Resumen de la Teoría del Campo Unificado en Notación Vectorial.

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

Se elabora un resumen de la teoría del campo unificado ECE en notación vectorial, y se incluyen como apéndices en notas de acompañamiento a este documento, denominado UFT 255, los detalles completos de todas las derivaciones, las cuales están disponibles en el portal www.aias.us. La teoría ECE es una construcción intrincada cuando se la expresa en forma completa en notación vectorial, pero puede simplificarse mediante suposiciones y aproximaciones razonables, y la notación vectorial es aquella utilizada casi en forma exclusiva por los ingenieros. Estas son ecuaciones provenientes de la era post einteiniana de la física, ecuaciones que incorporan correctamente tanto la torsión como la curvatura del espaciotiempo.

Palabras clave: teoría ECE, notación vectorial, electrodinámica, gravitación.

1. Introducción.

En esta serie de doscientos cincuenta y cinco documentos a la fecha [1-10] se ha desarrollado una teoría del campo unificado y se la ha aplicado sistemáticamente en las ciencias físicas e ingeniería. Se conoce como la teoría del campo unificado de Einstein, Cartan y Evans (ECE), para distinguirla respecto de la teoría previa de Einstein y Cartan. Se han extendido los conceptos originales de Cartan [11] y se han inferido la identidad de Evans a partir de la identidad de Cartan. Esta teoría, y su precursora la teoría $B^{(3)}$, se han convertido en la filosofía natural post-einsteiniana central, y han atraído un estimado de treinta y seis millones de lecturas a lo largo de once años, según cálculos detallados y precisos de cientometría. Por lo tanto, resulta importante expresar la teoría ECE en notación vectorial, porque dicha notación es la utilizada por los ingenieros, y porque la teoría ECE es la única teoría del campo unificado que explica la existencia de energía del espaciotiempo y de dispositivos construidos a partir de dicha idea (www.upitec.org , www.et3m.net). La teoría ECE también se ha aplicado al reactor nuclear de baja energía (RNBE). Tanto la energía a partir del espaciotiempo como las RNBE se utilizan ahora en forma rutinaria en la industria, aun cuando el modelo tradicional de la física no posee una explicación para ellos y, por lo tanto, el mismo resulta totalmente obsoleto.

En la Sección 2, se expresan las ecuaciones estructurales de Cartan Maurer y las identidades de Cartan y Evans se presentan en notación vectorial, y se han escrito en forma integral para conveniencia como referencia. Para consultar todos los detalles se recomiendan las Notas de Acompañamiento de este documento, el UFT255, publicadas en el portal www.aias.us. Estas Notas incluyen la información necesaria para traducir, a partir de notación en forma diferencial, a notación tensorial y de allí a notación vectorial. Los resultados de la Sección 2 constituyen la base para un modelo ampliado de ingeniería de la teoría ECE.

2. Las ecuaciones vectoriales de la Teoría ECE.

La teoría ECE se basa íntegramente en la bien conocida [11] geometría de Cartan, la cual consiste de dos ecuaciones estructurales y de la identidad de Cartan. Las ecuaciones estructurales se han definido muchas veces y con todo detalle en esta serie de documentos. Las mismas definen la torsión y la curvatura de cualquier espacio y de cualquier número de dimensiones. La identidad de Cartan es una identidad entre la torsión y la curvatura. La identidad de Evans es un ejemplo de la identidad de Cartan en cuatro dimensiones. En la teoría ECE las ecuaciones estructurales definen el campo en términos del potencial, y las identidades de Cartan y Evans proporcionan las ecuaciones de campo. Todas las ecuaciones de onda de la física vienen dadas por el postulado de la tétrada. En notación con forma diferencial, las ecuaciones de la teoría ECE son sencillas, pero la forma de notación es demasiado abstracta para una inmediata implementación práctica por parte de los ingenieros. La forma de notación debe de traducirse a una notación tensorial y luego a una notación vectorial. Esta última se utiliza casi en forma exclusiva por los ingenieros y químicos, y también por la mayoría de los físicos. Al llevar a cabo dicho traducción, debe de definirse la estructura de los tensores de campo antisimétricos, y los tensores de campo deben de traducirse a vectores de campo. Este proceso requiere de una habilidad y experiencia considerables, de manera que para los propósitos ingenieriles resulta esencial el presentar la totalidad de la teoría en un formato vectorial. Este último se resume en esta sección. Aquellos lectores interesados en los detalles completos deberán referirse a las Notas de Acompañamiento al documento UFT255, publicadas en el portal www.aias.us. Las ecuaciones vectoriales lucen muy diferentes de las ecuaciones de forma diferencial y tensoriales, pero expresan la misma cosa pero en un formato diferente. Resulta esencial comprender que el espacio matemático subyacente es el espacio general descrito por la métrica general.

La primera ecuación estructural de Cartan define la torsión de Cartan en términos de la conexión de espín y de la tétrada, utilizando la derivada de cuña y el producto cuña. Un resumen conveniente de los detalles se incluye en la Nota de Acompañamiento 255(6). En notación vectorial hay dos tipos de vector de torsión, la torsión de espín y la torsión orbital. En la teoría ECE la torsión de espín da origen a la densidad de flujo magnético en el electromagnetismo y al campo gravitomagnético en la teoría gravitacional. El vector de torsión orbital da origen a la fuerza del campo eléctrico en el electromagnetismo y al campo gravitacional en la teoría gravitacional. El vector de torsión orbital es:

$$\underset{\sim}{T}(\text{orb}) = T^1(\text{orb})\,\underline{i} + T^2(\text{orb})\,\underline{j} + T^3(\text{orb})\,\underline{k} \tag{1}$$

El 4-vector de la tétrada y el 4-vector de la conexión de espín son:

$$\underline{q}^b = q^b_1\,\underline{i} + q^b_2\,\underline{j} + q^b_3\,\underline{k} \tag{2}$$

$$\underline{\omega}^a_{\ b} = \omega^a_{1b}\,\underline{i} + \omega^a_{2b}\,\underline{j} + \omega^a_{3b}\,\underline{k} \tag{3}$$

La torsión de espín se define mediante:

$$\underline{T}(\text{espín}) = T^1(\text{espín})\,\underline{i} + T^2(\text{espín})\,\underline{j} + T^3(\text{espín})\,\underline{k} \tag{4}$$

En estas ecuaciones, los índices *a* y *b* se refieren a estados de polarización.

