

Las Ecuaciones de Campo Unificado ECE2 para la Hidrodinámica, el Electromagnetismo y la Gravitación.

Por

M. W. Evans y H. Eckardt

Civil List y AIAS / UPITEC.

www.archive.org, www.webarchive.org.uk, www.aias.us, www.upitec.org, www.et3m.net,

Traducción: Alex Hill (www.et3m.net)

Resumen.

Se desarrollan las ecuaciones de campo para la hidrodinámica, el electromagnetismo y la gravitación en el marco de la relatividad ECE2. Esta actividad muestra que estos temas pueden desarrollarse utilizando un campo unificado único. Puede observarse a nivel teórico turbulencia del espaciotiempo mediante el empleo de un circuito que extrae energía del espaciotiempo. Se demuestra que la ley de Ohm y la ley de fuerza de Lorentz constituyen partes intrínsecas de las ecuaciones de campo electromagnéticas, y que poseen equivalentes en la hidrodinámica y la gravitación. La condición geométrica se deduce a partir de una densidad de corriente / carga magnética igual a cero.

Palabras clave: relatividad ECE2, ecuaciones de campo unificado de la hidrodinámica, electromagnetismo y gravitación.

1. Introducción.

En documentos recientes de esta serie se han desarrollado varias teorías de precesión, incluso teorías basadas en la ecuación de fuerza gravitacional de Lorentz [1-12]. En este documento, se desarrollan las ecuaciones del campo unificado ECE2 para la hidrodinámica, el electromagnetismo y la gravitación, todo basado en la misma geometría de Cartan. Se demuestra que las ecuaciones de campo son idénticas en su estructura matemática, y las interpretaciones de esta estructura dan lugar a la hidrodinámica, la electrodinámica y la gravitación. La condición geométrica se obtiene a partir de una densidad de corriente/carga magnética que desaparece, de manera que la relatividad ECE2 permite la existencia de estas cantidades. También se demuestra que la ley de Ohm y la ecuación de fuerza de Lorentz constituyen partes intrínsecas de las ecuaciones de campo ECE2. En cada tema tratado es posible transferir conceptos de un tema a los otros. Por ejemplo, el concepto de turbulencia del espaciotiempo entra en cada uno de los temas. Dicha turbulencia puede observarse en un circuito que extrae energía del espaciotiempo (por ejemplo los documentos UFT311 y UFT321 en el portal www.aias.us).

Este documento constituye una breve sinopsis de cálculos detallados en las Notas de Acompañamiento al documento UFT349 en el portal www.aias.us. La Nota 349(1) da las ecuaciones de campo para cada uno de los temas; la Nota 349(2) desarrolla trabajos encontrados en la literatura acerca de turbulencia tal como se observa electrodinámicamente; las Notas 349(3) - 349(5) definen la ley de Ohm y la ecuación de fuerza de Lorentz a partir de las ecuaciones de campo ECE2, y definen la condición geométrica bajo la cual desaparece la densidad de corriente/carga magnética.

La Sección 2 es una sinopsis de las ecuaciones de campo y la Sección 3 es un desarrollo y gráfico de estos nuevos conceptos.

2. Ecuaciones de campo.

Siguiendo el trabajo desarrollado por Kambe, "On Fluid Maxwell Equations" publicado en la red, la Nota 349(1) da lugar a las siguientes ecuaciones de campo ECE2 para la hidrodinámica:

$$\nabla \cdot \underline{B}_{FD} = 0 \quad (1)$$

$$\nabla \cdot \underline{E}_{FD} = \rho_{FD} \quad (2)$$

$$\nabla \times \underline{E}_{FD} + \frac{\partial \underline{B}_{FD}}{\partial t} = 0 \quad (3)$$

$$\nabla \times \underline{B}_{FD} - \frac{1}{a_0^2} \frac{\partial \underline{E}_{FD}}{\partial t} = \mu_0 \underline{J}_{FD} \quad (4)$$

que son idénticas en estructura tanto a las ecuaciones de campo ECE2 del electromagnetismo

como de la gravitación. Los tres conjuntos de ecuaciones son covariantes según Lorentz en un espacio con torsión y curvatura finitas (relatividad ECE2). Aquí, \underline{B}_{FD} es la densidad de flujo magnético fluido:

$$\underline{B}_{FD} = \underline{\nabla} \times \underline{v} \quad (5)$$

y también la vorticidad, donde \underline{v} es la velocidad lineal del fluido. La fuerza de campo eléctrico del fluido es:

$$\underline{E}_{FD} = -\frac{\partial \underline{v}}{\partial t} - \underline{\nabla} h \quad (6)$$

donde h es la entalpia por unidad de masa, en unidades de joules por kilogramo. El 4-potencial de la dinámica de fluido ECE2 es:

$$\phi_{FD}^{\mu} = \left(\frac{h}{a_0}, \underline{v} \right) \quad (7)$$

donde a_0 es la velocidad del sonido, y el operador de d'Alembert en dinámica de fluidos es:

$$\square = \frac{1}{a_0^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \nabla^2 \quad (8)$$

El 4-potencial hidrodinámico es directamente análogo al 4-potencial en la electrodinámica ECE2 (UFT318 en el portal www.aias.us):

$$\begin{aligned} W^{\mu} &= \left(\frac{\phi_{FD}}{c}, \underline{W} \right) \\ &= W^{(0)} \omega^{\mu} \end{aligned} \quad (9)$$

donde ω^{μ} es el 4-vector de la conexión de espín. Kambe deduce la condición de Lorentz hidrodinámica:

$$\partial_{\mu} \phi_{FD}^{\mu} = 0 \quad (10)$$

donde:

$$\partial_{\mu} = \left(\frac{1}{a_0} \frac{\partial}{\partial t}, \underline{\nabla} \right) \quad (11)$$

