

La resonancia de conexión de espín en la Máquina de Bedini.

por

Myron W. Evans,

A.I.A.S y Civil List.

y

H. Eckardt, C. Hubbard, J. Shelburne,

A.I.A.S.

(www.aias.us, www.atomicprecision.com)

Traducción: Alex Hill (www.et3m.net)

Resumen.

La resonancia de conexión de espín (RCE) se utiliza para explicar teóricamente por qué los dispositivos en ingeniería eléctrica pueden utilizar las propiedades del espacio-tiempo para inducir voltaje. La teoría de Einstein, Cartan y Evans (ECE) ha demostrado por qué la electrodinámica clásica es una teoría de la relatividad general, en la cual se utilizan las derivadas covariantes y donde la conexión de espín desempeña un papel fundamental. Estos conceptos se aplican aquí a un dispositivo conocido como la máquina de Bedini.

Palabras clave: Resonancia de conexión de espín, la electrodinámica en relatividad general, teoría de Einstein, Cartan y Evans, máquina de Bedini.

1. Introducción.

Recientemente [1-10] se ha aceptado en general a la teoría de campo de Einstein, Cartan y Evans (ECE) como la primera teoría del campo unificada exitosa a nivel clásico y cuántico. La misma demuestra que la electrodinámica clásica es una teoría de relatividad general, no de la relatividad restringida. En la teoría ECE, la conexión de espín desempeña un papel central en la estructura de las leyes de la termodinámica y en la forma en que los campos eléctrico y magnético se relacionan con los potenciales escalar y vectorial. Las ecuaciones de la teoría ECE de la electrodinámica clásica permiten la existencia de resonancias en potencial que puede utilizarse para extraer energía eléctrica a partir de la estructura del espacio-tiempo. Esta estructura no es el vacío, ya que este último en la teoría de la relatividad es un universo carente de toda curvatura y torsión. El fenómeno de resonancia inducido por estas ecuaciones se conoce como resonancia de conexión de espín (RCE). En este documento la misma se aplica a un dispositivo conocido como la máquina de Bedini [11], la cual ha sido patentada y ha demostrado ser experimentalmente repetible y reproducible. En la Sección 2 se incluyen las ecuaciones de la electrodinámica clásica según la teoría ECE. Esta se presentan utilizando la notación vectorial empleada por los ingenieros, y la reducción de las ecuaciones diferenciales originales de la teoría ECE a las ecuaciones vectoriales se incluye en los apéndices técnicos. En la Sección 3 se desarrollan modelos del dispositivo de Bedini, en tanto que en la Sección 4 se identifica la ocurrencia de las resonancias y se representa gráficamente utilizando álgebra computacional para verificar las derivaciones.

2. Las Ecuaciones de la electrodinámica clásica en la Relatividad General.

Todos los dispositivos electromagnéticos en ingeniería están gobernados por estas ecuaciones, las cuales son la forma covariante generalizada de la electrodinámica clásica. Cada dispositivo debe de considerarse en forma separada, y las ecuaciones generales aplicadas en forma sistemática a cada dispositivo. El campo eléctrico en la teoría ECE se define en general mediante los potenciales escalar y vectorial, y por los componentes escalar y vectorial de la conexión de espín.

$$\underline{E} = - \frac{\partial A}{\partial t} - c \nabla \phi - c \omega^0 \underline{A} + c \phi \underline{\omega}$$

(1)

Aquí, ϕ es el potencial escalar, A es el potencial vectorial, ω_0 es la parte escalar de la conexión de espín, y ω es la parte vectorial de la conexión de espín (ver apéndices técnicos). La ley de Coulomb en la teoría ECE [1-10] es

$$\nabla \cdot \underline{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} := c \mu_0 J^0$$

(2)

donde ϵ_0 es la permitividad en el vacío y ρ es la parte escalar en la densidad de corriente de carga de la teoría ECE. El campo magnético en la teoría ECE se define mediante:

$$\underline{B} = \nabla \times \underline{A} - \underline{\omega} \times \underline{A} \quad (3)$$

y la ley de Gauss del magnetismo es:

$$\nabla \cdot \underline{B} = \mu_0 j^0 \quad (4)$$

donde j^0 es la parte escalar de la densidad de corriente de carga. La ley de Faraday de inducción en la teoría ECE es:

$$\nabla \times \underline{E} + \frac{\partial \underline{B}}{\partial t} = c \mu_0 \underline{j} \quad (5)$$

donde \underline{j} es la parte vectorial de la densidad de corriente de carga y la ley de Ampère-Maxwell es:

$$\nabla \times \underline{B} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial \underline{E}}{\partial t} = \mu_0 \underline{J} \quad (6)$$

donde \underline{J} es la parte vectorial de la densidad de corriente de carga inhomogénea. La explicación de diversos dispositivos que son reproducibles y repetibles depende de la aplicación sistemática de estas ecuaciones generales. Se ha demostrado [1-10] que en general se trata de ecuaciones de resonancia, de manera que un pequeño término impulsor puede producir una amplificación muy grande de efectos del espacio-tiempo, utilizando a la conexión de espín como intermediaria. Dispositivos cuya operación no posee explicación alguna según el modelo establecido pueden explicarse de esta manera. Por ejemplo, consideramos el dispositivo de Bedini [11] como uno en el cual el pulso eléctrico producido por el ritmo de cambio de un campo magnético se induce en un generador. El pulso de campo eléctrico produce un pulso de electrones en una batería [11] controlado por las Ecs. (1) y (2) a partir de las cuales:

$$\nabla \cdot \nabla \phi + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \cdot \underline{A}) + \nabla \cdot (\underline{\omega} \cdot \underline{A}) - \nabla \cdot (\underline{\phi} \underline{\omega}) = -\mu_0 J^0 \quad (7)$$

Esta ecuación produce resonancias en dos maneras, cada una de las cuales da origen a una ecuación de resonancia.

1. Si se supone que el origen de \underline{E} es puramente debido a ϕ , obtenemos las ecuaciones básicas de resonancia de los documentos 63 y 92 de la serie ECE [1-10].

2. Si se supone que el origen de \underline{E} es puramente magnético, y que el potencial escalar es igual a cero, tenemos:

$$\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \cdot \underline{A}) + \nabla \cdot (\underline{\omega} \cdot \underline{A}) = -\mu_0 J^0 \quad (8)$$

es decir

$$\nabla \cdot \left(\frac{1}{c} \frac{\partial \underline{A}}{\partial t} + \omega^0 \underline{A} \right) = -\mu_0 \underline{J}^0 \quad (9)$$

que puede integrarse para producir una ecuación de resonancia. También es posible producir una resonancia dependiente del tiempo, a partir de las Ecs. (1) y (6). Se considera que a ley de Ampère-Maxwell (6) produce un término impulsor:

$$\frac{\partial \underline{E}}{\partial t} = c^2 (\nabla \times \underline{B} - \mu_0 \underline{J})_{\text{impulsor}} = -\nabla \frac{\partial \phi}{\partial t} - \frac{\partial^2 \underline{A}}{\partial t^2} - \frac{\partial}{\partial t} (c \omega^0 \underline{A}) + \frac{\partial}{\partial t} (c \phi \underline{\omega}) \quad (10)$$

de manera que la ecuación de resonancia más general del tipo que depende del tiempo es:

$$\frac{\partial^2 \underline{A}}{\partial t^2} + c \frac{\partial \omega^0 \underline{A}}{\partial t} + c \omega^0 \frac{\partial \underline{A}}{\partial t} = c \frac{\partial \phi}{\partial t} \underline{\omega} + c \phi \frac{\partial \underline{\omega}}{\partial t} + c \mu_0 \underline{J} - \nabla \frac{\partial \phi}{\partial t} - c^2 \nabla \times \underline{B}. \quad (11)$$

Si no hay densidad de carga y corriente, esta ecuación se reduce a:

$$\frac{\partial^2 \underline{A}}{\partial t^2} + c \omega^0 \frac{\partial \underline{A}}{\partial t} + c \frac{\partial \omega^0 \underline{A}}{\partial t} = -c^2 (\nabla \times \underline{B})_{\text{impulsor}} \quad (12)$$

Hay resonancia en \underline{A} bajo las siguientes condiciones:

1. la parte escalar, ω_0 , de la conexión de espín es distinta de cero,
2. la derivada en función del tiempo, $\partial \omega_0 / \partial t$, es distinta de cero,
3. el rotacional $\nabla \times \underline{B}$ es distinto de cero y además es dependiente del tiempo.

Cuando se investigan diversas reivindicaciones, tales como las de la máquina de Bedini, se vuelve necesario utilizar ecuaciones tales como éstas, que demuestran, por ejemplo, que el campo magnético en el diseño debe de ser dependiente tanto del espacio como del tiempo, y producido a través de un dispositivo que satisfice estos requerimientos. Esto es un ejemplo de una predicción de diseño de la teoría ECE en el campo de la ingeniería.

Además de la Ec. (6), existe la ley de Coulomb (2), que es la ecuación de resonancia [1-10]:

$$\nabla \cdot (c \rho \bar{\omega} - \nabla \phi - \frac{\partial \bar{A}}{\partial t} - c \omega \bar{A}) = \frac{f}{\epsilon_0} \quad (13)$$

En ausencia de carga, esta ecuación se reduce a:

$$\nabla \cdot \left(\frac{\partial \bar{A}}{\partial t} + c \omega \bar{A} \right) = 0 \quad (14)$$

de manera que ω_0 pueden eliminarse entre las ecuaciones (12) y (14). La Ec. (14) es:

$$\nabla \cdot \frac{\partial \bar{A}}{\partial t} = -c \left(\bar{A} \cdot \nabla \omega + \omega \nabla \cdot \bar{A} \right) \quad (15)$$

Por lo tanto, ω_0 se ve gobernada por las Ecs. (12) y (15), las cuales deben de resolverse simultáneamente. La última de estas ecuaciones puede integrarse mediante el teorema de la divergencia [12]. Para todo campo vectorial bien portado $V(\mathbf{r})$, definido como un volumen rodeado por una superficie cerrada S :

$$\oint_S V \cdot \bar{n} \, da = \int_V \nabla \cdot V \, d^3 r. \quad (16)$$

Así, para la ley de Coulomb (12):

$$\int_V (\nabla \cdot \bar{E} - \frac{f}{\epsilon_0}) \, d^3 r = 0 \quad (17)$$

es decir

$$\oint_S \bar{E} \cdot \bar{n} \, da = \frac{1}{\epsilon_0} \int_V \rho(\mathbf{r}) \, d^3 r. \quad (18)$$

De manera que la integración de la Ec. (14) es:

$$\oint_S \left(\frac{\partial \bar{A}}{\partial t} + c \omega \bar{A} \right) \cdot \bar{n} \, da = 0 \quad (19)$$

es decir

$$\oint_S \frac{\partial \underline{A}}{\partial t} \cdot \underline{n} \, da = -c \oint_S \omega^0 \underline{A} \cdot \underline{n} \, da. \quad (20)$$

La Ec. (20) es una relación entre ω_0 y A . La forma correcta de resolver la Ec.(12) es hacerlo simultáneamente con la Ec. (18). Esto puede llevarse a cabo en forma numérica para varios modelos de $\nabla \times B$ producidos por diversos dispositivos. Puede observarse que ω_0 puede eliminarse y que la Ec. (12) se reduce a un oscilador no amortiguado [1-10] porque el término $\partial A / \partial t$ se elimina en favor de A . De manera que, en este ejemplo, A puede amplificarse hasta el INFINITO para diversos modelos en los que $\nabla \cdot B$ actúa como fuerza impulsora. No hay necesidad de modelar ω_0 porque puede expresarse en términos de A .

