

TRANSDUCTORES MECANO/ELÉCTRICOS PARA TRANSMISIÓN INALÁMBRICA DE ENERGÍA ELÉCTRICA

SAMUEL ÁNGEL JARAMILLO FLÓREZ

Institución Universitaria Tecnológico Pascual Bravo
Tecnología Eléctrica, Calle 73 # 73A-226, Sector de Pilarica, Medellín, Colombia, y
Universidad del Quindío, Programa de Ingeniería Electrónica, Facultad de Ingeniería,
Carrera 15, Calle 12N, Edificio de Ingeniería, 3º Piso, Armenia, Colombia
samuelangel@uniquindio.edu.co

Resumen: En este trabajo se describe el análisis de sistemas de transmisión de energía eléctrica en espacio libre a partir de antenas dipolo eléctrico o magnético. La antena transmisora es rotatoria y la antena receptora está compuesta por múltiples dipolos. Se deducen las ecuaciones que permiten calcular la potencia eléctrica transmitida y recibida y se proponen estructuras de montajes prácticos.

Palabras Clave: Antenas, dipolos eléctricos y magnéticos, conversión electro-mecánica, inducción, magnetización, ondas electromagnéticas, transmisión inalámbrica de energía eléctrica.

INTRODUCCIÓN

Aunque existe una gran variedad de alternativas de sistemas de generación de energía eléctrica utilizadas para suministrar potencia, tales como la generación hidroeléctrica, térmica, eólica, nuclear, etc., se pueden proponer otras posibilidades de producción de energía a partir de los fenómenos electromagnéticos expresados en las ecuaciones de Maxwell. Todos esos sistemas requieren dispositivos complejos y de comportamiento muy crítico, dificultades que deben ser resueltas por los operadores de suministro de energía eléctrica. Las tecnologías inalámbricas de transmisión de energía eléctrica se han desarrollado a partir de comienzos del siglo pasado. La Torre Wardenclyffe, también conocida como la Torre Tesla, situada en Shoreham, Long Island, a 96.5 km de Manhattan, USA, fue una torre-antena de telecomunicaciones inalámbricas pionera diseñada para la telefonía comercial transatlántica, retransmisiones de radio y para demostrar la transmisión de energía sin cables conectores entre los años 1901 y 1917. Nikola Tesla consiguió ponerla en marcha en varias ocasiones con éxito. Las instalaciones centrales no llegaron a ser completamente operativas y el proyecto no se completó debido a problemas financieros. En 2006, Marin Soljačić y otros investigadores del Instituto

Tecnológico de Massachusetts aplicaron el concepto de resonadores acoplados para transferir potencia de manera inalámbrica. En junio 7 de 2006 reportaron la implementación de un prototipo demostrando la posibilidad de encender una bombilla de 60W desde una fuente de energía que estaba separada 2.0 m obteniendo una eficiencia aproximada de 40% [1], [2]. Existen algunos trabajos previos relacionados con el cálculo del período de un dipolo eléctrico rotatorio [3], modelamiento de dipolos eléctricos rotatorios [4], [5] y [6], cálculos del momento dipolar eléctrico de dipolos rotatorios a velocidades relativistas y del efecto de campos eléctricos rotatorios sobre materiales dieléctricos [7].

Este trabajo describe el análisis de sistemas de transmisión de energía eléctrica en espacio libre a partir de antenas dipolo eléctrico o magnético. Con estos sistemas se puede obtener diversidad en el suministro del fluido eléctrico en caso de falla y puede competir con los sistemas tradicionales, porque facilita la instalación, la versatilidad y la ubicación en los sitios remotos, aumentando el cubrimiento a bajo costo.

