DESARROLLO DEL CAMPO UNIFICADO EN ESPACIOS DE REPRESENTACION SU(2) Y SU(3)

por

M. W. Evans,

Civil List Scientist,

AIAS / TGA

(www.aias.us , www.atomicprecision.com, , www.unifiedfieldtheory.info)

Traducción:Ing. Alex Hill (www.et3m.net)

RESUMEN

Se desarrolla la teoría del campo unificado a partir del postulado de la tétrada de la geometría de Cartan, deduciendo inicialmente el Lema de Einstein Cartan Evans (ECE) y luego factorizando el operador de d´Alembert en espacios de representación SU(2) y SU(3), utilizando respectivamente las matrices de Pauli y un desarrollo de las matrices de Gell-Mann. Se muestra que tanto la dinámica como la electrodinámica pueden desarrollarse como ecuaciones diferenciales de primer orden tanto en espacios de representación SU(2) como SU(3). Esto significa que el origen fundamental de los bosones y fermiones es geométrico. La clave para la reducción de las ecuaciones diferenciales de primer orden consiste en la factorización del operador de d´Alembert del Lema de ECE. El operador de paridad produce otra ecuación diferencial con momento invertido. En el espacio de representación SU(2) este procedimiento produce una ecuación de fermión que resulta más sencilla que la ecuación de Dirac, pero equivalente a la misma. En el espacio de representación SU(3) se produce una ecuación novedosa, tanto para la dinámica como para la electrodinámica.

Palabras clave: Lema de ECE , ecuaciones del campo unificado en SU(2) y SU(3).

1. INTRODUCCIÓN

Recientemente, en esta serie de artículos de la teoría del campo unificado de Einstein Cartan Evans (ECE) {1-10} se dedujeron la ecuación para el fermión y para el anti-fermión, utilizando las matrices de 2 x 2 de Pauli en vez de las matrices de 4 x 4 de Dirac. Se utilizó el postulado fundamental de ECE {11} para demostrar que las ecuaciones de la electrodinámica pueden expresarse en un espacio de representación SU(2), sugiriendo que existe un significado más fundamental para el bosón y para el fermión que aquel sospechado hasta el momento. En la física del siglo XX, el término "fermión" se hallaba restringido para partículas descritas mediante ecuaciones tales como la de Dirac, siendo los ejemplos más conocidos los del electrón y del positrón. El fotón se describía como un bosón, y nunca se desarrolló en un espacio de representación SU(2). El empleo del espacio de representación SU(n) , con n = 3, 4, 5, 6, estaba restringido a la teoría de los quark. La teoría de tres-quark más sencilla se describía con un espacio de representación SU(3){12}. En la teoría ECE existe un solo campo de fuerza, el campo unificado, de manera que resulta que los cuatro campos fundamentales que se pensaba existían en el ahora obsoleto modelo tradicional pueden unificarse geométricamente, y describirse mediante la teoría ECE en cualquier espacio de representación .

En la Sección 2 se muestra que la clave para este procedimiento nuevamente es geométrico, la factorizaciones del operador de d'Alembert que aparece en el Lema de ECE, deducido él mismo{1-10} a partir del muy fundamental postulado de la tétrada {13, 14} de la geometría diferencial. Utilizando este método, el Lema de ECE puede factorizarse en dos ecuaciones diferenciales de primer orden, las cuales resultan imágenes invertidas de paridad. En el espacio de representación SU(2) éstas son las ecuaciones del fermión y anti-fermión ECE. Sin embargo, estas ecuaciones no sólo se cumplen para el campo del fermión sino también para la electrodinámica cuantizada, de manera que pueden utilizarse para describir al fotón. Estas ecuaciones también se cumplen para el campo gravitacional, de manera que también describen al gravitón.

En la Sección 3, se extiende este desarrollo al espacio de representación SU(3), se factoriza el operador de d'Alembert utilizando combinaciones bien definidas de las matrices de Gell-Mann. Se muestra que el Lema de ECE puede factorizarse en tres formas diferentes, produciendo seis novedosas ecuaciones diferenciales de primer orden en tres pares invertidos de paridad. No sólo pueden estas ecuaciones aplicarse al campo nuclear fuerte (teoría de los quark) sino también a la dinámica y a la electrodinámica, así como también al electrón y al positrón. Por lo tanto, todas las partículas elementales se generan a partir del campo unificado, el cual se genera a partir del concepto más fundamental de la geometría, el postulado de la tétrada. Esto constituye un enfoque original para la teoría de partículas elementales, la cual resulta auto-consistente y más sencilla que el modelo tradicional, con muchas posibilidades novedosas.