En notación vectorial:

$$\frac{1}{a_0^2} \frac{\partial h}{\partial t} + \underline{\nabla} \cdot \underline{v} = 0. \quad (12)$$

En electrodinámica ECE2 la condición de Lorentz es:

$$\partial_{\mu} W^{\mu} = 0 \quad (13)$$

$$\partial_{\mu} = \left(\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t}, \nabla \right). \quad (14)$$

donde

$$\frac{1}{c} \frac{\partial \phi_w}{\partial t} + \nabla \cdot \underline{W} = 0, \quad (15)$$

En notación vectorial:

En la Ec. (4), μ_{FD} es la permeabilidad hidrodinámica ECE2 en el vacío, y la Nota 349(1) da las ecuaciones de campo electrodinámica y gravitacional ECE2 para comparación directa (UFT317 y UFT318).

La ecuación de continuidad ECE2 de la hidrodinámica es:

$$\frac{\partial q_{FD}}{\partial t} + \nabla \cdot \underline{J}_{FD} = 0 \quad (16)$$

donde la densidad de carga hidrodinámica o fluida y la densidad de carga son definidas respectivamente por Kambe como:

$$q_{FD} = \nabla \cdot \left((\underline{v} \cdot \nabla) \underline{v} \right) \quad (17)$$

y:

$$\underline{J}_{FD} = \frac{\partial \underline{v}}{\partial t^2} + \nabla \frac{\partial h}{\partial t} + a_0^2 \nabla \times (\nabla \times \underline{v}) \quad (18)$$

En analogía directa, ecuación de continuidad de la electrodinámica ECE2 es:

$$\partial_{\mu} J^{\mu} = \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \underline{J} = 0 \quad (19)$$

donde la densidad de corriente/carga electromagnética es:

$$\underline{J}^{\mu} = (c\rho, \underline{J}). \quad (20)$$

Tal como se muestra en la Nota 349(1), existe también una analogía directa entre las

ecuaciones de fuerza de Lorentz ECE2 de la hidrodinámica y de la electrodinámica.

La Nota 349(2) resume y desarrolla cálculos basados en un artículo publicado en la red por A. Thess et al. (2006) de Stanford / NASA, (en el buscador de Google: *turbulent flow Lorentz force*, cuarta referencia) y la nota muestra cómo la transición hacia la turbulencia en hidrodinámica puede observarse a través de la ecuación de fuerza de Lorentz de la electrodinámica. De manera que es posible contemplar una transición a la turbulencia en el espaciotiempo ECE2. Dicha turbulencia podría observarse mediante el diseño del circuito descrito en el documento UFT311. Esta nota considera a la Ley de Ohm en presencia de la densidad de flujo magnético \underline{B} :

$$\underline{J} = \sigma (\underline{E} + \underline{v} \times \underline{B}) \quad (21)$$

donde σ es la conductividad, con unidades del S. I., $C^2 J^{-1} m^{-1} s^{-1}$. En el límite no relativista, ecuación de fuerza de Lorentz para una densidad de carga (continuo de carga) es:

$$\underline{F}_0 = \rho (\underline{E} + \underline{v} \times \underline{B}) \quad (22)$$

donde \underline{F}_0 es la densidad de fuerza (fuerza por unidad de volumen). La fuerza es:

$$\underline{F} = \int \underline{F}_0 \, dV. \quad (23)$$

Por lo tanto, la relación entre las magnitudes de la densidad de fuerza de Lorentz y la densidad de corriente es

$$\underline{F}_0 = -\frac{f}{\omega} \underline{J}. \quad (24)$$

Con estas definiciones, puede demostrarse como sigue que la estructura de las ecuaciones de campo ECE2 del electromagnetismo (UFT317 y UFT318) ambas contienen la Ley de Ohm y la ecuación de fuerza de Lorentz. Por lo tanto, se prefieren respecto de las ecuaciones de campo de Maxwell Heaviside (MH), ninguna de las cuales contiene ni deduce la Ley de Ohm o la ecuación de fuerza de Lorentz.

El conjunto completo de ecuaciones de campo ECE2 para la electrodinámica es como sigue:

$$\underline{\nabla} \cdot \underline{B} = \kappa \cdot \underline{B} \quad (25)$$

$$\underline{\nabla} \cdot \underline{E} = \kappa \cdot \underline{E} \quad (26)$$

$$\frac{\partial \underline{B}}{\partial t} + \underline{\nabla} \times \underline{E} = -(\kappa_0 c \underline{B} + \kappa \times \underline{E}) \quad (27)$$

$$\underline{\nabla} \times \underline{B} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial \underline{E}}{\partial t} = \frac{K_0}{c} \underline{E} + \underline{K} \times \underline{B} \quad (28)$$

donde:

$$K_0 = 2 \left(\frac{q_0}{r_0} - \omega_0 \right) \quad (29)$$

$$\underline{K} = 2 \left(\frac{1}{r_0} \underline{q} - \underline{\omega} \right) \quad (30)$$