La segunda ecuación estructural de Cartan define la curvatura de Cartan en términos de la conexión de espín, la derivada de cuña y el producto cuña. Hay curvatura orbital y curvatura de espín en la notación vectorial. El vector de curvatura orbital es:

$$\underline{R}^a_{\ b}(\text{orb}) = R^{a1}_{\ \ b}(\text{orb})\,\underline{i} + R^{a2}_{\ \ b}(\text{orb})\,\underline{j} + R^{a3}_{\ \ b}(\text{orb})\,\underline{k} \tag{5}$$

y el vector de curvatura de espín es:

$$\underline{R}^a{}_b(\text{espín}) = R^{a1}{}_b(\text{espín})\,\underline{i} + R^{a2}{}_b(\text{espín})\,\underline{j} + R^{a3}{}_b(\text{espín})\,\underline{k} \tag{6}$$

Por lo tanto, hay cuatro ecuaciones estructurales en notación vectorial. En electromagnetismo, por ejemplo, la hipótesis de la teoría ECE es:

$$\underline{E}^a = c A^{(0)} \underset{\sim}{T}^a(\text{orb}) \tag{7}$$

$$\underline{B}^a = A^{(0)} \underset{\sim}{T}^a(\text{espín}) \tag{8}$$

y traducen las ecuaciones estructurales geométricas en ecuaciones entre la fuerza del campo eléctrico, la densidad de flujo magnético y los potenciales vectorial y escalar para diferentes estados de polarización. El 4-potencial electromagnético se define como:

$$A^a_\mu = \left(\frac{\phi^a}{c}, -\underline{A}^a \right) \tag{9}$$

de manera que la fuerza del campo eléctrico es:

$$\underline{E}^a = -c\,\underline{\nabla} A^a_0 - \frac{\partial \underline{A}^a}{\partial t} - c\,\omega^a_{0b}\,\underline{A}^b + c\,A^b_0\,\underline{\omega}^a_b \tag{10}$$

y la densidad de flujo magnético es:

$$\underline{B}^a = \underline{\nabla} \times \underline{A}^a - \underline{\omega}^a_b \times \underline{A}^b . \tag{11}$$

La relación entre los campos y los potenciales contiene las conexiones escalar y de espín vectorial. Estas no existen en el modelo establecido de la física.

Las ecuaciones de campo del electromagnetismo y la gravitación vienen dados por las identidades de la geometría de Cartan. En notación tensorial, la identidad de Cartan es:

$$D_\mu T^a_{\nu\rho} + D_\rho T^a_{\mu\nu} + D_\nu T^a_{\rho\mu} := R^a_{\mu\nu\rho} + R^a_{\rho\mu\nu} + R^a_{\nu\rho\mu} \tag{12}$$

donde $T^a{}_{\mu\nu}$ es un tensor antisimétrico para cada valor de a, y donde $R^a{}_{b\mu\nu}$ es un tensor antisimétrico para cada valor de a y b. En geometría diferencial, son, respectivamente, 2-formas vectorial y tensorial. En el documento UFT254 se demostró que la Ec. (12) en notación vectorial es la identidad vectorial:

$$\underline{\nabla} \cdot \underline{\omega}^{b}{}_{c} \times \underline{q}^{c} = \underline{\omega}^{a}{}_{b} \cdot \underline{\nabla} \times \underline{q}^{b} - \underline{q}^{b} \cdot \underline{\nabla} \times \underline{\omega}^{a}{}_{b} \tag{13}$$

Esto se dedujo utilizando sólo tres índices espaciales:

$$D_1 T^a{}_{23} + D_2 T^a{}_{31} + D_3 T^a{}_{12} := R^a{}_{123} + R^a{}_{231} + R^a{}_{312} . \tag{14}$$

La identidad vectorial (13) es mucho más fácil de implementar que la abstracta Ec. (12). En cuatro dimensiones ahí también identidades con índice de tipo temporal 0 como sigue:

$$D_0 T^a{}_{23} + D_2 T^a{}_{30} + D_3 T^a{}_{02} := R^a{}_{023} + R^a{}_{230} + R^a{}_{302} \tag{15}$$

$$D_0 T^a{}_{31} + D_1 T^a{}_{03} + D_3 T^a{}_{10} := R^a{}_{031} + R^a{}_{103} + R^a{}_{310} \tag{16}$$

$$D_0 T^a{}_{12} + D_1 T^a{}_{20} + D_2 T^a{}_{01} := R^a{}_{012} + R^a{}_{120} + R^a{}_{201} \tag{17}$$

Se demuestra con todo detalle en la Nota de Acompañamiento 255(5) que las Ecs. (15)-(17) son equivalentes a:

$$\frac{1}{c} \frac{\partial T^{a0}}{\partial t} + \omega^a{}_{0b} T^{b0} = R^{a0}{}_{0} . \tag{18}$$

Se demuestra en la Sección 3 que esto posee una solución de tipo resonante. De manera que la identidad de Cartan en notación vectorial da origen a dos ecuaciones sencillas, (13) y (18), las cuales son mucho más transparentes y comprensibles que la suma tensorial antisimétrica (12).

