Teoría ECE de la electrodinámica basada en la métrica.

por

M. W. Evans,

Civil List.

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

Traducción: Alex Hill (www.et3m.net)

Resumen

Se incorpora la métrica de la teoría ECE a las teorías de la electrodinámica y de la gravitación, a través de las ecuaciones de campo. El desplazamiento eléctrico ***D*** y la fuerza de campo magnético ***H*** se relacionan con la fuerza de campo eléctrico ***E*** y la densidad de flujo magnético ***B*** mediante elementos métricos. Se demuestra que los elementos métricos aparecen en el denominador del término impulsor de la ecuación de resonancia de conexión de espín. Se demuestra que el desplazamiento eléctrico y la polarización en un dieléctrico están determinados por la métrica, y en forma similar la fuerza del campo magnético y la magnetización. Las ecuaciones para la gravitación poseen una estructura similar, de manera que la métrica determina la manera en la que interactúan la gravitación y el electromagnetismo, la cual viene determinada por la métrica, y la cual a su vez viene determinada por las tétradas. Se desarrolla la geometría fundamental y se demuestra que la conexión geométrica es antisimétrica.

Palabras clave: Teoría ECE, teoría métrica de la electrodinámica y la gravitación, resonancia de conexión de espín, contra gravitación, geometría básica, antisimetría de la conexión.

1. Introducción.

En esta serie de documentos [1-10] se ha colocado a la filosofía de la relatividad sobre una firme base geométrica mediante el empleo de una geometría que incluye, correctamente, la torsión del espaciotiempo. En la obsoleta teoría de la relatividad general de Einstein existía un error fundamental en la estructura geométrica de la teoría, la cual se mantuvo a lo largo de todo el siglo XX - la omisión axiomática de la torsión del espaciotiempo. Desafortunadamente, esto significa que las afirmaciones de la relatividad general de Einstein pierden todo su significado, y esta conclusión ha sido aceptada [11] . Sin embargo, el empleo de la métrica por parte de Einstein sigue siendo válido, y en este documento se incorpora específicamente dentro de la teoría ECE de la electrodinámica. La teoría ECE se desarrolla en un espaciotiempo que incluye torsión y curvatura, y se utiliza la métrica de este espaciotiempo para elevar y bajar índices en las ecuaciones de campo. Este método estaba implícito en desarrollos previos de la teoría ECE para su empleo en electrodinámica, pero al considerar específicamente la métrica es posible expresar en un formato de métrica varias propiedades físicas. Este procedimiento posee todas las ventajas de una descripción unificada de la filosofía natural, debido a que tanto el electromagnetismo como la gravitación se expresan como propiedades de la métrica.

En la Sección 2 se define y resume la geometría básica. Esta es una geometría que define la curvatura de Riemann y la torsión de Riemann a partir de la acción del conmutador de derivadas covariantes sobre un cuatro-vector (o en forma más general, sobre cualquier tensor). Por razones desconocidas, Einstein y sus contemporáneos omitieron la consideración de la torsión. Este procedimiento es incorrecto, y éste es un error que desafortunadamente se repitió en forma acrítica. El conmutador es antisimétrico por definición, de manera que la curvatura de Riemann es antisimétrica en los índices mu y nu del conmutador. Si mu es igual a nu desaparece entonces la curvatura, lo cual significa que el espaciotiempo es plano y que la conexión es igual a cero. De manera que la conexión es distinta de cero si y sólo si el conmutador es distinto de cero. El conmutador aísla la conexión por su acción sobre cualquier tensor, de manera que la conexión es antisimétrica y sus índices mu y nu son siempre diferentes entre sí. La torsión de Riemann es la diferencia antisimétrica de dos conexiones, y la torsión también es antisimétrica en los índices mu y nu del conmutador. Estos sencillos hechos de la geometría constituyen la base de la teoría ECE, en la que los campos electromagnético y gravitacional se construyen sobre la torsión. Esta última se representa a través de la geometría de Cartan, la cual puede utilizarse para extender la geometría de Riemann en formas bien conocidas [12]. Estas propiedades geométricas fundamentales se resumen en una tabla para facilidad de referencia.

En la Sección 3 se definen las ecuaciones de campo de la teoría ECE basadas en la métrica, directamente a partir de la geometría de la Sección 2, y en la Sección 3 se definen los tensores de campo en una Tabla para facilidad de referencia.

2. Resumen de la geometría fundamental.

En notación condensada [1-10] la geometría fundamental de la teoría ECE consiste en dos ecuaciones estructurales bien conocidas de Maurer Cartan:

$$T = D \wedge q \quad , \tag{1}$$

$$\mathrm{R} = \mathrm{D} \wedge \omega \, , \tag{2}$$

y las dos identidades de la geometría diferencial de Cartan:

$$D \wedge T := \mathrm{R} \wedge q \quad , \tag{3}$$

$$D \wedge \tilde{T} := \tilde{R} \wedge q \quad , \tag{4}$$

donde T denota la torsión de Cartan, R denota la curvatura de Cartan, q denota la tétrada de Cartan, ^ denota el producto cuña de Cartan, y el tilde denota el dual de Hodge. Se demostró en forma rigurosa la identidad dual de Hodge en el documento UFT 137 de esta serie (www.aias.us). De manera que la teoría ECE adhiere a la filosofía de la Navaja de Ockham (principio de simplicidad) y utiliza la base geométrica más sencilla que sea rigurosamente correcta. Resulta incorrecto omitir la torsión, como fue el caso en la relatividad general durante el siglo veinte. La geometría desarrollada por Cartan es una extensión de la geometría de Riemann, en la que la derivada covariante se define como:

$$D_\mu V^\rho := \partial_\mu V^\rho + \Gamma^\rho_{\mu\lambda} V^\lambda \quad . \tag{5}$$

Aquí V^ρ es un cuatro-vector, y $\Gamma^\rho_{\mu\lambda}$ es la conexión geométrica. En un espaciotiempo plano, la conexión es igual a cero, de manera que en un espaciotiempo plano:

$$D_\mu V^\rho = \partial_\mu V^\rho \quad . \tag{6}$$

El conmutador de derivadas covariantes opera sobre cualquier tensor, por ejemplo opera sobre un cuatro-vector, y se define como siendo antisimétrico en sus índices mu y nu:

$$[D_\mu, D_\nu]\, V^\rho = -\,[D_\nu, D_\mu]\, V^\rho \; . \tag{7}$$

En un espaciotiempo plano el conmutador es igual a cero:

$$[D_\mu, D_\nu]\, V^\rho = [\,\partial_\mu\, \partial_\nu]\, V^\rho = 0 \; . \tag{8}$$

Puede demostrarse [1-10, 12] que:

$$[D_\mu, D_\nu]\, V^\rho = R^\rho_{\kappa\nu\mu}\, V^\kappa - T^\kappa_{\mu\nu} D_\kappa V^\rho \tag{9}$$

donde el tensor de curvatura se define como:

$$R^\rho_{\kappa\nu\mu} := \partial_\mu\, \Gamma^\rho_{\nu\kappa} - \partial_\nu\, \Gamma^\rho_{\mu\kappa} + \Gamma^\rho_{\mu\lambda}\Gamma^\lambda_{\nu\kappa} - \Gamma^\rho_{\nu\lambda}\Gamma^\lambda_{\mu\kappa} \tag{10}$$

y donde el tensor de torsión se define como:

$$T^\kappa_{\mu\nu} := \Gamma^\kappa_{\mu\nu} - \Gamma^\kappa_{\nu\mu} \quad . \tag{11}$$