El 4-vector de conexión de espín es:

$$\omega^\mu = (\omega_0, \underline{\omega}) \quad (31)$$

y el 4-vector de la tetrada es:

$$\underline{q}^\mu = (q_0, \underline{q}) \quad (32)$$

Aquí, $r^{(0)}$ es un coeficiente con las unidades de metros. La densidad de corriente de carga es:

$$\underline{J}^\mu = (c\rho, \underline{J}) \quad (33)$$

y los 4-potenciales de A^μ y W^μ son:

$$A^\mu = \left(\frac{\phi}{c}, \underline{A} \right) \quad (34)$$

y

$$W^\mu = \left(\frac{\phi_W}{c}, \underline{W} \right) \quad (35)$$

Las relaciones de potencial de campo son:

$$\underline{E} = -\underline{\nabla} \phi_W - \frac{\partial \underline{W}}{\partial t} \quad (36)$$

y

$$\underline{B} = \underline{\nabla} \times \underline{W} \quad (37)$$

con

$$\phi_W = W^{(0)} \omega_0 = c W_0, \quad \underline{W} = W^{(0)} \underline{\omega} \quad (38)$$

En general:

$$\underline{f} = \epsilon_0 \kappa \cdot \underline{E} \quad (39)$$

y

$$\underline{J} = \frac{1}{\mu_0} \left(\frac{\kappa_0}{c} \underline{E} + \underline{\kappa} \times \underline{B} \right) \quad (40)$$

Se deduce en forma inmediata que la ecuación de densidad de fuerza de Lorentz posee una estructura geométrica:

$$\underline{F}_0 = \underline{f} \cdot \underline{\nabla} = \left(\frac{\kappa_0}{c} \underline{E} + \underline{\kappa} \times \underline{B} \right) = \underline{f} \cdot \underline{\nabla} = \underline{f} \cdot \left(\underline{\nabla} \times \underline{B} - \frac{1}{c} \frac{\partial \underline{E}}{\partial t} \right) \quad (41)$$

Una consistencia interna completa requiere que la fuerza de Lorentz relativista se utilice del lado izquierdo de esta ecuación, porque ECE2 es automáticamente covariante según Lorentz y relativista. Las ecuaciones de campo de MH son:

$$\underline{\nabla} \cdot \underline{B} = 0 \quad (42)$$

$$\underline{\nabla} \cdot \underline{E} = \underline{f} / \epsilon_0 \quad (43)$$

$$\frac{\partial \underline{B}}{\partial t} + \underline{\nabla} \times \underline{E} = \underline{0} \quad (44)$$

$$\underline{\nabla} \times \underline{B} - \frac{1}{c} \frac{\partial \underline{E}}{\partial t} = \mu_0 \underline{J} \quad (45)$$

y no contienen la Ley de Ohm ni la ecuación de fuerza de Lorentz, como es bien sabido. Las ecuaciones de MH utilizan una torsión y una curvatura iguales a cero, y esto constituye una geometría incorrecta. Las ecuaciones de campo ECE2 se definen con una torsión y una curvatura finitas, lo cual constituye una geometría válida [1-12].

En presencia de una polarización material \underline{P} y una magnetización \underline{H} :

$$\underline{D} = \epsilon_0 \underline{E} + \underline{P}, \quad \underline{B} = \mu_0 (\underline{H} + \underline{M}) \quad (46)$$

donde ϵ_0 y μ_0 son la permitividad y la permeabilidad en el vacío, y las ecuaciones de MH devienen las ecuaciones homogéneas:

$$\nabla \cdot \underline{B} = 0 \quad (47)$$

$$\nabla \times \underline{E} + \frac{\partial \underline{B}}{\partial t} = 0 \quad (48)$$

y las ecuaciones no homogéneas:

$$\nabla \cdot \underline{D} = \rho \quad (49)$$

$$\nabla \times \underline{H} - \frac{\partial \underline{D}}{\partial t} = \underline{J} \quad (50)$$

En ECE2 las ecuaciones de campo homogéneas son (25) y (27), y las ecuaciones no homogéneas son:

$$\nabla \cdot \underline{D} = \underline{K} \cdot \underline{D} \quad (51)$$

$$\nabla \times \underline{H} - \frac{\partial \underline{D}}{\partial t} = \frac{K_0}{c} \underline{D} + \underline{K} \times \underline{H} = \underline{J} \quad (52)$$

Por lo tanto, en presencia de polarización y magnetización:

$$\underline{F}_0 = \underline{f}_0 \left(\frac{K_0}{c} \underline{D} + \underline{K} \times \underline{H} \right) = \underline{f}_0 \left(\nabla \times \underline{H} - \frac{\partial \underline{D}}{\partial t} \right) \quad (53)$$

En general, la teoría del campo unificado ECE2 permite la existencia de densidad de corriente / carga magnética. Sin embargo, si se supone que esta es igual a cero:

$$\underline{K} \cdot \underline{D} = 0 \quad (54)$$

y

$$K_0 c \underline{D} + \underline{K} \times \underline{E} = 0 \quad (55)$$

Nótese que la Ec. (55) implica la Ec. (54) porque a partir de la Ec. (55):

$$\underline{D} = -\frac{1}{K_0 c} \underline{K} \times \underline{E} \quad (56)$$

de manera que:

$$\underline{K} \cdot \underline{K} \times \underline{E} = \underline{E} \cdot \underline{K} \times \underline{K} = 0 \quad (57)$$

Implicando la Ec. (54), Q. E. D. Por definición:

$$\underline{D} = \nabla \times \underline{W} \quad (58)$$

de manera que si no hay densidad de carga magnética o monopolo magnético:

$$\underline{K} \cdot \nabla \times \underline{W} = 0 \quad (59)$$

Utilizando la identidad vectorial:

$$\underline{K} \cdot \nabla \times \underline{W} = \underline{W} \cdot \nabla \times \underline{K} - \nabla \cdot \underline{K} \times \underline{W} \quad (60)$$

se deduce que la ausencia de un monopolo magnético requiere:

$$\underline{W} \cdot \nabla \times \underline{K} = \nabla \cdot \underline{K} \times \underline{W} \quad (61)$$

donde:

$$\underline{W} = W^{(0)} \underline{\omega} \quad (62)$$

y:

$$\underline{K} = 2 \left(\frac{1}{r^{(0)}} \underline{q} - \underline{\omega} \right) \quad (63)$$