La representación del dual de Hodge de la Ec. (12) es:

$$D_\mu \tilde{T}^{\mu\nu} := \tilde{R}^{a\mu\nu}{}_{\mu} \tag{19}$$

donde el tilde denota el conocido [1 – 11] dual de Hodge:

$$\tilde{T}^{\mu\nu} = \frac{1}{2}\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} T_{\rho\sigma} \tag{20}$$

La ecuación de campo homogénea en la teoría ECE es:

$$\partial_\mu \tilde{T}^{\mu\nu} = \tilde{R}^{a\mu\nu}_{\mu} - \omega^{a}_{\mu b}\tilde{T}^{b\mu\nu} = 0. \tag{21}$$

En electromagnetismo, esto se traduce a:

$$\partial_\mu \tilde{F}^{\mu\nu} = 0. \tag{22}$$

La experimentación ha generado una controversia acerca de la existencia de la densidad de corriente de carga magnética. Suponiendo de que la misma es igual a cero, entonces:

$$\tilde{R}^{a\mu\nu}_{\mu} = \omega^{a}_{\mu b}\tilde{T}^{b\mu\nu} \tag{23}$$

y la estructura geométrica se reduce a:

$$\partial_\mu \tilde{T}^{\mu\nu} = 0. \tag{24}$$

En la Nota de Acompañamiento 255(6) se demuestra que esto es:

$$\underline{\nabla}\cdot\underline{T}^a(\text{espín}) = 0 \tag{25}$$

$$\frac{1}{c}\frac{\partial \underline{T}^a}{\partial t}(\text{espín}) + \underline{\nabla}\times\underline{T}^a(\text{orb}) = \underline{0} \tag{26}$$

que en teoría electromagnética deviene:

$$\underline{\nabla}\cdot\underline{B}^a = 0 \tag{27}$$

$$\frac{\partial \underline{B}^a}{\partial t} + \underline{\nabla}\times\underline{E}^a = \underline{0} \tag{28}$$

en cualquier espacio tiempo de cuatro dimensiones y para cualquier métrica. Las Ecs. (27) y (28) generalizada la ley de Gauss del magnetismo y la ley de inducción de Faraday.

El tensor de torsión y su dual de Hodge se definen para un dado estado de polarización a mediante:

$$T_{\rho\sigma} = \begin{bmatrix} 0 & T_1(\text{orb}) & T_2(\text{orb}) & T_3(\text{orb}) \\ -T_1(\text{orb}) & 0 & -T_3(\text{espín}) & T_2(\text{espín}) \\ -T_2(\text{orb}) & T_3(\text{espín}) & 0 & -T_1(\text{espín}) \\ -T_3(\text{orb}) & -T_2(\text{espín}) & T_1(\text{espín}) & 0 \end{bmatrix} \tag{29}$$

y:

$$\tilde{T}^{\mu\nu} = \begin{bmatrix} 0 & -T_1(\text{espín}) & -T^2(\text{espín}) & -T^3(\text{espín}) \\ T^1(\text{espín}) & 0 & T^3(\text{orb}) & -T^2(\text{orb}) \\ T^2(\text{espín}) & -T^3(\text{orb}) & 0 & T^1(\text{orb}) \\ T^3(\text{espín}) & T^2(\text{orb}) & -T^1(\text{orb}) & 0 \end{bmatrix} \tag{30}$$

El tensor de torsión con índices elevados se define mediante la métrica:

$$\tilde{T}^{\mu\nu} = g^{\mu\alpha} g^{\nu\beta} \tilde{T}_{\alpha\beta}. \tag{31}$$

Los vectores de torsión de espín y orbital se define mediante:

$$\underline{T}(\text{espín}) = T^1(\text{espín})\,\underline{i} + T^2(\text{espín})\,\underline{j} + T^3(\text{espín})\,\underline{k} \tag{32}$$

y:

$$\underline{T}(\text{orb}) = T^1(\text{orb})\,\underline{i} + T^2(\text{orb})\,\underline{j} + T^3(\text{orb})\,\underline{k} \tag{33}$$

en donde los componentes en la notación contravariante se define mediante:

$$\left.\begin{aligned} T^1(\text{espín}) &= \tilde{T}^{10} = -\tilde{T}^{01} \\ T^2(\text{espín}) &= \tilde{T}^{20} = -\tilde{T}^{02} \\ T^3(\text{espín}) &= \tilde{T}^{30} = -\tilde{T}^{03} \end{aligned}\right\} \tag{34}$$

$$\left.\begin{aligned} T^1(\text{orb}) &= \tilde{T}^{23} = -\tilde{T}^{32} \\ T^2(\text{orb}) &= \tilde{T}^{31} = -\tilde{T}^{13} \\ T^3(\text{orb}) &= \tilde{T}^{12} = -\tilde{T}^{21} \end{aligned}\right\} \tag{34a}$$

Análogamente, los vectores de curvatura de espín y orbital se define mediante:

$$\underline{R}(\text{espín}) = R^1(\text{espín})\,\underline{i} + R^2(\text{espín})\,\underline{j} + R^3(\text{espín})\,\underline{k} \tag{35}$$

y:

$$\underline{R}(\text{orb}) = R^1(\text{orb})\,\underline{i} + R^2(\text{orb})\,\underline{j} + R^3(\text{orb})\,\underline{k} \tag{36}$$

en notación contravariante. Aquí:

$$R^1(\text{espín}) = \tilde{R}^{10} = -\tilde{R}^{01}$$
$$R^1(\text{orb}) = \tilde{R}^{23} = -\tilde{R}^{32} \tag{37}$$

y demás, tal como en las Ecs. (34) y (34a) para la torsión.

La suposición (23) de que no hay densidad de corriente de carga magnética produce dos ecuaciones vectoriales más:

$$\underline{\omega}^a{}_b \cdot T^b(\text{espín}) = \underline{q}^b \cdot \underline{R}^a{}_b(\text{espín}) \tag{38}$$

y

$$\omega^a{}_{0b}\,T^b(\text{espín}) + \underline{\omega}^a{}_b \times T^b(\text{orb}) = q^b_0\,\underline{R}^a{}_b(\text{espín}) + \underline{q}^b \times \underline{R}^a{}_b(\text{orb}) \tag{39}$$

como en la Nota de Acompañamiento 255(6). En las Ecs. (38) y (39) el 4-vector de conexión de espín se define en notación covariante como:

$$\omega^a{}_{\mu b} = \left(\omega^a{}_{0b}, -\underline{\omega}^a{}_b\right) \tag{40}$$

de manera que el vector de conexión de espín es:

$$\underline{\omega}^a{}_b = \omega^a{}_{1b}\,\underline{i} + \omega^a{}_{2b}\,\underline{j} + \omega^a{}_{3b}\,\underline{k}\,. \tag{41}$$