Durante el siglo XX se aceptaba la existencia de una correspondencia simétrica entre el conmutador, la curvatura y la torsión, en aquellos raros casos en los que se reconocía su existencia. Todas ellas son antisimétricas por definición:

$$[D_\mu, D_\nu]\, V^\rho = -\,[D_\nu, D_\mu]\, V^\rho \quad , \tag{12}$$

$$R^\rho_{\kappa\mu\nu} = -\, R^\rho_{\kappa\nu\mu} \quad , \tag{13}$$

$$T^\kappa_{\mu\nu} = -\, T^\kappa_{\nu\mu} \quad . \tag{14}$$

Resulta que la conexión es también antisimétrica en sus dos índices inferiores, porque éstos son los mismos índices que en las Ecs.(12) a (14):

$$\Gamma^\kappa_{\mu\nu} = -\,\Gamma^\kappa_{\nu\mu} \quad . \tag{15}$$

El error catastrófico efectuado en la teoría de la relatividad general de Einstein fue el afirmar axiomáticamente que la torsión es igual a cero y que la conexión es tanto simétrica como distinta de cero:

$$\Gamma^{\kappa}_{\mu\nu} = ?\, \Gamma^{\kappa}_{\nu\mu} \neq 0 \quad . \tag{16}$$

La teoría ECE corrige este error al basar la relatividad general en las rigurosamente correctas Ecs. (1) a (4).

De manera que durante el siglo XX se supuso que:

$$[D_\mu, D_\nu]\, V^\rho = ?\, R^\rho_{\kappa\nu\mu}\, V^\kappa \tag{17}$$

y los libros de texto sobre relatividad general casi siempre comienzan con esta ecuación, sin mencionar la torsión. La única excepción clara es el libro escrito por Carroll [12], capítulo 3. La Ec. (17) puede descartarse en forma directa, ya que si:

$$\mu = \nu \quad , \tag{18}$$

entonces

$$[D_\mu, D_\nu]\, V^\rho = [\partial_\mu, \partial_\nu]\, V^\rho = 0 \tag{19}$$

y el espaciotiempo es un espaciotiempo plano, definido como un espaciotiempo con curvatura igual a cero. Para un espaciotiempo plano:

$$R^\rho_{\kappa\nu\mu} = 0 \tag{20}$$

y la conexión es igual a cero por definición. Por lo tanto, si la curvatura es igual a cero la conexión es igual a cero, y éste es siempre el caso cuando se cumple la Ec. (18). De manera que para que la curvatura sea diferente de cero la conexión debe de ser antisimétrica y la torsión debe ser distinta de cero. En consecuencia, la Ec. (17) es incorrecta debido a su omisión de la torsión, QED. Esto significa que el índice mu jamás puede ser igual al índice nu en la conexión. Esta conclusión puede verse en otra forma si se expresa la Ec. (9) como:

$$[D_\mu, D_\nu]\, V^\rho = -\, \Gamma^{\kappa}_{\mu\nu} D_\kappa\, V^\rho + \ldots \tag{21}$$

cuando resulta claro que los índices de la conexión, mu y nu, son los mismos que aquellos del conmutador. De manera que ambos deben ser antisimétricos en mu y nu para ser distintos de cero. Análogamente, el índice mu nunca puede ser igual al índice nu en la torsión de Riemann y en la curvatura de Riemann, un hecho aceptado durante el siglo XX.

La ecuación de campo de Einstein se basaba erróneamente en la Ec. (18), y desafortunadamente deja de tener significado.

La geometría de Cartan de las Ecs. (1) a (4) posee ventajas bien conocidas sobre la geometría de Riemann [1-10, 12]. La geometría de Cartan puede emplearse con dos representaciones diferentes del mismo espacio, de manera que puede utilizarse con los espinotensores de Cartan o para cualquier conjunto de bases. Las geometrías de Riemann y Cartan están interconectadas por el hecho de que el campo vectorial completo es independiente de la forma en que se representan sus componentes y elementos base mediante sistemas de coordenadas. Esta necesidad fundamental conduce a lo que se conoce como el postulado de la tétrada:

$$\partial_\mu\, q^a_\nu = \Gamma^\lambda_{\mu\nu}\, q^a_\lambda - \omega^a_{\mu b} q^b_\nu \tag{22}$$

en el que la conexión de espín de Cartan se define mediante la derivada covariante [1-10, 12]:

$$D_\mu\, V^a = \partial_\mu\, V^a + \omega^a_{\mu b}\, V^b \ . \tag{23}$$

El postulado de la tétrada puede simplificarse a:

$$\partial_\mu\, q^a_\mu = \Gamma^a_{\mu\nu} - \omega^a_{\mu\nu} \tag{24}$$

utilizando las definiciones:

$$\Gamma^a_{\mu\nu} = \Gamma^\lambda_{\mu\nu}\, q^a_\lambda \quad , \tag{25}$$

$$\omega^a_{\mu\nu} = \omega^a_{\mu b} q^b_\nu \quad . \tag{26}$$

Por lo tanto, la necesidad de mantener constante el campo vectorial completo resulta en la siguiente expansión de la conexión gamma utilizada en la geometría de Riemann:

$$\Gamma^a_{\mu\nu} = \partial_\mu\, q^a_\nu + \omega^a_{\mu\nu} \quad . \tag{27}$$

La conexión gamma es antisimétrica, de manera que:

$$\partial_\mu\, q^a_\nu + \omega^a_{\mu\nu} \; = -\, (\partial_\nu\, q^a_\mu + \omega^a_{\nu\mu}\,) \tag{28}$$

que es la condición de antisimetría de la teoría ECE introducida y desarrollada en los documentos UFT 132 y siguientes. A diferencia de la conexión gamma, la conexión de espín misma no es antisimétrica en sus dos índices inferiores, debido a la Ec. (27). La torsión de Cartan es una dos-forma de valor vectorial de la geometría diferencial [1-10, 12] y se define como:

$$T^a_{\mu\nu} = \; \partial_\mu\, q^a_\nu \; - \; \partial_\nu\, q^a_\mu \; + \; \omega^a_{\mu b}\, q^b_\nu \; - \omega^a_{\nu b}\, q^b_\mu \quad . \tag{29}$$

El empleo del postulado de la tétrada reduce la Ec. (29) a:

$$T^a_{\mu\nu} = \; \Gamma^a_{\mu\nu} - \Gamma^a_{\nu\mu} \tag{30}$$

que es equivalente a la torsión de Riemann:

$$T^\kappa_{\mu\nu} = \; \Gamma^\kappa_{\mu\nu} - \Gamma^\kappa_{\nu\mu} \tag{31}$$

utilizando la definición:

$$T^\kappa_{\mu\nu} = \; q^\kappa_a\, T^a_{\mu\nu} \quad . \tag{32}$$

Utilizando la definición del producto cuña [1-10, 12] la identidad (3) deviene:

$$D_\mu\, T^a_{\nu\rho} + D_\rho\, T^a_{\mu\nu} + D_\nu\, T^a_{\rho\mu} \; := R^\rho_{\mu\nu\rho} + R^\rho_{\rho\mu\nu} + R^\rho_{\nu\rho\mu} \tag{33}$$

que puede re expresarse como:

$$D_\mu\, \tilde{T}^{a\mu\nu} := \tilde{R}^{a\mu\nu}_\mu \tag{34}$$

utilizando la definición del dual de Hodge de una dos-forma en cuatro dimensiones:

$$\tilde{T}^{a\mu\nu} := \frac{1}{2} \parallel g \parallel^{1/2} \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta}\, T^a_{\alpha\beta} \quad . \tag{35}$$

