de Einstein en el límite de relatividad restringida. En relatividad general:

$$p^\mu p_\mu = \hbar^2 R \tag{21}$$

donde R queda definida a través de la ecuación de onda de la teoría ECE:

$$(\square + R)\, q^a_\mu = 0 \,. \tag{22}$$

Definamos ahora la tétrada de momento (documento UFT143 en el portal www.aias.us):

$$p^a_\mu = p_0\, q^a_\mu \tag{23}$$

donde debe definirse p_0. Puede deducirse una nueva ecuación clásica de movimiento:

$$p^a_\mu = \left(\frac{p_0}{m^2 c^2}\right) \underline{p}^a \cdot \underline{p}^{\mu T} \tag{24}$$

en el límite de la relatividad restringida. La versión cuantizada de esta ecuación es:

$$\hat{p}^a_\mu \psi = \left(\frac{p_0}{m^2 c^2}\right)\left(\underline{\hat{p}}^a \cdot \underline{\hat{p}}^{\mu T}\right)\psi \tag{25}$$

donde ψ es la función de onda. La Ec. (25) también puede interpretarse como el postulado de Schroedinger en el nivel de teoría ECE. El postulado usual de Schrodinger es:

$$p^\mu = i\hbar\partial^\mu. \tag{26}$$

En los desarrollos iniciales de la teoría ECE [1-10], se definió el potencial electromagnético como:

$$A^a_\mu = A_0\, q^a_\mu \tag{27}$$

de manera que es posible definir una prescripción mínima:

$$p^a_\mu \longrightarrow p^a_\mu + e A^a_\mu \tag{28}$$

Para ilustrar el significado de la Ec.(25) consideremos:

$$\hat{p}^{(0)}_0 \psi = \left(\frac{p_0}{m^2c^2}\right)\hat{p}^{(0)}\hat{p}^{0T}\psi \tag{29}$$

$$\hat{p}^{(i)}_i \psi = \left(\frac{p_0}{m^2c^2}\right)\underline{\hat{p}}^{(i)}\cdot\underline{\hat{p}}^{(i)T}\psi \tag{30}$$

$$i = 1, 2, 3$$

donde

$$\hat{p}^{(0)}\hat{p}^{0T} = \hat{p}^0\hat{p}^{0T} \tag{31}$$

$$\hat{p}^{(3)}\cdot\hat{p}^{3T} = \hat{p}^3\cdot\hat{p}^{3T} \tag{32}$$

$$\underline{\hat{p}}^{(1)}\cdot\underline{p}^{1T} = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\underline{p}^1 - i\underline{p}^2\right)\cdot\underline{p}^{1T} = \frac{1}{\sqrt{2}}\underline{p}^1\cdot\underline{p}^{1T} \tag{33}$$

$$\underline{\hat{p}}^{(2)}\cdot\underline{p}^{2T} = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\underline{p}^1 + i\underline{p}^2\right)\cdot\underline{p}^{2T} = \frac{1}{\sqrt{2}}\underline{p}^2\cdot\underline{p}^{2T} \tag{34}$$

Resulta entonces:

$$\left(\hat{p}_0^{(0)} - \sqrt{2}\,\hat{p}_1^{(1)} + i\sqrt{2}\,\hat{p}_2^{(2)} - \hat{p}_3^{(3)}\right)\psi = \frac{p_0}{m^2c^2}\, p^\mu p_\mu \psi = p_0 \psi \tag{35}$$

que da origen a una nueva ecuación cuántica lineal:

$$\left(\hat{p}_0^{(0)} - \sqrt{2}\left(\hat{p}_1^{(1)} - i\,\hat{p}_2^{(2)}\right) - \hat{p}_3^{(3)}\right)\psi = p_0\psi \tag{36}$$

para el momento. El eigen-operador del lado izquierdo de esta ecuación da origen a eigen-valores p_0 a partir de la eigen-función. En la Ec.(35) debe utilizarse:

