

# Conexiones de espín para los campos dipolares eléctricos y magnéticos.

por

M. W. Evans y H. Eckardt

Civil List y AIAS / UPITEC

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

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

## Resumen.

Se evalúan las conexiones de espín de la teoría ECE2 para los campos dipolares eléctrico y magnético. Se demuestra que la teoría conserva antisimetría. Se resuelven las ecuaciones vectoriales de antisimetría en forma simultánea para las tres componentes de la conexión de espín vectorial del potencial vectorial del campo dipolar eléctrico. Se identifica la parte temporal de la conexión de espín como la frecuencia en reposo de la partícula de vacío. Puede emplearse el mismo procedimiento global para hallar las conexiones de espín del campo dipolar magnético.

*Palabras clave:* teoría ECE2, solución del campo dipolar estático, conservación de la antisimetría.

## 1. Introducción.

En documentos recientes de esta serie [1-12], se han buscado soluciones con consistencia interna de las ecuaciones de campo de la teoría ECE2, mientras que se conserva la antisimetría. En la Sección 2, se incluyen soluciones de este tipo para los campos dipolares estático eléctrico y estático magnético. Los cuatro componentes del cuatro-vector de la conexión de espín se calculan en cada uno de estos casos. Los componentes temporales se identifican como la frecuencia en reposo de la partícula de vacío [1-12] y los tres componentes espaciales se evalúan con conservación de la antisimetría. La metodología utilizada es la de comenzar con una fuerza de campo eléctrico ( $E$ ), o densidad de flujo magnético ( $B$ ) bien observada a nivel experimental. Se evalúa el potencial vectorial relevante con la primera ley de antisimetría. Para el campo dipolar estático, se resuelven simultáneamente las leyes de antisimetría vectorial, mediante álgebra vectorial, para obtener los componentes espaciales de la conexión de espín. Puede aplicarse la metodología para cualquier valor estático, ya sea de  $E$  o de  $B$ , en regiones donde no hay densidad de corriente.

Este documento constituye una breve sinopsis de cálculos detallados incluidos en las Notas de Acompañamiento de UFT385, publicadas en los portales combinados ([www.aias.us](http://www.aias.us) y [www.upitec.org](http://www.upitec.org)). La Nota 385(1) es un cálculo preliminar para el valor de  $E$  coulombico. La Nota 385(2) es un cálculo preliminar del campo dipolar eléctrico, y da el campo dipolar eléctrico en coordenadas polares esféricas y cartesianas. La Nota 385(3) da una solución completa preliminar para el campo dipolar eléctrico y verifica mediante álgebra computacional que es irrotacional. La componente temporal de la conexión de espín se identifica como la frecuencia en reposo de la partícula de vacío, una nueva constante fundamental. La Nota 385(4) da un cálculo preliminar para el campo dipolar magnético. La Nota 385(5) da una solución completa en la que las leyes de antisimetría vectorial se resuelven simultáneamente mediante álgebra computacional. Este procedimiento conserva antisimetría y evalúa las conexiones de espín a partir de las componentes vectoriales de potencial. En la Nota 385(6) se evalúan las conexiones de espín para el potencial dipolar magnético, utilizando el mismo método que en la Nota 385(5). Finalmente, en la Nota 385(7), se introducen nuevas relaciones entre  $E$  y  $B$  y los potenciales vectorial y escalar.

## 2. Soluciones completas y conservación de la antisimetría.

Consideremos la fuerza de campo eléctrico dipolar  $\underline{E}$ , bien observada a nivel experimental:

$$\underline{E}(\underline{r}) = \frac{3\underline{n}(\underline{p} \cdot \underline{n}) - \underline{p}}{4\pi\epsilon_0|\underline{r} - \underline{r}_0|^3} \quad (1)$$

donde  $\underline{p}$  es el momento dipolar eléctrico y donde  $\underline{n}$  es un vector unitario de  $\underline{r}$  a  $\underline{r}_0$ . Aquí,  $\epsilon_0$  es la permitividad del vacío en unidades del S. I. A partir de la Ec. (1) se deduce que  $\underline{E}$  es irrotacional:

$$\underline{\nabla} \times \underline{E} = \underline{0} \quad (2)$$

y esta propiedad se ha verificado mediante álgebra computacional en este trabajo. Si el momento dipolar es en el eje Z, entonces en coordenadas polares esféricas:

$$\underline{E} = \frac{P}{4\pi\epsilon_0 r^3} (2 \cos\theta \underline{e}_r + \sin\theta \underline{e}_\theta) \quad (3)$$

