

Solución de las Ecuaciones Métricas ECE Metric para el Solenoide Infinito.

Douglas W. Lindstrom¹, Horst Eckardt²

Alpha Institute for Advanced Study (AIAS)

Traducción: Alex Hill (www.et3m.net)

Resumen

Recientemente, se incorporó la estructura del espacio-tiempo en las ecuaciones ECE del electromagnetismo. En este documento, se muestra que las ecuaciones de campo poseen términos no lineales que aparecen cuando los coeficientes de la métrica dependen del valor del campo magnético. Esto se investiga para el caso de un solenoide infinito. Con simplificaciones razonables, se muestra que la ecuación diferencial parcial hiperbólica se reduce a una ecuación de onda distorsionada, que ofrece soluciones que muestran efectos de amplificación. Se observó comportamiento heterodino, que corresponde a resonancia para la primer onda estática en el núcleo del solenoide. A mayores frecuencias, el campo magnético deviene linealmente asintótico en el tiempo, lo cual indica alguna forma de crecimiento por resonancia.

Palabras clave: teoría ECE, Ecuaciones de Maxwell-Heaviside, electromagnetismo

Introducción

En publicaciones previas [1,2,3], se mostró que la teoría electromagnética ECE establecida para una única polarización resulta equivalente, en un sentido matemático, a la teoría electromagnética tradicional cuando el potencial vectorial es una función continua del tiempo. Notamos que esta equivalencia es superficial porque la teoría ECE del electromagnetismo no se restringe a la métrica de Minkowski, que constituye la base de la teoría maxwelliana. También notamos que este estado continuo es muy estable y que, una vez que un sistema se encuentra allí, se requiere de un potencial vectorial discontinuo en el tiempo para hacerlo vibrar fuera de esta estabilidad.

Esto sugiere que dispositivos tales como los circuitos de ahorro de energía desarrollados en México [4] no son descritos por la teoría ECE original del electromagnetismo, porque los datos observados indicarían que el potencial en el dispositivo son continuos en el tiempo. Otros dispositivos, tales como la máquina de Bedini [15], y dispositivos toroidales de energía [6]

¹ e-mail: dwlindstrom@gmail.com

² e-mail: horsteck@aol.com

podrían explicarse con la teoría ECE de "primera generación" si pueden, de hecho, alcanzar un estado en el que el potencial vectorial no es continuo. El valor práctico de lograr este estado teórico queda aun por demostrarse.

Se ha introducido una teoría ECE de "segunda generación" [7], donde se efectuó una conexión de las variables de campo con la estructura de la métrica. Se mostrará en este documento que esta conexión ofrece una explicación para la energética supra-unitaria que se observa en dispositivos electrónicos y electromecánicos "más o menos" tradicionales. Se presenta una estrategia de diseño basada en el análisis de un solenoide infinitamente largo en donde las propiedades de la métrica dependen de los campos aplicados.

Las Ecuaciones de Campo.

La premisa básica de este documento es que si ha de observarse comportamiento anómalo en un dispositivo, debiera de presentarse como una anomalía en los campos eléctrico y/o magnético. Esto permite el uso de las ecuaciones de campo sin la introducción de potenciales y conexiones de espín tal como se describen en la teoría ECE [7], excepto por las condiciones de contorno que requieren de fuentes de potencial.

El documento [7] proporciona las bases para introducir la métrica en las ecuaciones electromagnéticas de la teoría ECE. En dicho trabajo, se supuso que la métrica es diagonal, con las componentes del desplazamiento eléctrico D dadas por

$$\begin{aligned} D^1 &= \varepsilon_0 g^{00} g^{11} E^1 , \\ D^2 &= \varepsilon_0 g^{00} g^{22} E^2 , \\ D^3 &= \varepsilon_0 g^{00} g^{33} E^3 . \end{aligned} \tag{1}$$