La condición geométrica ECE2 para la ausencia de un monopolo magnético es, por lo tanto:

$$r^{(0)} \underline{\omega} \cdot \nabla \times \underline{\omega} = \underline{\omega} \cdot \nabla \times \underline{q} - \nabla \cdot \underline{q} \times \underline{\omega} \quad (64)$$

Consideremos ahora la identidad de Cartan en notación vectorial, (UFT350, capítulo 3, "Principios de la Teoría ECE"):

$$\nabla \cdot \underline{\omega}_b^a \times \underline{q}^b = \underline{q}^b \cdot \nabla \times \underline{\omega}_c^a - \underline{\omega}_c^a \cdot \nabla \times \underline{q}^b \quad (65)$$

El procedimiento de eliminación de índices, el procedimiento que conduce a la teoría ECE2, reduce la identidad a la conocida identidad vectorial:

$$\nabla \cdot \underline{\omega} \times \underline{q} = \underline{q} \cdot \nabla \times \underline{\omega} - \underline{\omega} \cdot \nabla \times \underline{q} \quad (66)$$

A partir de las Ecs. (64) y (66), la condición geométrica para la ausencia de un monopolio magnético y de densidad de corriente magnética deviene:

$$\underline{\nabla} \cdot \underline{q} \times \underline{\omega} = r^{(0)} \underline{\omega} \cdot \underline{\nabla} \times \underline{\omega}. \quad (67)$$

Esta geometría se transforma en electromagnetismo utilizando las definiciones:

$$\underline{A} = A^{(0)} \underline{q} \quad (68)$$

$$\underline{W} = W^{(0)} \underline{\omega} \quad (69)$$

Se deduce que, para la ausencia de densidad de corriente de carga magnética:

$$r^{(0)} \underline{\nabla} \cdot \underline{A} \times \underline{W} = \underline{W} \cdot \underline{\nabla} \times \underline{W} \quad (70)$$

una ecuación que implica:

$$\underline{\nabla} \cdot \underline{B} = 0 \quad (71)$$

que a su vez implica la estructura de Beltrami (UFT350):

$$\underline{\nabla} \times \underline{B} = k \underline{B} \quad (72)$$

de manera que:

$$\underline{\nabla} \times (\underline{\nabla} \times \underline{W}) = k \underline{\nabla} \times \underline{W} \quad (73)$$

Si se supone que W es un potencial de Beltrami, entonces:

$$\underline{\nabla} \times \underline{W} = k \underline{W} \quad (74)$$

y la condición para la desaparición de la densidad de corriente / carga magnética se reduce a:

$$\underline{\nabla} \cdot \underline{A} \times \underline{W} = \frac{k}{r^{(0)}} \underline{W} \cdot \underline{W} = \chi \quad (75)$$

cuya forma integral se encuentra a partir del teorema de la divergencia:

$$\int_V \underline{\nabla} \cdot \underline{A} \times \underline{W} dV = \oint_S \underline{A} \times \underline{W} \cdot \underline{n} dA = \int_V \chi dV \quad (76)$$

3. Análisis numérico y gráfico.

3.1 Distribución dinámica de carga

Investigamos la distribución dinámica de carga q desarrollada del campo de velocidad \mathbf{v} por Kambe (Ec. 17):

$$q = \nabla \cdot (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v}. \quad (77)$$

Para un fluido incompresible se requiere que el campo de velocidad esté libre de divergencia:

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = 0. \quad (78)$$

Exploraremos algunos modelos de velocidad a través de una especificación analítica de \mathbf{v} . Utilizaremos coordenadas polares planas que son idénticas a las coordenadas polares cilíndricas con $Z = 0$. Por lo tanto, podemos emplear los operadores diferenciales de las coordenadas cilíndricas (r, θ, Z) . Tenemos entonces

$$\nabla \psi = \begin{bmatrix} \frac{\partial \psi}{\partial r} \\ \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \\ \frac{\partial \psi}{\partial Z} \end{bmatrix} \quad (79)$$

y

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = \frac{1}{r} \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} + \frac{\partial v_z}{\partial Z} \quad (80)$$

para una función escalar ψ y un vector \mathbf{v} .

Un primer caso sencillo es

$$\mathbf{v}_1 = \begin{bmatrix} a \\ r \\ b \\ 0 \end{bmatrix} \quad (81)$$

con valores constantes de a y b , a partir de lo cual se obtiene

$$\nabla \cdot \mathbf{v}_1 = 0 \quad (82)$$

y

$$(\mathbf{v}_1 \cdot \nabla) \mathbf{v}_1 = -a / r^3. \quad (83)$$

El resultado no depende de b , y en consecuencia tampoco lo hace la distribución de carga:

$$q_1 = 2a^2 / r^4. \quad (84)$$

Todos los resultados se obtuvieron mediante álgebra computacional. Las pruebas demostraron que un componente radial dependiente de r se vuelve necesario a fin de obtener una divergencia que desaparece para v . El campo de velocidad v_1 se ha representado gráficamente en la Fig. 1. Este es un vórtice alrededor del origen de coordenadas cuando el ángulo de velocidad es una tangente a un círculo en el campo lejano pero no así en el campo cercano. Éste es el impacto de $1/r$. La función (75) y la distribución de carga (76) tienen aspecto similar pero poseen exponentes más elevados de r en el denominador. Se grafica q en la Fig. 2 en una representación de contorno, mostrando el marcado incremento en la distribución de carga.