En esta definición $\parallel g \parallel^{1/2}$ es la raíz cuadrada del valor absoluto del determinante de la métrica y se utiliza como un factor de ponderación en un espaciotiempo [12] que no es un espaciotiempo de Minkowski. En la Ec. (35) $\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta}$ es el tensor unitario totalmente antisimétrico del espaciotiempo de Minkowski en cuatro dimensiones. El dual de Hodge de una dos forma en cuatro dimensiones es otra dos forma [12]. Las derivadas covariantes utilizadas en las Ecs. (33) y (34) vienen definidas por la conexión de espín:

$$D_\mu\, \tilde{T}^{a\mu\nu} := \partial_\mu \tilde{T}^{a\mu\nu} + \omega^a_{\mu b} \tilde{T}^{b\mu\nu} \quad . \tag{36}$$

De manera que la Ec. (34) puede expresarse como:

$$\partial_\mu \tilde{T}^{a\mu\nu} := \tilde{R}^{a\mu\nu}_\mu - \omega^a_{\mu b} \tilde{T}^{b\mu\nu} \tag{37}$$

La cual es una ecuación correctamente covariante debido a que se origina a partir de la identidad covariante (34).

La Ec. (37) de la geometría de Cartan es la base geométrica de la ecuación de campo homogénea en la teoría ECE [1–10]. El lado derecho de la misma define la corriente homogénea:

$$j_H^{a\nu} := \tilde{R}_{\mu}^{a\mu\nu} - \omega_{\mu b}^{a}\tilde{T}^{b\mu\nu} \quad . \tag{38}$$

La ecuación de onda de la teoría ECE [1–10] es un desarrollo del postulado de la tétrada en:

$$(\square + R)\, q_\mu^a = 0 \tag{39}$$

donde R viene definido por:

$$R := q_a^\nu\, \partial^\mu\, (\omega_{\mu\nu}^a - \Gamma_{\mu\nu}^a) \quad . \tag{40}$$

La Ec. (39) posee la estructura de las ecuaciones de onda fundamentales de la física y R es la masa covariante:

$$R = \left(\frac{mc}{\hbar}\right)^2 \tag{41}$$

un concepto utilizado ampliamente en los documentos UFT 158 a UFT 166. Aquí ħ es la constante reducida de Planck y se conoce a *c* en los laboratorios de normas como la velocidad de la luz en el vacío, una constante universal fija.

Con el objeto de obtener la ecuación de campo inhomogénea de la teoría ECE, se ha extendido considerablemente la geometría original de Cartan durante el curso del desarrollo de la misma [1–10]. Estos constituyen avances matemáticos fundamentales que se demuestran a sí mismos, como en el documento UFT 137. Estos avances comienzan con la definición del dual de Hodge de la conexión utilizada en la Ec. (5):

$$\Lambda_{\mu\nu}^{\kappa} := \tilde{\Gamma}_{\mu\nu}^{\kappa} = \frac{1}{2}\, \|\, g \,\|^{1/2}\, \epsilon_{\mu\nu}^{\alpha\beta}\, \Gamma_{\alpha\beta}^{\kappa} \quad . \tag{42}$$

Esta definición se obtiene a partir del hecho de que $\Gamma_{\alpha\beta}^{\kappa}$ es antisimétrica en sus dos índices inferiores. La conexión dual de Hodge $\Lambda_{\mu\nu}^{\kappa}$ puede utilizarse para definir la derivada covariante:

$$D_\mu V^\kappa = \partial_\mu V^\kappa + \Lambda_{\mu\nu}^{\kappa} V^\nu \quad . \tag{43}$$

El dual de Hodge del tensor de torsión se define como:

$$\tilde{T}_{\mu\nu}^{\kappa} = \Lambda_{\mu\nu}^{\kappa} - \Lambda_{\nu\mu}^{\kappa} \quad . \tag{44}$$

La torsión dual de Hodge se genera a partir del conmutador de derivadas covariantes definido por la Ec. (9) como sigue:

$$[D_\mu, D_\nu]_{\mathrm{HD}}\, V^\rho = \tilde{R}_{\kappa\mu\nu}^{\rho}\, V^\kappa - \tilde{T}_{\mu\nu}^{\kappa} D_\kappa V^\rho \quad . \tag{45}$$

A partir de lo cual sigue que esta operación define el tensor de curvatura del dual de Hodge:

$$\tilde{R}_{\kappa\mu\nu}^{\rho} := \partial_\mu \Lambda_{\nu\kappa}^{\rho} - \partial_\nu \Lambda_{\mu\kappa}^{\rho} + \Lambda_{\mu\lambda}^{\rho}\, \Lambda_{\nu\kappa}^{\lambda} - \Lambda_{\nu\lambda}^{\rho}\, \Lambda_{\mu\kappa}^{\lambda} \tag{46}$$

donde $[D_\mu, D_\nu]_{\mathrm{HD}}$ es el dual de Hodge del operador del conmutador. Estos duales de Hodge se definen consistentemente mediante:

$$[D_\mu, D_\nu]_{\mathrm{HD}} = \frac{1}{2}\, \|\, g \,\|^{1/2}\, \epsilon_{\mu\nu}^{\alpha\beta}\, [D_\alpha, D_\beta] \quad , \tag{47}$$

$$\tilde{T}^{\kappa}_{\mu\nu} = \frac{1}{2} \| g \|^{1/2} \epsilon^{\alpha\beta}_{\mu\nu} \; T^{\kappa}_{\alpha\beta} \qquad , \qquad (48)$$

$$\tilde{R}^{\rho}_{\kappa\mu\nu} = \frac{1}{2} \| g \|^{1/2} \epsilon^{\alpha\beta}_{\mu\nu} R^{\rho}_{\kappa\alpha\beta} \qquad . \qquad (49)$$

El dual de Hodge del postulado de la tétrada se obtiene a partir de la Ec. (27):

$$\tilde{\Gamma}^{a}_{\mu\nu} := \Lambda^{a}_{\mu\nu} = (\partial_{\mu} \, q^{a}_{\nu} + \omega^{a}_{\mu\nu})_{\text{HD}} \qquad (50)$$

donde se toma el dual de Hodge de la suma del lado derecho de la ecuación. Esto se define a partir de la siguiente notación:

$$\Lambda^{a}_{\mu\nu} := (\partial_{\mu} \, Q^{a}_{\nu} + \Omega^{a}_{\mu\nu}) \quad . \qquad (51)$$

La torsión de Cartan del dual de Hodge se define por lo tanto por:

$$\tilde{T}^{a}_{\mu\nu} = \tilde{T}^{\kappa}_{\mu\nu} \, Q^{a}_{\kappa} \quad . \qquad (52)$$