En forma vectorial, esto es

$$\mathbf{D} = \overline{\overline{\mathbf{G}_E}} \cdot \mathbf{E} \tag{2}$$

donde \mathbf{E} es la intensidad eléctrica, \mathbf{D} es el desplazamiento eléctrico y $\overline{\overline{\mathbf{G}_E}}$ se relaciona al tensor de la métrica a través de

$$G_E^{ii} = \varepsilon_0 g^{00} g^{ii}. \tag{3}$$

Para propósitos de notación, escribimos

$$\mathbf{D} = (D^1, D^2, D^3)^T, \quad (4)$$

$$\mathbf{E} = (E^1, E^2, E^3)^T. \quad (5)$$

De igual manera para la intensidad magnética \mathbf{H} y la inducción magnética \mathbf{B} [7],

$$H^1 = \frac{1}{\mu_0} g^{22} g^{33} B^1,$$

$$H^2 = \frac{1}{\mu_0} g^{11} g^{33} B^2, \quad (6)$$

$$H^3 = \frac{1}{\mu_0} g^{11} g^{22} B^3$$

puede re-expresarse como

$$\mathbf{H} = \overline{\overline{\mathbf{G}_H}} \cdot \mathbf{B} \quad (7)$$

donde $\overline{\overline{\mathbf{G}_H}}$ se relaciona a la métrica a través de

$$G_H^{ii} = \frac{g^{jj} g^{kk}}{\mu_0} \quad (8)$$

y

$$\mathbf{H} = (H^1, H^2, H^3)^T, \quad (9)$$

$$\mathbf{B} = (B^1, B^2, B^3)^T. \quad (10)$$

Por simplicidad, ignoraremos efectos constantes de polarización y magnetización adicionales, que a menudo se agregan para completar el esquema en el electromagnetismo tradicional [8].

Las ecuaciones de campo homogéneas de la teoría ECE son

$$\underline{\nabla} \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (11)$$

$$\underline{\nabla} \times \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = 0. \quad (12)$$

Las ecuaciones no homogéneas de la teoría electromagnética ECE vienen dadas por

$$\underline{\nabla} \cdot \mathbf{D} = \rho, \quad (13)$$

$$\underline{\nabla} \times \mathbf{H} - \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = \mathbf{J}. \quad (14)$$

Utilizando la ecuación (2) y la ecuación (7), las ecuaciones (13) y (14) pueden expresarse como

$$\underline{\nabla} \cdot (\overline{\mathbf{G}}_E \cdot \mathbf{E}) = \rho, \quad (15)$$

$$\underline{\nabla} \times (\overline{\mathbf{G}}_H \cdot \mathbf{B}) - \overline{\mathbf{G}}_E \cdot \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} - \frac{\partial \overline{\mathbf{G}}_E}{\partial t} \cdot \mathbf{E} = \mathbf{J}. \quad (16)$$

En este documento, supondremos que los elementos diagonales de los tensores de la métrica varían proporcionalmente al trabajo realizado por el campo electromagnético, el cual cuando el campo eléctrico es despreciable frente al campo magnético, es

$$G_H^{ii} = \frac{1}{\mu_c} (1 + \mu_m \mathbf{B} \cdot \mathbf{B}), \quad (17)$$

$$G_E^{ii} = \varepsilon_c (1 + \varepsilon_m \mathbf{B} \cdot \mathbf{B}).$$

μ_c y ε_c son, respectivamente, la permeabilidad y permitividad del material en ausencia de campos electromagnéticos, y los términos μ_m y ε_m son constantes a determinarse.

Solenoides infinito.

Consideremos ahora el caso de un solenoide infinitamente largo. El solenoide posee una geometría transversal como la ilustrada en la Fig. 1; la región externa consiste de las enrolladuras del solenoide de espesor h , y la región interna es el núcleo con radio exterior igual a r_0 .

