

# Principales formulaciones de la Teoría ECE simplificada e interpretación de la Conexión de Espín.

por

M. W. Evans y H. Eckardt,  
Civil List, AIAS y UPITEC

([www.aias.us](http://www.aias.us), [www.webarchive.org.uk](http://www.webarchive.org.uk), [www.atomicprecision.com](http://www.atomicprecision.com), [www.upitec.org](http://www.upitec.org),  
[www.et3m.net](http://www.et3m.net))

Traducción: Alex Hill ([www.et3m.net](http://www.et3m.net))

## Resumen.

Se presentan las principales ecuaciones del modelo ECE de ingeniería, simplificadas a fin de ofrecer una teoría utilizable por los ingenieros. Se demuestra que la conexión de espín de la onda plana en el vacío, en la teoría simplificada, es la energía/momento del fotón en el marco de  $\hbar$ . Esto demuestra que la teoría ECE es una teoría de relatividad general que incluye tanto la onda plana como el fotón a partir de pura geometría.

*Palabras clave:* teoría ECE, modelo simplificado de ingeniería, conexión de espín como momento de energía del fotón.

## 1. Introducción

En el documento técnico inmediatamente precedentes a éste, en esta serie de doscientos cincuenta y seis documentos y cincuenta y seis monografías a la fecha [1 - 10], se ha demostrado que la identidad de Cartan de la geometría diferencial [11] se reduce a una sencilla ecuación vectorial en ausencia de un monopolio magnético. En la Sección 2 se desarrolla una teoría ECE simplificada en la que se utiliza una ecuación vectorial para obtener el 4-vector de la conexión de espín de una onda plana en el vacío, y para demostrar que es el 4-vector de energía/momento del fotón dentro del marco de  $\hbar$ . La teoría ECE resulta elegantemente exitosa en la deducción del fotón a partir de la onda plana, mientras que en la física establecida considera a la onda y al fotón como resultados de dos teorías totalmente diferentes. La conexión en relatividad general describe la forma en que se mueve un marco de referencia. El marco se transforma en una entidad dinámica. En la obsoleta teoría de campo de Maxwell Heaviside (MH) del electromagnetismo del siglo XIX, el campo era independiente del estático marco de referencia. En la teoría ECE, el electromagnetismo se vuelve parte de una teoría de campo unificado perfectamente consistente, basado directamente en pura geometría, una geometría que se enseña en todas las buenas universidades y, por lo tanto, es aceptada universalmente, la geometría de Cartan. Como en todas las teorías de relatividad general, el campo deviene el marco en movimiento, descrito por una conexión geométrica. El resultado [1 - 10] es que tanto el campo electromagnético como el gravitacional se describen mediante ecuaciones de campo que poseen la misma estructura básica. En la Sección 2, estas ecuaciones se describen con notación vectorial a partir de una traducción de la forma diferencial y las notaciones tensoriales de las identidades de Cartan y Evans. Tanto la densidad de corriente de carga magnética como eléctrica desarrollan una bien definida estructura geométrica, la cual en última instancia gobierna la estructura interna del electrón y del monopolio magnético, si éste último se observa experimentalmente de una manera reproducible y repetible.

## 2. Ecuaciones de campo y versión simplificada.

Las ecuaciones de campo de la teoría del campo unificado ECE se basan en la identidad de Cartan:

$$D \wedge T = d \wedge T + w \wedge T := R \wedge q \quad (1)$$

y la identidad de Evans:

$$D \wedge \tilde{T} = d \wedge \tilde{T} + w \wedge \tilde{T} := \tilde{R} \wedge q \quad (2)$$

de la geometría diferencial. En esta notación concisa,  $T$  representa la torsión,  $R$  representa la curvatura y  $D \wedge$  representa el producto cuña covariante. El tilde representa la dualidad de Hodge [1 - 11], y  $q$  representa la tetrada de Cartan. En las cuatro dimensiones del espacio tiempo,  $T$  y  $R$  son tensores antisimétricos, cuyos duales de Hodge también son tensores

antisimétricos. De manera que, en cuatro dimensiones, la identidad de Evans constituye un ejemplo de la identidad de Cartan. Expresada de una manera más detallada, las ecuaciones (1) y (2) devienen:

$$d \wedge T^a + \omega_b^a \wedge T^b := R_b^a \wedge q^b \quad (3)$$

y

$$d \wedge \tilde{T}^a + \omega_b^a \wedge \tilde{T}^b := \tilde{R}_b^a \wedge q^b \quad (4)$$

respectivamente. Los índices  $a$  y  $b$  fueron desarrollados originalmente por Cartan para indicar un espaciotiempo de Minkowski tangencial en el punto  $P$  a una variedad base [11], expresada por  $\mu$  y  $\nu$ . En aplicaciones de electromagnetismo dentro de la teoría del campo unificado ECE,  $a$  y  $b$  son índices de la base circular compleja ((1), (2), (3)) del espacio tridimensional [1 - 10]. Se demostrará más adelante en esta sección que estos índices pueden eliminarse completamente sin pérdida de rigor, con lo cual la teoría se simplifica significativamente para sus aplicaciones en el campo de la ingeniería. En las ecuaciones (3) y (4),  $\omega_{\mu b}^a$  representa la conexión de espín, la cual define la forma en la cual el marco representado por (1), (2), (3) rota y se traslada. Tal como se demostró en documentos previos, las ecuaciones (3) y (4) pueden expresarse como:

$$\partial_\mu \tilde{T}^{a\nu} + \omega_{\mu b}^a \tilde{T}^{b\nu} := \tilde{R}_{\mu}^{a\nu} \quad (5)$$

y

$$\partial_\mu T^{a\nu} + \omega_{\mu b}^a T^{b\nu} := R_{\mu}^{a\nu} \quad (6)$$

respectivamente en notación tensorial. La ecuación (5) nos da las ecuaciones de campo homogéneas, mientras que la ecuación (6) nos da las ecuaciones de campo inhomogéneas, tanto del electromagnetismo como de la gravitación. Éstas se resumen con amplios detalles en el modelo ECE de ingeniería [1 - 10].