Con estas definiciones puede demostrarse que la siguiente identidad resulta verdadera:

$$D_{\mu} \, \tilde{T}^{a}_{\nu\rho} + D_{\rho} \, \tilde{T}^{a}_{\mu\nu} + D_{\mu} \, \tilde{T}^{a}_{\rho\mu} = \tilde{R}^{a}_{\mu\nu\rho} + \tilde{R}^{a}_{\rho\mu\nu} + \tilde{R}^{a}_{\nu\rho\mu} \qquad (53)$$

donde:

$$\tilde{R}^{a}_{\mu\nu\rho} = Q^{a}_{\kappa} \tilde{R}^{\kappa}_{\mu\nu\rho} \qquad (54)$$

y demás. La demostración completa de la Ec. (53) se publicó en el documento UFT 137. La Ec. (53) puede re expresarse como:

$$D_{\mu} \, T^{a\mu\nu} := R^{a\mu\nu}_{\mu} \quad . \qquad (55)$$

Esta ecuación se utilizó en la ref. (2) para demostrar el error en las métricas de la ecuación de campo de Einstein, y constituye la base geométrica de la ecuación de campo inhomogénea de la teoría ECE. La corriente inhomogénea se define a partir de la Ec. (55) como:

$$\partial_{\mu} \, T^{a\mu\nu} = j^{a\nu}_{I} = R^{a\mu\nu}_{\mu} - \omega^{a}_{\mu b} T^{b\mu\nu} \quad . \qquad (56)$$

Finalmente en esta sección puede desarrollarse el dual de Hodge del postulado de la tétrada en el dual de Hodge de la ecuación de onda (39), dando el resultado:

$$(\square + R_{1}) \, Q^{a}_{\mu} = 0 \qquad (57)$$

donde

$$R_{1} := Q^{\nu}_{a} \, \partial^{\mu} \, (\Omega^{a}_{\mu\nu} - \Lambda^{a}_{\mu\nu}) \quad . \qquad (58)$$

Por lo tanto una estructura de dual de Hodge existe para la totalidad de la geometría de Cartan. Estos descubrimientos se resumen para facilidad de referencia en la Tabla 1.

3. La estructura métrica de las ecuaciones de campo de la teoría ECE.

En la bien conocida electrodinámica clásica [13, 14] del siglo XIX, existen cuatro leyes que, en notación tensorial, se transforman en dos ecuaciones covariantes bajo la transformación de Lorentz y se expresan en el espaciotiempo de Minkowski. Estas dos ecuaciones son las ecuaciones de campo homogénea e inhomogénea. La primera se expresa en términos de la fuerza del campo eléctrico

$\boldsymbol{E}$ y densidad de flujo magnético $\boldsymbol{B}$. Casi siempre se supone que la densidad de corriente de carga homogénea es igual a cero. La ecuación de campo inhomogénea se expresa en términos del desplazamiento eléctrico $\boldsymbol{D}$ y la fuerza de campo magnético $\boldsymbol{H}$, la densidad de carga ρ y la densidad de corriente $\boldsymbol{J}$. En notación vectorial del conjunto completo de ecuaciones de campo es [13, 14]:

$$\nabla .\ \boldsymbol{B} = 0 \tag{59}$$

$$\nabla \times \boldsymbol{E} + \frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial \mathrm{t}} = 0 \tag{60}$$

$$\nabla .\ \boldsymbol{D} = \rho \tag{61}$$

$$\nabla \times \boldsymbol{H} + \frac{\partial \boldsymbol{D}}{\partial \mathrm{t}} = \boldsymbol{J} \tag{62}$$

Las ecuaciones constitutivas introducen la polarización $\boldsymbol{P}$ y la magnetización $\boldsymbol{M}$, definidas como sigue [14], donde ϵ_0 y μ_0 son la permitividad en el vacío y la permeabilidad, respectivamente:

$$\boldsymbol{D} = \epsilon_0 \boldsymbol{E} + \boldsymbol{P} \quad , \tag{63}$$

$$\boldsymbol{B} = \mu_0 \left(\boldsymbol{H} + \boldsymbol{M} \right) \quad . \tag{64}$$

Los campos $\boldsymbol{E}$ y $\boldsymbol{B}$ se expresan en forma clásica [13, 14] en términos de los potenciales escalar y vectorial Φ , y $\boldsymbol{A}$, respectivamente, como sigue:

$$\boldsymbol{E} = -\nabla \Phi - \frac{\partial \boldsymbol{A}}{\partial \mathrm{t}} \quad , \tag{65}$$

$$\boldsymbol{B} = \nabla \times \boldsymbol{A} \ . \tag{66}$$

La estructura vectorial de la ecuación de campo homogénea puede resumirse de una manera elegante utilizando la notación de la geometría diferencial, como sigue:

$$F = \mathrm{d} \wedge A \tag{67}$$

$$\mathrm{d} \wedge F = 0 \tag{68}$$

donde A es una una-forma de valor escalar, y F es una dos-forma de valor escalar.

En la teoría ECE las ecuaciones de campo de la electrodinámica clásica se transforman en ecuaciones de relatividad general deducidas a partir de las Ecs. (37) y (56) de la geometría. Este procedimiento adhiere rigurosamente a la filosofía de la relatividad, en la que todas las ecuaciones de la física provienen de las ecuaciones de la geometría en el marco de una estructura unificada. La hipótesis básica de la electrodinámica ECE define al potencial vectorial como una una-forma con valor vectorial, como sigue:

$$A^a_\mu = A^{(0)}\, q^a_\mu \tag{69}$$

donde q^a_μ es la tétrada de Cartan. El campo homogéneo se define entonces como la dos-forma de valor vectorial obtenida a partir de la primera ecuación estructural de Cartan Maurer (1) con la misma hipótesis básica que en la Ec.(69):