En coordenadas cartesianas, evaluadas mediante álgebra computacional:

$$\underline{E} = \frac{-P}{4\pi\epsilon_0 r^5} (3XZ \underline{i} + 3YZ \underline{j} + (2Z^2 - X^2 - Y^2) \underline{k}) \quad (4)$$

donde

$$r^5 = (X^2 + Y^2 + Z^2)^{5/2} \quad (5)$$

La primera ley de antisimetría ECE2, de documentos precedentes es:

$$\underline{E} = -\underline{\nabla} \phi + \underline{\omega} \phi = -\frac{\partial \underline{A}}{\partial t} - \omega_0 \underline{A} \quad (6)$$

donde  $\phi$  es el potencial escalar,  $\underline{A}$  es el potencial vectorial, y:

$$\underline{\omega}^\mu = \left( \frac{\omega_0}{c}, \underline{\omega} \right) \quad (7)$$

es el 4-vector de la conexión de espín. Para la electrostática se supone que:

$$\frac{\partial \underline{A}}{\partial t} = \underline{0} \quad (8)$$

de manera que

$$\underline{E} = -\omega_0 \underline{A} \quad (9)$$

Esta es una relación directa entre el campo  $\underline{E}$  en un circuito y el potencial  $\underline{A}$ , que puede considerarse como un potencial vectorial del vacío. Los documentos UFT311, UFT321, UFT363, UFT382 y UFT383 demuestran la existencia de la conexión de espín y del campo inducido  $\underline{E}$  en un circuito por parte del espacio-tiempo circundante. En ECE y ECE2, el potencial vectorial es:

$$\underline{A} = A^{(0)} \underline{q} \quad (10)$$

donde  $g$  es el vector de la tétrada de Cartan. De manera que  $A$  es la geometría del espacio-tiempo a través de una constante de proporcionalidad  $A^{(0)}$ . Esta es la conocida hipótesis de la teoría ECE. El término "vacío" significa geometría, y es sinónimo de la palabra "éter". El vacío puede cuantizarse con las ecuaciones de de Broglie Einstein para dar la frecuencia de reposo de la partícula de vacío [1-12] en unidades de hertz (inversa de segundos):

$$\omega_0 = \frac{mc^2}{2\pi\hbar} \quad (11)$$

La conexión de espín también es una propiedad del vacío.

A partir de las Ecs. (9) y (11):

$$\underline{E} = -\frac{mc^2}{2\pi\hbar} \underline{A} \quad (12)$$

De manera que el potencial vectorial del campo dipolar eléctrico es:

$$\underline{A} = -\frac{2\pi\hbar}{mc^2} \underline{E} \quad (13)$$

donde  $\underline{E}$  viene dado por la Ec. (4). La ley de antisimetría vectorial ECE2 es:

$$\left(\frac{\partial}{\partial y} - \omega_y\right) A_z = -\left(\frac{\partial}{\partial z} - \omega_z\right) A_y \quad (14)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} - \omega_z\right) A_x = -\left(\frac{\partial}{\partial x} - \omega_x\right) A_z \quad (15)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial x} - \omega_x\right) A_y = -\left(\frac{\partial}{\partial y} - \omega_y\right) A_x \quad (16)$$

Este conjunto de ecuaciones se ha resuelto por álgebra computacional para dar tres componentes del vector de la conexión de espín para el campo dipolar eléctrico. Se representan gráficamente y se analizan en la Sección 3. Se les puede imaginar como representando la estructura del espacio-tiempo creada por un campo dipolar eléctrico. Este concepto no existe en la física establecida.

La bien medida densidad de flujo magnético dipolar lejos de un rizo de corriente es

$$\underline{B} = \frac{\mu_0}{4\pi r^3} (I\pi a^2) (\cos\theta \underline{e}_r + \sin\theta \underline{e}_\theta) \quad (17)$$

en coordenadas polares esféricas. Aquí,  $\mu_0$  es la permeabilidad del vacío,  $I$  es la corriente en el rizo y  $a$  es su radio. El momento dipolar magnético del rizo es:

$$m = |\underline{m}| = \pi I a^2 \quad (18)$$

La densidad de flujo  $\underline{B}$ , a partir de la Ec. (17), posee la misma estructura que la fuerza de campo eléctrico a partir de la Ec. (3), ambos son campos dipolares. Se deduce entonces que el campo magnético dipolar es irrotacional:

$$\underline{\nabla} \times \underline{B} = \underline{0} \quad (19)$$

En general, las ecuaciones de la magnetostática ECE2 son:

$$\underline{\nabla} \cdot \underline{B} = 0 \quad (20)$$

$$\underline{\nabla} \times \underline{B} = \mu_0 \underline{J} \quad (21)$$

$$\frac{\partial \underline{B}}{\partial t} = \underline{0} \quad (22)$$

de manera que el campo magnético dipolar lejos de un rizo de corriente es equivalente a:

$$\underline{J} = \underline{0} \quad (23)$$

es decir, existe en regiones en donde la densidad de corriente eléctrica es extremadamente pequeña, al punto de su desaparición.