2. FACTORIZACIÓN DEL OPERADOR DE D'ALEMBERT.

En teoría ECE existe un solo campo de fuerzas, y los cuatro campos de fuerzas fundamentales que se creía existían en el modelo tradicional constituyen tan sólo límites del campo unificado. Éste último puede desarrollarse en cualquier espacio de representación. El método adoptado en esta sección puede introducirse a través de la bien conocida ecuación de energía de Einstein

$$p^{\mu}\, p_{\mu} = m^2\, c^2 \tag{1}$$

de relatividad restringida clásica. Utilizando la equivalencia del operador:

$$p^{\mu} = i\hbar\partial^{\mu} \tag{2}$$

La Ec. (1) deviene:

$$(\square + \kappa^2)\, \psi = 0 \tag{3}$$

donde ψ es una eigenfunción y donde:

$$\kappa = m\, c \,/\, \hbar \tag{4}$$

es el número de onda de Compton. Aquí, m es la masa, $\hbar$ es la constante de Planck reducida, y c es la velocidad de la luz en el vacío, considerada una constante universal. La Ec.(3) es un límite del Lema de ECE y una ecuación de onda de la teoría del campo unificado {1 - 10}. Por lo tanto las ecuaciones de onda de la física pueden obtenerse mediante geometría siguiendo la manera de la relatividad general. El teorema más fundamental de la geometría diferencial es el bien conocido postulado de la tétrada {1-10}:

$$D_\mu\, q^a_\sigma = 0 \tag{5}$$

donde q^a_σ es la tétrada de Cartan. Esta última puede re-expresarse {1-10} como la identidad geométrica fundamental:

$$\square\, q^a_\mu := R\, q^a_\mu \tag{6}$$

conocida como el Lema ECE. Aquí, $\square$ es el bien conocido operador de d'Alembert:

$$\square = \partial^\mu\, \partial_\mu = \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2} - \nabla^2 \tag{7}$$

y R es la bien definida curvatura escalar:

$$R = q^\lambda_a\, \partial^\mu\, (\, \Gamma^a_{\mu\lambda} - \omega^a_{\mu\lambda}\,) \tag{8}$$

Aquí, $\Gamma^a_{\mu\lambda}$ es la conexión de la geometría de Riemann y $\omega^a_{\mu\lambda}$ es la conexión de espín de la geometría de Cartan. Con el objeto de transformar esta geometría pura en algo con sentido físico, se establece el postulado que:

$$R = -\,k\, T \tag{9}$$

donde se retiene la constante de Einstein y donde T es proporcional a la densidad de momento de energía. El empleo de la constante de Einstein es todo lo que queda a partir de la ahora obsoleta era einsteniana de cosmología y física gravitacional. Por lo tanto, la bien conocida ecuación de onda ECE se expresa como:

$$(\square + \mathrm{k}\, T)\, q^{a}_{\mu} = 0 \tag{10}$$

y por la propiedad del operador de d'Alembert, es una ecuación de onda de segundo orden.

El propósito de esta sección es el de reducir la ecuación de onda a una ecuación diferencial de primer orden en espacios de representación SU(2) y SU(3). Este procedimiento produce ecuaciones completamente novedosas del campo unificado de fuerzas en física.

Para introducir estos conceptos novedosos consideremos la bien conocida ecuación de Dirac, la cual en la obsoleta física del siglo XX sólo se aplicaba al campo fermiónico. En notación condensada, la ecuación de Dirac es:

$$(i\gamma^{\mu}\partial_{\mu} - \kappa)\, \psi = 0 \tag{11}$$

donde γ^{μ} son las bien conocidas matrices de Dirac {12}. Estas son matrices de 4 x 4 formadas a partir de arreglos de matrices de Pauli de 2 x 2. Puede considerarse a la ecuación de Dirac como una factorización del operador de d'Alembert, debido a que éste último puede expresarse {12} en términos de las matrices de Dirac. Sin embargo, la ecuación de Dirac contiene más información que la ecuación de onda de un fermión, Ec. (3). La razón de esto es que la ecuación de Dirac relaciona dos sentidos de espín o de mano (derecha o izquierda) del fermión. De manera que si extendemos este método al campo unificado ECE, surgirá mucha nueva física.