$$F^a_{\mu\nu} = A^{(0)}\, T^a_{\mu\nu} \tag{70}$$

Tabla 1

Geometría Homogénea	**Geometría Inhomogénea**
$T = D \wedge q$	$\tilde{T} = (D \wedge q)_{\mathrm{DH}}$
$D \wedge T = \mathrm{R} \wedge q$	$D \wedge \tilde{T} = \tilde{R} \wedge q$
$D_\mu V^\rho = \partial_\mu V^\rho + \Gamma^\rho_{\mu\lambda} V^\lambda$	$D_\mu V^\rho = \partial_\mu V^\rho + \Lambda^\rho_{\mu\lambda} V^\lambda$
$[D_\mu, D_\nu]\, V^\rho = R^\rho_{\kappa\nu\mu}\, V^\kappa - T^\kappa_{\mu\nu} D_\kappa V^\rho$	$[D_\mu, D_\nu]_{\mathrm{HD}}\, V^\rho = \tilde{R}^\rho_{\kappa\nu\mu}\, V^\kappa - \tilde{T}^\kappa_{\mu\nu} D_\kappa V^\rho$
$T^\kappa_{\mu\nu} = \Gamma^\kappa_{\mu\nu} - \Gamma^\kappa_{\nu\mu}$	$\tilde{T}^\kappa_{\mu\nu} = \tilde{\Gamma}^\kappa_{\mu\nu} - \tilde{\Gamma}^\kappa_{\nu\mu}$
	$= \Lambda^\kappa_{\mu\nu} - \Lambda^\kappa_{\nu\mu}$
$R^\lambda_{\mu\nu\rho} = \partial_\mu \Gamma^\lambda_{\nu\rho} - \partial_\nu \Gamma^\lambda_{\mu\rho}$	$\tilde{R}^\lambda_{\mu\nu\rho} = \partial_\mu \Lambda^\lambda_{\nu\rho} - \partial_\nu \Lambda^\lambda_{\mu\rho}$
$+ \Gamma^\lambda_{\mu\nu}\Gamma^\sigma_{\nu\rho} - \Gamma^\lambda_{\nu\sigma}\Gamma^\sigma_{\mu\rho}$	$+ \Lambda^\lambda_{\mu\nu}\Lambda^\sigma_{\nu\rho} - \Lambda^\lambda_{\nu\sigma}\Lambda^\sigma_{\mu\rho}$
$\partial_\mu q^a_\nu = \Gamma^\lambda_{\mu\nu}\, q^a_\lambda - \omega^a_{\mu b} q^b_\nu$	$\partial_\mu Q^a_\mu = \Lambda^a_{\mu\nu} - \Omega^a_{\mu\nu}$
$= \Gamma^a_{\mu\nu} - \omega^a_{\mu\nu}$	
$(\square + R)\, q^a_\mu = 0$	$(\square + R_1)\, Q^a_\mu = 0$
$R = q^\nu_a\, \partial^\mu\, (\omega^a_{\mu\nu} - \Gamma^a_{\mu\nu})$	$R_1 = Q^\nu_a\, \partial^\mu\, (\Omega^a_{\mu\nu} - \Lambda^a_{\mu\nu})$
$D_\mu T^a_{\nu\rho} + D_\rho T^a_{\mu\nu} + D_\nu T^a_{\rho\mu}$	$D_\mu \tilde{T}^a_{\nu\rho} + D_\rho \tilde{T}^a_{\mu\nu} + D_\mu \tilde{T}^a_{\rho\mu}$
$= R^\rho_{\mu\nu\rho} + R^\rho_{\rho\mu\nu} + R^\rho_{\nu\rho\mu}$	$= \tilde{R}^a_{\mu\nu\rho} + \tilde{R}^a_{\rho\mu\nu} + \tilde{R}^a_{\nu\rho\mu}$
$D_\mu\, \tilde{T}^{a\mu\nu} = \tilde{R}^{a\mu\nu}_\mu$	$D_\mu\, T^{a\mu\nu} = R^{a\mu\nu}_\mu$
$\partial_\mu \tilde{T}^{a\mu\nu} = \tilde{R}^{a\mu\nu}_\mu - \omega^a_{\mu b}\tilde{T}^{b\mu\nu}$	$\partial_\mu T^{a\mu\nu} = R^{a\mu\nu}_\mu - \omega^a_{\mu b} T^{b\mu\nu}$
$= 0$ (experimentalmente)	$= \mathrm{J}^{a\nu}$ (experimentalmente)
$\partial_\mu \tilde{F}^{\mu\nu} = 0$ para cada a	$\partial_\mu G^{\mu\nu} = \mu_0\, A^{(0)}\, \mathrm{J}^\nu$
	$= \mu_0\, j^\nu$ para cada a
$\square\, A^a_\mu = 0$	$\square\, A^a_\mu = \mu_0\, j^a_\mu = - R_1\, A^a_\mu$
$R = 0$	$R_1 A^a_\mu = - \mu_0\, j^a_\mu$

donde

$$T^a_{\mu\nu} = \partial_\mu q^a_\nu - \partial_\nu q^a_\mu + \omega^a_{\mu b} q^b_\nu - \omega^a_{\nu b} q^b_\mu \quad . \tag{71}$$

Estas definiciones se basan en la Navaja de Ockham, es decir, son las más sencillas posibles. En notación tensorial, la Ec. (70) es:

$$F^a_{\mu\nu} = \partial_\mu A^a_\nu - \partial_\nu A^a_\mu + \omega^a_{\mu b} A^b_\nu - \omega^a_{\nu b} A^b_\mu \tag{72}$$

en tanto que la electrodinámica clásica del siglo diecinueve [13, 14] utiliza:

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu \quad . \tag{73}$$

Por lo tanto, la electrodinámica ECE contiene la conexión de espín, indicando que está expresada en un espaciotiempo más general. En notación vectorial la Ec. (72) deviene [1–10]:

$$\boldsymbol{E}^a = -c\,\boldsymbol{\nabla} A^a_0 - \frac{\partial \boldsymbol{A}^a}{\partial t} - c\,\omega^a_{0b}\boldsymbol{A}^b + c\,A^a_0 \boldsymbol{\omega}^a_b \quad , \tag{74}$$

$$\boldsymbol{B}^a = \boldsymbol{\nabla} \times \boldsymbol{A}^a - \boldsymbol{\omega}^a_b \times \boldsymbol{A}^b \quad , \tag{75}$$

donde los términos de potencial y de conexión de espín se definen como sigue:

$$A^a_\mu = (A^a_0 \,, -\boldsymbol{A}^a) \quad , \quad \omega^a_{\mu b} = (\omega^a_{0b} \,, -\boldsymbol{\omega}^a_b) \tag{76}$$

Mediante aplicación de la ley de antisimetría (28) se encuentra que:

$$\partial_\mu A^a_\nu + \omega^a_{\mu b} A^b_\nu + \partial_\nu A^a_\mu + \omega^a_{\nu b} A^b_\mu = 0 \tag{77}$$

que en notación vectorial deviene:

$$-c\,\boldsymbol{\nabla} A^a_0 - c\,\omega^a_{0b}\boldsymbol{A}^b = -\frac{\partial \boldsymbol{A}^a}{\partial t} + c\,A^a_0 \boldsymbol{\omega}^a_b \quad . \tag{78}$$

Se demostró en el documento UFT 131 y siguientes que la ley de antisimetría constituye una prueba rigurosa de la electrodinámica clásica del siglo XIX, ya que la ley implica que:

$$\partial_\mu A_\nu = -\partial_\nu A_\mu \tag{79}$$

Lo cual significa que la electrodinámica del siglo XIX se vuelve insostenible, una conclusión que ha sido aceptada [11]. Este resultado significa que la electrodinámica ECE es la única electrodinámica sostenible.

A partir de la Ec. (37) la ecuación de campo homogénea de la electrodinámica ECE es:

$$\partial_\mu \tilde{F}^{a\mu\nu} = 0 \tag{80}$$

que en notación vectorial es:

$$\boldsymbol{\nabla} \cdot \boldsymbol{B}^a = 0 \quad , \tag{81}$$

$$\boldsymbol{\nabla} \times \boldsymbol{E}^a + \frac{\partial \boldsymbol{B}^a}{\partial t} = \boldsymbol{0} \quad . \tag{82}$$

El índice a denota polarización como sigue:

$$a = (0)\,,\,(1)\,,\,(2)\,,\,(3) \tag{83}$$

en donde (0) es temporal y (1), (2) son espaciales transversas, (3) es espacial longitudinal. Para cada valor de a :

$$\nabla \cdot \boldsymbol{B} = 0 \tag{84}$$

$$\nabla \times \boldsymbol{E} + \frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} = \boldsymbol{0} \quad . \tag{85}$$

Estas ecuaciones son la ley de Gauss del magnetismo y la ley de Faraday de la inducción. Nótese cuidadosamente que estas ecuaciones son ecuaciones de relatividad general, y que su métrica no es la métrica de Minkowski. La conexión de espín de la relatividad general entra en la definición de $\boldsymbol{E}$ y $\boldsymbol{B}$ como lo hace en la Ec. (72). En la electrodinámica del siglo XIX de Maxwell y Heaviside (ecuación MH) puede observarse a partir de las Ecs. (65) y (66) que no hay conexión de espín, indicando que el espacio- tiempo es plano - el espaciotiempo de Minkowski. Finalmente, las Ecs. (84) y (85) son covariantes generalizadas, en tanto que las ecuaciones MH son covariantes sólo bajo la transformación del Lorentz.