Por lo tanto, para el campo dipolar magnético:

$$\underline{\nabla} \times \underline{B} = \underline{0} \quad (24)$$

y se deduce que  $\underline{B}$  puede expresarse en el modelo establecido como:

$$c \underline{B} = -\underline{\nabla} \phi \quad (25)$$

donde  $\phi$  es [1-12] el potencial escalar magnético. Este es casi desconocido en comparación con el potencial escalar eléctrico, pero aparece en un libro tal como el de Jackson [1-12]. En el nivel del modelo establecido (Maxwell Heaviside o teoría MH) las relaciones de potencial de campo son las conocidas [1-12]:

$$\underline{E} = -\underline{\nabla} \phi - \partial \underline{A} / \partial t \quad (26)$$

$$\underline{B} = \underline{\nabla} \times \underline{A} \quad (27)$$

Junto con la condición de Lorenz:

$$\underline{\nabla} \cdot \underline{A} + \frac{1}{c} \frac{\partial \phi}{\partial t} = 0 \quad (28)$$

y las definiciones:

$$A^\mu = \left( \frac{\phi}{c}, \underline{A} \right) \quad (29)$$

$$J^\mu = (c\rho, \underline{J}) \quad (30)$$

producen la ecuación de d'Alembert:

$$\square A^\mu = \mu_0 J^\mu \quad (31)$$

En la Nota 385(7), se muestra que:

$$\underline{E} = -c \underline{\nabla} \times \underline{A} \quad (32)$$

$$c \underline{B} = -\underline{\nabla} \phi - \frac{\partial \underline{A}}{\partial t} \quad (33)$$

produce las ecuaciones de campo de vacío y la ecuación del vacío de d'Alembert:

$$\square A^\mu = 0 \quad (34)$$

de la teoría MH. Con la suposición (8), la Ec. (33) deviene la Ec. (25), que conduce a una densidad de flujo magnético irrotacional. En el nivel de ECE2, la Ec. (33) deviene:

$$c \underline{B} = -\underline{\nabla} \phi - \omega \phi = -\frac{\partial \underline{A}}{\partial t} - \omega_0 \underline{A} \quad (35)$$

Utilizando la Ec. (8), la Ec. (35) se simplifica a:

$$c \underline{B} = -\omega_0 \underline{A} \quad (36)$$

De manera que el potencial vectorial de la densidad de flujo magnético dipolar es:

$$\underline{A} = -\frac{c}{\omega_0} \frac{\mu_0 I a^2}{4r^3} \left( \cos\theta \underline{e}_r + \sin\theta \underline{e}_\theta \right) \quad (37)$$

Esto posee la misma estructura que el potencial vectorial (13) de la fuerza de campo dipolar eléctrico. Las ecuaciones de antisimetría (14) a (16) pueden resolverse de la misma manera que para la fuerza de campo dipolar eléctrico, dando las conexiones de espín. Estas últimas se representan gráficamente en la Sección 3. En forma más general, las ecuaciones de la magnetostática en el nivel ECE2 son:

$$\nabla \cdot \underline{B} = 0 \quad (38)$$

$$\nabla \times \underline{B} = \mu_0 \underline{J} \quad (39)$$

$$\partial \underline{B} / \partial t = 0 \quad (40)$$

donde  $\underline{J}$  en general es distinto de cero. Para valores distintos de cero de  $\underline{J}$ , las ecuaciones de antisimetría (14) a (16) conservan la antisimetría y deben resolverse y utilizarse siempre además de las Ecs. (38) y (40). La conservación de la antisimetría es un concepto que no existe en el modelo establecido de la física, pero constituye una ley de conservación fundamental de la física, tan fundamental como la conservación de la energía / momento, densidad de corriente de carga y las leyes de conservación de la teoría de partículas elementales. El método de solución que puede adoptarse para todos los campos estáticos es como sigue:

- 1) Consideremos un campo bien observado a nivel experimental, es decir que iniciamos con datos experimentales.
- 2) Evaluamos el potencial vectorial con la Ec. (9), utilizando la Ec. (11). Para las densidades de flujo magnético, esto da resultado sólo en regiones donde desaparece  $\underline{J}$ .
- 3) Resolvemos las ecuaciones (14) a (16) simultáneamente para dar las conexiones de espín.
- 4) En forma más general, el problema siempre puede reducirse a la resolución de un número de ecuaciones simultáneas con el mismo número de incógnitas, como en documentos previos de esta serie UFT.

### 3. Gráficas y análisis numérico.

#### 3.1 Condiciones de compatibilidad.

El campo eléctrico de un dipolo "real" conformado por las cargas  $q_1$  y  $q_2$ , ubicadas en las posiciones  $\pm X_0$  sobre el eje  $X$ , ya se había representado gráficamente en los documentos UFT 336 y UFT 346. Aquí utilizamos el dipolo "matemático" que se obtiene a partir de dos cargas separadas infinitésimamente:

$$\mathbf{E} = \frac{3 \mathbf{n} (\mathbf{p} \cdot \mathbf{n}) - \mathbf{p}}{4\pi\epsilon_0 r^3} \quad (41)$$

donde  $\mathbf{p}$  es el momento dipolar y  $\mathbf{n}$  el vector unitario del vector posición  $\mathbf{r}$  con módulo  $r$ . Suponemos que el momento dipolar (con módulo  $p$ ) se orienta en la dirección  $Z$ . Entonces el campo dipolar eléctrico se lee como

$$\mathbf{E}_{\text{cart}} = \frac{p}{4\pi\epsilon_0 r^5} \begin{bmatrix} 3XZ \\ 3YZ \\ 2Z^2 - X^2 - Y^2 \end{bmatrix} \quad (42)$$

ó

$$\mathbf{E}_{\text{sph}} = \frac{p}{4\pi\epsilon_0 r^3} \begin{bmatrix} 2 \cos(\theta) \\ \sin(\theta) \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (43)$$

para los componentes cartesianos o coordenadas esféricas  $(r, \theta, \varphi)$ , respectivamente.