Análogamente, el 4-vector de la tétrada se define como:

$$q_\mu^b = \left(q_0^b, -\underline{q}^b\right) \tag{42}$$

de manera que el vector de la tétrada es:

$$\underline{q}^b = q_1^b \underline{i} + q_2^b \underline{j} + q_3^b \underline{k} \tag{43}$$

Tal como se demostró en el documento UFT254, la restricción (23) reduce la identidad vectorial (13) al sencillo resultado:

$$\underline{\nabla} \cdot \omega_c^b \times \underline{q}^c = 0. \tag{44}$$

En teoría electromagnética, la Ec. (38) deviene:

$$\underline{\omega}_b^a \cdot \underline{B}^b = A^b \cdot R_b^a(\text{espín}) \tag{45}$$

y la Ec. (39) deviene:

$$\omega_{0b}^a \underline{B}^b + \frac{1}{c} \underline{\omega}_b^a \times \underline{E}^b = A_0^b \underline{R}_b^a(\text{espín}) + \underline{A}^b \times \underline{R}_b^a(\text{orb}) \tag{46}$$

produciendo relaciones adicionales entre los campos y los potenciales. Denotamos a las Ecs. (45) y (46) como ecuaciones adicionales del modelo de ingeniería ampliado.

La geometría de las ecuaciones de campo inhomogéneas de la teoría ECE viene dada por la identidad de Evans [1 – 11]:

$$D_\mu \tilde{T}_{\nu\rho}^a + D_\rho \tilde{T}_{\mu\nu}^a + D_\nu \tilde{T}_{\rho\mu}^a := \tilde{R}_{\mu\nu\rho}^a + \tilde{R}_{\rho\mu\nu}^a + \tilde{R}_{\nu\rho\mu}^a \tag{47}$$

la cual puede expresarse como:

$$D_\mu T^{a\mu\nu} := R_\mu^{a\mu\nu}. \tag{48}$$

La ecuación de campo inhomogénea se define como:

$$\partial_\mu T^{a\mu\nu} = j^{a\nu} \tag{49}$$

donde la 4-corriente es:

$$j^{a\nu} = R^{a\mu\nu}_{\mu} - \omega^{a}_{\mu b} T^{b\mu\nu} \neq 0. \tag{50}$$

Experimentos demuestran que la 4-corriente no es igual a cero. Al definir la ecuación del dual de Hodge (48) se cancela la métrica a ambos lados de la ecuación, de manera que el tensor de torsión con índices elevados es:

$$T^{\mu\nu} = \begin{bmatrix} 0 & -T^1(\text{orb}) & -T^2(\text{orb}) & -T^3(\text{orb}) \\ T^1(\text{orb}) & 0 & -T^3(\text{espín}) & T^2(\text{espín}) \\ T^2(\text{orb}) & T^3(\text{espín}) & 0 & -T^1(\text{espín}) \\ T^3(\text{orb}) & -T^2(\text{espín}) & T^1(\text{espín}) & 0 \end{bmatrix} \tag{51}$$

Por lo tanto, en notación vectorial, la Ec. (49) es:

$$\underline{\nabla} \cdot \underset{\sim}{T}^{a}(\text{orb}) = j^{a0} \tag{52}$$

y

$$\underline{\nabla} \times \underline{T}^{a}(\text{espín}) - \frac{1}{c}\frac{\partial \underline{T}^{a}(\text{orb})}{\partial t} = \underline{j}^{a} \tag{53}$$

En electromagnetismo se transforman en generalizaciones de la ley de Coulomb:

$$\underline{\nabla} \cdot \underline{E}^{a} = \frac{\rho^{a}}{\epsilon_0} \tag{54}$$

y de la ley de Ampere Maxwell:

$$\underline{\nabla} \times \underline{B}^{a} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial \underline{E}^{a}}{\partial t} = \mu_0 \underline{J}^{a}. \tag{55}$$

Estas son generalizaciones que se escriben en cualquier espacio de cuatro dimensiones e incluyen la conexión de espín. Detalles completos al respecto se incluyen en la Nota de Acompañamiento 255(7).

En la Nota de Acompañamiento 255(8) se incluyen detalles completos de la derivación de la estructura geométrica de la densidad de carga y de la densidad de corriente en la teoría ECE. Utilizando notación cartesiana:

$$\underline{q}^b = q_x^b \underline{i} + q_y^b \underline{j} + q_z^b \underline{k} \tag{56}$$

$$\underline{\omega}^a_{\ b} = \omega^a_{xb} \underline{i} + \omega^a_{yb} \underline{j} + \omega^a_{zb} \underline{k} \tag{57}$$

la densidad de carga es:

$$j^{a0} = \underline{\omega}^a_{\ b} \cdot \underline{T}^b(\text{orb}) - \underline{q}^b \cdot \underline{R}^a_{\ b}(\text{orb}) \tag{58}$$

y la densidad de corriente es:

$$\underline{j}^a = \omega^a_{0b}\, \underline{T}^b(\text{orb}) + \underline{\omega}^a_{\ b} \times \underline{T}^b(\text{espín}) - \left(q^b_0\, \underline{R}^a_{\ b}(\text{orb}) + \underline{q}^b \times \underline{R}^a_{\ b}(\text{espín})\right) \tag{59}$$

Los componentes individuales de los vectores de torsión y de curvatura se define mediante:

$$T^a_x(\text{orb}) = T^{a1}(\text{orb}) = T^{a10} - T^{a01} \quad \text{etc.} \tag{60}$$

$$R^a_{\ bx}(\text{orb}) = R^{a1}_{\ b}(\text{orb}) = R^{a10}_{\ b} = -R^{a01}_{\ b} \quad \text{etc.} \tag{61}$$