3. Evaluación sistemática de las ecuaciones para la máquina de Bedini.

Si no se encuentra presente ningún potencial escalar, las ecuaciones de campo de la teoría ECE (1-6) en la variedad base (*base manifold* en idioma inglés) adoptan la forma sencilla:

$$\nabla \times \underline{E} + \dot{\underline{B}} = 0 \quad (21)$$

$$\nabla \times \underline{B} - \frac{1}{c} \dot{\underline{E}} = 0 \quad (22)$$

$$\nabla \cdot \underline{B} = 0 \quad (23)$$

$$\nabla \cdot \underline{E} = 0 \quad (24)$$

con las ecuaciones de definición

$$\underline{B} = \nabla \times \underline{A} - \omega \times \underline{A} \quad (25)$$

$$\underline{E} = -\dot{\underline{A}} - c\omega^0 \underline{A} \quad (26)$$

Aquí, el punto superior indica la derivada en función del tiempo, A es el potencial vectorial, ω es la conexión de espín vectorial y ω_0 es la conexión de espín escalar, ambos con unidades de 1/m. Resulta más conveniente transformar la conexión de espín escalar aún a la frecuencia temporal:

$$\omega_0 := c\omega^0. \quad (27)$$

Las Ecs. (21-24) representan un sistema de ocho ecuaciones y, por el lado derecho de las Ecs. (25-26) se definen siete variables. En el caso más general, el potencial escalar Φ es la octava variable, de manera que (21) - (24) puede resolverse en forma única. Aquí restringimos nuestra consideración al caso sin cargas, y por lo tanto sin un potencial escalar.

En electrodinámica clásica tenemos las mismas ecuaciones, pero sin el término de la conexión de espín. Esto conduce a una inconsistencia para la resolución de las ecuaciones. Algunas veces, sólo se consideran los campos E y B , en cuyo caso pueden utilizarse sólo las ecuaciones (21) y (22). Se intenta que las leyes de Gauss y Coulomb se manejen como "restricciones", pero esto conduce a un sistema de ecuaciones sobre-determinado. En otros casos (cuando hay cargas y corrientes presentes) los potenciales A y los otros dos son homogéneos, y conducen a la solución trivial $A = 0$. En contraste, la teoría ECE presenta una situación perfectamente bien definida con ocho ecuaciones y ocho variables.

Hay básicamente dos métodos para combinar estas ecuaciones para obtener resonancias para casos particulares:

1. utilizar las Ecs. (21) y (22) completamente para definir los términos impulsivos, utilizando las Ecs. (25) y (26) como base para las soluciones resonantes,
2. utilizar los términos B , E en las Ecs. (21), (22) como términos impulsivos, el rotacional de las Ecs. (25) y (26) en las Ecs. (21) y (22) y utilizar estas ecuaciones para las soluciones resonantes.
3. Veremos que ambos métodos no son aplicables en todos los casos posibles.

Además de los dos métodos, debemos utilizar una de las ecuaciones (1.3) ó (1.4). La elección en definitiva depende del caso de si ω ó ω_0 aparece en las ecuaciones (21) y (22). A continuación se desarrollan en los casos específicos 1 y 2, cada uno de ellos para la Ec. (21) (denominado sub-caso a) y para la Ec. (22) (denominado sub-caso b).

Caso 1a: Ley de Faraday como término impulsivo, campo B resonante

Por definición tenemos

$$(\nabla \times \underline{E})_{\text{impulsivo}} = -(\dot{\underline{B}})_{\text{impulsivo}} \quad (28)$$

Insertando la derivada temporal de la Ec. (25) en la Ec. (28):

$$\nabla \times \dot{\underline{A}} - \dot{\omega} \times \underline{A} - \omega \times \underline{A} = (\dot{\underline{B}})_{\text{impulsivo}} = -(\nabla \times \underline{E})_{\text{impulsivo}} \quad (29)$$

Con el objeto de obtener resonancia se requiere una ecuación diferencial de segundo orden en función del tiempo; por lo tanto, sacamos una segunda derivada en función del tiempo:

$$\nabla \times \ddot{\underline{A}} - \ddot{\omega} \times \underline{A} - 2\dot{\omega} \times \underline{A} - \omega \times \ddot{\underline{A}} = (\ddot{\underline{B}})_{\text{impulsivo}} \quad (30)$$

Esta es una ecuación de resonancia en A (para un valor constante de ω) como también en ω (para un valor constante de A). La conexión de espín puede obtenerse a partir de una resolución simultánea de la Ec. (23). Esto podría ser suficiente, si es que no todos los componentes de A ó ω son distintos de cero. En el caso más general se vuelve necesario agregar ecuaciones adicionales.

Caso 1b: Ley de Ampère-Maxwell como término impulsor, campo E resonante

Análogamente al caso 1a, obtenemos a partir de la Ec. (22):

$$(\nabla \times \underline{B})_{impulsor} = \frac{1}{c} \dot{\underline{E}}_{impulsor} \quad (31)$$

y aplicando la Ec. (26):

$$\ddot{\underline{A}} + \dot{\omega}_0 \underline{A} + \omega_0 \dot{\underline{A}} = -(\dot{\underline{E}})_{impulsor} \quad (32)$$

puede determinarse mediante la combinación de la Ec. (32) con la Ec. (24).

Caso 2a: Definición del campo B como término impulsor, Ley de Faraday como ecuación resonante.

Tomando el campo magnético en la Ec. (21) como el término impulsor nos da

$$\nabla \times \underline{E} = -(\dot{\underline{B}})_{impulsor} \quad (33)$$

Insertando la Ec. (26) en la Ec. (33):

$$\nabla \times \dot{\underline{A}} + \nabla \times (\omega_0 \underline{A}) = (\dot{\underline{B}})_{impulsor} \quad (34)$$

o luego de efectuar una segunda derivación en función del tiempo:

$$\nabla \times \ddot{\underline{A}} + \nabla \times (\dot{\omega}_0 \underline{A}) + (\omega_0 \dot{\underline{A}}) = (\ddot{\underline{B}})_{impulsor} \quad (35)$$

que es el equivalente de la Ec. (30) con el otro tipo de conexión de espín.

Caso 2b: Definición del campo E como término impulsor, Ley de Ampère-Maxwell como ecuación resonante.

Comenzando con la Ec. (22) obtenemos

$$\underline{\nabla} \times \underline{B} = \frac{1}{c} \underline{\dot{E}} \Big|_{\text{impulsor}} \quad (36)$$

y con la Ec. (25):

$$\underline{\nabla} \times \underline{\nabla} \times \underline{A} - \underline{\nabla} \times \underline{\omega} \times \underline{A} = \frac{1}{c} \underline{\dot{E}} \Big|_{\text{impulsor}} \quad (37)$$

6

$$\underline{\nabla}(\underline{\nabla} \cdot \underline{A}) - \underline{\nabla}^2 \underline{A} - \underline{\omega}(\underline{\nabla} \cdot \underline{A}) + \underline{A}(\underline{\nabla} \cdot \underline{\omega}) - (\underline{A} \cdot \underline{\nabla}) \underline{\omega} + (\underline{\omega} \cdot \underline{\nabla}) \underline{A} = \frac{1}{c} \underline{\dot{E}} \Big|_{\text{impulsor}} \quad (38)$$

Esto es una ecuación de resonancia para las coordenadas espaciales de A . El investigar las resonancias dependientes del tiempo requiere de una doble derivación adicional en función del tiempo, lo cual vuelve a esta ecuación impracticable.

4. Investigación detallada de la Máquina de Bedini.

4.1 Descripción de la Máquina de Bedini.

En el libro "Free Energy Generation" (Generación Gratuita de Energía) [13], véase también [14], Bedini describe y explica su dispositivo de carga de baterías del año 1984. Representa algunas variantes de la máquina construida durante los últimos 20 años. El diseño básico ha permanecido siendo el mismo. El inventor de la máquina patentada de Bedini afirma que sus máquinas son capaces de extraer energía del espacio circundante, bajo la forma de energía radiante. Los autores de este documento intentan demostrar aquí que la energía producida por estas máquinas es el resultado de una alteración del volumen unitario del espacio-tiempo local, creando un efecto de resonancia el cual permite que la energía fluya fuera del volumen unitario local, bajo la forma de ondas electromagnéticas asimétricas, hacia un circuito rectificador, después de lo cual puede enviarse a un dispositivo de acumulación. Las expresiones matemáticas desarrolladas se basan en la teoría de campo ECE. Las expresiones resultantes permitirán a los diseñadores eléctricos producir circuitos productivos basados en esta matemática, ya que el inventor no ha proporcionado una explicación adecuada de la operación de las máquinas. Uno de los autores ha replicado exitosamente dos de las máquinas de Bedini, y otros han tenido éxito construyendo y operando las máquinas.