Recientemente {1-10} se ha mostrado por primera vez que la ecuación de Dirac (11) puede expresarse como una ecuación a partir de las matrices de Pauli sin el empleo de las matrices de Dirac. Esta ecuación en matrices de 2 x 2 puede expresarse en términos de elementos individuales de la tétrada, tal como:

$$\sigma^{\mu} p_{\mu}\ q_1^R = m\ c\ \sigma^0\ q_1^L \qquad (12)$$

$$\sigma^{\mu} p_{\mu}\ q_2^R = m\ c\ \sigma^0\ q_2^L \qquad (13)$$

Aquí, σ^{μ} es un cuatro vector constituido por las cuatro bien conocidas matrices de Pauli {12}:

$$\sigma^{\mu} = (\sigma^0, \sigma^1, \sigma^2, \sigma^3) \qquad (14)$$

donde:

$$\sigma^0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix},\ \sigma^1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix},\ \sigma^2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix},\ \sigma^3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \qquad (15)$$

y p_{μ} es el cuatro-momento covariante:

$$p_{\mu} = (p_0\ , -\ \underline{p}\ ) \qquad (16)$$

Por lo tanto:

$$\sigma^{\mu}\ p_{\mu} = \sigma^0\ p_0 - \underline{\sigma}.\ \underline{p} \qquad (17)$$

donde:

$$\underline{\sigma} = \sigma^1 \underline{i} + \sigma^2 \underline{j} + \sigma^3 \underline{k} \qquad (18)$$

$$\underline{p} = p_X \underline{i} + p_Y \underline{j} + p_Z \underline{k} \qquad (19)$$

Por lo tanto, las ecuaciones (12) y (13) son:

$$(\sigma^0\ p_0 - \underline{\sigma}.\ \underline{p}\ )\ q_1^R = m\ c\ \sigma^0\ q_1^L \qquad (20)$$

$$(\sigma^0\ p_0 - \underline{\sigma}.\ \underline{p}\ )\ q_2^R = m\ c\ \sigma^0\ q_2^L \qquad (21)$$

Aplicando el operador de inversión de paridad a esta ecuación se invierte el momento $\underline{p}$ y se invierte el sentido de la mano, de manera que los elementos diestros de la tétrada devienen elementos de mano izquierda y viceversa. Éste procedimiento da dos ecuaciones más:

$$(\sigma^0\ p_0 + \underline{\sigma}.\ \underline{p}\ )\ q_1^L = m\ c\ \sigma^0\ q_1^R \qquad (22)$$

$$(\sigma^0\ p_0 + \underline{\sigma}.\ \underline{p}\ )\ q_2^L = m\ c\ \sigma^0\ q_2^R \qquad (23)$$

El efecto global es la siguiente factorización:

$$\sigma^{02}\ p^\mu\ p_\mu = (\sigma^0\ p_0 + \underline{\sigma}.\ \underline{p}\ )\ (\sigma^0\ p_0 - \underline{\sigma}.\ \underline{p}\ ) \qquad (24)$$

Utilizando la equivalencia del operador fundamental de la mecánica cuántica, la Ec. (2), la Ec. (24) deviene una factorización del operador de d'Alembert:

$$\sigma^{02}\ \Box\ = \left(\frac{\sigma^0}{c}\frac{\partial}{\partial t} + \underline{\sigma}.\ \underline{\nabla}\ \right)\left(\frac{\sigma^0}{c}\frac{\partial}{\partial t} - \underline{\sigma}.\ \underline{\nabla}\ \right) \qquad (25)$$

Esto va mucho más allá de ser tan sólo un ejercicio matemático, ya que las bien conocidas técnicas de ESR, NMR y MRI se obtienen a partir de esta información. En teoría ECE, esta técnica puede aplicarse no sólo al campo fermiónico sino también al campo unificado, a través de la factorización de la ecuación de onda ECE. Esto significa que la electrodinámica y la dinámica pueden expresarse como temas desarrollados en un espacio de representación SU(2).