La hipótesis de la teoría ECE es:

$$A_{\mu}^a = A^{(v)a} q_{\mu} \quad (7)$$

y transforma la geometría pura en las ecuaciones de campo de la física. En la ecuación (7)  $A_{\mu}^a$  es el 4-potencial electromagnético, en donde  $A^{(v)a}$  es una magnitud escalar. Por lo tanto:

$$A_{\mu}^a = (A_{0i}^a, -\underline{A}^a) = \left( \frac{\phi^a}{c}, -\underline{A}^a \right) \quad (8)$$

en notación covariante y:

$$A^{a\mu} = (A^{a0}, \underline{A}^a) = \left( \frac{\phi^a}{c}, \underline{A}^a \right) \quad (9)$$

en notación contravariante, donde  $\phi^a$  es el potencial escalar y  $\underline{A}^a$  es el potencial vectorial. Tal como se demostró en el documento precedente, la hipótesis ECE significa que la fuerza del campo eléctrico, expresada en voltios por metro, se define como siendo proporcional a la parte orbital de la torsión:

$$\underline{E}^a = c A^{(0)} T^a_{\sim}(\text{orb}) \quad (10)$$

y que la densidad de flujo magnético, expresada en unidades de teslas, se define como siendo proporcional a la parte de espín de la torsión:

$$\underline{B}^a = A^{(0)} T^a_{\sim}(\text{espín}) \quad (11)$$

Estas definiciones surgen a partir de la primera ecuación estructural de Cartan Maurer de la geometría diferencial [1 - 11]. Al igual que en la nota de acompañamiento 256(3), el formato tensorial de la ecuación de campo homogénea es:

$$D_{\mu} \tilde{F}^{a\mu\nu} = \partial_{\mu} \tilde{F}^{a\mu\nu} + \omega_{\mu b}^a \tilde{F}^{b\mu\nu} = A^{(0)} \tilde{R}^{a\mu\nu} \quad (12)$$

donde la 4-derivada covariante es:

$$\partial_{\mu} = \left( \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t}, \nabla \right) \quad (13)$$

y donde el 4-vector de la conexión de espín covariante es:

$$\omega_{\mu b}^a = \left( \omega_{0b}^a, -\underline{\omega}^a \right) \quad (14)$$

Nótese cuidadosamente que se produce un cambio de signo entre las ecuaciones (13) y (14),

originado a partir de definiciones básicas en teoría de la relatividad. El dual de Hodge del tensor de campo electromagnético se define, para cada índice  $a$ , mediante:

$$\tilde{F}^{\mu\nu} = \begin{bmatrix} 0 & -cB_x & -cB_y & -cB_z \\ cB_x & 0 & F_z & -F_y \\ cB_y & -F_z & 0 & F_x \\ cB_z & F_y & -F_x & 0 \end{bmatrix} \quad (15)$$

Tal como se describe en completo detalle en la nota de acompañamiento 256(3), el formato tensorial (12) se traduce en dos ecuaciones de campo vectoriales. En la obtención de estas ecuaciones, el dual de Hodge del tensor de curvatura se define para cada  $a$  y  $b$  mediante componentes de curvatura de espín y orbital definidos de una manera totalmente análoga al tensor de campo (15). De manera que la matriz de curvatura antisimétrica puede definirse de la siguiente manera, para cada valor de  $a$  y  $b$ :

$$\tilde{R}^{\mu\nu} = \begin{bmatrix} 0 & -R_x(\text{espín}) & -R_y(\text{espín}) & -R_z(\text{espín}) \\ R_x(\text{espín}) & 0 & R_z(\text{orb}) & -R_y(\text{orb}) \\ R_y(\text{espín}) & -R_z(\text{orb}) & 0 & R_x(\text{orb}) \\ R_z(\text{espín}) & R_y(\text{orb}) & -R_x(\text{orb}) & 0 \end{bmatrix} \quad (16)$$

Con estas definiciones, las ecuaciones de campo homogéneas son:

$$\nabla \cdot \underline{B}^a = \frac{J^m}{\epsilon_0 c} = \omega_b^a \cdot \underline{B}^b - A_b^a \cdot R_b^a(\text{espín}) \quad (17)$$

$$y. \quad \frac{\partial \underline{B}^a}{\partial t} + \nabla \times \underline{E}^a = \frac{J^m}{\epsilon_0} = \omega_b^a \times \underline{E}^b - c\omega_b^a \underline{B}^b - c(A_b^a R_b^a(\text{orb}) - A_b^a R_b^a(\text{espín})) \quad (18)$$

Los términos ubicados del lado derecho de la igualdad definen, respectivamente, la densidad de carga magnética (o monopolo) y la densidad de corriente magnética. La evidencia experimental para estos parámetros aún no es definitiva, pero tanto la geometría pura como la relatividad general permiten su existencia. Conceptualmente, son completamente diferentes tanto de las teorías de Dirac como de 't Hooft Polyakov para la densidad de corriente de carga magnética. En la suposición de ausencia de densidad de corriente de carga magnética:

$$\underline{\omega}_b^a \cdot \underline{B}^b = \underline{A}^b \cdot \underline{R}_b^a(\text{espín}) \quad (19)$$

y

$$\underline{\omega}_b^a \times \underline{E}^b - c\omega_0 \underline{D}^a = c(\underline{A}^b \times \underline{R}_b^a(\text{orb}) - \underline{A}_0^b \underline{R}_b^a(\text{espín})) \quad (20)$$

las cuales son dos ecuaciones de campo. Implican la conocida ley del magnetismo de Gauss:

$$\underline{\nabla} \cdot \underline{B}^a = 0 \quad (21)$$

y la ley de inducción de Faraday:

$$\underline{\nabla} \underline{D}^a + \underline{\nabla} \times \underline{E}^a = \underline{0} \quad (22)$$

para cada índice  $a$ .

