Reducción de la Teoría ECE del Electromagnetismo a la Teoría de Maxwell-Heaviside, Parte III

Douglas W. Lindstrom,

Alpha Institute for Advanced Study (AIAS)

Traducción: Alex Hill (www.et3m.net)

Resumen.

En este tercer documento de la serie acerca de la manera en la que la teoría ECE del electromagnetismo se reduce a la teoría de Maxwell-Heaviside, se demuestra que, dada la suposición de que la naturaleza aborrece una singularidad, si alguna vez se alcanza un estado maxwelliano, aun cuando sea brevemente, el mismo permanece como maxwelliano, a menos de que se tomen medidas que permitan crear una inestabilidad.

Palabras clave: teoría ECE, ecuaciones de Maxwell-Heaviside, electromagnetismo.

Fecha de publicación: 30/1/2011

1. Introducción.

La teoría ECE del electromagnetismo es rica en comportamiento no lineal [1-6]. En el primer documento en esta serie [2], se demostró que solamente una combinación de variables de conexión de espín y potenciales vectoriales y escalares permitieron que la teoría ECE del electromagnetismo se redujera a la teoría tradicional de Maxwell-Heaviside [7]. En el segundo documento [3] se demostró que si el potencial escalar es una función separable y continua del espacio y del tiempo, que es lo que se emplea en forma típica en los análisis, entonces las ecuaciones de la teoría ECE se reduce a aquellas ecuaciones de Maxwell-Heaviside, desapareciendo la riqueza de comportamiento no lineal. El razonamiento puede extenderse para incluir también cualquier componente del potencial vectorial magnético. En este documento se muestra, con la suposición de que la naturaleza aborrece una singularidad, que el estado de Maxwell-Heaviside es muy robusto. Si de alguna manera uno crea un estado no maxwelliano, entonces aun si por un instante ocurriese un estado maxwelliano, entonces el estado maxwelliano permanecería intacto hasta que ocurriese algún evento muy significativo que desplazase a dicho estado desde este punto estable.

Dado lo anterior, pero más allá del alcance de este documento, se conjetura que el estado maxwelliano representa algún mínimo muy robusto de alguna función de la teoría ECE, o quizás algún atractor en un sistema caótico de ecuaciones. Semejante mínimo podría visualizarse como rodeado por una "barrera de potencial" muy alta de la forma $1 / \phi$ a medida que ϕ se aproxima a cero, por ejemplo.

2. Reducción adicional de la Teoría ECE del electromagnetismo a la teoría de Maxwell-Heaviside electromagnética.

Comencemos con las ecuaciones básicas de antisimetría de la teoría ECE del elecrtromagnetismo para una única polarización y que suponemos gobierna el campo el campo electromagnético de la teoría ECE bajo todas las condiciones.

Estas ecuaciones vienen dadas por [2]

$$\frac{\partial \underline{A}}{\partial t} - \underline{\nabla}\phi + \omega_0 \underline{A} + \underline{\omega}\phi = 0 , \qquad (1)$$

$$\frac{\partial A_k}{\partial x_j} + \frac{\partial A_j}{\partial x_k} + \omega_j A_k + \omega_k A_j = 0 , \qquad (2)$$

donde *i, j, k* son una permutación cíclica de las coordenadas. La Ec. (2) se ha resuelto para dar la conexión de espín vectorial como una función diferencio-algebraica del potencial vectorial magnético [5]:

$$\underline{\omega} = \begin{pmatrix} \frac{1}{2A_2A_3}\left(A_1\frac{\partial A_3}{\partial y} + A_1\frac{\partial A_2}{\partial z} - A_2\frac{\partial A_3}{\partial x} - A_2\frac{\partial A_1}{\partial z} - A_3\frac{\partial A_2}{\partial x} - A_3\frac{\partial A_1}{\partial y}\right) \\ \frac{1}{2A_1A_3}\left(-A_1\frac{\partial A_3}{\partial y} - A_1\frac{\partial A_2}{\partial z} + A_2\frac{\partial A_3}{\partial x} + A_2\frac{\partial A_1}{\partial z} - A_3\frac{\partial A_2}{\partial x} - A_3\frac{\partial A_1}{\partial y}\right) \\ \frac{1}{2A_1A_2}\left(-A_1\frac{\partial A_3}{\partial y} - A_1\frac{\partial A_2}{\partial z} - A_2\frac{\partial A_3}{\partial x} - A_2\frac{\partial A_1}{\partial z} + A_3\frac{\partial A_2}{\partial x} + A_3\frac{\partial A_1}{\partial y}\right) \end{pmatrix} \quad (3)$$