La máquina de Bedini posee varios elementos distintivos (véase la Fig. 1). El suministro de energía entrante, el cual puede ser una batería o un suministro de energía eléctrica rectificada a partir de una fuente externa, provee de energía al embobinado transductor y al circuito disparador para pulsar el volumen unitario a través de la bobina del disparador. El imán induce un pulso asimétrico hacia el núcleo del transductor, el cual induce un pulso electromagnético en el bobinado del transductor,

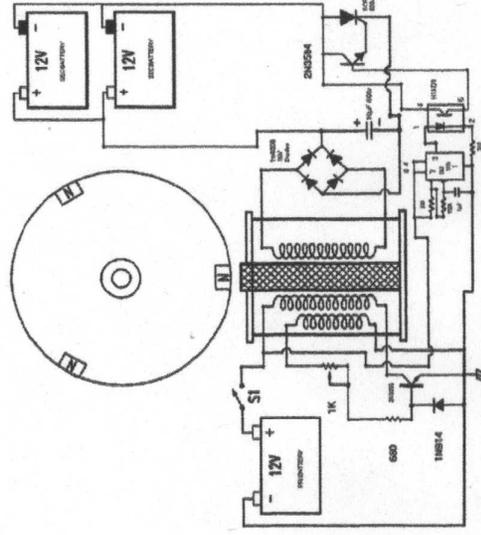


Fig. 1. Máquina de Bedini (de [13], p. 47).

y en el embobinado del generador. El pulso del disparador provoca que fluya energía en el embobinado de energía, dando un refuerzo al imán a medida que avanza, energizado así al rotor hasta el siguiente imán. El pulso del transductor a partir de las bobinas fluye hacia el volumen unitario, alterando el campo local, y la energía de retorno resultante se rectifica luego de fluir a través del embobinado del generador.

Todos estos embobinados del transductor son bobinas independientes, enrolladas en forma concéntrica en un carrete, cuyo núcleo consiste de varillas de hierro dulce, típicamente con un diámetro de 1/16 de pulgada. Una vez que el rotor se ha embobinado manualmente, y se conectan la fuente de energía y el dispositivo de almacenamiento, el rotor se acelerará a una velocidad seleccionada y determinada mediante un reóstato, y la máquina mantendrá dicha velocidad en forma indefinida, cargando el dispositivo de almacenamiento y utilizando menos energía para operar que aquella que almacena, logrando así resultados supra-unitarios en su operación. Uno de los autores ha determinado que la máquina opera más eficientemente a un voltaje de 24 V de corriente directa (CD), en comparación con 12 V de CD, y la máquina opera casi al doble de revoluciones comparadas con aquellas observadas en la operación a 12 V de CD.

El Sr. Bedini ha construido varias máquinas de demostración en una escala de kilowatts; sin embargo, una de las máquinas de los autores sólo es capaz de generar 10-15 watts a la salida, pero este tamaño resulta suficiente para suministrar resultados experimentales significativos. Uno de los autores está actualmente construyendo una máquina de mayor tamaño, con el objeto de replicar las reivindicaciones del Sr. Bedini, en lo referido a valores más altos de generación. Además de las máquinas que utilizan rotores, el inventor ha mostrado diseños de estado sólido, los cuales no han podido ser replicados hasta el momento por los autores, pero otros lo han logrado, aun cuando con valores limitados de generación. Una compañía que utiliza los diseños del Sr. Bedini está actualmente comercializando una línea de cargadores de batería, y afirma que utiliza energía radiante para incrementar la vida y longevidad de la batería.

4.2 Modelos de la Máquina de Bedini

El cargado de una batería significa un flujo de iones en el electrolito en dirección contraria a la corriente de descarga. Según las explicaciones de Bedini, el proceso de carga de batería se logra

mediante pulsos de alta frecuencia. Este tipo de carga es completamente diferente al proceso convencional de carga mediante corriente directa, y en donde el transporte de iones se efectúa mediante la aplicación de un voltaje con corriente directa. Bedini señala que las oscilaciones de alta frecuencia/alto voltaje inician un acoplamiento al espacio-tiempo, de manera que los iones resuenan y se mueven en una dirección opuesta a la corriente de descarga. No se requiere utilizar en este proceso cantidades significativas de energía de recarga convencional.

Clave en la comprensión del proceso resulta el mecanismo de extracción de energía del vacío circundante, es decir el evocar un acoplamiento resonante con el trasfondo del espacio-tiempo. Tal como se ha demostrado a través de la teoría de campo ECE [documentos 63, 92], es posible lograr un acoplamiento con el trasfondo del espacio-tiempo mediante un circuito resonante. En la Fig. 1 puede observarse un circuito semejante, original de Bedini.

El componente clave de la máquina de Bedini es el embobinado trifilar, el cual actúa como un transductor combinado que transmite y recibe. A continuación utilizamos la hipótesis de trabajo de que el acoplamiento con el espacio-tiempo se llevó a cabo a partir de esta acción en la batería, y que puede omitirse un potencial eléctrico Φ , tal como ya se ha hecho en las ecuaciones (21-26).

Dado que se vuelve necesario modelar los campos de una bobina cilíndrica, seleccionamos coordenadas cilíndricas (r, ϕ, z) por conveniencia, con los vectores unitarios $\mathbf{e}_r, \mathbf{e}_\phi, \mathbf{e}_z$, tal como se muestra en la Fig. 2. Dentro de una bobina convencional, el campo magnético es paralelo a la dirección z , y el potencial vectorial es tangencial a círculos alrededor de B . Suponemos que el campo magnético mantiene su dirección en caso de resonancia. Entonces, el vector de conexión de espín debe yacer también en el plano $r - \phi$, al igual que A . En el caso más sencillo es perpendicular a A .

El que se elija el tipo \mathbf{a} ó \mathbf{b} de la Sección 3.1 para el modelado del dispositivo, depende del tipo de mecanismo de excitación. Dentro del transductor tenemos

$$(\nabla \times \mathbf{E})_{\text{impulsor}} \approx 0, \quad (39)$$

durante la fase de pulso. En la fase precedente, cuando un imán montado sobre el rotor se aproxima al transductor, el imán en movimiento induce un campo magnético no simétrico dentro del núcleo de hierro del transductor. Por lo tanto, la condición de la Ec. (39) no siempre resulta válida. Para obtener un modelo viable, efectuamos las siguientes suposiciones simplificadoras. El campo B se orienta en la dirección z :

$$\mathbf{B} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ B_z \end{pmatrix} \quad (40)$$

El potencial vectorial en la electrodinámica clásica tiene entonces sólo una componente ϕ y r :

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} A_r \\ A_\phi \\ 0 \end{pmatrix} \quad (41)$$

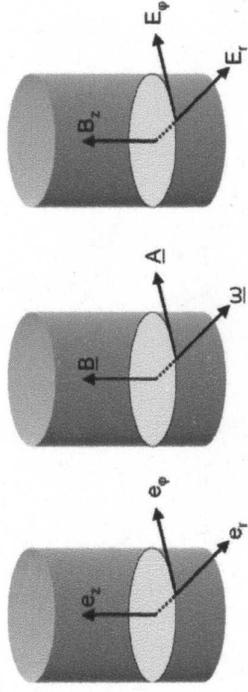


Fig. 1.2. Sistema de coordenadas cilíndricas y campos dentro de un solenoide o bobina.

Dado que la conexión de espín ω no puede hallarse en paralelo a A y B según la Ec. (25), seleccionamos

$$\underline{\omega} = \begin{pmatrix} \omega_r \\ \omega_\phi \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (42)$$

Debido a la simetría rotacional del dispositivo, no puede existir una dependencia de los campos respecto de ϕ . En total tenemos las dependencias funcionales

$$\begin{aligned} B_z &= B_z(r,t) \\ A_r &= A_r(r,t) \\ A_\phi &= A_\phi(r,t) \end{aligned} \quad \begin{aligned} \omega_r &= \omega_r(r,t) \\ \omega_\phi &= \omega_\phi(r,t) \\ \omega_0 &= \omega_0(r,t) \end{aligned} \quad (43)$$

Con las Ecs. (40-42) tenemos (utilizando los operadores diferenciales en coordenadas cilíndricas)

$$\underline{\nabla} \times \underline{A} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r A_\phi) - \frac{\partial A_r}{\partial \phi} \end{pmatrix} \quad (44)$$

$$\underline{\omega} \times \underline{A} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \omega_r A_\phi - \omega_\phi A_r \end{pmatrix} \quad (45)$$

La divergencia de un vector V es, en coordenadas cilíndricas:

$$\underline{\nabla} \cdot \underline{V} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r V_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \phi}(V_\phi) + \frac{\partial}{\partial z}(V_z). \quad (46)$$

Estamos ahora listos para aplicar los métodos 1a, 1b, 2a. Comenzando con 1a, obtenemos a partir de la Ec. (30), con la forma especial de A y ω de las Ecs. (40-45):

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \ddot{A}_\varphi) - \frac{\partial \ddot{A}_r}{\partial \varphi} - \ddot{\omega}_r A_\varphi + \ddot{\omega}_\varphi A_r - z (\ddot{\omega}_r \dot{A}_\varphi - \ddot{\omega}_\varphi \dot{A}_r) - \omega_r \ddot{A}_\varphi + \omega_\varphi \ddot{A}_r = (\ddot{B}_z)_{\text{impulsor}} \quad (47)$$

A partir de la Ec. (23) se obtiene

$$\nabla \cdot (\nabla \times \underline{A} - \underline{\omega} \times \underline{A}) = 0 \quad (48)$$

ó

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r A_\varphi) - \omega_r A_\varphi + \omega_\varphi A_r \right) = 0. \quad (49)$$

Esta ecuación se cumple de un modo trivial. Incluso si suponemos adicionalmente que $A_r = \omega_\varphi = 0$ tenemos una ecuación con dos incógnitas, A_φ y ω_r , de manera que no se obtiene una solución única.