Para traducir a densidad de carga eléctrica (Cm^{-3}) utilizamos:

$$\underline{E}^a = c\, A^{(0)}\, \underset{\sim}{T}^a(\text{orb}) \tag{62}$$

donde $\underline{E}^a$ es la fuerza del campo eléctrico en unidades de Vm^{-1} ó $JC^{-1}m^{-1}$. Las unidades de $A^{(0)}$ son $JsC^{-1}m^{-1}$ de manera que resulta que:

$$\underline{\nabla} \cdot \underline{E}^a = c\, A^{(0)} j^{a0} = \frac{\rho^a}{\epsilon_0} \tag{63}$$

donde ε_0 es la permitividad en unidades de $J^{-1}C^2m^{-1}$. En unidades del S. I.:

$$\epsilon_0 \mu_0 = \frac{1}{c^2} \tag{64}$$

donde μ_0 es la permeabilidad en el vacío en unidades de $Js^2C^{-2}m^{-1}$. Por lo tanto, la densidad de carga eléctrica puede expresarse como:

$$\rho^a = \epsilon_0 c A^{(0)} \left(\underline{\omega}^a{}_b \cdot \underline{T}^b(\mathrm{orb}) - \underline{q}^b \cdot \underline{R}^a{}_b(\mathrm{orb}) \right) \tag{65}$$

de manera que:

$$\rho^a = \epsilon_0 \left(\underline{\omega}^a{}_b \cdot \underline{E}^b - c \underline{A}^b \cdot \underline{R}^a{}_b(\mathrm{orb}) \right) . \tag{66}$$

Para el campo libre:

$$\rho^a = 0 \tag{67}$$

de manera que:

$$\underline{\omega}^a{}_b \cdot \underline{E}^b = c \underline{A}^b \cdot \underline{R}^a{}_b(\mathrm{orb}) \tag{68}$$

Experimentalmente, la fuerza del campo eléctrico entre dos cargas se observa con alta precisión igual a:

$$\underline{E} = E_r \underline{e}_r = - \frac{e}{4\pi\epsilon_0 r^2} \underline{e}_r \tag{69}$$

Si se supone que el potencial vectorial está ausente en la electroestática, entonces la Ec. (63) se reduce a:

$$\underline{\nabla} \cdot \underline{E}^a = \underline{\omega}^a{}_b \cdot \underline{E}^b \tag{70}$$

y si existe sólo un sentido de polarización dirigida radialmente, entonces:

$$\frac{\partial E_r}{\partial r} = \omega E_r = \frac{e}{2\pi\epsilon_0 r^3} = - \frac{\omega e}{4\pi\epsilon_0 r^2} \tag{71}$$

de manera que la conexión de espín es:

$$\omega = - \frac{2}{r} . \tag{72}$$

Tal como se demuestra con todo detalle en la Nota de Acompañamiento 255(8), la estructura geométrica del vector de densidad de corriente es:

$$\underline{j}^a = \omega^a_{0b}\, \underline{T}^b(\text{orb}) + \underline{\omega}^a_b \times \underline{T}^b(\text{espín}) - \left(q^b_0\, \underline{R}^a_b(\text{orb}) + \underline{q}^b \times \underline{R}^a_b(\text{espín})\right) \tag{73}$$

en donde los vectores de torsión de espín y de curvatura de espín son:

$$\underline{T}^a(\text{espín}) = T^a_x(\text{espín})\,\underline{i} + T^a_y(\text{espín})\,\underline{j} + T^a_z(\text{espín})\,\underline{k} \tag{74}$$

y

$$\underline{R}^a_b(\text{espín}) = R^a_{bx}(\text{espín})\,\underline{i} + R^a_{by}(\text{espín})\,\underline{j} + R^a_{bz}(\text{espín})\,\underline{k} \tag{75}$$

con componentes individuales:

$$\begin{aligned} T^a_x(\text{espín}) &= T^{a1}(\text{espín}) = T^{a32} = -T^{a23} \\ T^a_y(\text{espín}) &= T^{a2}(\text{espín}) = T^{a13} = -T^{a31} \\ T^a_z(\text{espín}) &= T^{a3}(\text{espín}) = T^{a21} = -T^{a12} \\ R^a_{bx}(\text{espín}) &= R^{a1}_b(\text{espín}) = R^{a32}_b = -R^{a23}_b \\ R^a_{by}(\text{espín}) &= R^{a2}_b(\text{espín}) = R^{a13}_b = -R^{a31}_b \\ R^a_{bz}(\text{espín}) &= R^{a3}_b(\text{espín}) = R^{a21}_b = -R^{a12}_b \end{aligned} \tag{76}$$

La estructura geométrica básica de la ecuación de campo es:

$$\underline{\nabla} \times \underline{T}^a(\text{espín}) - \frac{1}{c}\frac{\partial \underset{\sim}{T}^a(\text{orb})}{\partial t} = \underline{j}^a \tag{77}$$

Multiplicando la Ec.(77) por $A^{(0)}$ da la generalización de la teoría ECE de la ley de Ampere Maxwell:

$$\underline{\nabla} \times \underline{B}^a - \frac{1}{c^2}\frac{\partial \underline{E}^a}{\partial t} = \mu_0 \underline{J}^a = A^{(0)}\underline{j}^a \tag{78}$$

en donde la densidad de corriente electromagnética, en unidades de $Cs^{-1}m^{-2}$, es:

$$\underline{J}^a = \frac{A^{(0)}}{\mu_0} \underline{j}^a \tag{79}$$

Por lo tanto, la 4-corriente electromagnética es:

$$J^{\mu a} = \left(c\rho^a, \underline{J}^a\right) \tag{80}$$

La densidad de corriente puede expresarse en términos de la fuerza del campo eléctrico y de los potenciales escalar y vectorial, como sigue:

$$\underline{J}^a = \epsilon_0 c \left(\omega^a_{0b} \underline{E}^b + c\underline{\omega}^a{}_b \times \underline{B}^b - c\left(A_0^b \underline{R}^a{}_b(\text{orb}) + \underline{A}^b \times \underline{R}^a{}_b(\text{espín})\right)\right) \tag{81}$$