Tal como se indica en la nota de acompañamiento 256(4), el formato tensorial de la ecuación de campo inhomogénea es:

$$\mathcal{D}_\mu F^{a\mu\nu} = \partial_\mu F^{a\mu\nu} + \omega_{\mu b}^a F^{b\mu\nu} = A^{(a)} R_{\mu\nu}^{a\mu} \quad (23)$$

en donde el tensor de campo para cada valor de  $a$  se define como:

$$F^{a\mu\nu} = \begin{bmatrix} 0 & -E_x & -E_y & -E_z \\ E_x & 0 & -cB_z & cB_y \\ E_y & cB_z & 0 & -cB_x \\ E_z & -cB_y & cB_x & 0 \end{bmatrix} \quad (24)$$

y en donde el tensor de curvatura para cada valor de  $a$  y  $b$  se define como:

$$R^{uv} = \begin{bmatrix} 0 & -R_x^{orb} & -R_x^{orb} & -R_z^{orb} \\ R_x^{orb} & 0 & -R_z^{espín} & R_y^{espín} \\ R_y^{orb} & R_z^{espín} & 0 & -R_x^{espín} \\ R_z^{orb} & -R_y^{espín} & R_x^{espín} & 0 \end{bmatrix} \quad (25)$$

Tal como se explica con todo detalle en la nota de acompañamiento 256(4), la ecuación tensorial (23) da origen a dos ecuaciones vectoriales:

$$\underline{\nabla} \cdot \underline{E}^a = \underline{f}^a = \underline{\omega}_b^a \cdot \underline{E}^b - c \underline{A}^b \cdot \underline{R}_b^a(orb) \quad (26)$$

$$y \quad \underline{\nabla} \times \underline{B}^a - \frac{1}{c} \frac{\partial \underline{E}^a}{\partial t} = \mu_0 \underline{J}^a = \underline{\omega}_b^a \times \underline{B}^b + \frac{\omega_0}{c} \underline{E}^b - \underline{A}_0^b \underline{R}_b^a(orb) - \underline{A}^b \times \underline{R}_b^a(espín) \quad (27)$$

La Ec. (26) define la densidad de carga eléctrica:

$$\underline{\rho}^a = \epsilon_0 \left( \underline{\omega}_b^a \cdot \underline{E}^b - c \underline{A}^b \cdot \underline{R}_b^a(orb) \right) \quad (28)$$

y la Ec. (28) define la densidad de corriente eléctrica:

$$\underline{J}^a = \frac{1}{\mu_0} \left( \underline{\omega}_b^a \times \underline{B}^b + \frac{\omega_0}{c} \underline{E}^b - \left( \underline{A}^b \times \underline{R}_b^a(espín) + \underline{A}_0^b \underline{R}_b^a(orb) \right) \right) \quad (29)$$

Con estas definiciones, estas ecuaciones devienen, para cada valor de índice  $a$ , la ley de Coulomb:

$$\underline{\nabla} \cdot \underline{E}^a = \underline{\rho}^a / \epsilon_0 \quad (30)$$

y la ley de Ampère Maxwell:

$$\nabla \times \underline{E}^a - \frac{1}{c} \frac{\partial \underline{E}^a}{\partial t} = \underline{J}^a \quad (31)$$

Sin embargo, la presencia de la conexión de espín, así como curvatura y torsión, significa que estas conocidas leyes son ahora ecuaciones de relatividad general, y no las ecuaciones de Maxwell Heaviside (MH) de la relatividad restringida. En la teoría MH, no existe la conexión de espín, y el campo electromagnético del siglo XIX era un ente completamente independiente de, y superpuesto a, un marco de referencia estático. En la teoría MH no existía el concepto de torsión o curvatura. En la teoría ECE, el campo es el marco de referencia mismo dentro de  $A^{(0)}$ , es decir que el campo es pura geometría dentro de un factor  $A^{(0)}$ . El marco de referencia dinámico simultáneamente rota y se traslada, y este movimiento queda definido por la conexión de espín según la siguiente demostración.

En ausencia de un monopolio magnético, se demostró en el documento previo, UFT255, que el componente espacial de la identidad de Cartan se reduce a una simple ecuación vectorial:

$$\nabla \cdot \underline{\omega}^a \times \underline{q}^b = 0 \quad (32)$$

a partir de la cual se obtiene que:

$$\nabla \cdot \nabla \times \underline{q}^a = \nabla \cdot \underline{\omega}^a \times \underline{q}^b = 0 \quad (33)$$

En la base circular compleja:

$$\nabla \times \underline{q}^a = -i \underline{\omega}^a \times \underline{q}^b \quad (34)$$

Para la onda plana en el vacío se ha demostrado [1 - 10] que los vectores de la tétrada son:

$$\underline{q}^{(1)} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\underline{i} - \underline{j}) \exp(i\phi) \quad (35)$$

$$\underline{q}^{(2)} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\underline{i} + \underline{j}) \exp(-i\phi) \quad (36)$$

$$\underline{q}^{(3)} = \underline{k} \quad (37)$$



donde la fase electromagnética es:

$$\phi = \omega t - \kappa Z \quad (38)$$

Aquí,  $\omega$  es la frecuencia angular en el punto  $t$  y  $\kappa$  es el vector de onda en el punto  $Z$ . La fase provoca que el marco de referencia mismo rote y se traslade, de manera que este proceso debe estar definido en relatividad general mediante una conexión geométrica, en este caso la conexión de espín. Con estas definiciones, la base circular compleja se define a través de las ecuaciones de simetría O(3):

$$\begin{aligned} \underline{q}^{(1)} \times \underline{q}^{(2)} &= i \underline{q}^{(3)*} \\ \underline{q}^{(3)} \times \underline{q}^{(1)} &= i \underline{q}^{(2)*} \\ \underline{q}^{(2)} \times \underline{q}^{(3)} &= i \underline{q}^{(1)*} \end{aligned}$$

(39)

(40)

(41)

donde \* significa complejo conjugado. También resulta que:

$$\begin{aligned} \underline{\nabla} \times \underline{q}^{(1)} &= \kappa \underline{q}^{(1)} \\ \underline{\nabla} \times \underline{q}^{(2)} &= \kappa \underline{q}^{(2)} \\ \underline{\nabla} \times \underline{q}^{(3)} &= 0 \end{aligned} \quad (42)$$