Este concepto puede extenderse a cualquier espacio de representación. Por ejemplo el bien conocido {12} espacio de r epresentación SU(3) se describe mediante matrices de 3 x 3 en vez de matrices de Pauli de 2 x 2 .

3. DESARROLLO DEL CAMPO UNIFICADO EN SU(3)

Este espacio de representación se utilizó en la física obsoleta del siglo XX en la teoría 3-quark {12}, de manera que estaba confinado sólo al campo de las fuerzas nucleares fuertes. Si se acepta la teoría ECE entonces hay un solo campo de fuerza en la naturaleza, y éste puede describirse mediante cualquier espacio de representación matemático. Esta suposición puede conducir a efectos nuevos, directamente observables, en física. En SU(3) las matrices de Pauli se reemplazan con ocho matrices de 3 x 3, λ^a, conocidas en física nuclear como las matrices de Gell-Mann {12}. Están relacionadas mediante:

$$[\frac{\lambda^a}{2}, \frac{\lambda^b}{2}] = i\, \mathrm{f}_{abc} \frac{\lambda^c}{2} \tag{26}$$

donde f_{abc} es el factor de estructura del grupo SU(3) . Las ocho matrices son:

$$\lambda^1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda^2 = \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda^3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda^4 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

$$\lambda^5 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda^6 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda^7 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix},$$

$$\lambda^8 = \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{pmatrix} \tag{27}$$

y los factores de estructura {12} son:

$$\mathrm{f}_{123} = 1 \; ; \; \mathrm{f}_{147} = -\, \mathrm{f}_{156} = \mathrm{f}_{246} = -\, \mathrm{f}_{257} = \mathrm{f}_{345} = -\, \mathrm{f}_{367} = \frac{1}{2} \tag{28}$$

$$\mathrm{f}_{458} = \mathrm{f}_{628} = \sqrt{3} / 2$$

El operador de d'Alembert puede factorizarse utilizando estas matrices mediante el siguiente procedimiento. Definiendo la matriz unitaria de 3 x 3 como:

$$\lambda^0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \tag{29}$$

y expandiéndola como:

$$2\,\lambda^0 = \lambda^{01} + \lambda^{02} + \lambda^{03} \tag{30}$$

donde

$$\lambda^{01} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \lambda^{02} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad \lambda^{03} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \tag{31}$$

Analizando la matriz λ^8 como sigue:

$$\lambda^8 = \frac{1}{\sqrt{3}}\left(\lambda^9 + \lambda^{10}\right) = \frac{1}{\sqrt{3}}\left\{\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}\right\} \tag{32}$$

Ahora definimos los vectores:

$$\underline{\alpha}^1 = \lambda^1 \underline{i} + \lambda^2 \underline{j} + \lambda^3 \underline{k} \tag{33}$$

$$\underline{\alpha}^2 = \lambda^4 \underline{i} + \lambda^5 \underline{j} + \lambda^9 \underline{k} \tag{34}$$

$$\underline{\alpha}^3 = \lambda^6 \underline{i} + \lambda^7 \underline{j} + \lambda^{10} \underline{k} \tag{35}$$

Así:

$$\underline{\alpha}^1 \cdot \underline{p} = \begin{pmatrix} p_z & p_x - ip_y & 0 \\ p_x + ip_y & -p_z & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \tag{36}$$

$$\underline{\alpha}^2 \cdot \underline{p} = \begin{pmatrix} p_z & 0 & p_x - ip_y \\ 0 & 0 & 0 \\ p_x + ip_y & 0 & -p_z \end{pmatrix} \tag{37}$$

$$\underline{\alpha}^3 \cdot \underline{p} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & p_z & p_x - ip_y \\ 0 & p_x + ip_y & -p_z \end{pmatrix} \tag{38}$$

y

$$\left.\begin{array}{l}(\underline{\alpha}^1 \cdot \underline{p})(\underline{\alpha}^1 \cdot \underline{p}) = p^2\lambda^{01} \\ (\underline{\alpha}^2 \cdot \underline{p})(\underline{\alpha}^2 \cdot \underline{p}) = p^2\lambda^{02} \\ (\underline{\alpha}^3 \cdot \underline{p})(\underline{\alpha}^3 \cdot \underline{p}) = p^2\lambda^{03}\end{array}\right\} \qquad (39)$$