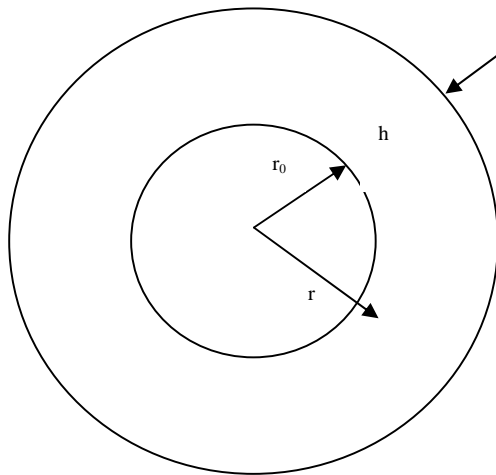


Figura 1. Geometría del solenoide

Debido a que el núcleo es de longitud infinita, y con simetría radial, todas las funciones dependen sólo de la posición radial y del tiempo. Podemos así expresar, para un sistema de coordenadas cilíndricas polares,

$$\mathbf{B} = (0, 0, B_z(r, t))^T, \quad (18)$$

$$\mathbf{E} = (0, E_\theta(r, t), 0)^T. \quad (19)$$

Debido a la ecuación (18), la Ley de Gauss, la Ec. (11), se satisface automáticamente. La

Ec. (12), la Ley de Faraday, se reduce a

$$\frac{1}{r} \frac{\partial(rE_\theta)}{\partial r} + \frac{\partial B_z}{\partial t} = 0. \quad (20)$$

La Ec. (13) requiere que

$$\rho = 0.$$

Finalmente, la Ec. (14) deviene

$$-\frac{\partial(G_H^{33} B_z)}{\partial r} - \frac{\partial(G_E^{22} E_\theta)}{\partial t} = J_\theta. \quad (21)$$

Las propiedades de la métrica para la Ec. (21) son de la Ec. (17), que son para este caso,

$$G_H^{33} = \frac{1}{\mu_c} (1 + \mu_m B_z^2), \quad (22)$$

$$G_E^{22} = \varepsilon_c (1 + \varepsilon_m B_z^2). \quad (23)$$

Incorporando las propiedades materiales de las Ecs. (22) y (23) en (21) nos da

$$-\frac{\partial}{\partial r} (B_z (1 + \mu_m B_z^2)) - \mu_c \varepsilon_c \frac{\partial((1 + \varepsilon_m B_z^2) E_\theta)}{\partial t} = \mu_c J_\theta. \quad (24)$$

La Ec. (24) puede simplificarse a

$$-\frac{\partial B_z}{\partial r} - \mu_m \frac{\partial}{\partial r} B_z^3 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial E_\theta}{\partial t} - \frac{\varepsilon_m}{c^2} \frac{\partial(B_z^2 E_\theta)}{\partial t} = \mu_c J_\theta \quad (25)$$

donde

$$\mu_c \varepsilon_c = \frac{1}{c^2}. \quad (26)$$

Las Ecs. (20) y (25) pueden combinarse en una sola ecuación. Para ello, multiplicamos la Ec.(25) por r y luego tomamos la derivada respecto de r .

$$-\frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial B_z}{\partial r} \right) - \mu_m \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} B_z^3 \right) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 (rE_\theta)}{\partial r \partial t} - \frac{\varepsilon_m}{c^2} \frac{\partial^2 (B_z^2 rE_\theta)}{\partial r \partial t} = \mu_c \frac{\partial}{\partial r} (rJ_\theta). \quad (27)$$

Utilizando la Ley de Faraday, la Ec. (20), en varias formas, convierte la Ec. (27) a una ecuación diferencial parcial en B_z . Si integramos la Ec. (20),

$$rE_\theta = - \int r \frac{\partial B_z}{\partial t} dr + f(t) \quad (28)$$

donde $f(t)$ es una constante de integración, que puede tomarse como igual a cero para que E_θ no sea singular en el centro del núcleo.