El siguiente ejemplo es no trivial. Se seleccionó de manera que desapareciera la divergencia, aun cuando esto no resulta obvio a partir del campo de velocidad:

$$v_2 = \begin{bmatrix} \frac{a \cos \theta}{r^2} \\ \frac{a \sin \theta}{r} + b \\ 0 \end{bmatrix} \quad (85)$$

con a y b constantes. El álgebra computacional da los resultados:

$$\nabla \cdot v_2 = 0, \quad (86)$$

$$(v_2 \cdot \nabla) v_2 = \frac{a \cos \theta}{r^5} (a \sin \theta - 2a \cos \theta + br^2) \quad (87)$$

$$q_2 = \frac{a}{r^6} (5a \sin^2 \theta + br^2 \sin \theta + 7a \cos^2 \theta). \quad (88)$$

El campo vectorial se muestra en la Fig. 3. Hay un centro de rotación debajo del centro de coordenadas. Las velocidades son mucho mayores por encima del centro que por debajo. Esto conduce a una función asimétrica (87) que se representa en la Fig. 4. Hay agudos picos dobles a ambos lados. Sin embargo, la distribución de carga de este modelo de velocidad es principalmente de simetría central, tal como puede apreciarse a partir de la Fig. 5. Este resultado no fue obvio a partir de las ecuaciones.

Puede construirse un ejemplo más general mediante

$$v_3 = \begin{bmatrix} \frac{a}{r^n} \\ f(r, \theta) \\ 0 \end{bmatrix} \quad (89)$$

con una función general $f(r, \theta)$. Entonces como sigue

$$\nabla \cdot v_3 = r^{-n-1} \left(r^n \frac{d}{d\theta} f(r, \theta) - a n + a \right), \quad (90)$$

$$(\mathbf{v}_3 \cdot \nabla) \mathbf{v}_3 = r^{-2n-1} \left(r^{2n} f(r, \theta) \frac{d}{d\theta} f(r, \theta) - a^2 n \right) \quad (91)$$

y la distribución de carga adopta la forma

$$q_3 = r^{-2n-2} \left(r^{2n} f(r, \theta) \frac{d^2}{d\theta^2} f(r, \theta) + r^{2n} \left(\frac{d}{d\theta} f(r, \theta) \right)^2 + ar^{n+1} \frac{d^2}{drd\theta} f(r, \theta) + 2 a^2 n^2 \right). \quad (92)$$

La divergencia de este modelo de velocidad desaparece si

$$r^{-n-1} \left(r^n \left(\frac{d}{d\theta} f(r, \theta) \right) - a n + a \right) = 0, \quad (93)$$

que es una ecuación diferencial para $f(r, \theta)$, con la solución

$$f(r, \theta) = \frac{(a n - a)\theta}{r^n} + c. \quad (94)$$

Para $n = 1$ obtenemos el modelo v_1 comentado más arriba.

3.2 Solución de la ley de Ampère-Maxwell.

La ley completa de Ampère-Maxwell para la teoría ECE2 se expresa como:

$$\nabla \times \mathbf{B} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \mu_0 \mathbf{J} \quad (95)$$

con la densidad de corriente (Ec.(40))

$$\mathbf{J} = \frac{1}{\mu_0} \left(\frac{\kappa_0}{c} \mathbf{E} + \boldsymbol{\kappa} \times \mathbf{B} \right) \quad (96)$$

que es, en una aproximación no relativista:

$$\mathbf{J} = \sigma (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}). \quad (97)$$

Aquí, \mathbf{v} es la velocidad de los transportes de carga que se mueven en un medio con una conductividad σ . En el caso estático, la ley se simplifica a

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{\kappa_0}{c} \mathbf{E} + \boldsymbol{\kappa} \times \mathbf{B} = \sigma (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}), \quad (98)$$

que es una ecuación de destino para el campo magnético si se conocen todas las otras cantidades. En ausencia de un campo eléctrico, debe resolverse la ecuación

$$\nabla \times \mathbf{B} = \alpha \boldsymbol{\kappa} \times \mathbf{B} \quad (99)$$

En el caso de un valor constante de $\boldsymbol{\kappa}$, esto da origen a tres ecuaciones diferenciales para los tres componentes del campo \mathbf{B} , pero el álgebra computacional muestra que estas ecuaciones se encuentran sub-determinadas. Por ejemplo, efectuando una aproximación con funciones oscilatorias:

$$\mathbf{B} = \mathbf{A} \exp(-i(x\kappa_x + y\kappa_y + z\kappa_z)) \quad (100)$$

conduce a una solución para la amplitud vectorial (con valor complejo)

$$\mathbf{A} = \begin{bmatrix} \alpha^2/\kappa_y \\ i\alpha/\kappa_y \\ \alpha \end{bmatrix} \quad (101)$$

con un valor constante arbitrario para α . Si se incluye un campo eléctrico, como en la Ec. (98), no hay solución para esa ecuación mediante el acercamiento (100).