Considerando el caso alternativo 2a se obtiene, a partir de la Ec. (35):

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \ddot{A}_\varphi + r \dot{\omega}_0 A_\varphi + r \omega_0 \dot{A}_\varphi) - \frac{\partial}{\partial \varphi} (\ddot{A}_r + \dot{\omega}_0 A_r + \omega_0 \dot{A}_r) = (\ddot{B}_z)_{\text{impulsor}} \quad (50)$$

A partir de la Ec. (24) se obtiene que

$$\nabla \cdot (-\dot{\underline{A}} - \omega_0 \underline{A}) = 0 \quad (51)$$

ó

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \dot{A}_r + r \omega_0 A_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \varphi} (\dot{A}_\varphi + \omega_0 A_\varphi) = 0 \quad (52)$$

Según la Ec. (43) las Ecs. (50) y (52) pueden simplificarse a

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \ddot{A}_\varphi + r \dot{\omega}_0 A_\varphi + r \omega_0 \dot{A}_\varphi) = (\ddot{B}_z)_{\text{impulsor}} \quad (53)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \dot{A}_r + r \omega_0 A_r) = 0 \quad (54)$$

Estas son dos ecuaciones para tres incógnitas y de solución no única, al igual que anteriormente. Finalmente, aplicamos el caso 1b. Este es diferente de los casos anteriores en virtud de que consideramos como fuerza impulsora al campo eléctrico. A partir de la Ec. (32) se obtienen las dos ecuaciones

$$\ddot{A}_r + \dot{\omega}_0 A_r + \omega_0 \dot{A}_r = -(\ddot{E}_r)_{\text{impulsor}} \quad (55)$$

$$\ddot{A}_\varphi + \dot{\omega}_0 A_\varphi + \omega_0 \dot{A}_\varphi = -(\ddot{E}_\varphi)_{\text{impulsor}} \quad (56)$$

y a partir de la Ec. (24):

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \dot{A}_r + r \omega_0 A_r) = 0 \quad (57)$$

$$\dot{A}_r + (\omega_0 + r \frac{\partial \omega_0}{\partial r}) A_r + r \frac{\partial A_r}{\partial r} + r \omega_0 \frac{\partial A_r}{\partial r} = 0 \quad (58)$$

Vemos que la conexión de espín se acopla con la parte radial del potencial vectorial. Esto indica que el volumen unitario que interactúa con el espacio-tiempo puede que se extienda un poco más allá del transductor. La ocurrencia de \dot{E} implica un rotacional de B que no desaparece según la Ec. (31).

El resultado (57) puede ejemplificarse aún más mediante la aplicación del teorema de la divergencia, tal como se explicó a finales de la Sección 2. La integral de superficie de la Ec. (19) debe de calcularse sobre la superficie cilíndrica del modelo. Las partes por encima de las áreas circulares se cancelan entre sí, debido a la supuesta simetría en la dirección z. Para la parte cilíndrica, la componente ϕ del potencial vectorial es perpendicular a la superficie normal y no contribuye en forma alguna. La única forma que contribuye es la componente radial:

$$\int_V \nabla \cdot \underline{A} d^3r = \int_S (\dot{A}_r + \omega_0 A_r) da = 0 \quad (59)$$

Dado que A_r y ω_0 son independientes en los puntos individuales de superficie, la integral vuelve a evaluarse de una manera trivial y resulta igual a

$$\omega_0 = -\frac{\dot{A}_r}{A_r} \quad (60)$$

Las ecuaciones (55, 56, 60) son tres ecuaciones para tres incógnitas: A_r , A_θ , ω_0 . Este conjunto de ecuaciones debe de resolverse numéricamente, para servir de guía para los diseñadores en el dimensionamiento del transductor, el diseño del disparador y de los circuitos de energía, así como para predecir la energía de salida. Dado que el volumen unitario se encuentra rodeado por el gran número de volúmenes unitarios en una configuración esférica (el resto del espacio), la alimentación teórica de energía al transductor de la máquina se encuentra limitada por el tamaño de su conductor y por la impedancia, observada hacia el transductor desde el lado del espacio.

Este documento analiza, en particular, la máquina de Bedini, pero el concepto de un transductor que actúa como un transmisor-receptor para la extracción de energía del espacio circundante debiera de ser aplicable también para otros diseños de máquinas. El inventor ha formulado una hipótesis respecto de la forma en que operan sus máquinas, el cual resulta no convencional en sus premisas. Los autores sugieren aquí que la más reciente teoría ECE proporcionará una explicación racional para la operación de la máquina, utilizando notación matemática convencional y una teoría física reconocida.

4.3 Conducta resonante del potencial vectorial.

Sin efectuar cálculos numéricos, podemos demostrar que las soluciones resonantes para las Ecs. (55) y (56) existen. Suponemos una dependencia temporal armónica

$$A_r = A_1(r) \text{sen}(\omega t) \quad (61)$$

$$\omega_0 = \omega_1(r) \text{sen}(\omega t) \quad (62)$$

con una frecuencia ω (la cual no debe de confundirse con la conexión de espín ω_0) y funciones dependientes del radio A_1 and ω_1 . Denotemos el lado derecho de la ecuación (55) como f_1 , en cuyo caso la ecuación puede expresarse como:

$$2A_1 \omega_1 \omega \cos(\omega t) \text{sen}(\omega t) - A_1 \omega_1^2 \text{sen}(\omega t) = -f_1 \quad (63)$$

Para $\omega t = \pi/4$ tenemos

$$\text{sen}(\omega t) = \cos(\omega t) = \frac{1}{\sqrt{2}} \quad (64)$$

y la Ec. (63) se simplifica a

$$A_1 \left(\omega_1 \omega - \frac{\omega^2}{\sqrt{2}} \right) = -f_1 \quad (65)$$

la cual da la solución para A_1 :

$$A_1 = \frac{f_1}{\frac{\omega^2}{\sqrt{2}} - \omega_1 \omega} \quad (66)$$

Hay resonancia cuando el denominador se aproxima a cero, es decir

$$\omega_1 = \frac{\omega}{\sqrt{2}} \quad (67)$$

Si hubiéramos definido las Ecs. (61) y (62) mediante la función coseno, hubiéramos obtenido el mismo valor para ω_0 , pero con un signo negativo. Para este modelo sencillo descubrimos que la conexión de espín puede asumir ambos signos (en contraste con una frecuencia real) y mostramos resonancias agudas para ciertas fases del período temporal. Esto coincide con los descubrimientos experimentales. A partir de las ecuaciones originales (55) y (56) esperaríamos una oscilación amortiguada, pero estas ecuaciones son no lineales y, por lo tanto, pueden suceder algunos resultados inesperados, en este caso una oscilación no amortiguada.

4.4 Cálculo del balance de energía

La teoría debiera proveer de un método para estimar el balance de energía de la máquina de Bedini. Según la sección anterior, se supone que el exceso de energía proviene de los procesos en el espacio-tiempo que suceden en el volumen unitario extendido, donde son provocados por el transductor. De manera que un cálculo debe comparar la densidad de energía de los campos de alimentación $(E)_{impulsor}$ ó $(B)_{impulsor}$ a la energía del campo total presente en el caso de resonancia. El resultado puede depender de si consideramos solamente la energía de los campos de fuerza o si incluimos los efectos del potencial del espacio-tiempo. En el primer caso podemos definir la densidad de energía de entrada y salida:

$$U_{ent} = \frac{\epsilon_0}{2} (E^2)_{impulsor} + \frac{1}{2\mu_0} (B^2)_{impulsor}, \quad (68)$$

$$U_{sal} = \frac{\epsilon_0}{2} E^2 + \frac{1}{2\mu_0} B^2. \quad (69)$$

Las energías totales resultante se obtienen entonces mediante la integración sobre el volumen unitario y el tiempo:

$$E_{ent} = \int v_{ent} d^3r dt \quad (70)$$

$$E_{sal} = \int v_{sal} d^3r dt \quad (71)$$

y el "coeficiente de rendimiento" es

$$C_{deR} = \frac{E_{sal}}{E_{ent}} \quad (72)$$

Alternativamente, la energía de salida puede relacionarse con el potencial del espacio-tiempo. A partir de la prescripción mínima, la densidad de momento p

$$p \rightarrow p + \epsilon \dot{A} \quad (73)$$

Podemos definir la densidad de energía cinética del campo mediante

$$u = \frac{\epsilon^2 \dot{A}^2}{2m} \quad (74)$$

donde m es la "masa" del volumen de campo. Según la ecuación de de Broglie

$$m = \frac{\hbar \omega}{c^2} \quad (75)$$

la masa corresponde a una frecuencia ω . Esto conduce a la expresión

$$u = v_{sal} = \frac{\epsilon^2 c^2}{2\hbar \omega} \dot{A}^2 \quad (76)$$

4.5 Soluciones analíticas y numéricas.

Las ecuaciones a resolver para el modelo que hemos desarrollado (las Ecs. (55), (56) y (60) son

$$\ddot{A}_r + \omega_0 A_r + \omega_0 \dot{A}_r = -f_1$$

$$\ddot{A}_\varphi + \omega_0 A_\varphi + \omega_0 \dot{A}_\varphi = -f_2$$

$$\omega_0 = -\frac{\dot{A}_r}{A_r}. \quad (79)$$

con los términos impulsores $f_1(r)$ y $f_2(r)$. En lugar de la Ec. (79), podemos utilizar alternativamente su forma original, es decir la Ec. (58) sin aplicación del teorema de la divergencia:

$$\dot{A}_r + \left(\omega_0 + r \frac{d\omega_0}{dr} \right) A_r + r \frac{dA_r}{dr} + r \omega_0 \frac{dA_r}{dr} = 0. \quad (80)$$

La diferencia es que la forma original representa una ecuación diferencial en r , mientras que la diferenciación de r ha desaparecido en la otra forma. Así, las Ecs. (77) - (79) sólo deben de resolverse en el dominio temporal, lo cual constituye una gran simplificación. En este caso, la Ec. (79) puede insertarse en la Ec. (77). Entonces, todos los términos del lado izquierdo de la ecuación se cancelan entre sí, lo cual conduce a la condición

$$f_1 = 0 \quad (81)$$

Obviamente, esto constituye una condición de compatibilidad, indicando que una fuerza impulsora f_1 no puede aplicarse. La segunda ecuación, (78), puede resolverse analíticamente mediante álgebra computacional, y produce la solución particular

$$A_p = \omega_0 f_2 \left(\epsilon^{-\omega_0 t} \int \frac{e^{\omega_0 t}}{\omega_0 \dot{\omega}_0 t - \dot{\omega}_0 + \omega_0^2} dt - \int \frac{1}{\omega_0 \dot{\omega}_0 t - \dot{\omega}_0 + \omega_0^2} dt \right) \quad (82)$$

Tal como ya se hizo plausible en la Sección 4.3, esto es una ecuación de resonancia si el denominador se dirige hacia el valor igual a cero. Esto significa que se producen resonancias en las soluciones de la ecuación diferencial

$$\omega_0 \dot{\omega}_0 t - \dot{\omega}_0 + \omega_0^2 = 0. \quad (83)$$

El álgebra computacional da, para esta ecuación, la solución general

$$\omega_0 t - \log(\omega_0) = c \quad (84)$$

con un valor constante de c . Esto es una ecuación trascendente para ω_0 . Dado que el valor de c es arbitrario, existe una cantidad infinita de resonancias en el intervalo completo de números reales para ω_0 .