TRANSMISIÓN INALÁMBRICA DE ENERGÍA ELÉCTRICA CON DIPOLOS ELÉCTRICOS GIRATORIOS

Con Antenas Dipolos Eléctricos Puntuales

El circuito más simple de una antena transmisora es el que corresponde a una corriente uniforme que circula a lo largo de un conductor de longitud diferencial dl . Se supone que la corriente $i(t)$ varía senoidalmente con el tiempo $i(t) = \text{Re}(\mathbf{I}e^{j\omega t})$, siendo \mathbf{I} el fasor corriente y ω la frecuencia angular del generador. Dado que la corriente es discontinua en los extremos, la carga eléctrica $q(t)$ debe depositarse allí, siendo de signo opuesto en cada extremo, con $q(t) = \pm dq/dt$ $\mathbf{pI} = \pm j\omega \mathbf{Q}$, con las posiciones en los extremos dadas por $z = \pm dl/2$. Esto

forma un dipolo eléctrico de momento $\mathbf{p} = qd\hat{\mathbf{i}}_z$, siendo $\hat{\mathbf{i}}_z$ el versor en la dirección del eje z . Es posible utilizar dipolos eléctricos oscilatorios y rotatorios con el tiempo para transmitir energía eléctrica a través del espacio libre. Un dipolo eléctrico armónicamente oscilatorio se describe por su momento dipolar eléctrico según (1) [3] donde ω es la frecuencia angular, t el tiempo

$$\mathbf{p} = \mathbf{p}_0 e^{-j\omega t} \quad (1)$$

y \mathbf{p}_0 el momento dipolar eléctrico inicial. En el vacío, esto produce campos eléctricos y magnéticos dados por (2) y (3), respectivamente donde

$$\mathbf{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left\{ \frac{\omega^2}{c^2 r} \hat{\mathbf{r}} \times \mathbf{p} \times \hat{\mathbf{r}} + \left(\frac{1}{r^3} - \frac{j\omega}{cr^2} \right) [3\hat{\mathbf{r}}(\hat{\mathbf{r}} \cdot \mathbf{p}) - \mathbf{p}] \right\} e^{j\omega r/c} \quad (2)$$

$$\mathbf{B} = \frac{\omega^2}{4\pi\epsilon_0 c^3} \hat{\mathbf{r}} \times \mathbf{p} \left(1 - \frac{c}{j\omega r} \right) \frac{e^{j\omega r/c}}{r} \quad (3)$$

c es la velocidad de la luz en el vacío, ϵ_0 la permitividad dieléctrica en el vacío, \mathbf{r} el vector posición desde la fuente con magnitud r , \mathbf{p} el momento dipolar eléctrico, \mathbf{E} la intensidad de campo eléctrico y \mathbf{B} la densidad de campo magnético.

En campo lejano, (para $kr = \omega r/c \gg 1$), siendo $k = \omega/c$ el número de onda, los campos se convierten en la forma límite de la onda esférica radiada dadas por (4)

$$\mathbf{B} = \frac{\omega^2}{4\pi\epsilon_0 c^3} (\hat{\mathbf{r}} \times \mathbf{p}) \frac{e^{j\omega r/c}}{r} \quad (4)$$

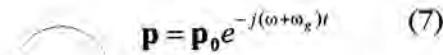
$$\mathbf{E} = \frac{1}{c} \mathbf{B} \times \hat{\mathbf{r}} \quad (5)$$

y (5) los cuales producen una potencia radiada total promediada en el tiempo P dada por (6):

$$P = \frac{\omega^4}{12\pi\epsilon_0 c^3} |\mathbf{p}|^2 \quad (6)$$

Esta potencia no es distribuida isotrópicamente, sino que está concentrada alrededor de las direcciones perpendiculares al momento dipolar \mathbf{p} . De (6) se observa que la potencia radiada por la antena dipolo eléctrico en campo lejano es proporcional a ω^4 .

Una antena dipolo eléctrico giratoria a una frecuencia angular de rotación ω_g posee un momento dipolar eléctrico dado por (7)



$$\mathbf{p} = \mathbf{p}_0 e^{-j(\omega + \omega_g)t} \quad (7)$$

y la potencia radiada total promediada en el tiempo P_g en campo lejano está expresada por (8)

$$P_g = \frac{(\omega + \omega_g)^4}{12\pi\epsilon_0 c^3} |\mathbf{p}|^2 \quad (8)$$

Utilizando la conversión fasorial $\mathbf{Id} = j\omega\mathbf{p}$, (8) puede escribirse como (9)

$$P_g = \frac{(\omega + \omega_g)^2}{12\pi\epsilon_0 c^3} |\mathbf{Id}|^2 \quad (9)$$