(42)

Estas ecuaciones pueden simplificarse profundamente si notamos que:

$$\underline{q}^{(1)} = e^{i\phi} \underline{e} = \frac{1}{\sqrt{2}} (i - ij) e^{i\phi} \quad (43)$$

(43)

donde  $\underline{q}$  es un vector complejo en la base cartesiana. El índice (1) se ha eliminado sin pérdida de rigor o generalidad. En la base cartesiana, las ecuaciones cíclicas de simetría O(3) (39) a (41) devienen:

$$\begin{aligned} \underline{k} \times \underline{q} &= i \underline{q}^* \\ \underline{q}^* \times \underline{k} &= i \underline{q} \\ \underline{q} \times \underline{q}^* &= i \underline{k} \end{aligned}$$

(44)

(45)

(46)

y son las mismas ecuaciones.

Resulta así que la Ec. (34) se reduce a:

$$\underline{\nabla} \times \underline{q} = K \underline{q} = -i \underline{\omega} \times \underline{q} \quad (47)$$

en donde:

$$\underline{q} = \underline{q}^a = \underline{q}^b \quad (48)$$

La solución de la Ec. (47) es:

$$\underline{\omega} = K \underline{k} \quad (49)$$

y los detalles se incluyen en la nota de acompañamiento 256(6). La conexión de espín es el momento del fotón dentro del marco de  $\underline{h}$ :

$$\underline{P} = \underline{h} \underline{\omega} = \underline{h} K \underline{k} \quad (50)$$

Por lo tanto, la teoría ha deducido la existencia del fotón que se propaga a lo largo del Z de la onda plana, la cual posee, teóricamente, un alcance lateral infinito según los ejes X e Y. La vieja teoría MH no pudo lograr esto porque no poseía como herramienta la conexión de espín. En la obsoleta física establecida, las teorías de MH y del fotón eran completamente diferentes. En la teoría ECE están elegantemente unificadas.

La hipótesis de la teoría ECE se simplifica a:

$$\underline{E} = c A^{(o)} \underline{T}_{\sim}(\text{orb})$$

$$\underline{B} = A^{(o)} \underline{T}_{\sim}(\text{espín}) \quad (51)$$

$$(52)$$

de manera que la primera ecuación estructural de Cartan nos da:

$$\underline{E} = -\nabla \phi - \frac{\partial \underline{A}}{\partial t} - c \underline{\omega}_o \underline{A} + \phi \underline{\omega}$$

$$\underline{B} = \underline{\nabla} \times \underline{A} - \underline{\omega} \times \underline{A} \quad (53)$$

$$(54)$$

En ausencia de densidad de corriente de carga magnética, las identidades de Cartan y Evans dan:

$$\begin{aligned} \underline{\nabla} \cdot \underline{B} &= 0, \\ \frac{\partial \underline{B}}{\partial t} + \underline{\nabla} \times \underline{E} &= \underline{0}, \\ \underline{\nabla} \cdot \underline{E} &= \rho / \epsilon_0, \\ \underline{\nabla} \times \underline{B} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial \underline{E}}{\partial t} &= \mu_0 \underline{J} \end{aligned} \quad (54)$$

La parte espacial de la identidad de Cartan da:

$$\underline{\nabla} \cdot \underline{\omega} \times \underline{A} = 0. \quad (55)$$

La ausencia de densidad de carga magnética da:

$$\underline{\omega} \cdot \underline{B} = \underline{A} \cdot \underline{R}(\text{espín}). \quad (56)$$

La ausencia de densidad de corriente magnética da:

$$\underline{\omega} \times \underline{E} - c \omega_0 \underline{B} = c \left( -\frac{\partial}{c} \underline{R}(\text{espín}) + \underline{A} \times \underline{R}(\text{orb}) \right). \quad (57)$$

La densidad de carga eléctrica es:

$$\rho = \epsilon_0 \left( \underline{\omega} \cdot \underline{E} - c \underline{A} \cdot \underline{R}(\text{orb}) \right) \quad (58)$$

y la densidad de corriente eléctrica es:

$$\underline{J} = \frac{1}{\mu_0} \left( \underline{\omega} \times \underline{B} + \frac{\omega_0}{c} \underline{E} - \left( \underline{A} \times \underline{R}(\text{espín}) + \underline{A}_0 \underline{R}(\text{orb}) \right) \right) \quad (59)$$

La curvatura orbital se simplifica de la siguiente manera:

$$\begin{aligned} \underline{R}(\text{orb}) &= -\underline{\nabla} \omega_0 - \frac{1}{c} \frac{\partial \underline{w}}{\partial t} - \omega_0 \underline{w} + \omega_0 \underline{w} \\ &= -\underline{\nabla} \omega_0 - \frac{1}{c} \frac{\partial \underline{w}}{\partial t} \end{aligned} \quad (60)$$

y la curvatura de espín se simplifica a:

$$\underline{R}(\text{espín}) = \underline{\nabla} \times \underline{w} \quad (61)$$

Utilizando la Ec. (49) se deduce que, para ondas planas en el vacío:

$$\underline{R}(\text{orb}) = \underline{R}(\text{espín}) = \underline{0} \quad (62)$$

y las ondas planas en el vacío no poseen curvatura. Están conformadas con pura torsión del espacio tiempo. En vista de la Ec. (49) la densidad de carga de una onda plana en el vacío desaparece consistentemente:

$$\rho = \epsilon_0 \omega \cdot \underline{E} = 0 \quad (63)$$

Utilizando [1 - 10]:

$$\begin{aligned} \underline{E} &= \frac{\underline{E}^{(0)}}{\sqrt{2}} (\underline{i} - \underline{j}) e^{i\phi} \\ \underline{B} &= \frac{\underline{B}^{(0)}}{\sqrt{2}} (\underline{i} + \underline{j}) e^{i\phi} \\ \underline{E}^{(0)} &= c \underline{B}^{(0)} \end{aligned} \quad (64)$$