Por brevedad, adoptaremos la notación

$$\underline{\omega} = \underline{\mathcal{L}}\left(\underline{A}\right) \quad (4)$$

donde el operador $\underline{\mathcal{L}}$ se conoce a partir de la Ec. (3).

Tomando el producto vectorial de la Ec. (1) con $\boldsymbol{A}$ y utilizando la Ec. (2) tenemos

$$\underline{\omega} \times \underline{A} = \frac{1}{\phi}\left(\underline{\nabla}\phi - \frac{\partial \underline{A}}{\partial t}\right) \times \underline{A} \quad . \quad (5)$$

Si ϕ se vuelve igual a cero en la Ec. (5) existe la potencialidad de una singularidad. Sin embargo, si ϕ es separable y continuo, se demostró en el documento anterior [2] que $\nabla\phi$, $\boldsymbol{A}$, $\partial \boldsymbol{A}/\partial t$, y $\boldsymbol{\omega}$ son todos paralelos, y que $\boldsymbol{\omega} \times \boldsymbol{A} = 0$, aun si $\phi = 0$. Este sistema de ecuaciones resulta entonces maxwelliano.

Caso 1

Para el caso cuando ϕ no es separable pero continuo, consideremos nuevamente la Ec. (5), la cual es una forma de la ecuación de antisimetría eléctrica y la cual se supone se cumple bajo todas las circunstancias. Si suponemos que "*la naturaleza aborrece una singularidad*", entonces cuando $\phi = 0$, debe de ocurrir una de dos cosas. Para evitar una singularidad, ya sea que

i. $\underline{\nabla}\phi - \frac{\partial \underline{A}}{\partial t} = 0$ ó

ii. $\underline{\nabla}\phi, \frac{\partial \underline{A}}{\partial t},$ y $\underline{\boldsymbol{\omega}}$ son paralelos.

La situación (i) puede rechazarse porque estamos efectuando la suposición implícita de que ϕ y $\boldsymbol{A}$ son independientes. Esta suposición significa que la intensidad eléctrica maxwelliana es igual a cero.

El caso (ii) resulta cuando $\boldsymbol{A}$ se vuelve separable pero continuo, haciendo a $\partial \boldsymbol{A}/\partial t$ paralelo a $\boldsymbol{A}$, a cuyo tiempo ϕ se vuelve separable pero continuo mediante examen de la ecuación de Maxwell-Ampere. Entonces el sistema, en este instante del tiempo, se vuelve maxwelliano.

Consideremos a $\boldsymbol{A}$ como separable pero continuo, es decir

$$\underline{A} = \underline{A}^{(r)} f(t) .$$

La sustitución de esto en la ecuación de Maxwell-Ampere da,

$$f(t)\nabla\times\nabla\times\underline{A}^{(r)} - f(t)\nabla\times\left(\omega\times\underline{A}^{(r)}\right) + \frac{1}{c^2}\left(\underline{A}^{(r)}\frac{\partial^2 f(t)}{\partial t^2}\right)$$

$$-\frac{1}{c^2}\frac{\partial}{\partial t}\left(-\underline{\nabla}\phi - \omega_0\underline{A}^{(r)}f(t) + \underline{\omega}\phi\right) = \mu_0\underline{J} .$$

Dividiendo entre $f(t)$ tenemos

$$\nabla\times\nabla\times\underline{A}^{(r)} =$$

$$\nabla\times\left(\underline{\omega}\times\underline{A}^{(r)}\right) - \frac{1}{c^2 f(t)}\left(\underline{A}^{(r)}\frac{\partial^2 f(t)}{\partial t^2}\right) + \frac{1}{c^2 f(t)}\frac{\partial}{\partial t}\left(-\underline{\nabla}\phi - \omega_0\underline{A}f(t) + \underline{\omega}\phi\right) + \mu_0\frac{\underline{J}}{f(t)} .$$