La densidad de potencia de tiempo-promedio en campo lejano es como se expresa en (10) [8]

$$\langle \mathbf{S} \rangle = \frac{1}{2\mu_0} \text{Re}(\mathbf{E} \times \mathbf{B}^*) = \frac{1}{2} \frac{|E_0|^2}{\eta_0} \frac{\sin^2\theta}{(kr)^2} \hat{\mathbf{r}} \quad (10)$$

donde b_0 es la impedancia intrínseca del espacio libre, θ el ángulo entre el eje del dipolo eléctrico y el vector de posición \mathbf{r} . El campo eléctrico E_0 se calcula con (11)

$$E_0 = -\frac{\omega |\mathbf{p}| k^2}{4\pi} \eta_0 \quad (11)$$

Sustituyendo (11) en (10), se llega a (12)

$$\langle \mathbf{S} \rangle = \frac{\eta_0}{32\pi^2 c^2} \omega^4 |\mathbf{p}|^2 \frac{\sin^2\theta}{r^2} \hat{\mathbf{r}} \quad (12)$$

La densidad de potencia varía con el ángulo θ , siendo cero a lo largo del eje del dipolo ($\theta = 0, \pi$) y máxima a ángulos rectos al mismo ($\theta = \pi/2$).

Una antena dipolo eléctrico giratoria a una frecuencia angular de rotación ω_g posee un momento dipolar eléctrico dado por (7) y, de (12), se concluye que el flujo de potencia de tiempo-promedio \mathbf{S}_g es como (13)

$$\langle S_g \rangle = \frac{\eta_0}{32\pi^2 c^2} (\omega + \omega_g)^4 |\mathbf{p}|^2 \frac{\sin^2\theta}{r^2} \hat{\mathbf{r}} \quad (13)$$

Utilizando la conversión $\mathbf{Idl} = j\omega\mathbf{p}$, (13) puede escribirse como (14)

$$\langle S_g \rangle = \frac{\eta_0}{32\pi^2 c^2} (\omega + \omega_g)^2 |\mathbf{Idl}|^2 \frac{\sin^2\theta}{r^2} \hat{\mathbf{r}} \quad (14)$$

En campo lejano, se debe cumplir que $kr = r\omega/c \gg 1$. Para suministrar energía eléctrica dentro de un recinto cerrado, las distancias son menores a 10.0m. Entonces $\omega \gg c/r$ cuando $\omega \gg 3 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$, así que $f \gg 4.77 \text{ MHz}$. Para $r = 2.0 \text{ m}$, $f \gg 23.87 \text{ MHz}$. Por lo tanto, en (8) y (13), se deben tener en cuenta estas frecuencias límite. En la Figura 1 se observa la curva que muestra la dependencia de la densidad de potencia de tiempo-promedio con la frecuencia de alimentación de la antena dipolo eléctrico corto, dada por (14), para $50 \text{ MHz} < f < 1 \text{ GHz}$, con $f_g = 200 \text{ Hz}$, $r = 2.0 \text{ m}$, $dl = 0.1 \text{ m}$ e $I_0 = 100 \text{ A}$. En este intervalo, la frecuencia de rotación f_g del dipolo no afecta apreciablemente el resultado.

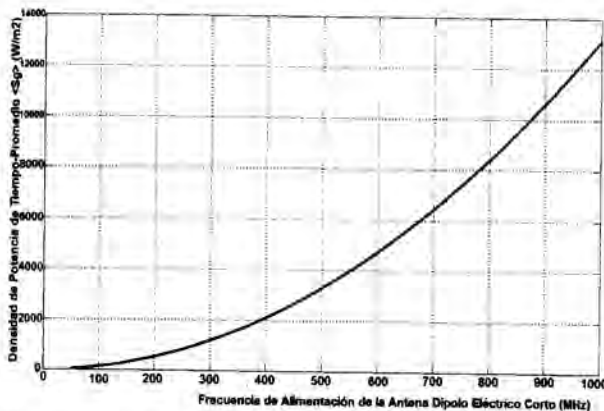


Figura 1. Dependencia con la frecuencia de alimentación f de la densidad de potencia de tiempo promedio para la antena dipolo eléctrico corto.