$$p^2 = {p_x}^2 + {p_y}^2 + {p_z}^2 \qquad (40)$$

Por lo tanto:

$$(\underline{\alpha}^1 \cdot \underline{p})(\underline{\alpha}^1 \cdot \underline{p}) + (\underline{\alpha}^2 \cdot \underline{p})(\underline{\alpha}^2 \cdot \underline{p}) + (\underline{\alpha}^3 \cdot \underline{p})(\underline{\alpha}^3 \cdot \underline{p}) = 2\, p^2\lambda^0 \qquad (41)$$

donde

$$p^2\lambda^0 = ({p_x}^2 + {p_y}^2 + {p_z}^2)\begin{pmatrix}1 & 0 & 0\\ 0 & 1 & 0\\ 0 & 0 & 1\end{pmatrix} \qquad (42)$$

Se deduce que $p^\mu\, p_\mu$ puede factorizarse en tres formas:

$$(\alpha^{0i})^2 p^\mu\, p_\mu = (\alpha^{0i}p - \underline{\alpha}^i . \underline{p})(\alpha^{0i}p + \underline{\alpha}^i . \underline{p})$$

$$i = 1, 2, 3 \qquad (43)$$

$$\alpha^{0i} = \lambda^{0i} \qquad (44)$$

Para verificar este resultado, sumar las tres ecuaciones para dar :

$$((\alpha^{01})^2 + (\alpha^{02})^2 + (\alpha^{03})^2)\, p^\mu\, p_\mu =$$

$$((\alpha^{01})^2 + (\alpha^{02})^2 + (\alpha^{03})^2)\,(p^2 - ((\underline{\alpha}^1 \cdot \underline{p})(\underline{\alpha}^1 \cdot \underline{p}) + (\underline{\alpha}^2 \cdot \underline{p})(\underline{\alpha}^2 \cdot \underline{p})$$

$$+ (\underline{\alpha}^3 \cdot \underline{p})(\underline{\alpha}^3 \cdot \underline{p})) \qquad (45)$$

es decir

$$2\begin{bmatrix}1&0&0\\0&1&0\\0&0&1\end{bmatrix} p^{\mu}\, p_{\mu} \;=\; 2\begin{bmatrix}1&0&0\\0&1&0\\0&0&1\end{bmatrix} \left(p^2 - \underline{p}.\,\underline{p} \right) \tag{46}$$

Q.E.D.

La factorización del operador de d'Alembert se logra mediante el empleo de la equivalencia del operador de la mecánica cuántica:

$$p^{\mu} = (\, p_0, \underline{p}\,) = \, i\hbar\partial^{\mu} = \left(\frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}\, , -\, \underline{\nabla}\,\right) \tag{47}$$

$$p_0 = \frac{i\hbar}{c}\frac{\partial}{\partial t} \qquad , \qquad \underline{p} = -i\hbar\underline{\nabla} \tag{48}$$

Por lo tanto, el producto covariante contravariante de cuatro momentos deviene:

$$p^{\mu}\, p_{\mu} = \, -\, \hbar^2\, \Box \tag{49}$$

Por lo tanto, el operador de d'Alembert puede factorizarse en SU(3) como sigue:

$$(\alpha^{0i})^2\, \Box \;= \left(\frac{\alpha^{0i}}{c}\frac{\partial}{\partial t} + \underline{\alpha}^{i}.\, \underline{\nabla} \right) \left(\frac{\alpha^{0i}}{c}\frac{\partial}{\partial t} - \underline{\alpha}^{i}.\, \underline{\nabla} \right) \tag{50}$$

Donde i = 1, 2, 3, y donde:

$$\alpha^{01} = \begin{bmatrix}1&0&0\\0&1&0\\0&0&0\end{bmatrix},\ \alpha^{02} = \begin{bmatrix}1&0&0\\0&0&0\\0&0&1\end{bmatrix},\quad \alpha^{03} = \begin{bmatrix}0&0&0\\0&1&0\\0&0&1\end{bmatrix} \tag{51}$$