El lado izquierdo de esta ecuación es una función solamente de coordenadas espaciales. Entonces esto requiere que

i. $\boldsymbol{\omega}$ es independiente del tiempo

ii. ϕ es separable y de la forma $\phi = \phi^{(r)}\dfrac{\partial f(t)}{\partial t}$

iii. ω_0 es de la forma $\omega_0 = \omega_0^{(r)}\dfrac{\int f(t)\,dt}{f(t)}$

Es decir, el sistema es maxwelliano.

Se mostró previamente [2], que cuando el sistema es maxwelliano, $\boldsymbol{\omega}$ cesa de ser una función del tiempo.

Demostramos ahora que, si $\boldsymbol{\omega}$ es independiente del tiempo, que las ecuaciones ECE son maxwellianas, y que el sistema tendería a permanecer en ese estado.

Por la Ec. (1), si $\underline{\omega}$ es independiente del tiempo,

$$\underline{\omega}^{(r)} = -\frac{1}{\phi}\left(\frac{\partial \underline{A}}{\partial t} - \underline{\nabla}\phi + \omega_0 \underline{A}\right).$$

La parte izquierda de esta ecuación no depende del tiempo. Esto requiere que

$\frac{1}{\phi}\frac{\partial \underline{A}}{\partial t}$, $\frac{\underline{\nabla}\phi}{\phi}$ y $\frac{\omega_0 \underline{A}}{\phi}$ sean todos independientes del tiempo. Esto requiere que

i. $\phi = \phi^{(r)} f(t)$

ii. $\underline{A} = \underline{A}^{(r)} \int f(t)\,dt$

iii. $\omega_0 = \omega_0^{(r)} \frac{\int f(t)\,dt}{f(t)}$

Este es el requisito para el campo maxwelliano.

No existe nada en las ecuaciones de Maxwell-Heaviside, si $\boldsymbol{J}$ y ρ están bien definidos (y son continuos) para introducir un comportamiento no maxwelliano. Esto podría considerarse como una condición inicial. Dado lo anterior, entonces una vez que se encuentra un estado maxwelliano, el sistema permanece maxwelliano hasta tanto algún evento significativo rompa este robusto estado de estabilidad.

Caso 2

Consideremos el caso cuando ϕ no es separable pero es continuo, pero ahora consideremos la situación en la que cualquiera de los componentes del potencial vectorial magnético se vuelve igual a cero. Examinemos la ecuación de antisimetría magnética y supongamos que en algún punto en el espacio y el algún momento del tiempo

$$A_3 = 0 \quad , \tag{6}$$

con los otros dos componentes de $\boldsymbol{A}$ con valores finitos. Si la suposición acerca del aborrecimiento de una singularidad por parte de la naturaleza resulta válida, entonces inferimos que componentes de $\boldsymbol{\omega}$ permenecen con valores finitos.

Si esto es así, entonces la sustitución de la Ec. (6) en la Ec. (2) da

$$\frac{1}{A_2}\left(\frac{\partial A_3}{\partial y}+\frac{\partial A_2}{\partial x}\right)=\frac{1}{A_1}\left(\frac{\partial A_3}{\partial x}+\frac{\partial A_1}{\partial z}\right). \tag{7}$$

Puede escribirse una ecuación similar en la que cada uno de los otros dos A_i es, a su turno, igual a cero.

Existen dos condiciones, ya sea

i. todas las derivadas espaciales de A_i deben de ser iguales a cero, o

ii. todas las A_i se vuelven separables.

Claramente, la primera opción no resulta aceptable; es demasiado limitante. Esto requiere que la segunda opción sea válida. Una vez más, la naturaleza ha forzado al sistema hacia un estado maxwelliano si las matemáticas han de permanecer válidas.