Todas las investigaciones posteriores se llevaron a cabo a través de un modelo. Tal como hemos visto al analizar la Ec. (77), el potencial vectorial A , puede seleccionarse libremente. Considerando la máquina de Bedini, semejante componente radial sólo puede crearse mediante una perturbación asimétrica del potencial de campo de la bobina del transductor. Esto se logra mediante los imanes de la rueda que pasan frente al transductor. Modelamos estos pulsos mediante una función senoidal:

$$A_r(t) = A_1 \sin(\omega t) \quad (85)$$

con una amplitud arbitraria A_1 y una frecuencia temporal ω . Esta función y su derivada temporal pueden observarse en las Figs. 3 y 4 para tres frecuencias diferentes. Con este *ansatz* (estimación inicial de uno o más parámetros intervinientes en un cálculo computacional) al comienzo, la Ec. (79) adopta la forma

$$\omega_0(t) = -6\omega \cot(\omega t) \quad (86)$$

Esta función tiene tangentes verticales donde los valores se aproximan al infinito, véase la Fig. 5 para una representación gráfica de $|\omega_0|$ para tres frecuencias en una escala logarítmica. En consecuencia, la derivada muestra también esta conducta (Fig. 6). La Ec. (78) ha sido resuelta un numéricamente para A_f . Se supuso que la fuerza impulsora f_2 era proporcional al potencial A_r de "rotura de simetría". Al poseer ω_0 el comportamiento singular, la solución abarca un asombroso orden de magnitud y es vulnerable a inestabilidades numéricas. Por lo tanto, la solución se verificó mediante su reinsertión en la Ec. (78) y verificando la igualdad con f_2 . En todos los casos, se mantuvo la igualdad dentro de una precisión suficiente. El resultado (la Fig. 7) muestra gigantescos picos de resonancia a lo largo de 15 órdenes de magnitud, los cuales se producen en coincidencia con la estructura de ω_0 . Obviamente, estos picos corresponden a las señales pico en la máquina de Bedini. La frecuencia temporal debe de identificarse con el ritmo de pasaje de los imanes sobre el transductor. Para de la comparación sea aún más apropiada, en la Fig. (8) se muestra que la derivada de A_f debiera de corresponder al voltaje inducido

$$U_{ind} = -\dot{A}_f \quad (87)$$

La estructura es muy similar a aquella del valor mismo de A_f .

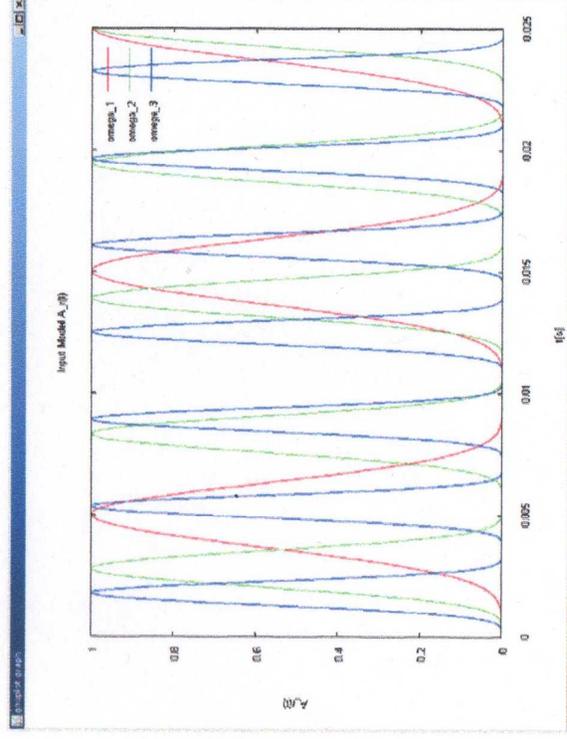


Fig.3. Componente radial del potencial vectorial A_r para tres frecuencias $f = 50\text{Hz}, 90\text{Hz}, 140\text{Hz}$.

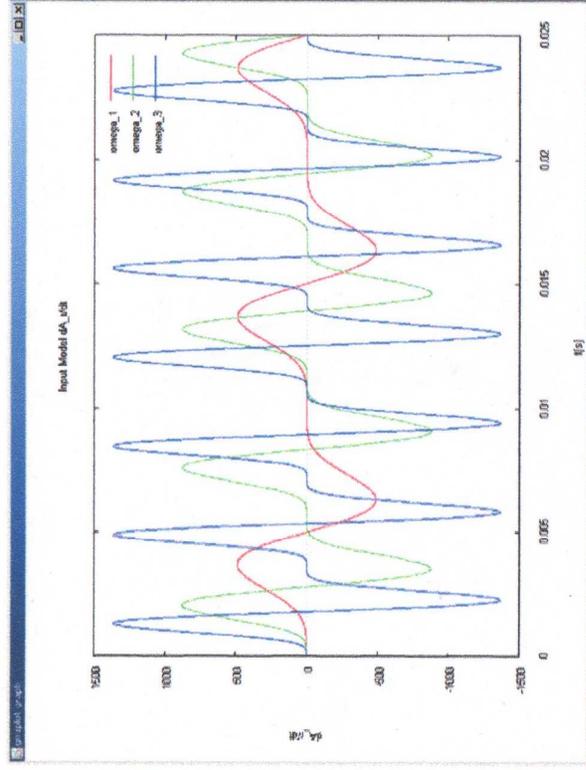


Fig. 4. Derivada temporal \dot{A} , para tres frecuencias $f = 50$ Hz, 90 Hz, 140 Hz.

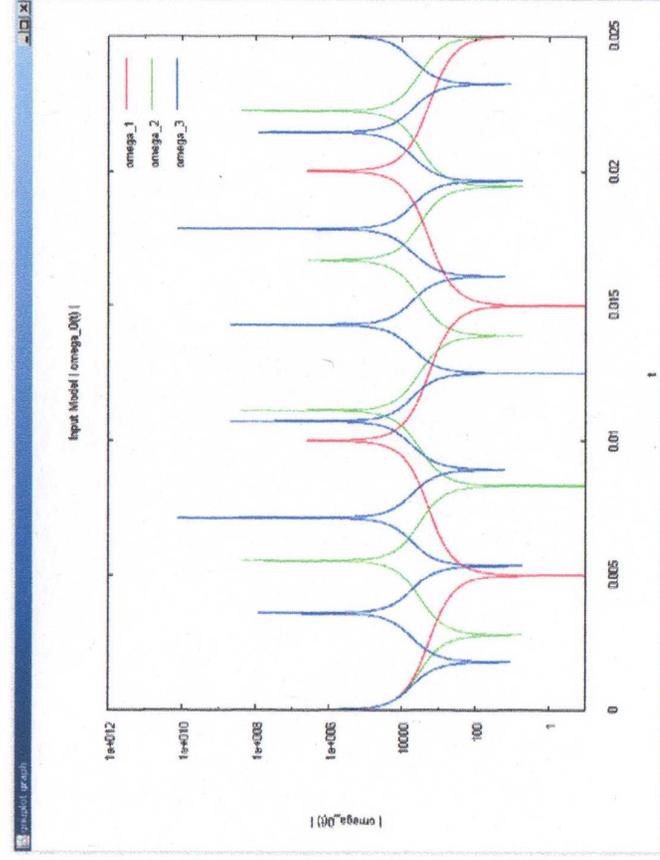


Fig. 5. $|\omega_0|$ para tres frecuencias $f = 50$ Hz, 90 Hz, 140 Hz.

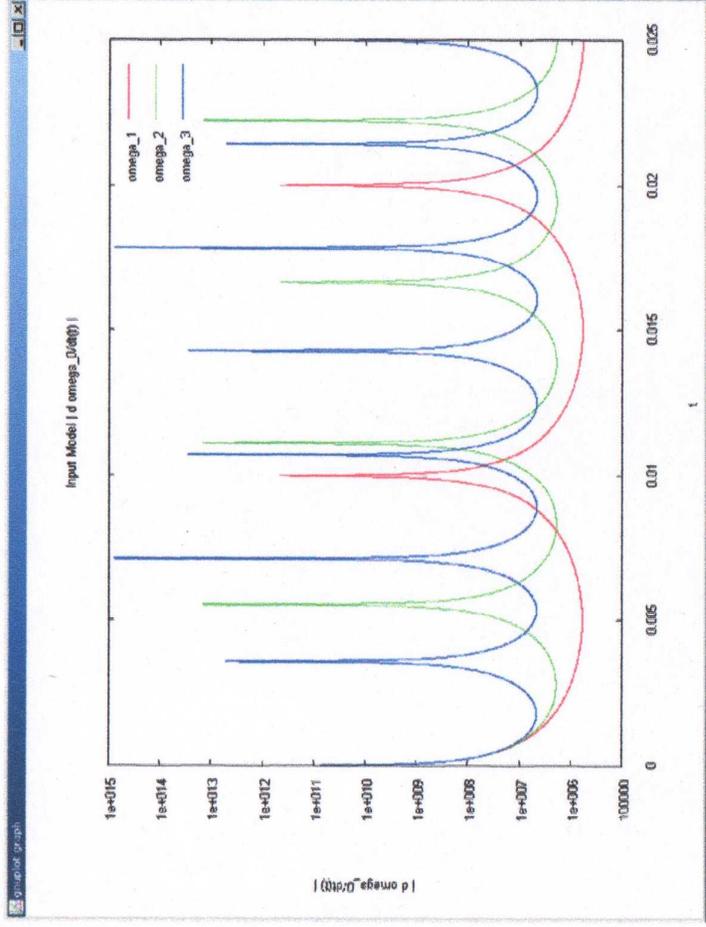


Fig. 6. Derivada temporal $|\dot{\omega}_0|$ para tres frecuencias $f = 50$ Hz, 90 Hz, 140 Hz.