Construyendo un arreglo de antenas de tal manera que estén en el mismo plano y espaciados 1.5° entre sí, en una semicircunferencia se tendrán alrededor de 120 antenas, y la densidad de potencia radiada aumentará. Esta potencia radiada podrá incrementarse aún más aumentando el voltaje de alimentación en DC de las antenas dipolo eléctrico o ubicándola en el foco de un reflector parabólico. En el receptor también podrá aumentarse la ganancia construyendo un arreglo

de antenas similar al del transmisor, en este caso estacionario, y sumar las corrientes inducidas en cada una de las antenas. Una nueva manera de recibir la energía de las ondas electromagnéticas enviadas desde los dipolos giratorios es mediante una antena helicoidal de alta ganancia diseñada a la frecuencia $\omega + \omega_g$, y dirigida hacia las antenas rotatorias. La hélice de dicha antena helicoidal deberá tener el mismo sentido de giro de polarización circular que la transmitida por los dipolos rotatorios.

Al obtener (10), solamente los campos lejanos contribuyen al flujo de potencia de tiempo-promedio. Los campos cercano e intermedio contribuyen solo con términos imaginarios, lo que representa potencia reactiva. Por lo tanto, para frecuencias $f \ll 4.77 \text{ MHz}$, dentro de la sala se tendrán campos electromagnéticos estacionarios, con modos TE y TM, los cuales inducen un voltaje en las espiras ubicadas en cualquier punto de la sala. En este rango de frecuencias, la frecuencia f_g sí es importante en el cálculo de la potencia generada en el receptor. Para ello se deberán utilizar (2) y (3). Con (3) se halla el campo $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$ en \mathbf{r} y luego el flujo $\dot{\Phi}$ a través de las espiras. Con este se encuentra el voltaje usando la Ley de inducción de Faraday.

Si se alimenta la antena dipolo eléctrico puntual con corriente de DC, entonces $\dot{\omega} = 0$, la antena es un dipolo electrostático y, en campo cercano, se cumplen (2) y (3) con $\dot{\omega} = \dot{\omega}_g$, generando una onda electromagnética estacionaria con potencia reactiva que puede inducir un voltaje en una espira que se encuentre en dicha región, como se indicó en el párrafo anterior. Por lo tanto, es posible generar un voltaje de AC en una antena dipolo eléctrico en el receptor a partir de una corriente de DC alimentando una antena dipolo eléctrico en el transmisor, girando esta alrededor de un eje que pase por su centro, a una frecuencia angular $\dot{\omega}_g = 2\pi f_g$. Para un dipolo electrostático, el campo eléctrico en el plano perpendicular al eje y que pasa en medio de las cargas está dado por (15)

$$\mathbf{E} = \frac{2\mathbf{p}}{4\pi\epsilon_0 \left[r^2 + \left(\frac{dl}{2} \right)^2 \right]^{3/2}} \quad (15)$$

donde r es la distancia desde el origen ubicado en el centro del dipolo y dl es la distancia de separación

entre las cargas eléctricas. Haciendo girar el dipolo, el momento dipolar es (16)

$$\mathbf{p} = \mathbf{p}_0 e^{-j\omega_g t} \quad (16)$$

En campo lejano, la densidad de potencia de tiempo promedio se puede escribir como (17), partiendo de la expresión $\langle S_g \rangle = |\mathbf{E}|^2 / 2b_0$ para ondas planas y utilizando la conversión $\mathbf{I}_0 dl = j\nu \mathbf{p}$.

$$\langle S_g \rangle = \frac{|\mathbf{p}|^2}{8\pi^2 \epsilon_0^2 \eta_0 \left[r^2 + \left(\frac{dl}{2} \right)^2 \right]^3} = \frac{|I_0(dl)|^2}{8\pi^2 \epsilon_0^2 \eta_0 \omega_g^2 \left[r^2 + \left(\frac{dl}{2} \right)^2 \right]^3} \quad (17)$$

Con (17) se podrá calcular el valor aproximado de la densidad de potencia de tiempo-promedio radiada por un dipolo eléctrico puntual giratorio en campo lejano a una distancia r , conociendo su longitud dl y la corriente eléctrica de alimentación \mathbf{I}_0 .