2. Discusión y conclusiones.

Hasta ahora hemos demostrado en la serie de documentos que

i. Si $\boldsymbol{\omega}\phi = \omega_0 \boldsymbol{A} = \frac{1}{c}\left(-\partial \boldsymbol{A}/\partial t + \nabla\phi\right)$, entonces $\boldsymbol{\omega} \times \boldsymbol{A} = 0$, y entonces la teoría ECE se reduce a Maxwell-Heaviside.

ii. Si ϕ es separable y continuo, entonces también lo es $\boldsymbol{A}$, o si cualquier componente de $\boldsymbol{A}$ es separable y continuo entonces también lo es ϕ, y entonces el sistema ECE se reduce a uno de Maxwell-Heaviside y cesa de ser una función del tiempo.

iii. Si $\boldsymbol{\phi}$ ó $\boldsymbol{A}$ no es separable, y si $\phi = 0$ ó $A_i = 0$ se vuelven iguales a cero en cualquier punto del espacio y del tiempo entonces, si la naturaleza aborrece una singularidad, el sistema se vuelve de Maxwell-Heaviside. Entonces $\boldsymbol{\omega}$ cesaría de ser una función del tiempo y el sistema permanecería como maxwelliano al menos de que algún evento destruya esta estabilidad.

Si el potencial escalar tradicional es separable, entonces el potencial vectorial será separable. En dicho caso, las ecuaciones ECE del electromagnetismo se reducen a aquellas de la teoría de Maxwell-Heaviside. Los efectos no maxwellianos sólo pueden entonces esperarse cuando el potencial escalar no puede expresarse como función separable, lo cual no es una situación común. Esto ciertamente surge a partir de los resultados experimentales, en los que se han observados muy pocos efectos no maxwellianos.

Hemos identificados muchas situaciones bajo las cuales el sistema ECE se vuelve maxwelliano y se ve forzado a permanecer así debido a su naturaleza estable. Presentaremos ahora las condiciones para que se cumpla lo contrario, es decir que el sistema ECE se vuelva no maxwelliano, y permanezca allí.

Si el estado de un campo electromagnético es maxwelliano o no antes de “encender el interruptor” aún está sometido a discusión. Supongamos lo peor, y supongamos que el estado es maxwelliano (o se ha vuelto maxwelliano a través de alguno de los mecanismos analizados más arriba). Para lograr alcanzar un estado ECE no maxwelliano, ninguno de los potenciales puede en algún momento ser igual a cero, ni pueden en algún momento volverse separables o continuos. Esto significa que el sistema debe de colocarse en un estado de potencial que es ya sea negativo o positivo, y permanecer en esa forma, y que los potenciales se vuelvan discontinuos, provocando que sus derivadas adquieran múltiples valores, o quizás “cercanos al infinito”. Un potencial de pulso, con tiempos de crecimiento y colapso extremadamente breves tendría esta propiedad, por ejemplo.

Otro caso es una transición ferromagnética, es decir se cambia la magnetización de un material ferromagnético en un estado alejado de la saturación. Esto representa un efecto de un potencial y campo de fuerza con múltiples valores. El potencial es no conservativo porque la energía requerida para la transición depende del camino a recorrer en el espacio de fase. Estos ejemplos deben de estudiarse más profundamente.

Referencias bibliográficas.

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

[2]. D. W. Lindstrom y H. Eckardt, Reduction of the ECE Theory of Electromagnetism to the Maxwell-Heaviside Theory, Generally Covariant Unified Field Theory, Capítulo 17, Volumen 7, 2011.

[3]. D. W. Lindstrom y H. Eckardt, Reduction of the ECE Theory of Electromagnetism to the Maxwell-Heaviside Theory, Parte II, de libre acceso en el portal www.aias.us .

[4]. M.W.Evans, H. Eckardt y D.W.Lindstrom, Antisymmetry constraints in the Engineering Model, Generally Covariant Unified Field Theory, Capítulo 12, Volumen 7, 2011.

[5]. H. Lichtenberg, Considerations on the Electro- and Magnetostatic ECE Equations, de libre acceso en el portal www.aias.us .

[6]. H. Eckardt y D. W. Lindstrom, Solution of the ECE Vacuum Equations, Generally Covariant Unified Field Theory, Capítulo 16, Volumen 7, 2011.

[7]. J. D. Jackson , Classical Electrodynamics, John Wiley & Sons, 1999.