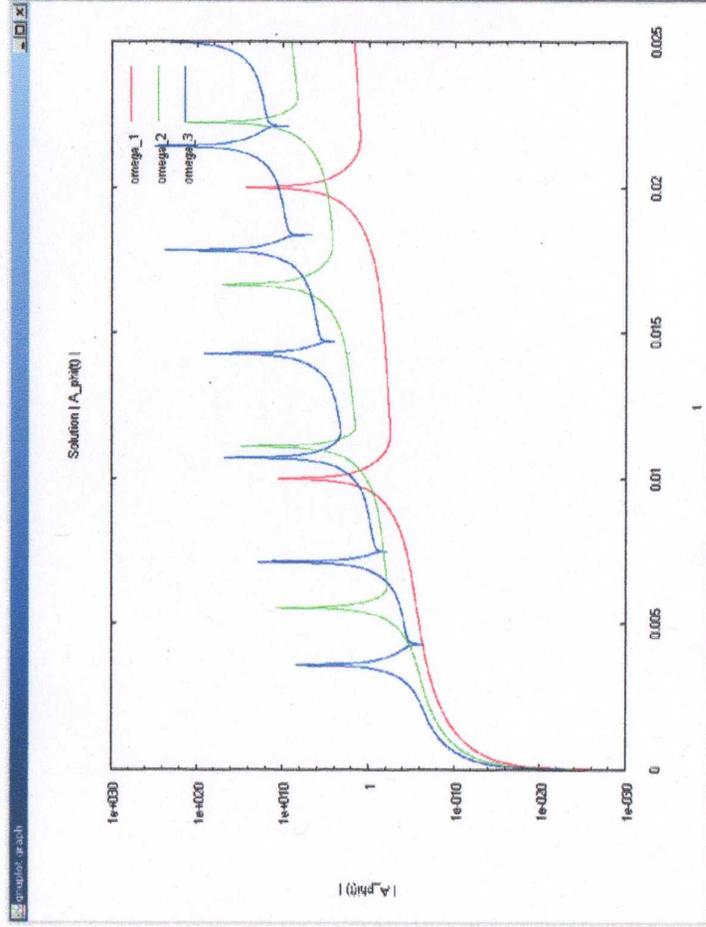


Fig. 7. Solución $|A_\phi(t)|$ para tres frecuencias $f = 50$ Hz, 90 Hz, 140 Hz.

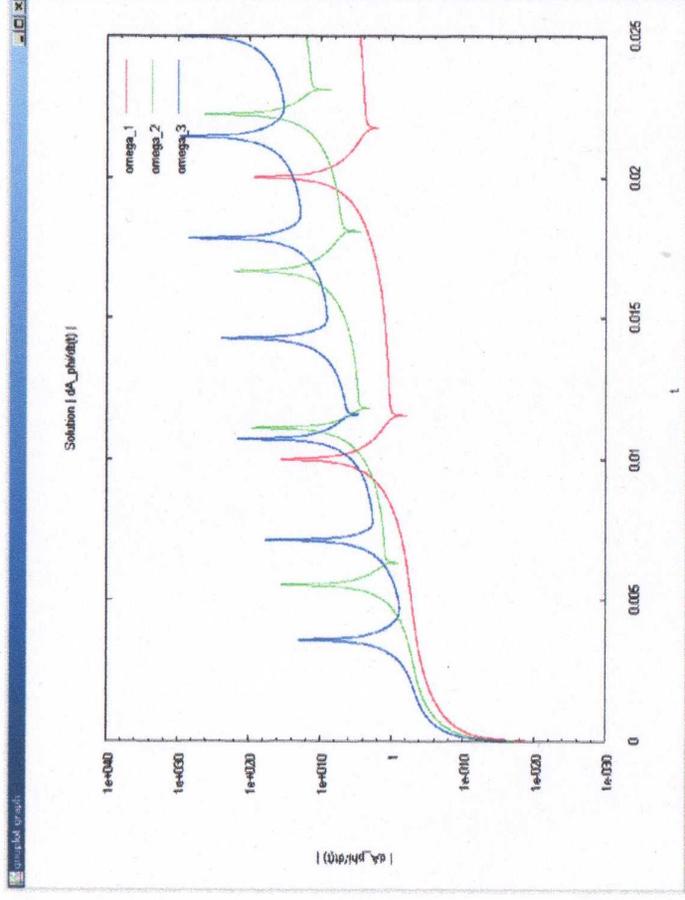


Fig. 8. Derivada temporal $|\dot{A}_p(t)|$ para tres frecuencias $f = 50$ Hz, 90 Hz, 140 Hz.

A continuación, evaluamos la dependencia de la solución sobre la fuerza impulsora f_2 . Resulta que A_p es prácticamente insensible a la forma de f_2 , en tanto el valor sea diferente de cero donde ω_0 tiene sus polos. Incluso resulta suficiente efectuar un pulso pico de 1% del período temporal. La Fig. 9 muestra el resultado para un valor constante de f_2 .

Dado que el cruzamiento con cero de A_p es esencial para las resonancias, hemos modificado la Ec. (85) al sumarle un valor constante de 0.001, desplazando así la curva de la Fig. 3 por este valor respecto de cero. El resultado (la Fig. 10) muestra una estructura de resonancia mucho más pequeña, lo cual indica que las resonancias son muy sensibles respecto de la forma de A_p , a través de ω_0 .

Posteriormente, inspeccionamos el desarrollo de la amplitud máxima. En la Fig. 11 se representa gráficamente respecto de la frecuencia temporal. Obviamente, la resonancia es más dramática para bajas frecuencias. En la siguiente figura (Fig. 1.12) se registró la máxima diferencia de amplitud a lo largo de un tiempo constante simulado de 0.1 segs. Para evitar inestabilidades numéricas inferidas por el cálculo, los autores utilizaron un valor modificado de entrada A_p , tal como se discutió para la Fig. 10 (desplazada hacia arriba en 0.1, sin cruzamiento de cero). Las soluciones son estables en el intervalo de frecuencias bajas, pero existen ventanas de inestabilidad para frecuencias altas. Argumentamos que la ecuación diferencial (78) puede mostrar una conducta caótica y, por ello, debe de ser evaluada cuidadosamente.

Finalmente, presentamos la cantidad de energía transferida integrada a lo largo del tiempo. Según la Ec. (76), esto es proporcional a

$$v(t) = \int_0^t \frac{A\ddot{\varphi}(t')}{\omega} dt' \quad (88)$$

Este término se representa en la Fig. 13. Dado que A_4 atraviesa el valor cero en las resonancias (recordar que el módulo se muestra en las figuras), una cantidad considerable de energía se impulsa de regreso hacia el vacío luego de haber sido transferida al sistema, pero hay suficiente energía restante luego de cada pico de resonancia, de manera que la energía en el sistema aumenta considerablemente.

Como último. En esta sección consideremos la dependencia de los campos respecto del radio, la cual no puede determinarse a partir de las Ecs. (77-79) tal como se discutió previamente. Por lo tanto, comencemos a partir de las Ecs. (77) y (80):

$$\ddot{A}_r + \dot{\omega}_0 A_r + \omega_0 \dot{A}_r = -f_1 \quad (89)$$

$$\dot{A}_r + \left(\omega_0 + r \frac{\partial \omega_0}{\partial r} \right) A_r + r \frac{\partial A_r}{\partial r} + r \omega_0 \frac{\partial A_r}{\partial r} = 0 \quad (90)$$

Efectuaremos un *ansatz* (estimación inicial de uno o más parámetros intervinientes para comenzar un cálculo computacional) para A_r y calcularemos la solución para ω_0 que sea compatible con esto. Seleccionamos

$$A_r = C e^{-\alpha r - i\beta t} \quad (91)$$

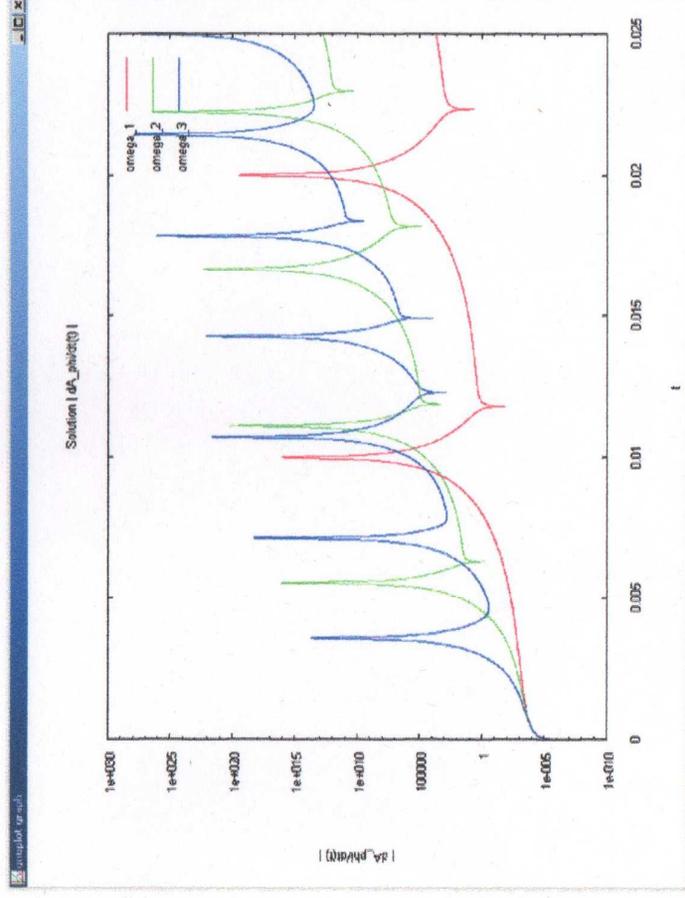


Fig. 9. Derivada temporal $|dA_r(t)|$ con $f_2 = 1$ para tres frecuencias $f = 50$ Hz, 90 Hz, 140 Hz.

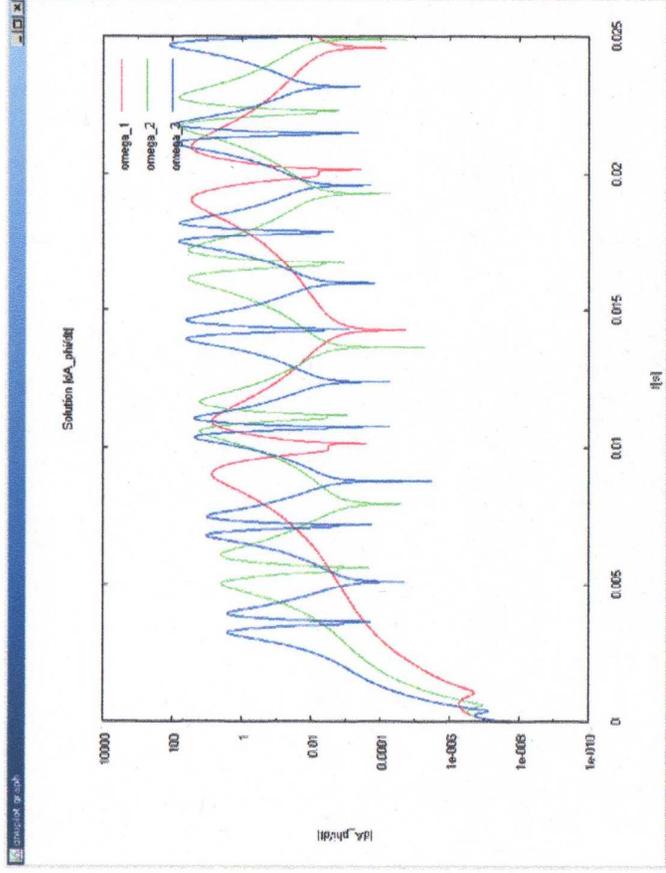


Fig. 10. Derivada temporal $|\dot{\phi}(t)|$ con A , corrida 0.001 para tres frecuencias $f = 50$ Hz, 90 Hz, 140 Hz.