Si tomamos la derivada temporal de la Ec. (20) obtenemos

$$\frac{\partial^2 (rE_\theta)}{\partial r \partial t} = -r \frac{\partial^2 B_z}{\partial t^2}. \quad (29)$$

Expandiendo el último término del lado izquierdo de la Ec. (27), obtenemos

$$\frac{\partial^2 (B_z^2 rE_\theta)}{\partial r \partial t} = \frac{\partial}{\partial t} \left(B_z^2 \frac{\partial}{\partial r} (rE_\theta) + rE_\theta \frac{\partial B_z^2}{\partial r} \right).$$

Esto se expande a

$$\frac{\partial^2 (B_z^2 rE_\theta)}{\partial r \partial t} = B_z^2 \frac{\partial^2}{\partial t \partial r} (rE_\theta) + \frac{\partial}{\partial t} (B_z^2) \frac{\partial}{\partial r} (rE_\theta) + \frac{\partial}{\partial t} \left(rE_\theta \frac{\partial B_z^2}{\partial r} \right).$$

Si sustituimos la Ec. (29) en el primer término, la Ec. (20) en el término intermedio, y la Ec.(28) en el último término, obtenemos

$$\frac{\partial^2 (B_z^2 rE_\theta)}{\partial r \partial t} = B_z^2 \left(-r \frac{\partial^2 B_z}{\partial t^2} \right) + \frac{\partial}{\partial t} (B_z^2) \left(-r \frac{\partial B_z}{\partial t} \right) + \frac{\partial}{\partial t} \left(-\frac{\partial B_z^2}{\partial r} \int r \frac{\partial B_z}{\partial t} dr \right).$$

Los primeros dos términos de esta expresión combinan

$$B_z^2 \left(-r \frac{\partial^2 B_z}{\partial t^2} \right) + \frac{\partial}{\partial t} (B_z^2) \left(-r \frac{\partial B_z}{\partial t} \right) = -r \frac{\partial}{\partial t} \left(B_z^2 \frac{\partial B_z}{\partial t} \right) = -\frac{r}{3} \frac{\partial^2 B_z^3}{\partial t^2}$$

dejando

$$\frac{\partial^2(B_z^2 r E_\theta)}{\partial r \partial t} = -\frac{r}{3} \frac{\partial^2 B_z^3}{\partial t^2} - \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial B_z^2}{\partial r} \int r \frac{\partial B_z}{\partial t} dr \right).$$

Si ahora sustituimos esto y la Ec.(20) en la Ec.(27), obtenemos

$$\left(-\frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial B_z}{\partial r} \right) + \frac{r}{c^2} \frac{\partial^2 B_z}{\partial t^2} \right) - \mu_m \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} B_z^3 \right) + \frac{r \epsilon_m}{3c^2} \frac{\partial^2 B_z^3}{\partial t^2} + \frac{\epsilon_m}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial B_z^2}{\partial r} \int r \frac{\partial B_z}{\partial t} dr \right) = \mu_c \frac{\partial}{\partial r} (r J_\theta). \quad (30)$$

Dividiendo esta ecuación por r y reordenando se expresa esto en una forma más tradicional

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial (B_z + \mu_m B_z^3)}{\partial r} \right) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 (B_z + \frac{\epsilon_m}{3} B_z^3)}{\partial t^2} - \frac{\epsilon_m}{rc^2} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial B_z^2}{\partial r} \int r \frac{\partial B_z}{\partial t} dr \right) = -\frac{\mu_c}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r J_\theta). \quad (31)$$

En esta ecuación de onda no lineal, si el último término es mucho menor que sus predecesores, la Ec. (31) se simplifica a

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial (B_z + \mu_m B_z^3)}{\partial r} \right) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 (B_z + \frac{\epsilon_m}{3} B_z^3)}{\partial t^2} = -\frac{\mu_c}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r J_\theta). \quad (32)$$

La tradicional ecuación de onda emerge de la Ec. (32) si las magnitudes de tanto μ_m como ϵ_m son mucho menores que la unidad (para magnitudes nominales de B_z).

Condiciones de contorno y de carga.

Las ecuaciones de campo electromagnéticas (11) a (14) son matemáticamente similares a las ecuaciones de campo de la teoría electromagnética tradicional. Las condiciones de contorno pueden hallarse en cualquier buen libro de texto sobre el tema [8].