La ecuación de campo inhomogénea de la teoría ECE se deduce a partir de la estructura geométrica de la Ec. (56) y es:

$$\partial_\mu \, G^{a\mu\nu} = J^{a\mu} \tag{86}$$

Donde $G^{a\mu\nu}$ denota el tensor de campo inhomogéneo. En general $G^{a\mu\nu}$contiene polarización y magnetización, así como desplazamiento eléctrico y fuerza de campo magnético. Por simplicidad consideremos para ilustración un material en el cual no hay polarización ni magnetización. Entonces:

$$G^{a\mu\nu} = \epsilon_0 \, g^{\mu\rho} \, g^{\nu\sigma} F^a_{\rho\sigma} \tag{87}$$

donde las métricas inversas $g^{\mu\rho}$ y $g^{\nu\sigma}$ han sido utilizadas para elevar índices en el espacio general de cuatro dimensiones. Expresadas en forma completa para cada valor de a :

$$G^{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 0 & -D^1 & -D^2 & -D^3 \\ D^1 & 0 & -H^3/c & H^2/c \\ D^2 & H^3/c & 0 & -H^1/c \\ D^3 & -H^2/c & H^1/c & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & -D_X & -D_Y & -D_Z \\ D_X & 0 & -H_Z/c & H_Y/c \\ D_Y & H_Z/c & 0 & -H_X/c \\ D_Z & -H_Y/c & H_X/c & 0 \end{pmatrix} \quad . \tag{88}$$

Si se supone que la métrica es diagonal:

$$g^{\mu\rho} = \begin{pmatrix} g^{00} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -g^{11} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -g^{22} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -g^{33} \end{pmatrix} \tag{89}$$

entonces las ecuaciones componentes son:

$$
\left.\begin{array}{ll}
D_X = \epsilon_0\, g^{00}\, g^{11}\, E_X \quad , & H_X = g^{22}\, g^{33}\, B_X/\,\mu_0 \\
D_Y = \epsilon_0\, g^{00}\, g^{22}\, E_Y \quad , & H_X = g^{11}\, g^{33}\, B_Y/\,\mu_0 \\
D_Z = \epsilon_0\, g^{00}\, g^{33}\, E_Z \quad , & H_X = g^{22}\, g^{11}\, B_Z/\,\mu_0
\end{array}\right\} \tag{90}
$$

y las ecuaciones de campo en notación vectorial son, para cada valor de a:

$$\nabla \cdot \boldsymbol{D} = \rho \quad , \tag{91}$$

$$\nabla \times \boldsymbol{H} - \frac{\partial \boldsymbol{D}}{\partial t} = \mathrm{J} \quad . \tag{92}$$

En cuanto a las ecuaciones homogéneas de la teoría ECE, éstas son ecuaciones de relatividad general en las que la métrica es la métrica del espaciotiempo de cuatro dimensiones con torsión y curvatura. Esto constituye un gran avance en la teoría MH, porque muestra que las cantidades de la electrodinámica clásica se basan en la métrica en la misma manera global que en la teoría de gravitación [1–10]. La definición de $G^{a\mu\nu}$ se puede extender fácilmente si fuera necesario para que incluya la polarización y la magnetización.

Para facilidad de referencia, el conjunto complete de ecuaciones se resume como sigue:

$$
\left.\begin{array}{ll}
\nabla \cdot \boldsymbol{B} = 0 \quad , & \nabla \cdot \boldsymbol{D} = \rho \\
\nabla \times \boldsymbol{E} + \dfrac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} = \boldsymbol{0} \quad , & \nabla \times \boldsymbol{H} - \dfrac{\partial \boldsymbol{D}}{\partial t} = \mathrm{J} \\
\boldsymbol{D} = \epsilon_0\, \boldsymbol{E} + \boldsymbol{P} \quad , & \boldsymbol{B} = \mu_0\, (\boldsymbol{H} + \boldsymbol{M}) \quad ,
\end{array}\right\} \tag{93}
$$

donde los campos son como sigue.

$\boldsymbol{E}$ = fuerza de campo eléctrico en unidades de J C^{-1} m^{-1} = Volt m^{-1}

$\boldsymbol{B}$ = densidad de flujo magnético en unidades de tesla

$\boldsymbol{D}$ = desplazamiento eléctrico en unidades de C m^{-2}

$\boldsymbol{H}$ = fuerza de campo magnetic en unidades de A m^{-1}

$\boldsymbol{P}$ = polarización, $\boldsymbol{M}$ = magnetización.

Para cada valor de a, el cuatro potencial y el cuatro corriente se definen como:

$$A_\mu = \left(\frac{\Phi}{c}, -\boldsymbol{A}\right) \quad , \quad J_\mu = (c\rho, -\boldsymbol{J}) \; . \tag{94}$$

El ejemplo más sencillo de estas ecuaciones es su aplicación a un dieléctrico de permitividad ϵ y permeabilidad μ en donde la cuatro-corriente es igual a cero, y en donde no hay polarización o magnetización. Entonces, para cada valor de a :

$$\nabla \cdot \boldsymbol{B} = 0 \quad , \quad \nabla \cdot \boldsymbol{D} = 0 \quad ,$$

$$\nabla \times \boldsymbol{E} + \frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial \mathrm{t}} = \boldsymbol{0} \quad , \quad \nabla \times \boldsymbol{H} - \frac{\partial \boldsymbol{D}}{\partial \mathrm{t}} = \boldsymbol{0} \quad , \tag{95}$$

en las que las ecuaciones constitutivas son [13]:

$$\boldsymbol{D} = \epsilon \, \boldsymbol{E} \quad , \quad \boldsymbol{B} = \mu \, \boldsymbol{H} \quad . \tag{96}$$

Suponiendo soluciones con dependencia temporal [13] $\exp(-\,\mathrm{i}\omega t)$ nos da las ecuaciones de onda de Helmholtz para cada valor de a :

$$(\nabla^2 + \epsilon\, \mu\, \omega^2)\, \boldsymbol{E} = \boldsymbol{0} \quad , \tag{97}$$

$$(\nabla^2 + \epsilon\, \mu\, \omega^2)\, \boldsymbol{B} = \boldsymbol{0} \quad . \tag{98}$$

Para ondas planas con fase:

$$\Phi = \omega t - \kappa\, \mathrm{z} \tag{99}$$

las Ecs. (95) significan:

$$\kappa = (\mu\, \epsilon)^{½}\, \omega \tag{100}$$

donde κ es el número de onda y donde ω es la frecuencia angular. La velocidad de fase es:

$$v = \frac{\omega}{\kappa} = (\mu\, \epsilon)^{-½} = \frac{c}{n} \tag{101}$$

donde n es el índice de refracción.

Para facilidad de referencia, los tensores de campo utilizados en estas ecuaciones se expresan en forma completa en la Tabla 2, con componentes relevantes del tensor unitario totalmente antisimétrico en cuatro dimensiones.