En la Nota de Acompañamiento 255(9) se incluye un ejemplo sencillo de la aplicación de estas ecuaciones para la energía a partir del espacio tiempo, utilizando el concepto de densidad de carga en el vacío y de densidad de corriente:

$$\underline{\nabla} \cdot \underline{E}^a = \rho^a(\text{vacío})/\epsilon_0 \tag{82}$$

$$\underline{\nabla} \times \underline{B}^a - \frac{1}{c^2}\frac{\partial \underline{E}^a}{\partial t} = \mu_0 \underline{J}^a(\text{vacío}) \tag{83}$$

Si se considera la ley de Coulomb (82) en ausencia de un potencial vectorial utilizando un sentido de polarización, la fuerza del campo eléctrico se simplifica a:

$$\underline{E} = -\underline{\nabla}\phi + \underline{\omega}\phi . \tag{84}$$

Si se supone que la conexión de espín posee un valor negativo:

$$\underline{\omega} = -\left(\omega_x \underline{i} + \omega_y \underline{j} + \omega_z \underline{k}\right). \tag{85}$$

Por simplicidad, consideremos una alineación según el eje Z. La ley de Coulomb (82) da como resultado:

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial Z^2} + \left(\frac{\partial \omega_Z}{\partial Z}\right)\phi + \omega_Z \frac{\partial \phi}{\partial Z} = -\frac{\rho(\text{vacío})}{\epsilon_0} \quad (86)$$

A partir las correcciones radiativas se sabe que el vacío contiene potenciales fluctuantes que dan origen a las correcciones radiativas (por ejemplo en el documento UFT85). Supongamos que estas correcciones asumen la forma sencilla:

$$\rho(\text{vacío}) = \rho_0 \cos(K_0 Z + \pi) = -\rho_0 \cos(K_0 Z) \quad (87)$$

y se obtiene una ecuación amortiguada de Euler Bernoulli:

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial Z^2} + \omega_Z \frac{\partial \phi}{\partial Z} + \left(\frac{\partial \omega_Z}{\partial Z}\right)\phi = \frac{\rho_0}{\epsilon_0}\cos(K_0 Z) \quad (88)$$

la cual puede expresarse como:

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial Z^2} + \beta \frac{\partial \phi}{\partial Z} + K^2 \phi = A \cos(K_0 Z) \quad (89)$$

donde:

$$K^2 := \frac{\partial \omega_Z}{\partial Z}, \quad \beta := \omega_Z, \quad A := \rho_0(\text{vacío})/\epsilon_0 \quad (90)$$

Por antisimetría [1 – 10]:

$$\underline{\nabla}\phi = \underline{\omega}\phi \quad (91)$$

de manera que en la dirección Z:

$$\frac{\partial \phi}{\partial Z} = -\omega_Z \phi \quad (92)$$

y la Ec. (89) deviene:

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial Z^2} + (K^2 + \omega_Z^2)\phi = A \cos(K_0 Z). \quad (93)$$

Esta es una ecuación no amortiguada de Euler Bernoulli del tipo:

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial Z^2} + K_1^2 \phi = A \cos(K_0 Z) \quad (94)$$

con:

$$K_1^2 = K^2 + \omega_Z^2 \tag{95}$$

cuya solución es:

$$\phi = \frac{A\cos(K_0 Z)}{K_1^2 - K_0^2} \tag{96}$$

Por lo tanto, cuando:

$$K_1^2 = K_0^2 \tag{97}$$

el potencial escalar y la fuerza del campo eléctrico se vuelven infinitos:

$$\phi \longrightarrow \infty . \tag{98}$$

Esto es resonancia de conexión de espín tal como lo observado por el grupo de Alex Hill (www.et3m.net), un mecanismo que probablemente también sería responsable en las RNBE. Una densidad de corriente de carga en el vacío infinitesimal produce una fuerza de campo eléctrico infinita en los aparatos de medición. En el reactor E Cat de Rossi [12], por ejemplo, la resonancia de conexión de espín es capaz de vaporizar el acero.

La Nota de Acompañamiento 255(3) desarrollo al formato vectorial de la identidad de Cartan dada en la Ec. (12):

$$\underline{\nabla} \cdot \underset{\sim}{T}^a + \underline{\omega}^a{}_b \cdot \underset{\sim}{T}^b := \underline{q}^b \cdot \underline{R}^a{}_b \tag{99}$$

Esta ecuación demuestra claramente que si se desprecie la torsión, desaparece también la curvatura, a menos que:

$$\underline{q}^b \cdot \underline{R}^a{}_b = 0 \, , \quad \underline{R}^a{}_b \neq 0 . \tag{100}$$

En notación tensorial, esta es la primera identidad de Bianchi:

$$R^a{}_{\mu\nu\rho} + R^a{}_{\rho\mu\nu} + R^a{}_{\nu\rho\mu} = 0 . \tag{101}$$

La Nota de Acompañamiento 255(3) demuestra que la primera identidad de Bianchi (101) implica:

$$\underline{\nabla} \cdot \underline{\omega}^a{}_b \times \underline{q}^b = 0 \tag{102}$$

lo cual en teoría ECE significa que no existe monopolo magnético. La versión correcta de la primera identidad de Bianchi debe siempre ser la identidad de Cartan:

$$D_\mu T^a{}_{\nu\rho} + D_\rho T^a{}_{\mu\nu} + D_\nu T^a{}_{\rho\mu} := R^a{}_{\mu\nu\rho} + R^a{}_{\rho\mu\nu} + R^a{}_{\nu\rho\mu} \tag{103}$$

En la Nota de Acompañamiento 255(4) se incluye la derivación de la segunda identidad de Bianchi:

$$D_\mu R^\kappa{}_{\lambda\nu\rho} + D_\rho R^\kappa{}_{\lambda\mu\nu} + D_\nu R^\kappa{}_{\lambda\rho\mu} = 0 \tag{104}$$

de la física establecida a partir de la primera identidad de Bianchi, y se demuestra que la versión correcta de la segunda identidad de Bianchi es:

$$D_\mu D_\lambda T^\kappa{}_{\nu\rho} + D_\rho D_\lambda T^\kappa{}_{\mu\nu} + D_\nu D_\lambda T^\kappa{}_{\rho\mu} := D_\mu R^\kappa{}_{\lambda\nu\rho} + D_\rho R^\kappa{}_{\lambda\mu\nu} + D_\nu R^\kappa{}_{\lambda\rho\mu} . \tag{105}$$

Esto constituye una extensión trivial de la identidad de Cartan:

$$D_\lambda T^\kappa{}_{\nu\rho} + D_\rho T^\kappa{}_{\lambda\nu} + D_\nu T^\kappa{}_{\rho\lambda} := R^\kappa{}_{\lambda\nu\rho} + R^\kappa{}_{\rho\lambda\nu} + R^\kappa{}_{\nu\rho\lambda} \tag{106}$$

que se obtiene simplemente por diferenciación de ambos lados de la Ec. (106) por D_μ. Por lo tanto, la segunda identidad de Bianchi (104) es obsoleta e incorrecta debido a su desprecio de la torsión.