Las condiciones de contorno y de carga, como se aplican en este problema son,

- H_z es continuo en la interfase entre el enrollado y el núcleo. Cierta software de elementos finitos basado en técnicas de cálculo de variaciones utiliza "condiciones de flujo" en una interfase, que aquí sería que las integrales de volumen sobre la interfase de $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ (que se satisface automáticamente), y $\nabla \times (\overline{\mathbf{G}_H} \cdot \mathbf{B}) = 0$ en la interfase entre el enrollado y el núcleo, y el enrollado y el ambiente exterior.
- $\frac{\partial B_z}{\partial r} = 0$ en el centro del núcleo

La carga del enrollado es provista a través de J_θ . Si se supone que la densidad de corriente a través del enrollado es constante, entonces

$$J_\theta = \frac{nI(t)}{h} \quad (33)$$

donde n es el número de vueltas por unidad de longitud en el enrollado, h es el grosor del enrollado, y $I(t)$ es el flujo de corriente en los alambres del enrollado, supuesto como uniforme..

Solución numérica

Las Ecs. (31) y (32) se resuelven con un programa comercial [9] de elementos finitos sujeto a las condiciones de contorno y carga descritos en la sección anterior. Los factores $\frac{1}{c^2}$ y $\frac{\epsilon_m}{c^2}$

desequilibran el tamaño de los términos en la ecuación, volviendo a las soluciones lábiles al error

numérico. Ello se alivia empleando la siguiente transformación:

$$q = \frac{\omega t}{c}, \quad (34)$$

$$\tau = \omega t. \quad (35)$$

Las Ecs. (31) y (32) devienen, al sustituir las Ecs. (34) y (35)

$$\frac{1}{q} \frac{\partial}{\partial q} \left(q \frac{\partial (B_z + \mu_m B_z^3)}{\partial q} \right) - \frac{\partial^2 (B_z + \frac{\epsilon_m}{3} B_z^3)}{\partial \tau^2} - \frac{\epsilon_m}{q} \frac{\partial}{\partial \tau} \left(\frac{\partial B_z^2}{\partial q} \int q \frac{\partial B_z}{\partial \tau} dq \right) = -\frac{\mu_c}{q} \left(\frac{\omega}{c} \right) \frac{\partial}{\partial q} (q J_\theta) \quad (36)$$

$$\frac{1}{q} \frac{\partial}{\partial q} \left(q \frac{\partial (B_z + \mu_m B_z^3)}{\partial q} \right) - \frac{\partial^2 (B_z + \frac{\epsilon_m}{3} B_z^3)}{\partial \tau^2} = -\frac{\mu_c}{q} \left(\frac{\omega}{c} \right) \frac{\partial}{\partial q} (q J_\theta). \quad (37)$$

El último término de la Ec. (36) se calculó separadamente y resultó ser mucho menor en magnitud que los demás términos en la ecuación. Debido a las limitaciones en el programa, se tomó a $\frac{\partial B_z}{\partial \tau}$ como constante a nivel espacial, de manera que

$$\int q \frac{\partial B_z}{\partial \tau} dq \approx \frac{\partial B_z}{\partial \tau} \frac{q^2}{2}$$

que entonces da el último término aproximadamente como

$$\frac{\varepsilon_m}{q} \frac{\partial}{\partial \tau} \left(\frac{\partial B_z^2}{\partial q} \int q \frac{\partial B_z}{\partial \tau} dq \right) \approx \frac{\varepsilon_m q}{2} \frac{\partial}{\partial \tau} \left(\frac{\partial B_z^2}{\partial q} \frac{\partial B_z}{\partial \tau} \right). \quad (38)$$