Como segundo ejemplo de utilización del tensor de campo $G^{a\mu\nu}$ consideremos su empleo en la resonancia de conexión de espín [1–10] en la ley de Coulomb o la ley de Newton. En la ley de Coulomb la fuerza de campo eléctrico viene definida por:

$$\boldsymbol{E}^a = -\, c\, \boldsymbol{\nabla} A_0^a - \frac{\partial \boldsymbol{A}^a}{\partial \mathrm{t}} - c\, \omega_{0b}^a \boldsymbol{A}^b + c\, A_0^a \boldsymbol{\omega}_b^a \tag{102}$$

La ley de antisimetría significa:

$$-\, c\, \boldsymbol{\nabla} A_0^a - c\, \omega_{0b}^a \boldsymbol{A}^b = -\frac{\partial \boldsymbol{A}^a}{\partial \mathrm{t}} + c\, A_0^a \boldsymbol{\omega}_b^a \quad . \tag{103}$$

Si no hay potenciales vectoriales presentes:

$$-\, c\, \boldsymbol{\nabla} A_0^a = c\, A_0^a \boldsymbol{\omega}_b^a \tag{104}$$

y el campo eléctrico se simplifica a:

$$\boldsymbol{E}^a = -\, c\, \boldsymbol{\nabla} A_0^a + c\, A_0^a \boldsymbol{\omega}_b^a \tag{105}$$

Para cada valor de a :

$$\boldsymbol{E} = -\nabla\Phi + \Phi^b\,\boldsymbol{\omega}_b \tag{106}$$

donde:

$$\Phi := c\,A_0 \tag{107}$$

De manera que sumando sobre los índices b :

$$\boldsymbol{E}^a = -\nabla\Phi^a + \Phi^0\boldsymbol{\omega}_0^a + \Phi^1\boldsymbol{\omega}_1^a + \Phi^2\boldsymbol{\omega}_2^a + \Phi^3\boldsymbol{\omega}_3^a \tag{108}$$

donde los índices a son espaciales porque se refieren a la fuerza de campo eléctrico, una cantidad puramente espacial. Si rotulamos a estos índices a como 1, 2 y 3, entonces, por ejemplo:

$$\boldsymbol{E}^1 = -\nabla\Phi^1 + \Phi^1\boldsymbol{\omega}_1^1 \tag{109}$$

En esta ecuación, $\boldsymbol{E}^1$ puede asociarse solo con Φ^1 por definición. El significado de Φ^1 es el potencial escalar asociado con la polarización 1, la misma polarización que el campo que define. A partir de argumentos similares resulta

$$\boldsymbol{E}^2 = -\nabla\Phi^2 + \Phi^2\boldsymbol{\omega}_2^2 \tag{110}$$

$$\boldsymbol{E}^3 = -\nabla\Phi^3 + \Phi^3\boldsymbol{\omega}_3^3 \tag{111}$$

Por antisimetría:

$$-\nabla\Phi^1 = \Phi^1\boldsymbol{\omega}_1^1 \tag{112}$$

$$-\nabla\Phi^2 = \Phi^2\boldsymbol{\omega}_2^2 \tag{113}$$

$$-\nabla\Phi^3 = \Phi^3\boldsymbol{\omega}_3^3 \tag{114}$$

Por lo tanto, si Φ^1 , Φ^2, Φ^3 tienen valor positivo, entonces $\boldsymbol{\omega}_1^1$, $\boldsymbol{\omega}_2^2$, $\boldsymbol{\omega}_3^3$ tienen valor negativo. Los desplazamientos vienen definidos por:

$$D^1 = \epsilon_0\, g^{00}\, g^{11}\, E^1 \quad , \tag{115}$$

$$D^2 = \epsilon_0\, g^{00}\, g^{22}\, E^2 \quad , \tag{116}$$

$$D^3 = \epsilon_0\, g^{00}\, g^{33}\, E^3 \quad , \tag{117}$$

y la ley de Coulomb por:

$$\partial_1 D^1 + \partial_2 D^2 + \partial_3 D^3 = \rho \quad . \tag{118}$$

Tabla 2

Definiciones establecidas de los tensores de campo

$$F_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 0 & -E_1/c & -E_2/c & -E_3/c \\ E_1/c & 0 & B_3 & -B_2 \\ E_2/c & -B_3 & 0 & B_1 \\ E_3/c & B_2 & -B_1 & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & E_X/c & E_Y/c & E_Z/c \\ -E_X/c & 0 & -B_Z & B_Y \\ -E_Y/c & B_Z & 0 & -B_X \\ -E_Z/c & -B_Y & B_X & 0 \end{pmatrix}.$$

$$F^{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 0 & -E^1/c & -E^2/c & -E^3/c \\ E^1/c & 0 & -B^3 & B^2 \\ E^2/c & B^3 & 0 & -B^1 \\ E^3/c & -B^2 & B^1 & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & -E_X/c & -E_Y/c & -E_Z/c \\ E_X/c & 0 & -B_Z & B_Y \\ E_Y/c & B_Z & 0 & -B_X \\ E_Z/c & -B_Y & B_X & 0 \end{pmatrix}.$$

$$\tilde{F}^{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 0 & -B^1 & -B^2 & -B^3 \\ B^1 & 0 & E^3/c & -E^2/c \\ B^2 & -E^3/c & 0 & E^1/c \\ B^3 & E^2/c & -E^1/c & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & -B_X & -B_Y & -B_Z \\ B_X & 0 & E_Z/c & -E_Y/c \\ B_Y & -E_Z/c & 0 & E_X/c \\ B_Z & E_Y/c & -E_X/c & 0 \end{pmatrix}.$$

$$\tilde{F}_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 0 & -B_1 & -B_2 & -B_3 \\ B_1 & 0 & -E_3/c & E_2/c \\ B_2 & E_3/c & 0 & -E_1/c \\ B_3 & -E_2/c & E_1/c & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & B_X & B_Y & B_Z \\ -B_X & 0 & E_Z/c & -E_Y/c \\ -B_Y & -E_Z/c & 0 & E_X/c \\ -B_Z & E_Y/c & -E_X/c & 0 \end{pmatrix}.$$

Here $F^{\mu\nu} = g^{\mu\rho}\, g^{\nu\sigma}\, F_{\rho\sigma}$ (1)

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

$$g_{\mu\nu} = g^{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} = \mathrm{diag}\,(1, -1, -1, -1\,) \tag{3}$$

$$\left.\begin{aligned} &\epsilon^{0123} = -\,\epsilon^{1230} = \epsilon^{2301} = -\,\epsilon^{3012} = \ \ 1 \\ &\epsilon^{1023} = -\,\epsilon^{2130} = \epsilon^{3201} = -\,\epsilon^{0312} = -1 \\ &\epsilon^{1032} = -\,\epsilon^{2103} = \epsilon^{3210} = -\,\epsilon^{0321} = \ \ 1 \\ &\epsilon^{1302} = -\,\epsilon^{2013} = \epsilon^{3120} = -\,\epsilon^{0231} = -1 \end{aligned}\right\} \tag{4}$$