El conmutador de derivadas covariantes actuando sobre un vector (o, en forma más general, sobre cualquier tensor) en cualquier espacio de cualquier número de dimensiones produce el resultado:

$$[D_\mu, D_\nu] V^\rho = -(\Gamma^\lambda{}_{\mu\nu} - \Gamma^\lambda{}_{\nu\mu}) D_\lambda V^\rho + R^\rho{}_{\sigma\mu\nu} V^\sigma \tag{107}$$

en donde existe una correspondencia uno a uno entre el conmutador y la conexión gamma (ver el documento UFT139):

$$[D_\mu, D_\nu] V^\rho = -\Gamma^\lambda{}_{\mu\nu} D_\lambda V^\rho + \ldots \tag{108}$$

Se define que el conmutador es antisimétrico:

$$[D_\mu, D_\nu] V^\rho = -[D_\nu, D_\mu] V^\rho \tag{109}$$

de manera que la conexión gamma también es antisimétrica. Si se supone que desaparece la torsión, o se la desprecia, entonces también desaparece la curvatura. El motivo es que una torsión igual a cero significa:

$$\Gamma^\lambda_{\mu\nu} = \Gamma^\lambda_{\nu\mu} \tag{110}$$

en cuyo caso el conmutador es simétrico e igual a cero por definición. De manera que la curvatura también desaparece, Q. E. D. esto constituye un horror fatal en la física einsteiniana. Se demuestra claramente en la ecuación vectorial (99).

Finalmente, las Notas de Acompañamiento 255(1) y 255(2) se refieren a las dos clases de dualidad de Hodge presentes en, por ejemplo, la electrodinámica. Las dos duales de Hodge básicas a partir de componentes de campo magnéticas a eléctricas, son:

$$\begin{aligned} \tilde{F}^{03} &= \epsilon^{0312} F_{12} \\ \tilde{F}^{01} &= \epsilon^{0123} F_{23} \\ \tilde{F}^{02} &= \epsilon^{0231} F_{31} \end{aligned} \tag{111}$$

$$\epsilon^{0123} = 1 = -\epsilon^{0213} = \epsilon^{0231} = -\epsilon^{0321} = \epsilon^{0312}.$$

Si se utiliza espaciotiempo de Minkowski y la teoría establecida de Maxwell Heaviside (MH), por propósitos ilustrativos, sólo entonces:

$$\begin{aligned} (\partial_1 A_2 - \partial_2 A_1)_{DH} &= \partial^0 A^3 - \partial^3 A^0 \\ (\partial_2 A_3 - \partial_3 A_2)_{DH} &= \partial^0 A^1 - \partial^1 A^0 \\ (\partial_3 A_1 - \partial_1 A_3)_{DH} &= \partial^0 A^2 - \partial^2 A^0 \end{aligned} \tag{112}$$

En la teoría de MH la métrica es:

$$g^{\mu\nu} = g_{\mu\nu} = \mathrm{diag}(1, -1, -1, -1). \tag{113}$$

En el espacio general, el determinante de la métrica entra en el dual de Hodge. Tal como se demuestra en la Nota de Acompañamiento 255(1), este tipo de dualidad de Hodge (que recibe el nombre de "dualidad de Hodge de clase uno") produce ecuaciones tales como:

$$\underline{E} = -\underline{\nabla}\phi - \frac{\partial \underline{A}}{\partial t} = c\left(\underline{\nabla} \times \underline{A}\right)_{DH} \tag{114}$$

Donde el subíndice DH significa "dual de Hodge". Por lo tanto, la fuerza del campo eléctrico es el dual de Hodge de clase uno de la densidad de flujo magnético:

$$\underline{E} = c\,\underline{B}_{DH} \tag{115}$$

Es bien sabido que el campo electromagnético libre es invariante bajo la transformación de dualidad:

$$\underline{E} = ic\,\underline{B} \tag{116}$$

de manera que para el campo libre:

$$\underline{E} = ic\,\underline{\nabla} \times \underline{A} = c\,\underline{\nabla} \times \left(i\underline{A}\right) = c\left(\underline{\nabla} \times \underline{A}\right)_{DH} \tag{117}$$

Resulta entonces que para el campo libre:

$$A^{\mu}_{DH} = i\,A^{\mu}. \tag{118}$$

La transformación de dualidad básica de Hodge de clase uno, y un campo eléctrico uno magnético, es:

$$\begin{aligned} \partial^1 A^2 - \partial^2 A^1 &= \epsilon^{1203}\left(\partial_0 A_3 - \partial_3 A_1\right) \\ \partial^3 A^1 - \partial^1 A^3 &= \epsilon^{3102}\left(\partial_0 A_2 - \partial_2 A_0\right) \\ \partial^2 A^3 - \partial^3 A^2 &= \epsilon^{2301}\left(\partial_0 A_1 - \partial_1 A_0\right) \end{aligned} \tag{119}$$

donde:

$$\begin{aligned} \epsilon^{0123} &= -\epsilon^{1023} = \epsilon^{1203} = \epsilon^{0312} = -\epsilon^{3012} \\ &= \epsilon^{3102} = \epsilon^{0231} = -\epsilon^{2031} = \epsilon^{2301} = 1 \end{aligned} \tag{120}$$