Por lo tanto, la Ec. (11) de la representación SU(2) del campo unificado se transforma en seis ecuaciones en tres pares de paridad invertida:

$$\left(\frac{\alpha^{0i}}{c}\frac{\partial}{\partial t} - \underline{\alpha}^{i}.\, \underline{\nabla} \right) \phi^{R} = mc\alpha^{0i}\phi^{L} \tag{52}$$

$$\left(\frac{\alpha^{0i}}{c}\frac{\partial}{\partial t} + \underline{\alpha}^{i}.\, \underline{\nabla} \right) \phi^{L} = mc\alpha^{0i}\phi^{R} \tag{53}$$

donde i = 1, 2, 3. Aquí, $ø^L$ y $ø^R$ deben ser tres espinotensores:

$$ø^R = [q_1^R, q_2^R, q_3^R] \tag{54}$$

$$ø^L = [q_1^L, q_2^L, q_3^L] \tag{55}$$

El campo electromagnético en espacio de representación SU(3) resulta entonces:

$$\mathrm{A}^R = \mathrm{A}^{(0)} ø^R , \tag{56}$$

$$\mathrm{A}^L = \mathrm{A}^{(0)} ø^L , \tag{57}$$

y el campo gravitacional en espacio de representación SU(3) es:

$$\Phi^R = \Phi^{(0)} ø^R , \tag{58}$$

$$\Phi^L = \Phi^{(0)} ø^L , \tag{59}$$

Pueden obtenerse expresiones similares para los campos electromagnético y gravitacional en espacios de representación SU(n), donde n es un número entero.

Por lo tanto, en resumen, hay un solo campo de fuerzas en la naturaleza, y dicho campo puede desarrollarse a partir de geometría de Cartan mediante el empleo del postulado de la tétrada para dar origen a una ecuación de onda fundamental de la geometría, el Lema de ECE. Este Lema puede desarrollarse aún más en un espacio de representación SU(n) mediante la factorización del operador de d'Alembert. Esta factorización da origen a ecuaciones diferenciales de primer orden fundamentales de la geometría. La filosofía de la relatividad general significa que cada una de estas ecuaciones geométricas posee un significado en física. Un conocido ejemplo es la factorización en SU(2), la cual genera la idea de un fermión, y en física produce ESR(resonancia de espín electrónico), NMR (resonancia magnética nuclear), MRI (imagenología de resonancia magnética) y otros efectos. Se refiere al lector a las notas de apoyo que acompañan al documento 136 para más detalles.

AGRADECIMIENTOS

Se agradece al Gobierno Británico por la Pensión Civil Vitalicia y a muchos colegas alrededor del mundo por participar en interesantes discusiones.

REFERENCIAS

{1} M. W. Evans, "Generally Covariant Unified Field Theory" (Abramis 2005 y sigs.), vols. 1 a 6 a la fecha.

{2} L. Felker. "The Evans Equations of Unified Field Theory" (Abramis, 2007).

{3} K. Pendergast, "The Life of Myron Evans" (www.aias.us, Abramis en prensa).

{4} K. Pendergast, "Crystal Spheres" (www.aias.us,).

{5} F. Fucilla (Director), "The Universe of Myron Evans" (película científica 2008, avances en YouTube).

{6} Documentos fuente sobre ECE y artículos y libros por académicos especializados en ECE en www.aias.us). También www.atomicprecision.com y www.unifiedfieldtheory.info.

{7} M. W. Evans (Recop.), "Modern Nonlinear Optics" (Wiley, 2001, 2ª Edición), ibid., M. W. Evans y S. Kielich (recop.), primera edición (Wiley 1992, 1993, 1997).

{8} M. W. Evans y L. B.Crowell, "Classical and Quantum Electrodynamics and the B(3) Field" (World Scientific, 2001).

{9} M. W. Evans y J.- P. Vigier, "The Enigmatic Photon" (Kluwer 1994 a 2002, encuadernación de tapa dura y de tapa blanda), en cinco volúmenes.

{10} M. W. Evans y A. A. Hasanein, "The Photomagneton in Quantum Field Theory" (World Scientific, 1994).

{11} Documento 135 de la serie ECE (www.aias.us y www.atomicprecision.com).

{12} L. H. Ryder, "Quantum Field Theory" (Cambridge, 2ª ed., 1996).

{13} S. P. Carroll, “Spacetime and Geometry, an Introduction to General Relativity” (Addison Wesley, New York, 2004).

{14} S. P. Carroll, notas acompañantes de 1997 de la ref. (13), disponibles en internet.