$$p^\mu p_\mu = -\hbar^2 \Box \tag{37}$$

para hallar que

$$-\left(\frac{\hbar^2 p_0}{m^2c^2}\right)\Box\psi = \left(\hat{p}_0^{(0)} - \sqrt{2}\left(\hat{p}_1^{(1)} - i\,\hat{p}_2^{(2)}\right) - \hat{p}_3^{(3)}\right)\psi \tag{37a}$$

de manera que el operador de D´Alembert quede definido por:

$$\Box = -\left(\frac{m^2c^2}{\hbar^2 p_0}\right)\left(\hat{p}_0^{(0)} - \sqrt{2}\left(\hat{p}_1^{(1)} - i\,\hat{p}_2^{(2)}\right) - \hat{p}_3^{(3)}\right) \tag{38}$$

es decir, en términos de una combinación de operadores componentes.

En el caso especial de movimiento a lo largo del eje Z:

$$\Box\psi = -\left(\frac{m^2c^2}{\hbar^2 p_0}\right)\left(\hat{p}_0^{(0)} - \hat{p}_3^{(3)}\right) \tag{39}$$

lo cual implica que:

$$\left(\hat{p}_0^{(0)} - \hat{p}_3^{(3)}\right)\psi = p_0\psi \tag{40}$$

A partir del resultado general (19) resulta que:

$$\hat{p}_0^{(0)}\psi = \left(\frac{p_0}{m^2c^2}\right)\left(\hat{p}^{(0)}\hat{p}^{0T}\right)\psi \qquad (41)$$

y

$$\hat{p}_3^{(3)}\psi = \left(\frac{p_0}{m^2c^2}\right)\left(\underline{\hat{p}}^{(3)}\cdot\underline{\hat{p}}^{3T}\right)\psi \qquad (42)$$

donde

$$\hat{p}^{(0)}\hat{p}^{0T} = \hat{p}^{(0)}\hat{p}_0 = \hat{p}^0\hat{p}_0 \qquad (43)$$

y

$$\underline{\hat{p}}^{(3)}\cdot\underline{\hat{p}}^{3T} = -p^3p_3 \qquad (44)$$

de manera que

$$-\hbar^2\Box\psi = \left(\hat{p}^0\hat{p}_0 + \hat{p}^3\hat{p}_3\right)\psi \qquad (45)$$

Sin embargo, la ecuación de Klein Gordon es:

$$\left(\Box + \left(\frac{mc}{\hbar}\right)^2\right)\psi = 0 \qquad (46)$$

de manera que:

$$\left(\hat{p}^0\hat{p}_0 + \hat{p}^3\hat{p}_3\right)\psi = m^2c^2\psi \qquad (47)$$

es decir,

$$\left(\hat{p}^{(0)}\hat{p}^{0T} - \underline{\hat{p}}^{(3)} \cdot \underline{\hat{p}}^{3T}\right)\psi = m^2c^2\psi \tag{48}$$

Resulta entonces que

$$\hat{p}^{(0)}\hat{p}^{0T} - \underline{\hat{p}}^{(3)} \cdot \underline{\hat{p}}^{3T} = \frac{E^2}{c^2} - p^2 \tag{49}$$

de manera que , en este caso:

$$p_0 = p_0^{(0)} - p_3^{(3)} \tag{50}$$

que constituye la contraparte clásica de la Ec. (34), consistentemente,

Para el propósito de reacciones nucleares de baja energía (RNBE), tal como se desarrolla en la siguiente sección, resulta conveniente expresar la Ec.(48) como:

$$\left(p_0^2 - m^2c^2\right)\psi = p_z^2\psi \tag{51}$$

Esta ecuación puede reducirse a una ecuación de Schroedinger utilizando:

$$\left(p_0 - mc\right)\psi = \left(\frac{p_z}{p_0 + mc}\right)\psi \tag{52}$$

en la que el operador se define como:

$$p_z^2 = -\hbar^2\nabla^2 . \tag{53}$$

Los resultados de esta sección se resumen como sigue:

(1) Se ha desarrollado una teoría ECE rigurosamente consistente mediante el empleo del resultado clásico:

$$p_\mu^a = \left(\frac{p_0}{m^2c^2}\right)\underline{p}^a \cdot \underline{p}^{\mu T} \tag{54}$$

que se cuantifica a:

$$\hat{p}^a_\mu \psi = \left(\frac{p_0}{m^2 c^2} \right) \underline{\hat{p}}^a \cdot \underline{\hat{p}}^{\mu T} \psi \tag{55}$$

(2) En el sencillo caso de la base circular compleja sobreimpuesta sobre la base cartesiana, y para un movimiento a lo largo del eje Z:

$$\left(\hat{p}^{(0)}_0 - \hat{p}^{(3)}_3 \right) \psi = p_0 \psi \tag{56}$$

y

$$\left(\hat{p}^{(0)} \hat{p}^{0T} - \underline{\hat{p}}^{(3)} \cdot \underline{\hat{p}}^{3T} \right) \psi = m^2 c^2 \psi \tag{57}$$

que se reduce a la ecuación de Schroedinger.

3. Aplicación a reacciones nucleares de baja energía (RNBE).

Para explicar las RNBE resulta suficiente, tal como se hizo en los cuatro documentos precedentes UFT226 a UFT229, el empleo del límite de Schroedinger en la teoría ECE. Sin embargo, queda claro de la sección precedente que la teoría ECE contiene mucho más información que la ecuación de Schroedinger. En los cuatro documentos precedentes se encuentra que las RNBE pueden explicarse en forma directa mediante el empleo de tunelación cuántica en presencia de absorción resonante de cuantos de espaciotiempo tipificados como fotones, fonones y plasmones. A partir de la Ec.(24) del documento UFT229, el coeficiente de transmisión para tunelación cuántica es:

$$T = \frac{4}{\left(2\theta + \frac{1}{2\theta} \right)^2} \tag{58}$$

donde

$$\theta = \exp\left(\frac{(2\mu)^{1/2}}{\hbar} \int_a^b \left(V(r) - E \right)^{1/2} dr \right) \tag{59}$$

Aquí, V es el potencial de barrera y E es la energía cinética de una partícula entrante que colisiona con una partícula objetivo. La masa reducida de las dos partículas es:

$$\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \tag{60}$$

y se considera que se produce la RNBE cuando el valor del coeficiente de transmisión se aproxima al 100%, o la unidad. Se encontró, mediante el empleo de métodos numéricos utilizados en los documentos UFT226 a UFT229, que la tunelación cuántica no es sólo una explicación plausible. Esto resulta obvio a partir del hecho de que las RNBE no acompañan a las reacciones químicas comunes y corrientes. La tunelación cuántica debe de verse acompañada por la absorción resonante de un cuanto de espaciotiempo, tipificado por el fotón, fonón o plasmón. La teoría de la Sección 2 permite que ocurra este proceso mediante el empleo de la prescripción mínima a nivel de teoría ECE; sin embargo, puede describirse en una primera aproximación utilizando:

$$E_1 = E_0 + \hbar\omega \tag{61}$$

A la luz del documento UFT162 de esta serie (www.aias.us) este proceso (propuesto inicialmente por Einstein) sólo constituye una aproximación tosca. Con esta advertencia, ello conduce a:

$$\Phi_1 = \exp\left(\frac{(2\mu)^{1/2}}{\hbar}\int_a^b \left(V(r) - E - \hbar\omega\right)^{1/2} dr\right) \tag{62}$$

a partir de lo cual proporciona una explicación satisfactoria de las RNBE, tal como lo demuestran los cálculos numéricos en la Sección 4. La absorción resonante de un fotón resulta suficiente como para aumentar en cantidad suficiente el valor del coeficiente de transmisión.