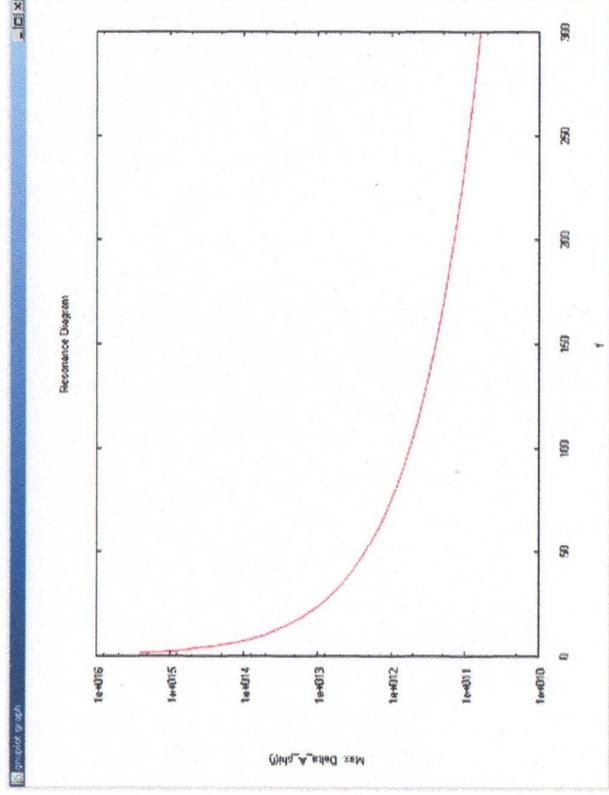


Fig. 11. Comportamiento resonante: amplitud de $A\phi$ luego de 6 períodos de frecuencia f .

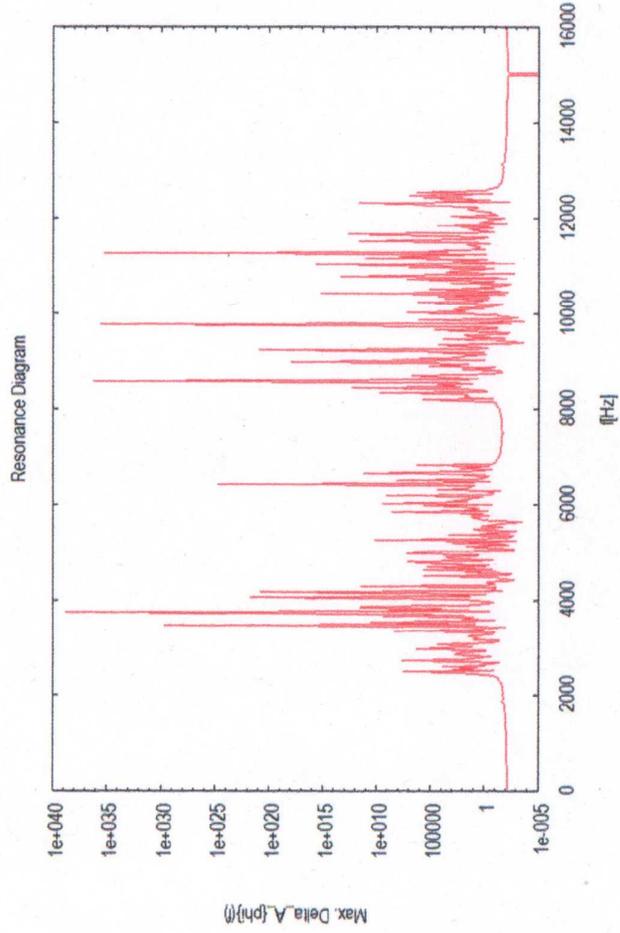


Fig. 12. Comportamiento resonante: amplitud máxima de A_y con intervalos de 0.1 seg en la corrida.

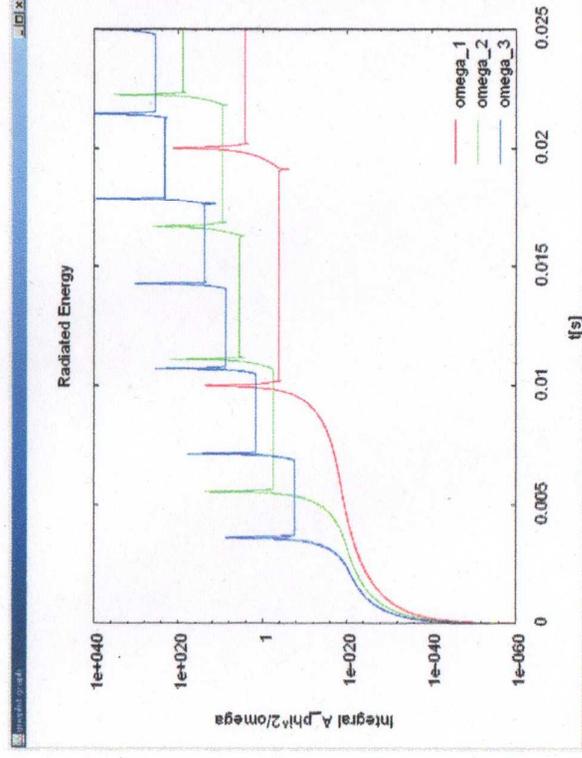


Fig. 13. Integral sobre la energía radiada para tres frecuencias $f = 50$ Hz, 90 Hz, 140 Hz.

lo cual constituye un enfoque convencional para un potencial vectorial que se reduce radialmente y que oscila en el tiempo con una frecuencia β . Si insertamos esto en la Ec. (89) ello resulta en una ecuación diferencial para ω_0 en la variable t .

Bajo condiciones de no perturbación, el campo magnético en el transductor es cilíndricamente simétrico. La parte radial del potencial vectorial debe desaparecer debido a la ley de Gauss. Los imanes móviles ubicados en la rueda distorsionan la simetría del campo magnético en el transductor, al inducir una señal asimétrica. Esto conduce a una componente radial del potencial vectorial que no estaba presente antes. El potencial vectorial cambia a lo largo del tiempo y , por lo tanto, induce un campo eléctrico. En consecuencia, la ley de Coulomb debe satisfacerse como una condición adicional, en este caso para una densidad de carga que desaparece (el campo eléctrico es por completo un campo radiado). Las ecuaciones de campo de la teoría ECE muestran que para la ley de Coulomb la componente radial del potencial vectorial debe ser ya sea igual a cero, o la conexión de espín escalar debe existir para compensar una componente radial que no desaparece del potencial vectorial. Este último caso se satisface en el dispositivo de Bedini y conduce a la conducta resonante observada.

Se ha desarrollado un modelo de toma un potencial vectorial radial A_r como un valor dado de alimentación. Mediante la ley de Coulomb, se produce una conexión de espín ω_0 . Los cruzamientos respecto del valor igual a cero de A_r conducen a un valor singular de la conexión de espín, lo cual a su vez conduce a valores muy elevados del componente ϕ del potencial vectorial. Esto son las resonancias gigantes, las cuales son lo suficientemente fuertes en la práctica como para transferir cantidades significativas de energía desde el espacio-tiempo hacia la máquina.

Para algunos experimentos de resonancia del espacio-tiempo, se reporta la presencia de un resplandor o efecto de luz fluorescente alrededor del aparato cuando se encuentra en resonancia. Al mismo tiempo, la corriente medida para el mecanismo impulsor asume un valor mínimo. Esto puede explicarse a nivel cualitativo mediante un análisis de las contribuciones de la densidad de corriente de carga eléctrica según la teoría ECE. Viene dado en general por

$$J = (\vec{R} \wedge A - w \vec{F})$$

(99)

(en notación abreviada) para los cuales de Hodge de la curvatura \vec{R} y el campo electromagnético \vec{F} al igual que para el potencial A . En el momento de resonancia de conexión de espín, puede que suceda que el término $\omega \wedge \vec{F}$ sobrepase el término de curvatura. Entonces, la corriente de carga puede volverse significativamente más pequeña en tanto la región del espacio posee un elevado densidad de energía debido al gran valor del término de conexión de espín. Obviamente, no se requiere de ninguna "energía negativa" para explicar el efecto.

La única característica experimental no puede relacionarse directamente con nuestro modelo es la conducta requerida de la corriente impulsora. Según Bedini, el pulso del motor actúa como fuerza impulsora para la resonancia del espacio tiempo, y debe ser muy breve y aguda y sin oscilaciones. Los cálculos del modelo mostraron que la forma de la fuerza impulsora no es importante en tanto y en cuanto sea diferente de cero en las posiciones divergentes de tiempo de la conexión de espín. Basados en los resultados de este documento, podemos ofrecer algunas recomendaciones para futuras investigaciones y mejoras del diseño de Bedini, bajo el prerequisite de que nuestro modelo sea correcto:

1. El potencial vectorial A_r debe de proveerse de una manera tal que no existan cruzamientos respecto del valor igual a cero. Esto podría lograrse al posicionar imanes con polaridad alternante en la rueda.

2. Dado que las partes mecánicas limitan la vida útil del dispositivo, sería deseable un diseño sin partes móviles. Los principios del diseño pueden retenerse si se reemplaza la rueda mediante un campo electromagnético en rotación (por ejemplo, basado en las tres fases del voltaje de corriente alterna). Entonces, pueden aplicarse frecuencias de rotación arbitrarias sin restricciones mecánicas.

3. Los efectos de la simetría de la señal que induce la resonancia deberían de investigarse. Por ejemplo, podría evaluarse si un movimiento lineal de un imán perpendicular al transductor también habría de evocar efectos de resonancia.

Apéndice 1: Reducción de notación de forma a notación vectorial.