Definimos:

$$G^{\mu\nu} = \epsilon_0 \, g^{\mu\rho} \, g^{\nu\sigma} F_{\rho\sigma} \tag{5}$$

entonces

$$G^{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 0 & -D^1 & -D^2 & -D^3 \\ D^1 & 0 & -H^3/c & H^2/c \\ D^2 & H^3/c & 0 & -H^1/c \\ D^3 & -H^2/c & H^1/c & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & -D_X & -D_Y & -D_Z \\ D_X & 0 & -H_Z/c & H_Y/c \\ D_Y & H_Z/c & 0 & -H_X/c \\ D_Z & -H_Y/c & H_X/c & 0 \end{pmatrix} \tag{6}$$

y

$$\left.\begin{aligned} D_X &= \epsilon_0 \, g^{00} \, g^{11} \, E_X \\ D_Y &= \epsilon_0 \, g^{00} \, g^{22} \, E_Y \\ D_Z &= \epsilon_0 \, g^{00} \, g^{33} \, E_Z \\ H_X &= \frac{1}{\mu_0} \, g^{22} \, g^{33} \, B_X \\ H_Y &= \frac{1}{\mu_0} \, g^{11} \, g^{33} \, B_Y \\ H_Z &= \frac{1}{\mu_0} \, g^{22} \, g^{11} \, B_Z \end{aligned}\right\} \tag{7}$$

Métrica:

$$g^{\mu\nu} = \begin{pmatrix} g^{00} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -g^{11} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -g^{22} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -g^{33} \end{pmatrix} \tag{8}$$

Ecuaciones de campo

$$\left.\begin{aligned} &\nabla \cdot \boldsymbol{D} = \rho \\ &\nabla \times \boldsymbol{H} - \frac{\partial \boldsymbol{D}}{\partial t} = J \end{aligned}\right\} \tag{9}$$

En este punto puede introducirse cualquier sistema de coordenadas. Si por simplicidad restringimos nuestra atención a D^3 entonces:

$$\partial_3 D^3 = \rho \tag{119}$$

Denotemos:

$$\boldsymbol{\omega}_3^3 = -\,\omega\,\boldsymbol{e}^3 \quad . \tag{120}$$

Si se utiliza el sistema de coordenadas cartesianas:

$$\boldsymbol{\omega}_3^3 = -\,\omega\,\mathbf{k} \tag{121}$$

y

$$\frac{\partial D_Z}{\partial Z} = \rho \tag{122}$$

donde

$$D_Z = \epsilon_0\, g^{00}\, g_{ZZ}\, E_Z \tag{123}$$

$$E_Z = -\frac{\partial \Phi_Z}{\partial Z} - \omega \Phi_Z \tag{124}$$

Por lo tanto:

$$\frac{\partial^2}{\partial Z^2}\left(g^{00}\, g_{ZZ}\, \Phi_Z\right) + \frac{\partial}{\partial Z}\left(g^{00}\, g_{ZZ}\, \omega\, \Phi_Z\right) = -\,\rho\,/\,\epsilon_0 \quad . \tag{125}$$

Esta es una estructura de resonancia de Euler Bernoulli:

$$\frac{\partial^2}{\partial Z^2}\left(g^{00}\, g_{ZZ}\, \Phi_Z\right) + \frac{\partial}{\partial Z}\left(g^{00}\, g_{ZZ}\, \omega\right)\Phi_Z + g^{00}\, g_{ZZ}\, \omega\, \frac{\partial \Phi_Z}{\partial Z} = -\,\rho\,/\,\epsilon_0 \quad . \tag{126}$$

Si se supone que g^{00} y g_{ZZ} son independientes de Z, por simplicidad, entonces la ecuación de resonancia de conexión de espín es:

$$\frac{\partial^2 \Phi_Z}{\partial Z^2} + \left(\frac{\partial \omega}{\partial Z}\right)\Phi_Z + \omega\,\frac{\partial \Phi_Z}{\partial Z} = -\,\rho\,/\,\epsilon_0\, g^{00}\, g_{ZZ} \quad . \tag{127}$$

Esta es una ecuación de resonancia de Euler Bernoulli amortiguada, con elementos métricos incorporados en el denominador del término impulsor. Por lo tanto, la resonancia depende de la métrica, la cual a su vez puede verse afectada por la gravitación. En el límite de desaparición de la conexión de espín, se recupera la ecuación de Poisson como sigue:

$$\frac{\partial^2 \Phi_Z}{\partial Z^2} + \frac{\rho}{\epsilon_0\, g^{00}\, g_{ZZ}} = 0 \quad . \tag{128}$$

En el sistema general de coordenadas:

$$D^3 = -\epsilon_0\, g^{00}\, g_{ZZ}\,(\partial_3 + \omega)\,\Phi^3 \quad , \quad \partial_3 D^3 = \rho \quad . \tag{129}$$

Esta estructura íntegra puede transferirse intacta al campo de la dinámica, donde describe la resonancia de conexión de espín en la ley del cuadrado de la inversa de Newton.

Agradecimientos.

Se agradece al Gobierno Británico por el otorgamiento de una Pensión Civil Vitalicia y otros altos honores, a los colegas de AIAS y otros se les agradece por muchas discusiones interesantes, a Alex Hill y colegas se les agradece por un tipografiado preciso y eficiente y por sus traducciones al castellano, a David Burleigh por su publicación voluntaria en el portal www.aias.us. Se agradece a Simon Clifford por su colaboración voluntaria en el montaje de equipo de difusión para www.aias.us .

Referencias.

[1] M. W. Evans, "Generally Covariant Unified Field Theory" (Abramis, 2005 y sigs.) en siete volúmenes a la fecha.

[2] M. W. Evans, S. Crothers, H. Eckardt y K. Pendergast, "Criticisms of the Einstein Field Equation" (Abramis en prensa, preimpresión en www.aias.us).

[3] M. W. Evans, H. Eckardt y D. Lindstrom, "ECE Theory of H Bonding", (Academia de Ciencias de Serbia, 2010).

[4] L. Felker, "The Evans Equations of Unified Field Theory" (Abramis, 2007). Existe traducción al castellano en la sección Español del portal www.aias.us .

[5] Los portales de la teoría ECE: www.webarchive.org.uk (Biblioteca Nacional de Gales y archivos nacionales de portales de la Biblioteca Británica), www.aias.us, www.atomicprecision.com, www.et3m.net, www.upitec.org.

[6] M. W. Evans, ed., "Modern Nonlinear Optics" (Wiley 2001, segunda edición).

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

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

[9] M. W. Evans y S. Kielich (eds.), ref. (6) primera edición, (Wiley 1992, 1993, 1997).

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

[11] Visitas al portal para la ref. (5), evaluada diariamente durante ocho años indican una aceptación internacional completa de la teoría ECE en todos los sectores, incluyendo a todas las universidades líderes. Desde enero de 2004 a noviembre de 2010, www.aias.us atrajo 708,569 visitas independientes; 2,837,065 vistas de páginas; y 5,749,724 archivos descargados ("hits"). A partir de junio de 2009 a octubre de 2010 las visitas combinadas a www.aias.us y www.atomicprecision.com sumaron 406,027 visitas independientes y 2,673,173 hits. Este interés profesional sin precedente transforma a la teoría ECE en la nueva teoría líder en el campo de la física.

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

[13] J. D. Jackson, "Classical Electrodynamics" (Wiley, 1999, tercera edición).

[14] P. W. Atkins, "Molecular Quantum Mechanics" (Oxford, 1983, 2a edición y subsiguientes).