Sin embargo, los resultados del documento UFT162 señalan la necesidad de una teoría más rigurosa. Esta puede desarrollarse en forma directa al considerarse la ecuación de la energía de Einstein:

$$E^2 = c^2p^2 + m^2c^4 \tag{63}$$

que se cuantiza a:

$$(E^2 - m^2c^4)\psi = c^2p^2\psi \tag{64}$$

es decir,

$$\left(E - mc^2\right)\psi = \left(\frac{c^2 p^2}{E + mc^2}\right)\psi \tag{65}$$

En la tosca aproximación no relativista:

$$E = \gamma mc^2 \longrightarrow mc^2 \tag{66}$$

entonces:

$$\left(E - mc^2\right)\psi \doteq \frac{p^2}{2m}\psi . \tag{67}$$

Utilizando el postulado de Schroedinger:

$$\underline{p} = -i\hbar \underline{\nabla} \tag{68}$$

se cuantiza esta ecuación a:

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\psi = \left(E - mc^2\right)\psi \tag{69}$$

Sumando la energía potencial se encuentra que:

$$\nabla^2\psi = -\frac{2m}{\hbar^2}\left(E - mc^2 - V\right)\psi . \tag{70}$$

Aplicando ahora esto con la masa reducida μ del ente fusionado en la RNBE se encuentra que:

$$\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \tag{71}$$

donde:

$$\nabla^2\psi = -\frac{2\mu}{\hbar^2}\left(E - \mu c^2 - V\right)\psi \tag{72}$$

$$E = c^2 p^2 + \mu^2 c^4 \tag{73}$$

Si aceptamos para el desarrollo de este argumento los postulados de Einstein y de Broglie:

$$E = \hbar\omega, \quad \underline{p} = \hbar\underline{\kappa} \tag{74}$$

entonces la masa reducida es:

$$\mu = \frac{\hbar}{c^2}\left(\omega^2 - \kappa^2 c^2\right)^{1/2} \tag{75}$$

El coeficiente de transmisión viene dado por la Ec.(58) con:

$$\Theta = \exp\left(\frac{(2\mu)^{1/2}}{\hbar}\int_a^b \left(V - E + mc^2\right)^{1/2} dr\right) \tag{76}$$

Si el ente fusionado se encuentra en reposo, entonces:

$$E \sim mc^2, \quad \mu = \frac{\hbar\omega_0}{c^2}, \tag{77}$$

donde ω_0 es la frecuencia angular en reposo. En este caso:

$$\Theta \sim \exp\left(\left(\frac{2\omega_0}{\hbar}\right)^{1/2}\int_a^b \frac{V^{1/2}}{c}\, dr\right) \tag{78}$$

En esta teoría la absorción por resonancia ocurre mediante:

$$\omega_0 \longrightarrow \omega_0 + \omega \tag{79}$$

y su efecto sobre el coeficiente de transmisión se calcula a través de las Ecs. (58), (78) y (79). En general, puede emplearse la teoría de fotones, plasmones y fonones como aparece en las notas de acompañamiento a este documento y que se incluyen en el portal www.aias.us . Su eficacia relativa en las RNBE se comenta en la Sección 4.

4. Resultados numéricos.

Sección a cargo de los Dres. Douglas Lindstrom y Horst Eckardt.

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 la publicación voluntaria en la red, y a Alex Hill por las traducciones y grabaciones. Se agradece a Robert Cheshire y a Simon Clifford por las grabaciones. AIAS se gobierna a través del Fideicomiso de la Familia Newlands, establecido en 2012 y por UPITEC en Boise, Idaho, EE.UU.

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., seis publicaciones anuales.

[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 - 2011), en siete volúmenes.

[5] L. Felker, "The Evans Equations ofUnified Field Theory" (Abramis, 2007). Existe traducción al castellano por Alex Hill en la Sección en Español del portal de internet 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 1992, 1993, 1997, 2001), en seis volúmenes 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 o blanda.

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

[10] K. Pendergast, "The Life of Myron Evans" (CISP, 2011).

[11] S. M. Carroll, "Spacetime and Geometry: an Introduction to General Relativity" (Addison Wesley, Nueva York, 2004).