La situación cambia si suponemos una solución de Beltrami para \mathbf{B} . Entonces tenemos

$$\nabla \times \mathbf{B} = \kappa \mathbf{B} \quad (102)$$

con un valor constante de κ , y para el caso puramente magnético sin campo eléctrico (en un modo no relativista):

$$\kappa \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} = \mu_0 \sigma \mathbf{v} \times \mathbf{B}. \quad (103)$$

Sin embargo, para un valor fijo de \mathbf{v} , no hay solución para esta ecuación para \mathbf{B} . Esto constituye un resultado importante, demostrando que no todas las ecuaciones que sean posibles a partir de una simplificación de la teoría ECE2 pueden utilizarse para resolver problemas de la vida real. Esta situación se modifica tan pronto como el campo eléctrico se incluye en la estructura de Beltrami para \mathbf{B} :

$$\kappa \mathbf{B} = \mu_0 \sigma (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}). \quad (104)$$

Esto da un sistema de ecuaciones lineales no homogéneas para los componentes de \mathbf{B} , en contraste con la Ec. (103), que es un sistema homogéneo. Definiendo una constante de velocidad

$$\omega = \mu_0 \sigma / \kappa \quad (105)$$

la solución general es

$$\mathbf{B} = \frac{1}{w(w^2 + v^2)} \begin{bmatrix} (v_x v_z + w v_y) E_z - w E_y v_z + v_x v_y E_y + (v_x^2 + w^2) E_x \\ (v_y v_z - w v_x) E_z + w E_x v_z + (v_y^2 + w^2) E_y + v_x E_x v_y \\ (v_z^2 + w^2) E_z + (v_y E_y + v_x E_x) v_z + w v_x E_y - w E_x v_y \end{bmatrix}. \quad (106)$$

De un modo trivial, la Ec. (104) puede resolverse para \mathbf{E} , dando

$$\mathbf{E} = \begin{bmatrix} -v_y B_z + B_y v_z + w B_x \\ v_x B_z - B_x v_z + w B_y \\ w B_z - v_x B_y + B_x v_y \end{bmatrix}. \quad (107)$$

Es importante notar también que la misma ecuación no es una ecuación válida para \mathbf{v} , pues no hay solución. Por lo tanto, no es posible especificar \mathbf{E} y \mathbf{B} a priori y determinar un valor adecuado de transporte de carga \mathbf{v} .

Finalmente, damos un ejemplo numérico para la solución de Beltrami (106). Estableciendo

$$w = 1, \quad \mathbf{v} = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad \mathbf{E} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix} \quad (108)$$

nos da

$$\mathbf{B} = \begin{bmatrix} 0 \\ -1/2 \\ 1/2 \end{bmatrix}. \quad (109)$$

Definiendo esto de un modo un poquito más general

$$w = 1, \quad \mathbf{v} = \begin{bmatrix} v_x \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad \mathbf{E} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ E_z \end{bmatrix} \quad (110)$$

esto conduce a

$$\mathbf{B} = \begin{bmatrix} 0 \\ -\frac{v_x E_z}{v_x^2 + 1} \\ \frac{E_z}{v_x^2 + 1} \end{bmatrix}. \quad (111)$$

Los componentes resultantes B_y y B_z se representan gráficamente en las Figs 6 y 7 en función de v_x y E_z en una gráfica de superficie. Para una mejor comprensión, se ha construido un mapa vectorial $(v_x, E_z) \rightarrow (B_y, B_z)$ en la Fig. 8, para mostrar el campo magnético resultante en el plano YZ. Hay un campo igual a cero para $v_x = 0$. Las direcciones del campo \mathbf{B} se mantienen mediante el cruce de esta línea, pero los signos difieren.

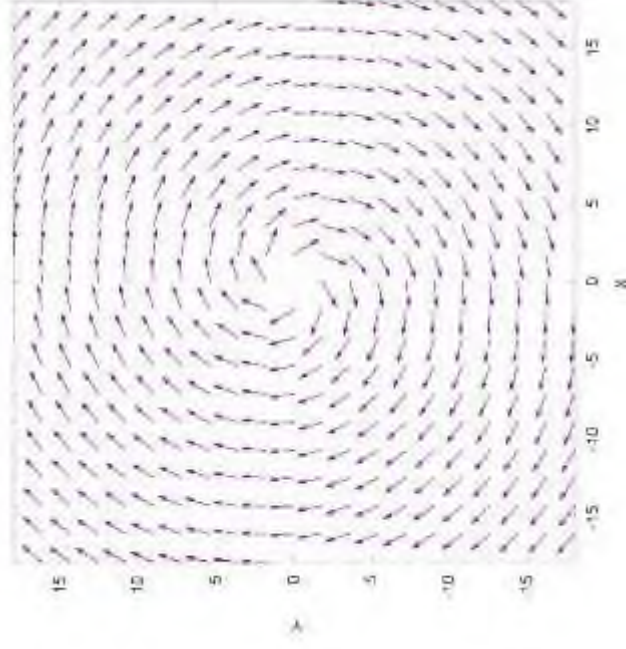


Figura 1: Modelo de velocidad v_1 .