Utilizando (10) y (15), con $\mathbf{B} = (\hat{r}_0 |I_0| / 2pr) \mathbf{u}_\phi$, campo magnético de la corriente dipolar (suponiéndola uniforme), y que es acimutal en el plano perpendicular al plano que contiene el dipolo eléctrico, se puede llegar a la (18)

$$\langle S_g \rangle = \frac{|I_0|^2 dl}{8\pi^2 \epsilon_0 \omega_g r \left[r^2 + \left(\frac{dl}{2} \right)^2 \right]^{3/2}} \quad (18)$$

que es aproximadamente la densidad de potencia de tiempo-promedio radiada por un dipolo eléctrico puntual giratorio a una distancia r cualquiera en el plano perpendicular al plano que contiene el dipolo eléctrico, conociendo su longitud dl y la corriente eléctrica de alimentación \mathbf{I}_0 .

Utilizando la (9) para calcular la potencia radiada total promediada en el tiempo P_g en campo lejano y la expresión para calcular la potencia de entrada a partir de la resistencia de radiación para un dipolo eléctrico corto $R_{rad} = 80\pi^2 (dl/l)^2$, la potencia radiada $P_{rad} = I^2 R_{rad} / 2$ es aproximadamente igual a $P_g \gg P_{rad}$. La potencia eléctrica de entrada disipada en la resistencia de pérdidas R_{perd} es $P_{en} = I^2 R_{perd} / 2$. La eficiencia de radiación

se puede escribir como $b_{rad} = P_{rad} / (P_{rad} + P_{perd}) = R_{rad} / (R_{rad} + R_{perd})$ y $b_{rad} = 1 / [1 + R_{perd} (\hat{e}/dl)^2 / 80\pi^2]$. Con $R_{perd} \gg 1W$, la eficiencia de radiación es de 7.3% cuando $dl=0.1m$; 13.6% para $dl=0.2m$ con $R_{perd} \gg 2W$; 19.1% para $dl=0.3m$, con $R_{perd} \gg 3W$; 28.3% para $dl=0.5m$, con $R_{perd} \gg 5W$ y 32.1% para $dl=0.6m$, con $R_{perd} \gg 6W$. Con $r=2.0m$, $dl=0.1m$, $e I_0=100A$, para $f=1.0GHz$, se observa en la Figura 1 que $\langle S_g \rangle$ es del orden de $1.3 \times 10^4 W/m^2$, que produce una potencia en una antena receptora con una área efectiva de $A_{er} = 10^{-2} m^2$ de 130W. Para $f=1.0GHz$, se observa que $\langle S_g \rangle$ es del orden de $1.3 \times 10^4 W/m^2$, que produce una potencia en una antena receptora con una área efectiva de $A_{er} = 10^{-2} m^2$ de 130W, suficiente para encender una lámpara de 100W. Una lámpara de 60W sería encendida por una frecuencia $f=675MHz$.

Construyendo un arreglo de antenas de tal manera que estén en el mismo plano y espaciados 1.5° entre si, en una semicircunferencia se tendrán alrededor de 120 antenas, y la densidad de potencia recibida aumentará a $130W \times 120 = 15.6kW$. La potencia de entrada en la antena transmisora $P_{en} = (P_{rad} + P_{perd}) = I^2 (R_{rad} + R_{perd}) / 2 \gg 30kW$, y la eficiencia de transmisión de energía será del orden de $(15.6 / 30) \times 100\% = 52.0\%$.

El momento de inercia para una antena dipolo corto con masa $M=0.1kg$ y $dl=0.1m$ que gira alrededor de un eje perpendicular a su eje y que pasa por su centro es $M(dl)^2 / 12$ y su energía cinética rotacional es $M\dot{\alpha}^2 (dl)^2 / 2 = 66.6J$. Con $f_g=200Hz$, $r=2.0m$, $dl=0.1m$, $e I_0=100A$, la densidad de potencia de tiempo-promedio $\langle S_g \rangle$ se puede calcular con (18), y se obtiene que $\langle S_g \rangle = 710kW$. En DC, la potencia empleada en la rotación de la antena dipolo corto es la energía cinética rotacional dividida por el periodo de rotación ($T_g = 1/f_g = 5ms$, lo que da $66.6J / 0.005s = 13.3kW$ y la eficiencia de conversión mecano-eléctrica es de aproximadamente $13.3kW / 710kW = 1.87\%$.