$$(65)$$

$$(66)$$

la densidad de corriente de una onda plana en el vacío también desaparece consistentemente:

$$\underline{J} = \frac{1}{\mu_0} \left( \underline{w} \times \underline{B} + \frac{\omega_0}{c} \underline{E} \right) = \underline{0} \quad (67)$$

si:

$$\omega_0 = k = \frac{\omega}{c} \quad (68)$$

Por lo tanto, el 4-vector de la conexión de espín es el 4-vector de onda:

$$\omega^\mu = K^\mu = \left( \frac{\omega}{c}, \underline{k} \right) \quad (69)$$

para una onda plana en el vacío. Dentro del límite de  $\hbar$ , el 4-vector de la conexión de espín es el 4-vector del momento de energía del fotón:

$$P^\mu = \left( \frac{E}{c}, \underline{p} \right) = \hbar \omega^\mu = \hbar K^\mu \quad (70)$$

Por lo tanto, los postulados de Planck / Einstein y de de Broglie se han deducido a partir de la geometría dentro del marco de una teoría del campo unificado. Ya han dejado de ser postulados, y ahora son manifestaciones de geometría pura - la geometría de Cartan.

El campo/fotón electromagnético libre se describe mediante las cuatro ecuaciones:

$$\underline{\omega} \cdot \underline{B} = 0$$

$$\underline{\omega} \cdot \underline{E} = 0$$

$$\omega_0 B - \frac{1}{c} \omega \times \underline{E} = \underline{0} \quad (71)$$

$$\omega_0 \underline{E} + c \omega \times \underline{B} = \underline{0}$$

y simultáneamente por las ecuaciones de aspecto conocido:

$$\underline{\nabla} \cdot \underline{B} = \underline{\nabla} \cdot \underline{E} = 0$$

$$\frac{\partial \underline{B}}{\partial t} + \underline{\nabla} \times \underline{E} = \underline{\nabla} \times \underline{B} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial \underline{E}}{\partial t} = \underline{0} \quad (72)$$

Estas pueden parecer ecuaciones conocidas, pero son ecuaciones de relatividad general, ya han abandonado la relatividad restringida. El campo gravitacional libre posee una estructura idéntica a las ecuaciones (71) y (72). La ecuación (58), en presencia de materia, se parece a la ley de Ohm, y la ecuación (59) se parece a la ecuación de fuerza de Lorentz:

$$\underline{F} = e(\underline{E} + \underline{v} \times \underline{B}) \quad (73)$$

El producto cruz, o vectorial, en la ecuación (46) se conoce como el producto conjugado [1 - 10]:

$$\underline{q} \times \underline{q}^* = \underline{q}^{(1)} \times \underline{q}^{(2)} \quad (74)$$

y define el campo B(3) [1 - 10] de la siguiente manera

$$\begin{aligned} \underline{B}^{(3)} &= \underline{B}^{(3)*} = -i \underline{B}^{(0)} \underline{q}^{(1)} \times \underline{q}^{(2)} = -i \underline{B}^{(0)} \underline{q} \times \underline{q}^* \\ &= \underline{B}^{(0)} \underline{k}. \end{aligned} \quad (75)$$

El vector de conexión de espín se define como:

$$\underline{\omega} = -i \omega_0 \underline{q}^{(1)} \times \underline{q}^{(2)} = -i \omega_0 \underline{q} \times \underline{q}^* = \omega_0 \underline{k} \quad (76)$$

de manera que resulta:

$$\underline{B}^{(2)} = \underline{B}^{(0)} \frac{\omega}{\omega_0}. \quad (77)$$

El campo B(3) se define mediante el vector de conexión de espín. Esto significa que se requiere de la relatividad general para definir el campo B(3), el cual se observa en el efecto Faraday inverso como el producto conjugado de radiación electromagnética polarizada en forma circular o elíptica, para cualquier frecuencia. La vieja teoría MH no definió el campo B(3) porque no definió la conexión de espín, por tratarse de teoría de la relatividad restringida. La vieja teoría MH no permitía B(3), porque sólo permitía estados de polarización transversales en el vacío. Este absurdo fue consecuencia de la suposición incorrecta de una masa fotónica igual a cero. La invariancia gauge de U(1) de la vieja teoría MH se apoyaba en estos absurdos. La teoría electro débil U(1) x SU(2) también se apoyaba en los mismos absurdos, y en el documento UFT225 de esta serie se demostró su salvaje falta de corrección algebraica en el preciso lugar donde se introdujo el mecanismo de Higgs. La vieja teoría no tenía una verdadera explicación para el efecto Faraday inverso porque no permitía una densidad de flujo magnético longitudinal en el vacío, a pesar del hecho de que esta densidad de flujo magnético longitudinal en el vacío se manifiesta como magnetización longitudinal en el efecto Faraday inverso para cualquier material. Todos estos absurdos, y muchos otros, desaparecen en la teoría ECE. Esta última teoría resulta perfectamente consistente porque la geometría de Cartan en la que se basa resulta impecable.

### 3. Algunas implicaciones de la conexión de espín en ingeniería.

Se ha demostrado en la sección precedente que la densidad de carga eléctrica y la corriente pueden describirse a través de parámetros geométricos tales como la torsión y la curvatura, más precisamente por los campos eléctrico y magnético, por los potenciales eléctrico y magnético y por las conexiones de espín y la curvatura de espín/orbital (Ec.(29)). Para una dirección de polarización dada, esta ecuación resulta

$$\underline{J} = \frac{1}{\mu_0} \left( \frac{\omega_0}{c} \underline{E} + \underline{\omega} \times \underline{B} - \underline{A} \times \underline{R}(\text{espín}) + \frac{\phi}{c} \underline{R}(\text{orb}) \right) \quad (78)$$

En caso del campo del vacío libre, desaparecen los términos de curvatura. Esto nos brinda un argumento sólido para despreciar estos términos en la Ec.(78) y expresar la densidad de corriente como

$$\underline{J} = \underline{J}_\sigma + \underline{J}_\omega \quad (79)$$

con un término

$$\underline{J}_\sigma = \frac{\omega_0}{\mu_0} \underline{E} = \sigma \underline{E} \quad (80)$$

el cual representa la ley de Ohm con una conductividad  $\sigma$  y

$$\underline{J}_\omega = \frac{1}{\mu_0} \underline{\omega} \times \underline{B} \quad (81)$$

expresión que resulta similar a una ley de fuerza de Lorentz. En la ley de MH, a ley de Ohm se obtiene fenomenológicamente. Aquí se obtiene directamente a partir de la geometría de Cartan. El término  $\underline{J}_\omega$  debiera de tener un significado similar en ingeniería electromagnética. Esto se investigará más profundamente de la siguiente manera.