El primer paso consiste en resolver el problema de antisimetría es encontrar qué conexión de espín escalar  $\omega_0$  cumple con la condición

$$\nabla \times \mathbf{E} = \mathbf{0} \quad (44)$$

que por la condición de antisimetría eléctrica puede expresarse como:

$$\nabla \times (\omega_0 \mathbf{A}) = \mathbf{0} \quad (45)$$

ó

$$\omega_0 \nabla \times \mathbf{A} + \mathbf{A} \times \nabla \omega_0 = \mathbf{0}. \quad (46)$$

En el caso de un valor constante de conexión de espín del vacío (11),

$$\omega_0 = \frac{mc^2}{2\pi\hbar} \quad (47)$$

esta condición se cumple para el campo dipolar debido a

$$\nabla \times \mathbf{A} = -\frac{1}{\omega_0} \nabla \times \mathbf{E} = \mathbf{0} \quad (48)$$

Si se supone que  $\omega_0$  tiene la forma de una carga puntual,

$$\omega_0 = -\frac{c}{r} \quad (49)$$

Entonces la Ec. (46) conduce a la ecuación de compatibilidad (en coordenadas esféricas):

$$\frac{p \sin(\theta)}{4\pi\epsilon_0 r^3} = 0 \quad (50)$$

que no puede cumplirse para ningún momento dipolar  $p \neq 0$ . Sin embargo, utilizando

$$\omega_0 = -\frac{c}{r} \cos(\theta) \quad (51)$$

se cumple la condición (46). Por lo tanto, ésta es una conexión de espín escalar válida. La expresión es similar al potencial dipolar escalar

$$\phi = \frac{pcos(\theta)}{4\pi\epsilon_0 r^2} \quad (52)$$

dando evidencia de que un factor de  $cos(\theta)$  proporciona la simetría correcta de  $\omega_0$ . En coordenadas cartesianas, esta conexión de espín es

$$\omega_0 = -\frac{cZ}{r^2} \quad (53)$$

es decir, es una función antisimétrica con dirección  $Z$ .

Habiendo hallado dos conexiones de espín escalar válidas, computamos la conexión de espín vectorial mediante la resolución de las Ecs. (14-16) en forma simultánea, mediante álgebra computacional. Utilizamos coordenadas cartesianas. Los resultados se representan en la Tabla 1. Ambas conexiones de espín dan formalmente potenciales vectoriales similares, aun cuando con simetría diferente en la dirección  $Z$ . El segundo potencial vectorial no es irrotacional, pero ello no se requiere, ya que se cumple con la condición (46). Ambas conexiones de espín producen un campo magnético secundario que se encuentra libre de divergencia, tal como se requiere. La última línea de la tabla presenta una especie de densidad de corriente de acuerdo con

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} \quad (54)$$

Todos los campos se han representado gráficamente en las Figs. 1-10, tal como se indica en la Tabla 1. El campo dipolar es más fuerte cerca del origen, tal como puede observarse a partir de la Fig. 1. Los vectores se han cambiado en su escala a vectores unitarios en la Fig. 2, lo cual permite dar una mayor impresión visual de las direcciones del campo. Las líneas equipotenciales del potencial escalar se agregaron como ayuda visual. Lo mismo se hizo para el caso de todas las demás gráficas.

Los campos de  $A$  (Figs. 3-4) poseen diferentes características angulares para ambas conexiones de espín escalares. Lo mismo se cumple para las conexiones de espín vectoriales  $\omega$  (Figs. 5-6). Ambas tienen una divergencia significativa sobre el eje  $X$ , el cual representa el plano  $XY$ , ya que casi todos los diagramas constituyen cortes a través del plano  $XZ$ . Los campos secundarios de  $B$  son diferentes en dirección y extensión radial. Esto sólo puede observarse en la gráfica no escalada, por lo que se seleccionó esta representación para las Figs. 7 y 8. La densidad de corriente secundaria se concentra marcadamente en la región dipolar, debido a su rápida disminución según  $1/r^7$  y  $1/r^5$ . Para observar las características direccionales, hemos seleccionado nuevamente la representación mediante vectores unitarios. La paridad de  $J$  en la dirección  $Z$  es diferente para ambas conexiones de espín escalares, como lo es la dirección en la región exterior (débil).