Con antenas dipolos eléctricos largas

La resistencia de radiación R_{rad} para un dipolo corto se calcula con $R_{rad} = 80\pi^2 (dl/l)^2$, siendo l la longitud de onda. La potencia radiada $P_{rad} = I^2 R_{rad} / 2$ siendo proporcional a $(dl/l)^2$, es pequeña para antenas dipolares donde la longitud del dipolo dl es mucho menor que l . Se puede radiar más potencia si se incrementa la longitud de la antena o ubicando la antena en el foco de un reflector parabólico. Considerando

una antena dipolo larga de longitud L que transporta una corriente de amplitud constante I_0 en toda la antena, y en campo lejano, la densidad de potencia de tiempo promedio se puede escribir como (19) [8]

$$\langle S_r \rangle = \frac{|E_0|^2 \tan^2 \theta \sin^2 [(kL/2) \cos \theta]}{2\eta_0 (kr)^2 (kL/2)^2} \quad E_0 = \frac{I_0 L \eta_0 k^2}{4\pi} \quad (19)$$

La densidad de potencia dada en (19) depende de q y de L , y el máximo principal aparece siempre en $q = p/2$, siendo más agudo cuando L aumenta. Sustituyendo E_0 en $\langle S_r \rangle$, da (20)

$$\langle S_r \rangle = \frac{\eta_0 |I_0|^2}{8\pi^2 r^2} \tan^2 \theta \sin^2 [(\omega L/2c) \cos \theta] \quad (20)$$

Con la (20), conociendo la corriente en la antena dipolo eléctrico $I_0 = I_0 e^{j\omega t}$, puede calcularse la densidad de potencia de tiempo-promedio radiada, reemplazando I_0 , la distancia r y la frecuencia ω . Utilizando la conversión $I_0 L = j\omega p$, (20) queda en función del momento dipolar eléctrico oscilatorio, y da (21)

$$\langle S_r \rangle = \frac{\omega^2 \eta_0 |p|^2}{8\pi^2 L^2 r^2} \tan^2 \theta \sin^2 [(\omega L/2c) \cos \theta] \quad (21)$$

Si el dipolo eléctrico es además rotatorio, el momento p está dado por (7), y (21) se convierte en (22)

$$\langle S_{r_g} \rangle = \frac{(\omega + \omega_g)^2 \eta_0 |p|^2}{8\pi^2 L^2 r^2} \tan^2 \theta \sin^2 \{(\omega + \omega_g)L/2c\} \cos \theta \quad (22)$$

Dependiendo de la longitud L del dipolo se tendrán máximos secundarios con ángulos próximos pero con amplitudes mucho más pequeñas comparadas con el lóbulo principal en $q = p/2$. Esto permite un mayor cubrimiento del recinto en donde se desea suministrar energía eléctrica, puesto que la rotación de la antena hace que los lóbulos recorran la mayoría de los puntos en el interior de la sala. Si se alimenta la antena dipolo eléctrico de longitud L con corriente de DC, entonces $\dot{\omega} \gg 0$, la antena es un dipolo electrostático y, en campo cercano, se calcula la densidad de potencia en tiempo promedio con (23)

$$\langle S \rangle = \frac{1}{2\mu_0} \text{Re}(\mathbf{E} \times \mathbf{B}^*) \quad (23)$$