Dado que la conductividad eléctrica está presente en materiales conductivos, se supone que los efectos magnéticos también invocan una corriente en un material conductor, de acuerdo con la Ec.(81). Los campos magnéticos usualmente se inducen mediante fuentes de corriente, tal como se describe en la ley de Ampère-Maxwell, en la Ec.(31). Esto se ilustra en la Fig.1. El operador rotacional conduce a líneas cerradas de campo  $B$  alrededor del conductor, y el campo  $B$  se describe a través de un rotacional del potencial vectorial  $\underline{A}$ :

$$\underline{B} = \nabla \times \underline{A} \quad (82)$$

En el caso de la Ec.(81) la situación se invierte, y el campo magnético existente genera una corriente eléctrica en un conductor. La existencia de esta corriente depende de la conexión de espín vectorial  $\underline{\omega}$ . Esto puede interpretarse como un eje de rotación espacial del campo magnético. Por lo tanto, este efecto requiere de un campo magnético curvo. Para el campo libre tenemos, a partir de la Ec.(71)

$$\underline{\omega} \cdot \underline{B} = 0. \quad (83)$$

Es decir,  $\underline{\omega}$  es perpendicular a  $\underline{B}$ . Podemos suponer que éste sea el caso fuera de los materiales, de la misma manera en que los campos eléctrico y magnético son perpendiculares entre sí. Según la Ec.(81), la corriente inducida es perpendicular a la  $\underline{\omega}$  y  $\underline{B}$ , de manera que se origina la situación ilustrada en la Fig. 2: el vector  $\underline{J}_\omega$  apunta en la dirección de radio de curvatura de  $\underline{B}$ .

Deseamos brindar un ejemplo del aspecto que esto tendría en aplicaciones de ingeniería. Consideremos dos barras imantadas posicionadas de tal manera que entre sí se forme un ángulo agudo. Entonces el campo magnético alrededor de los puntos más cercanos se curva significativamente. Realizamos un cálculo de elementos finitos bidimensional para esta situación. El campo inducido  $\underline{B}$  que resulta se ilustra en la Fig. 3. Las ecuaciones que se están resolviendo son

$$\underline{\nabla} \times \underline{A} = \underline{B} \quad (84)$$

$$\underline{H} = \frac{\underline{B} - \underline{M}}{\mu_0 \mu_r} \quad (85)$$

$$\underline{\nabla} \times \underline{H} = 0, \quad (86)$$

donde  $\underline{M}$  es la magnetización dentro de las barras imantadas. Utilizamos  $M = 100 \text{ A/m}$  y  $\mu_r = 1000$ . El potencial vectorial es la primera variable a resolverse. Ahora la cuestión radica en cómo presentar la conexión de espín. El cálculo se basa en la teoría MH, de manera que no contiene esta variable. En consecuencia, intentamos determinarla a posteriori, como sucede en teoría de perturbación. A partir de las condiciones de antisimetría de la teoría ECE, tenemos

$$\omega_0 \underline{A} = \omega \underline{\Phi} \quad (87)$$

lo cual significa que la conexión de espín vectorial es proporcional al potencial vectorial si  $\omega_0$  y el potencial escalar  $\Phi$  son constantes. A partir de la Ec.(71) se requiere para el campo libre que la conexión de espín vectorial sea perpendicular al campo magnético, lo cual sucede por la ecuación anterior:

$$\underline{\omega} \parallel \underline{A} \quad (88)$$

Tenemos entonces



$$\underline{J}_w \propto \underline{A} \times \underline{B}$$

(89)

Dado que el cálculo de la FEM fue sólo en dos dimensiones, el potencial vectorial magnético sólo posee un componente perpendicular al plano  $\underline{B}$ . El resultado se muestra en la Fig. 4 como una gráfica de contorno. Su magnitud es máxima donde las barras imantadas se encuentran más cercanas entre sí, e internamente en aquellos lados enfrentados entre sí.

Correspondientemente, la corriente de conexión de espín (89) es máxima en estas regiones, tal como puede observarse a partir de la gráfica de la Fig. 5. Si este enfoque es realista, debiera de surgir un voltaje entre los imanes que debiera de ser detectable si dichos imanes están contruidos a partir de un material conductor. La densidad de corriente de conexión de espín también es elevada en la región donde ambos imanes más se aproximan entre sí. En semejante región del vacío no puede surgir corriente alguna, pero podríamos colocar aquí un alambre no magnetizado y medir si se induce una corriente al conectar dicho alambre con un circuito medidor. Ambos efectos, si existen, constituirían un efecto completamente desconocido para la teoría MH.

Otra forma de construir un vector de conexión de espín es mediante el cálculo del eje de rotación del campo  $\underline{B}$  mediante un operador rotacional. Esto conduciría a

$$\underline{J}_w \propto (\nabla \times \underline{B}) \times \underline{B}$$

(90)

Esta densidad de corriente se representa gráficamente en la Fig. 6. Debido al comportamiento paralelo de los vectores de  $\underline{B}$  entre los imanes, sólo existe una contribución significativa en la región curva, donde el campo magnético se dobla desde un imán hacia el otro, tal como se ilustra en la Fig. 6. En esta región, la densidad de corriente se comporta de una manera similar a la del enfoque a través de la Ec.(89). En total, semejante corriente se induciría mediante la conexión de espín en un ambiente magnetostático. Esto constituye nueva física en comparación con la teoría de MH.