Las constantes para el problema se tomaron como valores esperados “típicos”, aun cuando a esta altura no se disponía aun de estimados realistas de ε_m y μ_m . Se utilizaron las siguientes propiedades (en unidades del SI) en los cálculos:

$$r_0 = 0.01 \text{ m}$$

$$\mu_c = 4\pi \cdot 10^{-4}$$

$$\varepsilon_c = 8.85 \cdot 10^{-12}$$

$$\varepsilon_m = 0.001$$

$$\mu_m = 0.01$$

$$J_\theta = I_0 \frac{n}{h} \sin(\beta t)$$

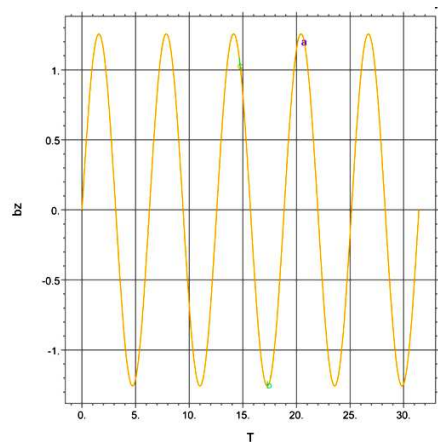
Donde

$$n = 1000 ,$$

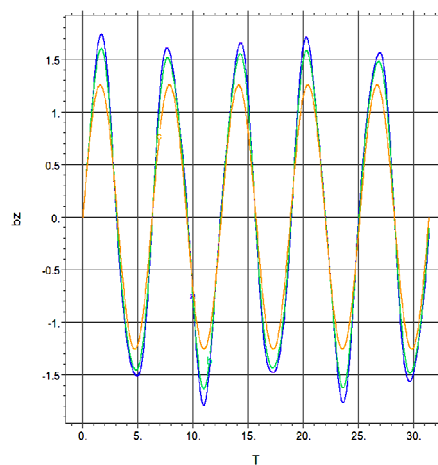
$$h = 0.001 \text{ m} ,$$

$$I_0 = 0.001 \text{ Amperes} .$$

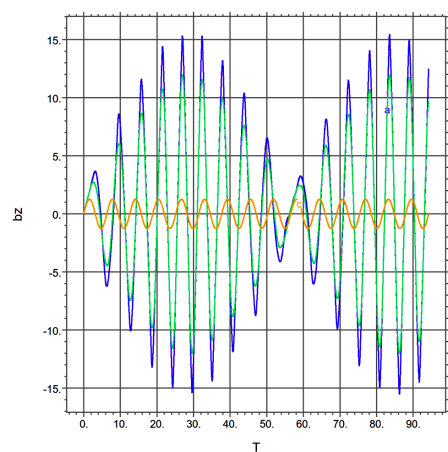
Para valores de $\frac{\omega r}{c}$ pequeños, el campo magnético es constante a través de la sección transversal, y sigue la función directriz, tal como se observa en la Fig.1.



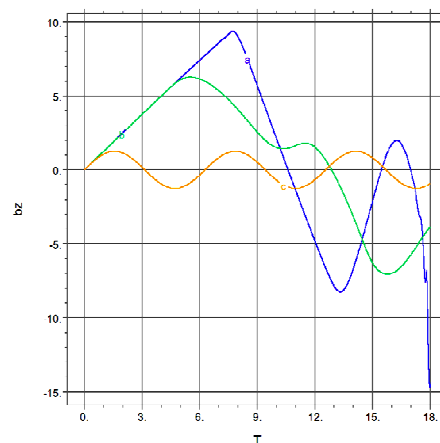
(a) $\frac{\omega r_0}{c} = 0.15$



(b) $\frac{\omega r_0}{c} = 1.5$



(c) $\frac{\omega r_0}{c} = 2.3$



(d) $\frac{\omega r_0}{c} = 15$

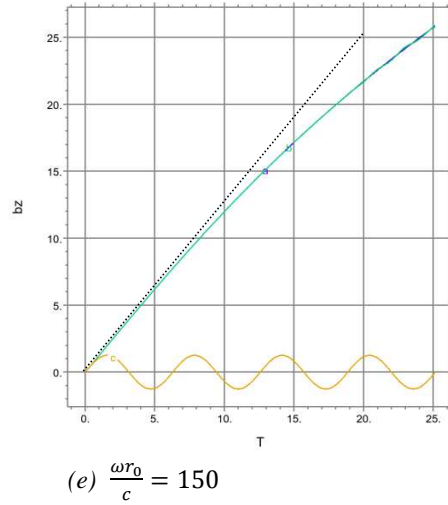


Figura 1. B_z con función directriz sinusoidal (naranja: $r = r_0$; verde: $r = \frac{r_0}{2}$; azul: $r = 0$)