$\omega_0 = \frac{mc^2}{2\pi\hbar}$	$\omega_0 = -\frac{c}{r} \cos(\theta)$
$\mathbf{E} = \frac{p}{4\pi\epsilon_0 r^3} \begin{bmatrix} 3XZ \\ 3YZ \\ 2Z^2 - X^2 - Y^2 \end{bmatrix}$ <p>(Fig. 1/2)</p>	$\mathbf{E} = \frac{p}{4\pi\epsilon_0 r^3} \begin{bmatrix} 3XZ \\ 3YZ \\ 2Z^2 - X^2 - Y^2 \end{bmatrix}$ <p>(Fig. 1/2)</p>
$\mathbf{A} = -\frac{p\hbar}{2mc^2\epsilon_0 r^3} \begin{bmatrix} 3XZ \\ 3YZ \\ 2Z^2 - X^2 - Y^2 \end{bmatrix}$ <p>(Fig. 3)</p>	$\mathbf{A} = -\frac{p}{4\pi c\epsilon_0 r^3} \begin{bmatrix} 3X \\ -3Y \\ 2Z^2 - X^2 - Y^2 \end{bmatrix}$ <p>(Fig. 4)</p>
$\boldsymbol{\omega} = -\frac{1}{r^2} \begin{bmatrix} 5X \\ 5Y \\ \frac{14Z^2 - X^2 - Y^2}{3Z} \end{bmatrix}$ <p>(Fig. 5)</p>	$\boldsymbol{\omega} = -\frac{1}{r^2} \begin{bmatrix} 3X \\ 3Y \\ \frac{11Z^2 + 2X^2 + 2Y^2}{3Z} \end{bmatrix}$ <p>(Fig. 6)</p>
$\nabla \times \mathbf{A} = 0$	$\nabla \times \mathbf{A} = \frac{p}{4\pi c\epsilon_0 Z r^3} \begin{bmatrix} Y \\ -X \\ 0 \end{bmatrix}$
$\nabla \times \boldsymbol{\omega} = 0$	$\nabla \times \boldsymbol{\omega} = 0$
$\mathbf{B} = -\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{A} = \frac{2p\hbar}{mc^2\epsilon_0 r^3} \begin{bmatrix} Y \\ -X \\ 0 \end{bmatrix}$ <p>(Fig. 7)</p>	$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} - \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{A} = \frac{p}{2\pi c\epsilon_0 Z r^3} \begin{bmatrix} -Y \\ X \\ 0 \end{bmatrix}$ <p>(Fig. 8)</p>
$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$	$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$
$\nabla \times \mathbf{B} = -\frac{2p\hbar}{mc^2\epsilon_0 r^3} \begin{bmatrix} 5XZ \\ 5YZ \\ 2Z^2 - 3X^2 - 3Y^2 \end{bmatrix}$ <p>(Fig. 9)</p>	$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{p}{\pi c\epsilon_0 Z^2 r^3} \begin{bmatrix} X(4Z^2 + X^2 + Y^2) \\ Y(4Z^2 + X^2 + Y^2) \\ Z(2Z^2 - X^2 - Y^2) \end{bmatrix}$ <p>(Fig. 10)</p>

Tabla 1: Fuerza de campo, potencial vectorial y conexiones de espín para un campo dipolar, computado para ambas conexiones de espín escalares.

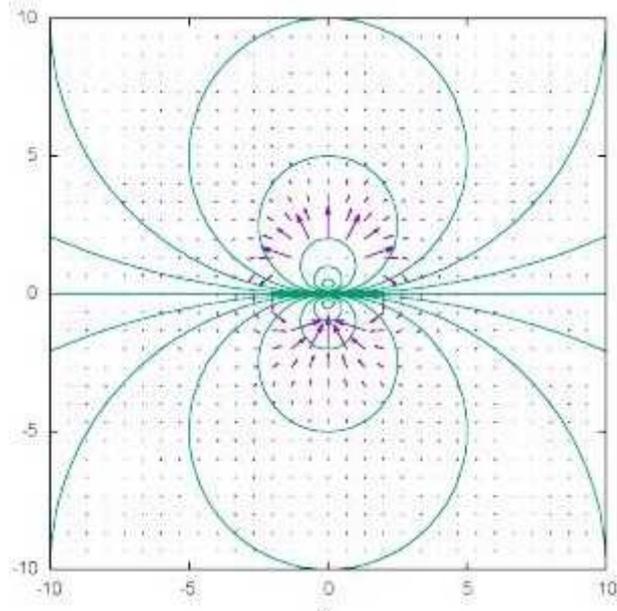


Figura 1: Campo dipolar  $E$ , los vectores no se han re-escalado, y potencial escalar.

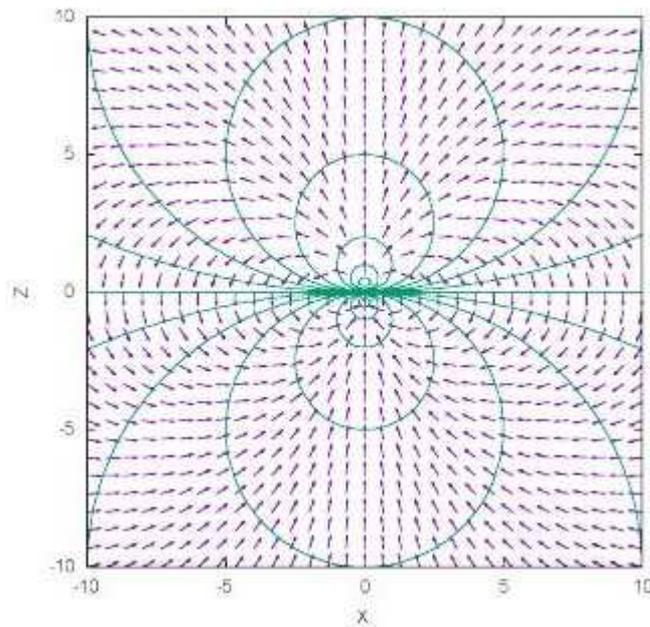


Figura 2: Campo dipolar  $E$ , vectores unitarios, y potencial escalar.