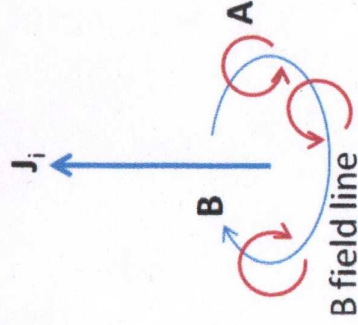
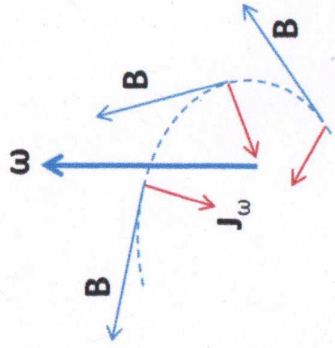


Figura 1: Principio de inducción para un campo magnético generado por una corriente.



B field line

Figura 2: Corriente de conexión de espín inducida por un campo  $B$  curvado.

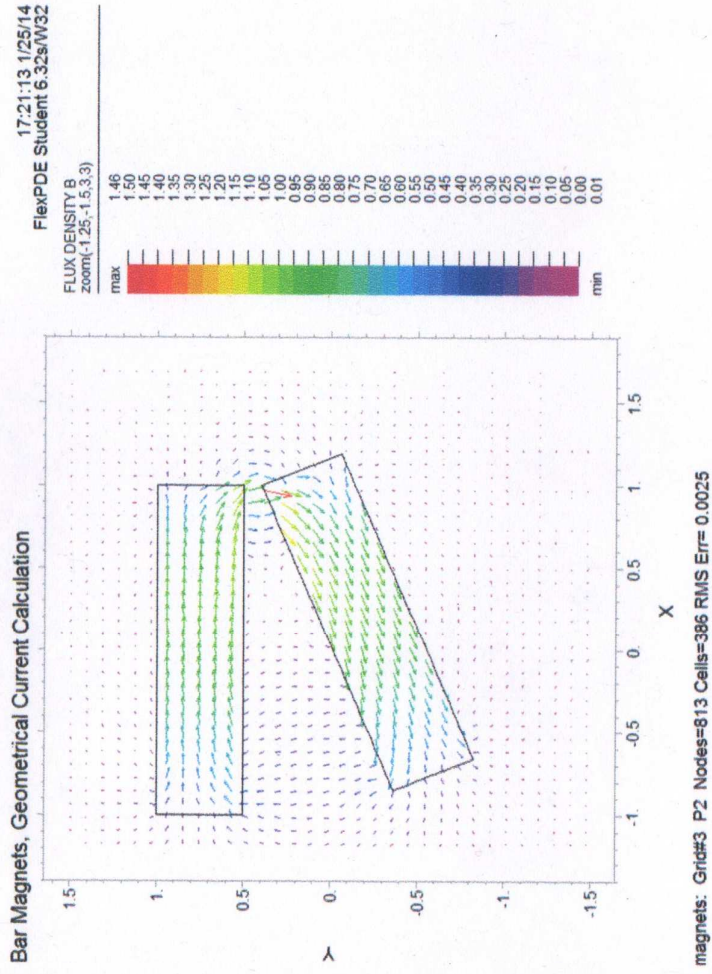


Figura 3: Densidad de flujo magnético en y alrededor de dos barras imantadas.

Bar Magnets, Geometrical Current Calculation

17:21:13 1/25/14  
FlexPDE Student 6.32s/W32

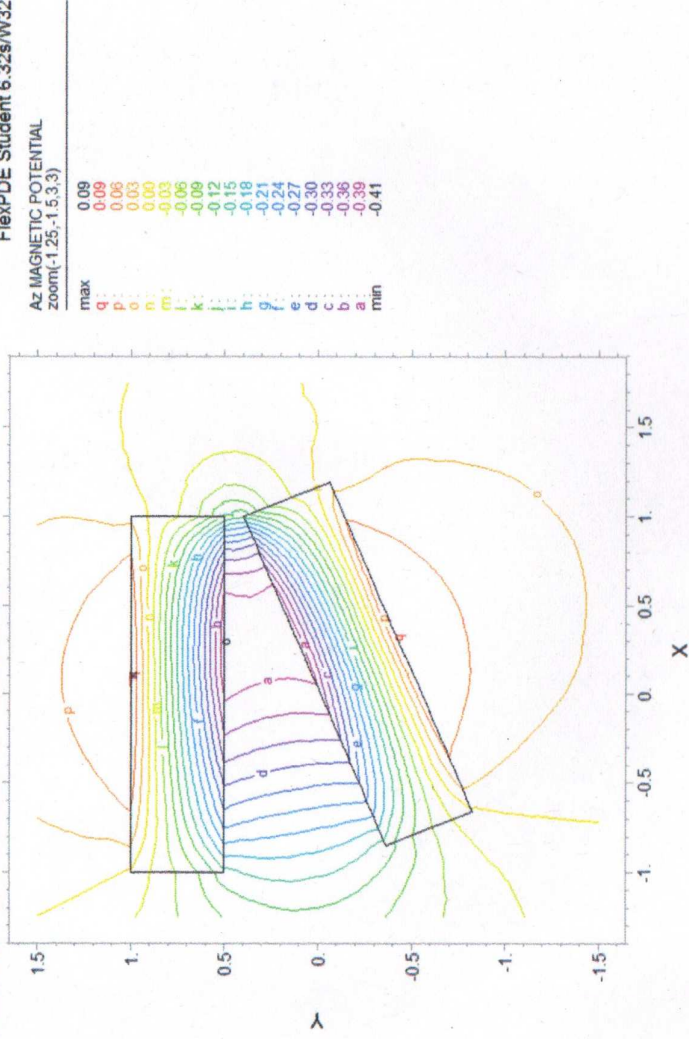


Figura 4: Componente Z del potencial vectorial magnético.