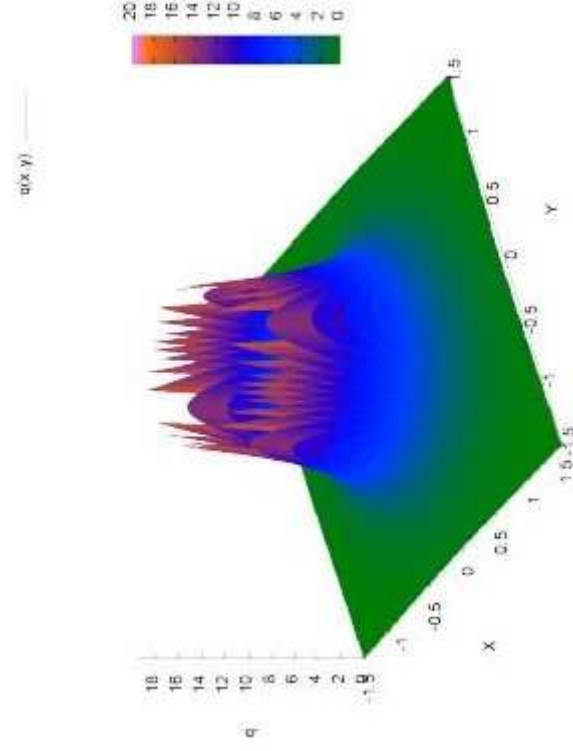


Figura 2: Modelo de velocidad v_1 , distribución de carga q_1 .

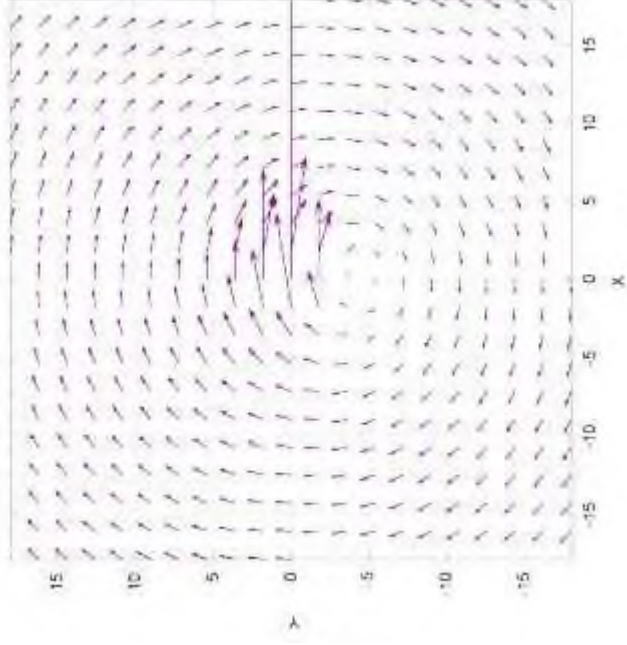


Figura 3: Modelo de velocidad v_2 .

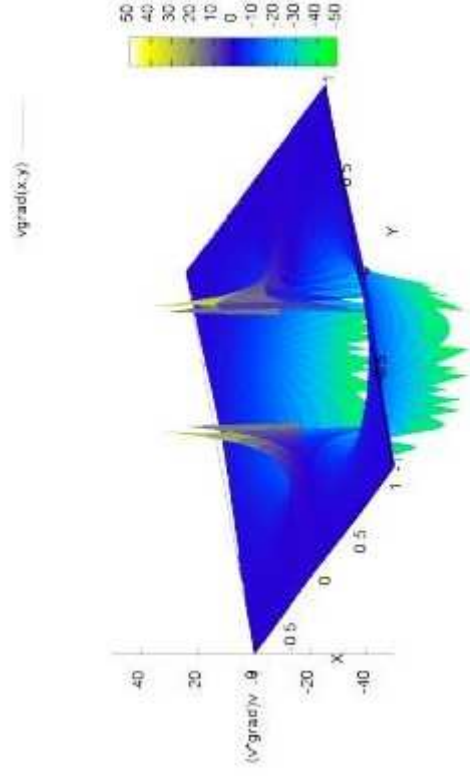


Figura 4: Modelo de velocidad v_2 , función especial (79).

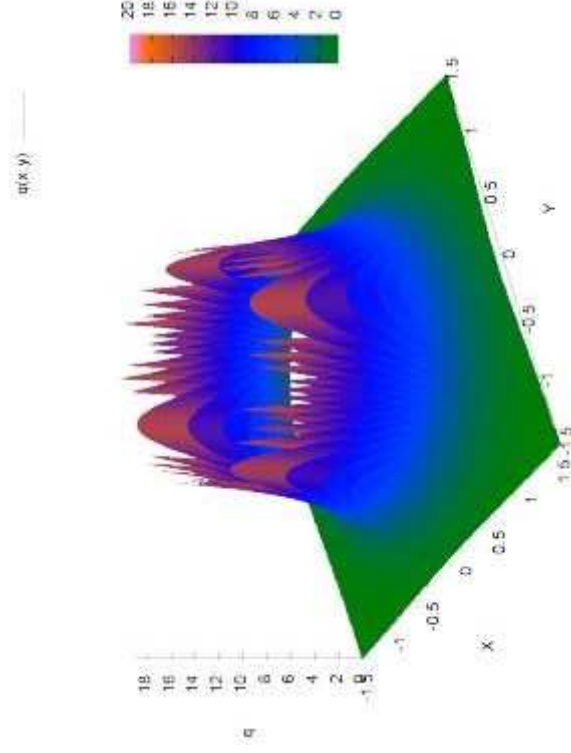


Figura 5: Modelo de velocidad v_2 ; distribución de carga q_2 .

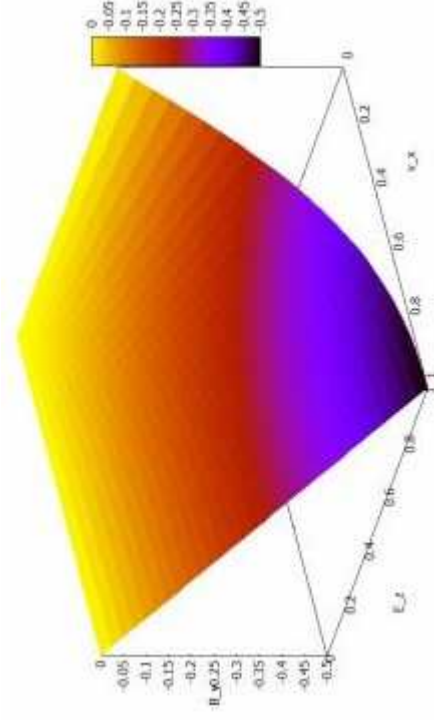


Figura 6: Componente de campo B_x del modelo de la Ec. (110).