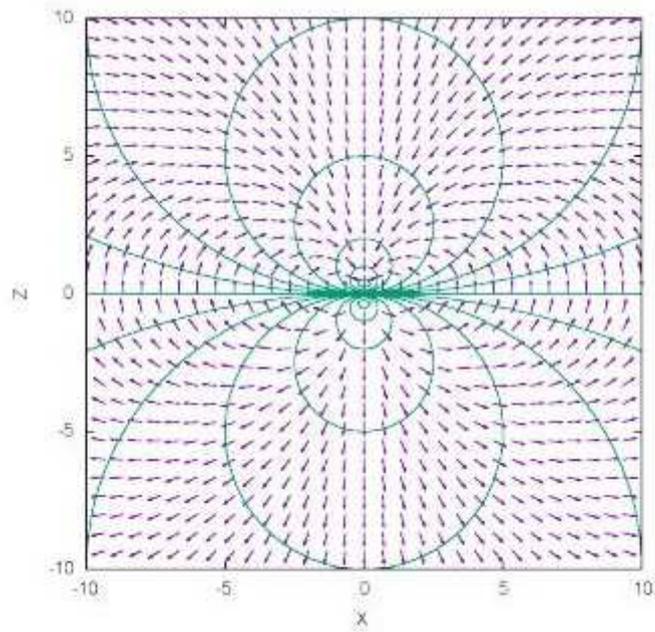


Figura 3: Campo  $A$ , vectores unitarios, primer  $\omega_0$ .

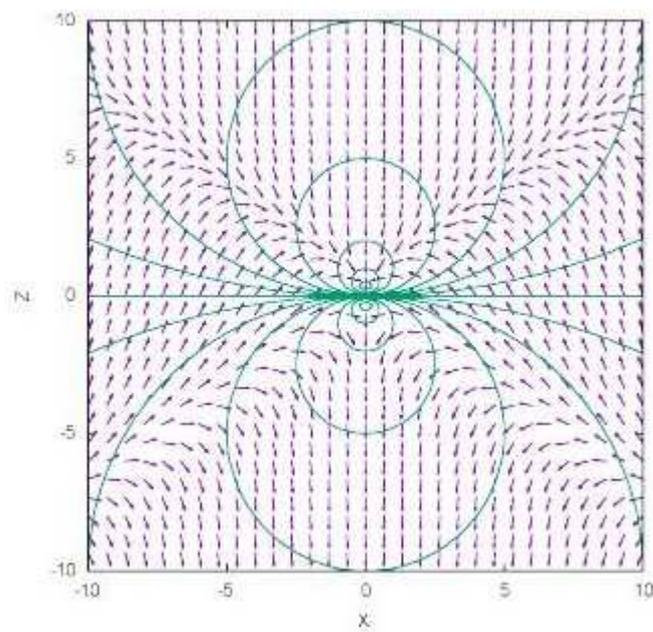


Figura 4: Campo  $A$ , vectores unitarios, segundo  $\omega_0$ .

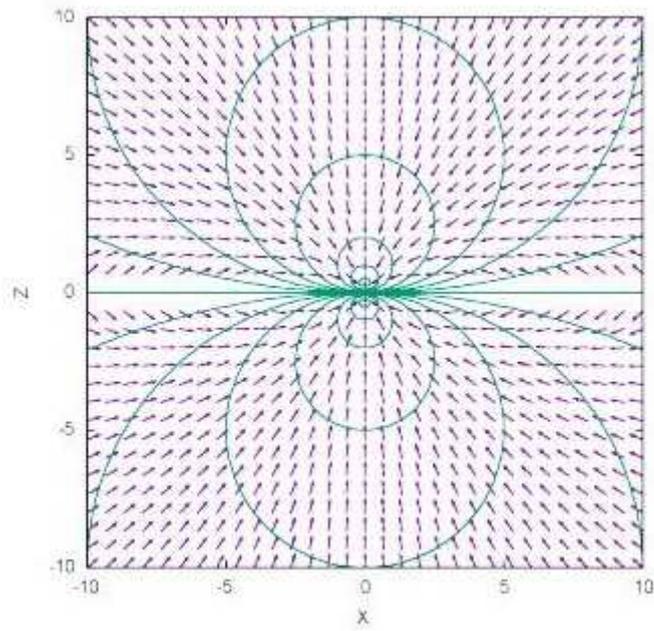


Figura 5: Campo  $\omega$ , vectores unitarios, primer  $\omega_0$ .