Bar Magnets, Geometrical Current Calculation

17:21:13 1/25/14  
FlexPDE Student 6.32s/W32

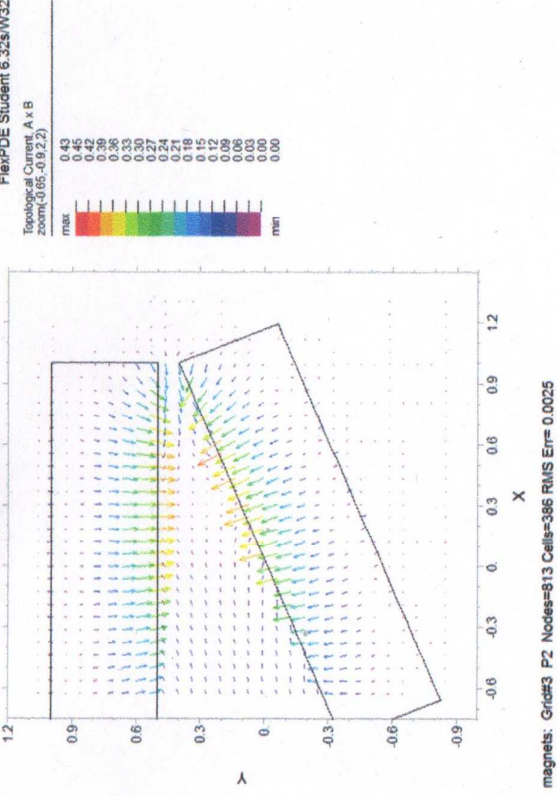


Figura 5: Corriente de conexión de espín a partir de A x B.

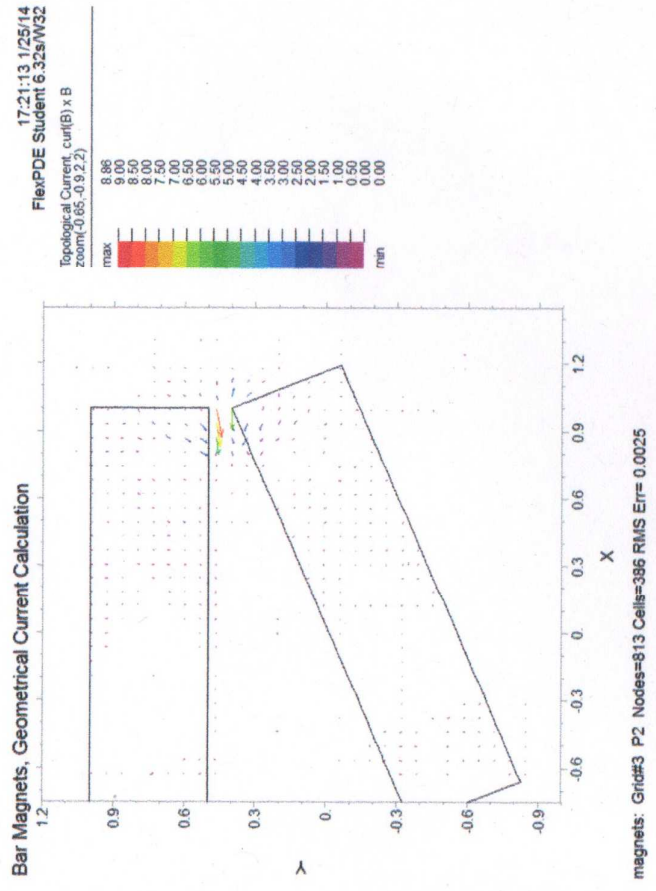


Figura 6: Corriente de conexión de espín a partir de  $(\nabla \times B) \times B$ .

## Agradecimientos

Se agradece el Gobierno Británico por una Pensión Civil Vitalicia y al equipo técnico de AIAS, en particular al Dr. Douglas Lindstrom, por muchas discusiones interesantes. Se agradece a Dave Burleigh por las publicaciones en red y a Alex Hill por las traducciones. Se agradece a Robert Cheshire y a Alex Hill por las grabaciones.

## Referencias bibliográficas

- [1] M. W. Evans Ed. *Journal of Foundations of Physics and Chemistry* (CISP, Cambridge International Science Publishing, [www.cisp-publishing.com](http://www.cisp-publishing.com), 2011 en adelante).
- [2] M. W. Evans, Ed., "Definitive Refutations of the Einsteinian General Relativity", número especial seis sobre la referencia (1).
- [3] M. W. Evans, S. J. Crothers, H. Eckardt y K. Pendergast, "Criticism of the Einstein Field Equation" (CEFE, publicado por CISP en 2011 y de libre acceso en el portal de [www.aias.us](http://www.aias.us)).
- [4] M. W. Evans, H. Eckardt y D. W. Lindstrom, "Generally Covariant Unified Field Theory" (Abramis Academic, 2005 a 2011) en siete volúmenes.
- [5] L. Felker, "The Evans Equations of Unified Field Theory" (Abramis Academic 2007 y de libre acceso del portal [www.aias.us](http://www.aias.us), la traducción al castellano por Alex Hill es de libre acceso el portal [www.aias.us](http://www.aias.us)).
- [6] M. W. Evans, H. Eckardt y D. W. Lindstrom, documentos y plenaria, Academia de Ciencias de Serbia y otras publicaciones científicas.
- [7] M. W. Evans y L. B. Crowell. "Classical and Quantum Mechanics and the B(3) Field" (World Scientific, 2001).
- [8] M. W. Evans y S. Kielich (Eds.), "Modern Nonlinear Optics" (Wiley, Nueva York, 1992, 1993, 1997, 2001) en dos ediciones y seis volúmenes.
- [9] M. W. Evans y J. -P. Vigié, "The Enigmatic Photon" (Kluwer, Dordrecht, 1994 a 2002), en cinco volúmenes con encuadernación dura y blanda.
- [10] M. W. Evans y A. A. Hasanein, "The Photomagnetron in Quantum Field Theory" (World Scientific, 1994).
- [11] S. M. Carroll, "Spacetime and Geometry: an Introduction to General Relativity" (Addison Wesley, Nueva York, 2004 y apuntes previos de libre acceso en la red).