Para valores de $\frac{\omega r_0}{c}$ de alrededor de dos, el sistema adquiere una inestabilidad creciente. Esto resulta ser el primer cero en la función de Bessel de primer tipo de orden cero, y que corresponde a una semi-onda estática a través del diámetro del núcleo. Éste es el primer punto resonante con conducta heterodina que aparece en la solución. Se observó comportamiento similar, anteriormente, en estudios de la forma ECE de la Ley de Coulomb [10]. Los detalles de la resonancia no pueden calcularse a esta altura, debido a la naturaleza inestable del algoritmo de solución en esta región.

Para valores altos de $\frac{\omega r_0}{c}$ regresa la estabilidad. La Figura 1 (e) sugiere conducta asintótica para los altos valores de $\frac{\omega r_0}{c}$. Cuando ello ocurre, $\frac{\partial B_z}{\partial q}$ es prácticamente constante a través del núcleo. Esto sugiere que domina el término temporal de segundo grado en la Ec. (32), es decir,

$$\frac{\partial^2 (B_z + \frac{\epsilon m}{3} B_z^3)}{\partial \tau^2} = 0. \quad (39)$$

La solución analítica de esta ecuación es,

$$B_z = \frac{\sqrt[3]{2}}{\sqrt[3]{\epsilon m^3 (9c_1^2 \epsilon m (c_2 + t)^2 + 4) - 3c_1 t \epsilon m^2 - 3c_1 c_2 \epsilon m^2}} - \frac{\sqrt[3]{\epsilon m^3 (9c_1^2 \epsilon m (c_2 + t)^2 + 4) - 3c_1 t \epsilon m^2 - 3c_1 c_2 \epsilon m^2}}{\sqrt[3]{2} \epsilon m} \quad (40)$$

donde c_1 y c_2 son constantes de integración.

Si esto se expresa como una serie de potencias en $q = 3c_1\tau$

entonces

$$B_z \approx a_1 + a_2q + \dots \quad (41)$$

A $\tau = 0$ el campo B_z es igual a cero, para que $a_1 = 0$.

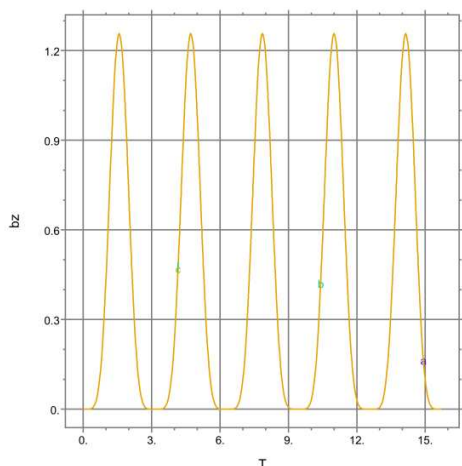
También tenemos que

$$B_z \approx \mu_c I_0 \frac{n}{h} f(\tau) \quad \text{de manera que}$$

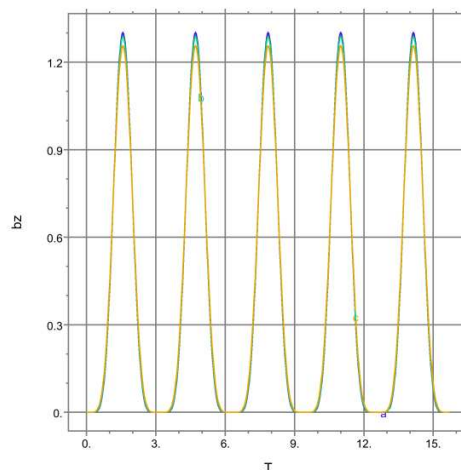
$$B_z \approx \mu_c I_0 \frac{n}{h} \tau \quad (42)$$

Esto se muestra en la Fig. 1(e) usando los datos de referencia para el cálculo de elementos finitos. La coincidencia aquí observada es buena evidencia de validez de la solución a estas frecuencias mayores.