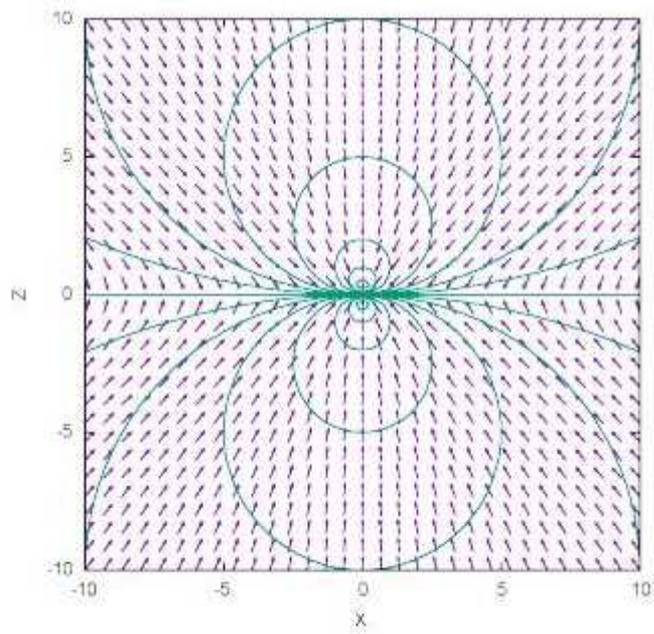


Figura 6: Campo  $\omega$ , vectores unitarios, segundo  $\omega_0$ .

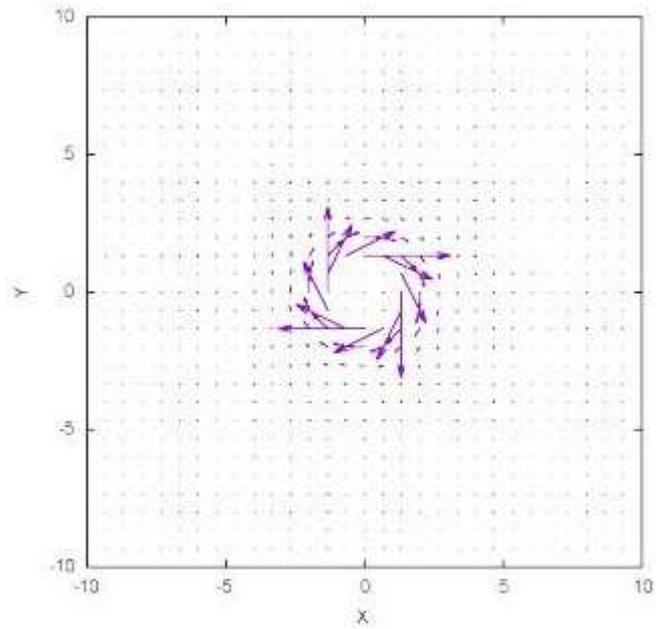


Figura 7: Campo  $\mathbf{B}$  secundario, vectores no re-escalados, primer  $\omega_0$ .

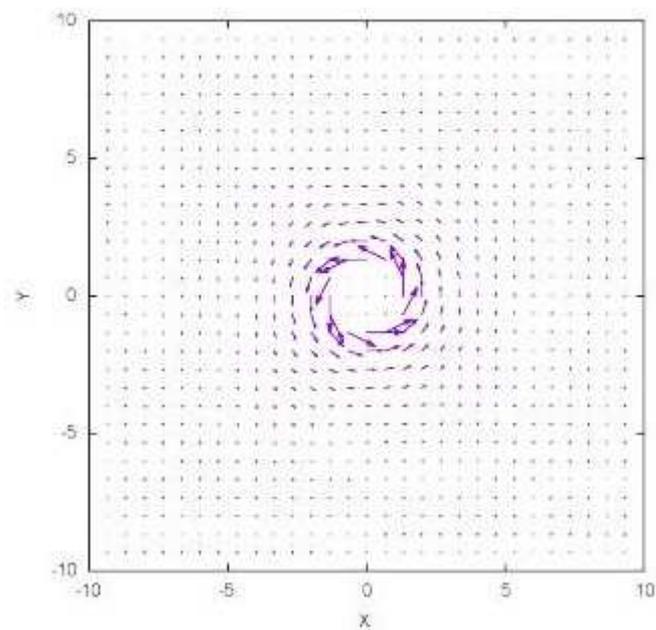


Figura 8: Campo  $\mathbf{B}$  secundario, vectores no re-escalados. segundo  $\omega_0$ .

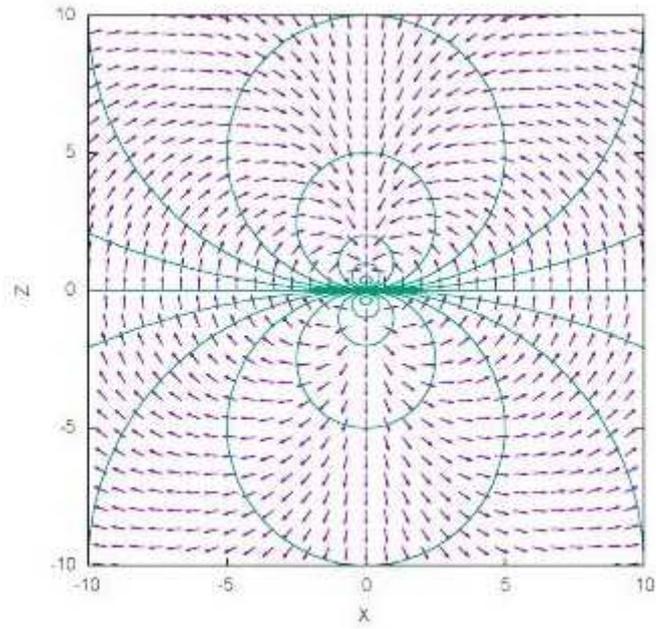


Figura 9: Densidad de corriente secundaria, vectores unitarios, primer  $\omega_0$ .