En notación en forma diferencial, el campo electromagnético en la teoría ECE es:

$$F^a = d \wedge A^a + \omega_b^a \wedge A^b \quad (A.1)$$

que en notación tensorial es [1-10]:

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + \omega_{\mu b}^a A_\nu^b - \omega_{\nu b}^a A_\mu^b. \quad (A.2)$$

El potencial electromagnético es:

$$A_\mu^a = A^{(0)} g_{\mu}^a \quad (A.3)$$

donde g_μ^a es un tensor de índice mixto y rango dos definido por:

$$V^a = g_\mu^a V^\mu. \quad (A.4)$$

Aquí, V^a y V^μ son cuatro-vectores en diferentes marcos de referencia, etiquetados como a y μ en un espacio-tiempo de cuatro dimensiones. Consideremos un ejemplo en particular de la Ec. (A.2):

$$F_{23}^1 = \partial_2 A_3^1 - \partial_3 A_2^1 + \omega_{2b}^1 A_3^b - \omega_{3b}^1 A_2^b. \quad (A.5)$$

A cualquier lado de la ecuación tenemos tensores de rango tres, cuyos componentes deben corresponderse en ambos lados de la ecuación. Así:

$$F_{23}^1 = (\partial_2 A_3^1 - \partial_3 A_2^1) + (\omega_{2b}^1 A_3^b - \omega_{3b}^1 A_2^b). \quad (A.6)$$

Dentro del paréntesis a la derecha de la ecuación están componentes tensoriales antisimétricos, que corresponden a los componentes de un vector axial (campo magnético) o vector polar (campo eléctrico). Los componentes del vector magnético se definen mediante:

$$B_i^1 = \frac{1}{2} \epsilon_{ijk} F_{jk}^1 \quad (A.7)$$

así:

$$B_1^1 = \frac{1}{2} (\epsilon_{123} F_{23}^1 + \epsilon_{132} F_{32}^1) = F_{23}^1 \quad (A.8)$$

Este se reconoce como el componente X:

$$B_x = B_1^1 \quad (A.9)$$

del campo magnético:

$$\underline{B} = B_x \underline{i} + B_y \underline{j} + B_z \underline{k} \quad (\text{A.10})$$

Análogamente:

$$B_x = B_z^2 = F_{31}^2 \quad (\text{A.11})$$

$$B_z = B_3^3 = F_{12}^3 \quad (\text{A.12})$$

Estos resultados se verificaron mediante computadoras en el documento 93 de la serie de la teoría ECE [1-10]. De manera que la Ec. (A.6) deviene:

$$\underline{B} = \underline{\nabla} \times \underline{A} - \underline{\omega}_b \times \underline{A}^b \quad (\text{A.13})$$

En esta notación:

$$(\underline{\omega}_b \times \underline{A}^b)_x = (\omega_{3b} A_b^2 - \omega_{2b} A_b^3)' \quad (\text{A.14})$$

donde el signo negativo se ha introducido siguiendo la usanza de documentos previos.

Estos resultados se obtienen en el caso especial:

$$a = \mu$$

en la Ec. (A.4). Esto significa que los vectores V^a y V^μ se escriben en el mismo marco de referencia. Así, q^a es diagonal en este caso especial:

$$V^0 = q_{10}^0 V_0^0, \quad V^1 = q_{11}^1 V_1^1, \quad V^2 = q_{22}^2 V_2^2, \quad V^3 = q_{33}^3 V_3^3, \quad (\text{A.15})$$

y a partir de la Ec. (A.3), A^μ también debe ser diagonal. De manera que en la Ec. (A.14)

$$(\underline{\omega}_b \cdot \underline{A}^b)_x = (\omega_{32} A_2^2 - \omega_{23} A_3^3)' = \omega_{32}' A_2^2 - \omega_{23}' A_3^3 \quad (\text{A.16})$$

Análogamente:

$$(\underline{\omega}_b \times \underline{A}^b)_y = \omega_{13}^2 A_3^3 - \omega_{31}^2 A_1^1, \quad (\text{A.17})$$

$$(\text{A.18})$$

$$(\underline{\omega}_b \times \underline{A}^b)_z = \omega_{21}^3 A_1^1 - \omega_{12}^3 A_2^2 \quad (\text{A.19})$$

Por lo tanto, el significado del índice b viene dado por las Ecs. (A.17) a (A.19). El resultado final es:

$$\underline{D} = \underline{\nabla} \times \underline{A} - \underline{\omega} \times \underline{A} \quad (\text{A.20})$$

tal como se utilizó en documentos previos en SCR [1]-[10]. La conexión de espín se ha reducido aquí a un vector ω . Las componentes de este vector, en analogía con las Ecs. (A.9) a (A.12) son:

$$\omega_x = \omega_1^1 = \omega_{32}^1 = -\omega_{23}^1, \quad (\text{A.21})$$

$$\omega_y = \omega_2^2 = \omega_{31}^2 = -\omega_{13}^2, \quad (\text{A.22})$$

$$\omega_z = \omega_3^3 = \omega_{12}^3 = -\omega_{21}^3. \quad (\text{A.23})$$

De manera que:

$$\underline{\omega} = \omega_x \underline{i} + \omega_y \underline{j} + \omega_z \underline{k} \quad (\text{A.24})$$

Finalmente, si adoptamos la base circular compleja [1]-[10]:

$$\underline{D}^{(2)*} = \underline{\nabla} \times \underline{A}^{(2)*} - i \underline{\omega}^{(1)} \times \underline{A}^{(2)} \quad (\text{A.25})$$

y si:

$$\omega^{(1)} = g \underline{A}^{(1)} \quad (\text{A.26})$$

obtenemos el campo de espín $\underline{B}^{(3)*}$:

$$\underline{B}^{(3)*} = -ig \underline{A}^{(1)} \times \underline{A}^{(2)} \quad (\text{A.27})$$

Apéndice 2: Deducción del campo eléctrico con notación vectorial.

Para el campo eléctrico consideramos:

$$F_{0i}^{\dot{v}} = (\partial_0 A_i - \partial_i A_0)' + \omega_{0i}^{\dot{v}} A_i^{\dot{v}} - \omega_{i0}^{\dot{v}} A_0^{\dot{v}}, \quad i = 1, 2, 3 \quad (B.1)$$

lo cual es equivalente en notación vectorial a:

$$\underline{F} = -\underline{\nabla}\phi - \frac{\partial \underline{A}}{\partial t} - c\omega^0 \underline{A} + c\phi \underline{\omega} \quad (B.2)$$

Por lo tanto

$$\begin{aligned} -(\underline{\nabla}\phi + \frac{\partial \underline{A}}{\partial t})_x &= (\partial_0 A_1 - \partial_1 A_0)', \\ -(\underline{\nabla}\phi + \frac{\partial \underline{A}}{\partial t})_y &= (\partial_0 A_2 - \partial_2 A_0)', \\ -(\underline{\nabla}\phi + \frac{\partial \underline{A}}{\partial t})_z &= (\partial_0 A_3 - \partial_3 A_0)'. \end{aligned} \quad (B.3) \quad (B.4) \quad (B.5)$$

y

$$\begin{aligned} -(c\omega^0 \underline{A} - c\phi \underline{\omega})_x &= \omega_{01}^1 A_1' - \omega_{10}^1 A_0^0 \\ -(c\omega^0 \underline{A} - c\phi \underline{\omega})_y &= \omega_{02}^2 A_2^2 - \omega_{20}^2 A_0^0 \\ -(c\omega^0 \underline{A} - c\phi \underline{\omega})_z &= \omega_{03}^3 A_3^3 - \omega_{30}^3 A_0^0 \end{aligned} \quad (B.6) \quad (B.7) \quad (B.8)$$

Así:

$$\underline{A} = A_x \underline{i} + A_y \underline{j} + A_z \underline{k} \quad (B.9)$$

donde

$$A_x = A_1^1, \quad A_y = A_2^2, \quad A_z = A_3^3 \quad (B.10)$$

y

$$\underline{\omega} = \omega_x \underline{i} + \omega_y \underline{j} + \omega_z \underline{k} \quad (B.11)$$

donde

$$\omega_x = \omega'_{10}, \omega_y = \omega'^2_{20}, \omega_z = \omega'^3_{30}$$

(B.12)

La parte escalar de la conexión de espín se define mediante:

$$c\omega^0 = -\omega'_{01} = -\omega'^2_{02} = -\omega'^3_{03}$$

(B.13)

y el potencial escalar se define mediante:

$$c\phi = -A^0_0$$

(B.14)

De manera que los campos eléctrico y magnético en relatividad general (teoría ECE) son:

$$\underline{E} = -\nabla\phi - \frac{\partial \underline{A}}{\partial t} - c\omega^0 \underline{A} + c\omega \underline{\phi}$$

(B.15)

$$\underline{B} = \nabla \times \underline{A} - \omega \times \underline{A}$$

(B.16)

Referencias.

- [1] M. W. Evans, "Generally Covariant Unified Field Theory" (Abramis, Suffolk, 2005 en adelante), volúmenes uno a cuatro, volume cinco en preparación (Docs. 71 a 93 en el portal www.aias.us).
- [2] L. Felker. "The Evans Equations of Unified Field Theory" (Abramis, Suffolk, 2007).
- [3] K. Pendergast, "Crystal Spheres" (Abramis, a publicarse, preimpresión en el portal www.aias.us, 2008).
- [4] M. W. Evans, Acta Phys. Polonica, **38**, 2211 (2007).
- [5] M. W. Evans y H. Eckardt, Physica B, 400, 175 (2007).
- [6] M. W. Evans, Physica B, 403, 517 (2008).
- [7] M. W. Evans, Omnia Opera en el portal www.aias.us, 1992 al presente.
- [8] M. W. Evans y H. Eckardt, Documento 63 en el portal www.aias.us, publicado en el volumen cuatro de la ref. (1).
- [9] M. W. Evans, recopilación en Adv. Chem. Phys., vols. 119(2) y 119(3) (2001).
- [10] M. W. Evans y L. B. Crowell, "Classical and Quantum Electrodynamics and the B(3) Field" (World Scientific, 2001); M. W. Evans y J.-P. Vigiér, "The Enigmatic Photon" (Kluwer, Dordrecht, 1994 a 2002, encuademación en tapa dura y blanda), en cinco volúmenes.
- [11] J. Bedini, patentes de Estados Unidos para los dispositivos de Bedini: US Patent No. 6,392,370 (2002), 6,545,444 (2003), 20020097013 (2002), 20020130633 (2002); reporte de evaluación certificada por la industria (TUV de Alemania, 2002) bajo <http://www.icehouse.net/john34/bedimibearden.html>.
- [12] E. G. Milewski, ed., "Vector Analysis Problem Solver" (Education Association, Nueva York, 1984).
- [13] J. Bedini y T. E. Bearden, "Free Energy Generation", Cheniere Press, 2006.
- [14] <http://tech.groups.yahoo.com/group/Bedini Monopole>.