Por lo tanto:

$$
\begin{aligned}
(\partial_0 A_3 - \partial_3 A_0)_{DH} &= \partial^1 A^2 - \partial^2 A^1 \\
(\partial_0 A_2 - \partial_2 A_0)_{DH} &= \partial^3 A^1 - \partial^1 A^3 \\
(\partial_0 A_1 - \partial_1 A_0)_{DH} &= \partial^2 A^3 - \partial^3 A^2
\end{aligned} \tag{121}
$$

es decir

$$\underline{E}_{DH} = -c\underline{B} \tag{122}$$

La transformación completa del dual de Hodge de clase uno es:

$$
\begin{aligned}
\underline{B}_{DH} &= \underline{E}/c \\
\underline{E}_{DH} &= -cB
\end{aligned} \tag{123}
$$

y para campos libres:

$$
\begin{aligned}
\underline{B}_{DH} &= i\underline{B} \\
\underline{E}_{DH} &= i\underline{E}
\end{aligned} \tag{124}
$$

La transformación del dual de Hodge de clase dos es el conocido definido mediante:

$$\tilde{F}^{\mu\nu} = \frac{1}{2}\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} F_{\rho\sigma} \tag{125}$$

es decir, es la transformación de Hodge de campos en lugar de potenciales. Los tensores de campo de MH relevantes son:

$$\tilde{F}^{\mu\nu} = \begin{bmatrix} 0 & -cB_x & -cB_y & -cB_z \\ cB_x & 0 & E_z & -E_y \\ cB_y & -E_z & 0 & E_x \\ cB_z & E_y & -E_x & 0 \end{bmatrix}, \quad F_{\rho\sigma} = \begin{bmatrix} 0 & E_x & E_y & E_z \\ -E_x & 0 & -cB_z & cB_y \\ -E_y & cB_z & 0 & -cB_x \\ -E_z & -cB_y & cB_x & 0 \end{bmatrix} \tag{126}$$

de manera que la dualidad de Hodge de clase dos reordena los elementos matriciales de la siguiente manera:

$$\begin{aligned}
\tilde{F}^{01} &= \epsilon^{0123} F_{23}, & -cB_x &= -cB_x \\
\tilde{F}^{02} &= \epsilon^{0231} F_{31}, & -cB_Y &= -cB_Y \\
\tilde{F}^{03} &= \epsilon^{0312} F_{12}, & -cB_Z &= -cB_Z \\
\tilde{F}^{12} &= \epsilon^{1230} F_{30}, & E_Z &= E_Z \\
\tilde{F}^{13} &= \epsilon^{1302} F_{02}, & -E_Y &= -E_Y \\
\tilde{F}^{23} &= \epsilon^{2301} F_{01}, & E_X &= E_X
\end{aligned} \tag{127}$$

Finalmente, la Nota de Acompañamiento 255(2) demuestra como el campo $B^{(3)}$ se define en la teoría ECE en términos de elementos de conexión de espín, siendo el campo B(3) la clave de unificación entre el electromagnetismo y la gravitación.

3. Ilustración de una solución de tipo resonante de la Ecuación (18).

Con el objeto de hallar soluciones para la Ecuación (18), la cual se ha deducido a partir de la identidad de Cartan, suponemos sólo una dirección de polarización, como en el modelo simplificado de ingeniería. Entonces, todos los índices expresados con letras del alfabeto latino desaparecen, y la Ec. (18) se vuelve sencillamente

$$\frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}T(t) + \omega_0 T(t) = R(t) \tag{128}$$

para una torsión escalar *T* y una curvatura *R*. en el modelo de ingeniería se prefieren una conexión de espín escalar en unidades de tiempo reciprocas; en consecuencia, multiplicamos por c y sustituimos $c\omega_0$ por ω_0.

$$\frac{\partial}{\partial t}T(t) + \omega_0 T(t) = cR(t). \tag{129}$$

La solución general para esta ecuación diferencial es:

$$T(t) = c\, e^{-\omega_0 t}\left(\int e^{\omega_0 t} R(t)\, dt + C\right) \tag{130}$$

con una constante de integración C. Si ω_0 es positiva, el integrando diverge si R(t) permanece finita. Por lo tanto, resulta razonable suponer que ω_0 es negativa. Estableciendo

$$\omega_1 = -\omega_0 \tag{131}$$

se obtiene la solución

$$T(t) = c e^{\omega_1 t} \left(\int e^{-\omega_1 t} R(t)\, dt + C \right) \tag{132}$$

que es una función con crecimiento exponencial para valores de $\omega_1 > 0$, lo cual indica una resonancia.

Agradecimientos.

Se agradece al Gobierno Británico por el otorgamiento de la Pensión Civil Vitalicia y al personal técnico de AIAS y muchos otros por discusiones interesantes. Se agradece a Dave Burleigh por su publicación en red y a Alex Hill y a Robert Cheshire por las traducciones y las grabaciones.

Referencias bibliográficas.

[1] M .W. Evans, Ed., "Definitive Refutations of the Einsteinian General Relativity", publicaciión especial número seis de la referencia (2).

[2] M. W. Evans, Ed., "Journal of Foundations of Physics and Chemistry", (Cambridge International Science Publishing, CISP, www.cisp-publishing.com, 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 Academic, 2005 a 2011) en siete volúmenes.

[5] M. W. Evans, H. Eckardt y D. W. Lindstrom, documentos y plenaria, Academia de Ciencias de Serbia y otras publicaciones.

[6] L. Felker, "The Evans Equations of Unified Field Theory" (Abramis Academic, 2007, traducción al castellano por Alex Hill en el portal www.aias.us).

[7] M . W. Evans y S. Kielich (Eds.), "Modern Nonlinear Optics" (Wiley, Nueva York, 1992, 1993, 1997, 2001) en dos ediciones y seis volúmenes.

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

[9] M. W. Evans y J.-P. Vigier, “The Enigmatic Photon” (Kluwer, 1994 a 2002), en 10 volúmenes con encuadernación dura y blanda.

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

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

[12] Avances recientes en RNBE en google, en especial el rector E Cat de Rossi.