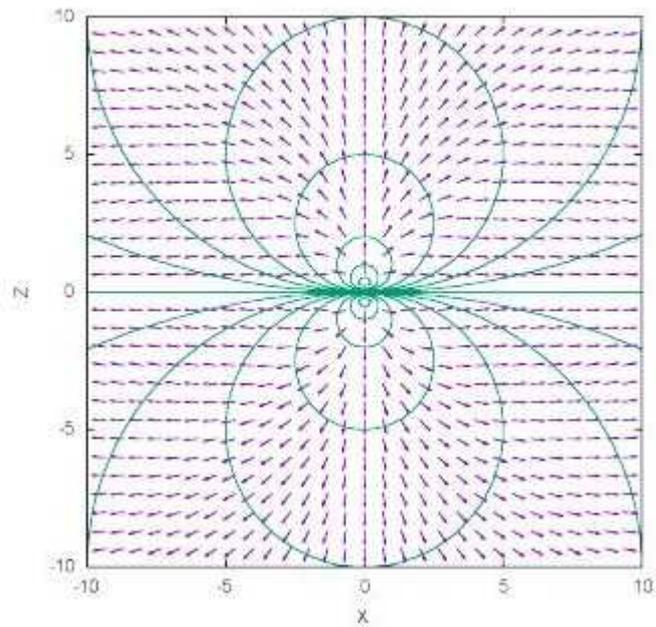


Figura 10: Densidad de corriente secundaria, vectores unitarios, segundo  $\omega_0$ .

## Agradecimientos.

Se agradece al Gobierno Británico por la Pensión Civil Vitalicia y al equipo técnico de AIAS y otros por muchas discusiones interesantes. Se agradece a Dave Burleigh, CEO de Annexa Inc. como anfitrión del portal [www.aias.us](http://www.aias.us), el mantenimiento al mismo y la programación de retroalimentación. Se agradece a Alex Hill por las traducciones y lecturas en idioma castellano y a Robert Cheshire por las lecturas en idioma inglés.

## Referencias bibliográficas.

- [1] M. W. Evans. H. Eckardt, D. W. Lindstrom y S. J. Crothers. "ECE2: El Segundo Cambio Paradigmático" (de libre acceso en los portales combinados [www.aias.us](http://www.aias.us) y [www.upitec.org](http://www.upitec.org) como UFT366 y ePubli en prep., traducción al castellano por Alex Hill).
- [2] M. W. Evans. H. Eckardt. D. W. Lindstrom y S. J. Crothers. "Principios de ECE" (de libre acceso como UFT350 y en la Sección en Español. ePubli. Berlín 2016. Enc. dura. New Generation. Londres. Enc. blanda. Traducción al castellano por Alex Hill, Sección en Español del portal [www.aias.us](http://www.aias.us) ).
- [3] M. W. Evans. S. J. Crothers, H. Eckardt y K. Pendergast. "Criticisms of the Einstein Field Equation" (de libre acceso como UFT301. Cambridge International. 2010).
- [4] M. W. Evans. H. Eckardt y D. W. Lindstrom. "Generally Covariant Unified Field Theory" (Abramis 2005 - 2011. En siete volúmenes con enc. blanda. De libre acceso en docs relevantes de la serie UFT, en ambos portales).
- [5] L. Felker. "Las Ecuaciones de Evans de la Teoría de Campo Unificado" (Abramis 2007. De libre acceso como UFT302, traducción al castellano por Alex Hill).
- [6] H. Eckardt. "The ECE Engineering Model" (de libre acceso como UFT303. Ecuaciones reunidas).
- [7] M. W. Evans. "Collected Scientometrics (de libre acceso como UFT307. New Generation 2015).
- [8] M. W. Evans y L. B Crowell, "Classical and Quantum Electrodynamics and the  $B_{(3)}$  Field" (World Scientific 2001. De libre acceso en la Sección Omnia del portal [www.aias.us](http://www.aias.us) ).
- [9] M. W. Evans y S. Kielich (eds.), "Modern Nonlinear Optics" (Wiley Interscience, Nueva York. 1992. 1993. 1997. 2001) en dos ediciones y seis volúmenes.
- [10] M. W. Evans y J.-P. Vigiér. "The Enigmatic Photon". (Kluwer. 1994 a 2002, en cinco volúmenes con enc. dura y blanda. De libre acceso en la Sección Omnia Opera del portal [www.aias.us](http://www.aias.us) ).
- [11] M. W. Evans. Ed. "Definitive Refutations of the Einsteinian General Relativity" (Cambridge International, 2012. De libre acceso en los portales mencionados).
- [12] M.W. Evans y A. A. Hasanein, "The Photomagneton in Quantum Field Theory" (World Scientific, 1994).