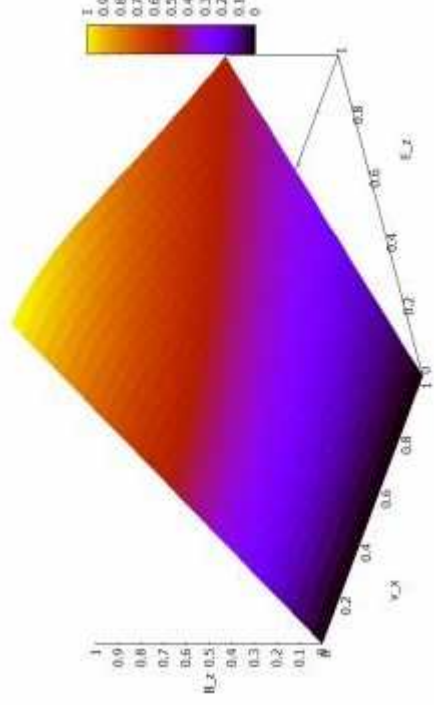


Figura 7: Componente de campo B_z del modelo de la Ec. (110).

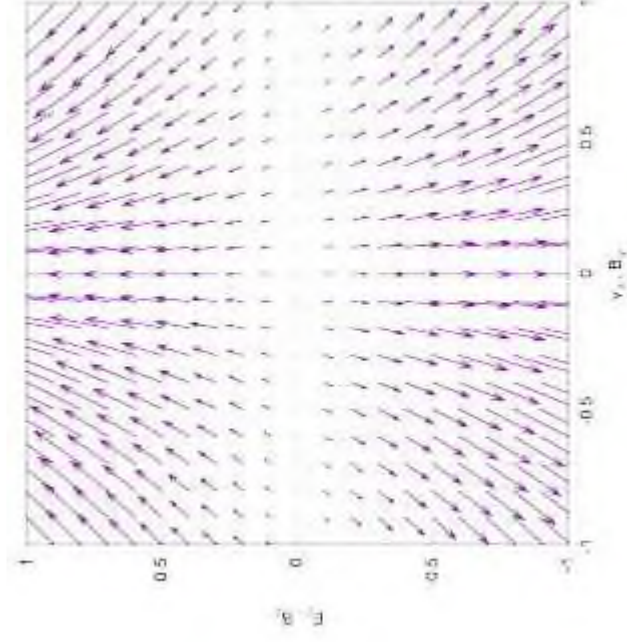


Figure 8: Vector map $(v_x, E_z) \longrightarrow (B_y, B_z)$ del modelo de las Ecs (110).

Agradecimientos.

Se agradece al Gobierno Británico por la Pensión Civil Vitalicia para MWE y al equipo técnico de AIAS / UPITEC y otros por muchas discusiones interesantes. Se agradece a Dave Burleigh, CEO de Annexa Inc., como anfitrión del portal www.aias.us y el mantenimiento de retroalimentación, diseño y publicaciones del portal. 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, “The Principles of ECE Theory” (UFT350 y en la sección de Publicaciones del portal www.aias.us, traducido al castellano por Alex Hill, Amazon Kindle e book en prep.)
- [2] M. W. Evans, H. Eckardt y D. W. Lindstrom “Generally Covariant Unified Field Theory” (Abramis 2005 a 2011 en siete volúmenes, de libre acceso www.aias.us).
- [3] M. W. Evans, S. J. Crothers, H. Eckardt y K. Pendergast, “Criticisms of the Einstein Field Equation” (Cambridge International Science Publishing, CISP, 2010 y UFT301).
- [4] L. Felker, “The Evans Equations of Unified Field Theory” (Abramis 2007, UFT302, traducido al castellano por Alex Hill en el portal www.aias.us).
- [5] H. Eckardt, “The ECE Engineering Model” (UFT303).
- [6] M. W. Evans, Ed., J. Found. Phys. Chem., (de libre acceso en documentos de la serie UFT en el portal www.aias.us).
- [7] M. W. Evans, Ed., “Definitive Refutations of Einsteinian General Relativity” (CISP 2012, de libre acceso den el portal www.aias.us).
- [8] M. W. Evans, “Collected Scientometrics” (New Generation Publishing 2015 y como UFT307).
- [9] M. W. Evans y L. B. Crowell, “Classical and Quantum Electrodynamics and the B⁽³⁾ Field” (World Scientific 2001, Sección de Omnia Opera en el portal www.aias.us)
- [10] M. W. Evans y S. Kielich, Eds., “Modern Nonlinear Optics (Wiley Interscience, Nueva York, 1992, 1993, 1997, 2001) en dos ediciones y seis volúmenes.
- [11] M. W. Evans y J.- P. Vigiér, “The Enigmatic Photon” (Kluwer 1994 a 2002 y en la Sección Omnia Opera del portal www.aias.us) en cinco volúmenes, con encuadernación dura o blanda.
- [12] M. W. Evans y A. A. Hasanein, “The Photomagnetron in Quantum Field Theory” (World Scientific 1994).