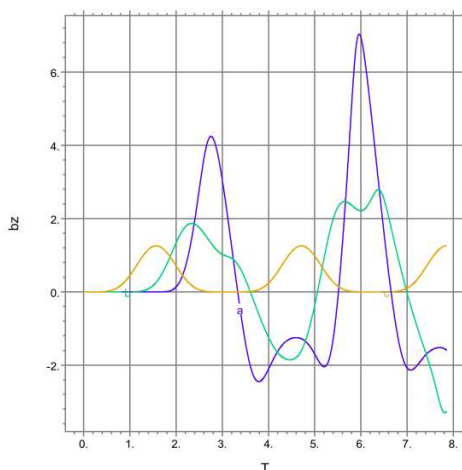
Se intentaron sin éxito soluciones a las Ecs. (36) o (37) utilizando funciones directrices con derivadas temporales discontinuas tales como $|\sin(\omega t)|$. Funciones directrices pulsátiles tales como $\sin(\omega t)^n$ se analizaron con éxito y los resultados para $n = 6$, se ven en la *Figura 2*. Este sistema fue más inestable que para la función directriz sinusoidal. Aún cuando el término $\frac{\partial B_z}{\partial q}$ fue igual a cero a través del núcleo para soluciones de mayor frecuencia, el cómputo no resultó estable. Se sospecha otra vez conducta heterodina cuando $\frac{\omega r_0}{c}$ asume un valor cercano a dos.



$$(a) \frac{\omega r_0}{c} = 0.015$$



$$(b) \frac{\omega r_0}{c} = 0.15$$



$$(c) \frac{\omega r_0}{c} = 1.5$$

Figura 2. B_z con función directriz pulsátil (naranja: $r = r_0$; verde: $r = \frac{r_0}{2}$; azul: $r = 0$)

Conclusiones.

Se observó amplificación del campo magnético, para el solenoide infinitamente largo, cuando los coeficientes métricos no eran unitarios, y dependían de la magnitud del campo magnético. Se indica una frecuencia resonante, pero no se pudo determinar su valor en forma precisa debido a las inestabilidades numéricas durante la resolución de las ecuaciones. El comportamiento heterodino se da cuando $\frac{\omega r_0}{c} \approx 2$. Esta es la resonancia para la primera onda estática. Se ha observado conducta similar, previamente, en estudios de la forma ECE de la Ley de Coulomb [10]. Más aun, a mayores frecuencias, la solución se vuelve linealmente asintótica respecto del tiempo, quizás indicando alguna forma de crecimiento resonante.

Referencias

- [1] D. Lindstrom, H. Eckardt; “Reduction of the ECE Theory of Electromagnetism to the Maxwell-Heaviside Theory”, www.aias.us .
- [2] D. Lindstrom, H. Eckardt; “Reduction of the ECE Theory of Electromagnetism to the Maxwell-Heaviside Theory Part II”, www.aias.us .
- [3] D. Lindstrom, H. Eckardt; “Reduction of the ECE Theory of Electromagnetism to the Maxwell-Heaviside Theory Part III”, www.aias.us .
- [4] www.et3m.net
- [5] M. Evans, H. Eckardt; “Spin Connection Resonance in the Bedini Machine”; Doc UFT94, www.aias.us .
- [6] Mark Steven’s Toroidal Power Unit; www.thewaterengine.com/pdf/stevensmark
- [7] Myron W. Evans; “Metric Based ECE Theory of Electrodynamics”; Doc UFT167, www.aias.us .
- [8] J. D. Jackson; “Classical Electrodynamics”; John Wiley & Sons, 3a edición (1999)
- [9] FlexPDE Version 6 (student); www.pdesolutions.com
- [10] Myron W. Evans, H. Eckardt; “Development of Sin Connection Resonance in Coulomb Law”, AIAS UFT92, www.aias.us