$\dot{\omega} = \dot{\omega}_g$, y utilizando las expresiones completas de los campos \mathbf{E} y \mathbf{B} generados por una antena dipolo eléctrico largo, y se produce una onda electromagnética estacionaria, con modos TE y TM, y con potencia

reactiva que puede inducir un voltaje en una espira. Por lo tanto, es posible generar un voltaje de AC partir de una corriente de DC alimentando una antena dipolo eléctrico en el transmisor, girando esta alrededor de un eje que pase por su centro, a una frecuencia angular $\dot{\omega}_g = 2p'_g$. Para la construcción de la antena dipolo eléctrico giratoria se utilizaron dos antenas de radio-receptor y un motor de corriente alterna al cual se controló la velocidad con un circuito de potencia, como se muestra en las Figura 2. Para la antena transmisora rotatoria, se utilizó una fuente de voltaje DC variable. Esta señal fue observada en el osciloscopio, Figura 3. Se observa en el recuadro interior la señal en la antena dipolo eléctrico receptora vista en el osciloscopio, en la escala vertical de 0.5V/div. La frecuencia medida fue de 2.5 Hz, que corresponde a la de giro de la antena dipolo con un periodo de rotación de 0.4 s. La potencia recibida se puede aumentar ubicando la antena en el foco de un reflector parabólico, incrementando la frecuencia de rotación, el voltaje de DC de alimentación y la longitud de las antenas. La Figura 4. muestra a $\langle S_r \rangle$ como función de f y r , basándose en (20), con $f'_g = 200\text{Hz}$, $L = 1.0\text{m}$ e $I_0 = 100\text{A}$ y diferentes distancias desde el transmisor. Para $f = 100\text{MHz}$, se observa que $\langle S_r \rangle$ es del orden de $1.3 \times 10^4 \text{W/m}^2$, que produce una potencia en una antena receptora con una área efectiva de $A_r = 10^{-2} \text{m}^2$ de 130W, suficiente para encender una lámpara de 100W.

Comparando con la Figura 1, se concluye que una antena dipolo eléctrico larga requiere menor frecuencia de alimentación (100MHz) que una antena dipolo eléctrico corta (1.0GHz) para radiar $1.3 \times 10^4 \text{W/m}^2$ a una distancia de 2.0 m.

TRANSMISIÓN INALÁMBRICA DE ENERGÍA ELÉCTRICA CON DIPOLOS MAGNÉTICOS GIRATORIOS

Con antenas dipolos magnéticos puntuales

Un circuito cerrado de corriente, de tamaño muy pequeño, que varía senoidalmente y fluye en el plano $\xi = 0$, también genera ondas electromagnéticas radiadas. Es posible utilizar dipolos magnéticos oscilatorios y rotatorios con el tiempo para transmitir energía eléctrica a través del espacio libre. Un dipolo magnético armónicamente oscilatorio se describe por su momento dipolar magnético \mathbf{m} según (24)

$$\mathbf{m} = \mathbf{m}_0 e^{-j\omega t} \quad (24)$$

donde ω es la frecuencia angular, \mathbf{m}_0 el momento magnético inicial y t el tiempo. En el vacío, esto produce campos eléctricos y magnéticos dados por (25) y (26), respectivamente [8]

$$\mathbf{E} = \frac{\mathbf{m}jk^3}{4\pi} \eta_0 e^{-jkr} \text{sen}\theta \left[\frac{1}{jkr} + \frac{1}{(jkr)^2} \right] \mathbf{u}_\phi \quad (25)$$

$$\mathbf{B} = -\frac{\mu_0 \mathbf{m}jk^3}{4\pi} e^{-jkr} \left\{ \begin{array}{l} \left[2 \cos\theta \left(\frac{1}{(jkr)^2} + \frac{1}{(jkr)^3} \right) \right] \mathbf{u}_r + \\ \left[\text{sen}\theta \left(\frac{1}{jkr} + \frac{1}{(jkr)^2} + \frac{1}{(jkr)^3} \right) \right] \mathbf{u}_\theta \end{array} \right\} \quad (26)$$

Las soluciones para el campo magnético del dipolo son las duales de las correspondientes al dipolo eléctrico, donde los campos eléctrico y magnético invierten papeles si se reemplaza el momento del dipolo eléctrico por el momento del dipolo magnético, con las conversiones dadas en (27)



Figura 2. Soporte que sostiene el motor y la antena dipolo eléctrico rotatoria.



Figura 3. Sistema de transmisión inalámbrica de energía eléctrica en funcionamiento, con los dipolos eléctricos transmisor giratorio (izquierda) y receptor fijo (derecha).

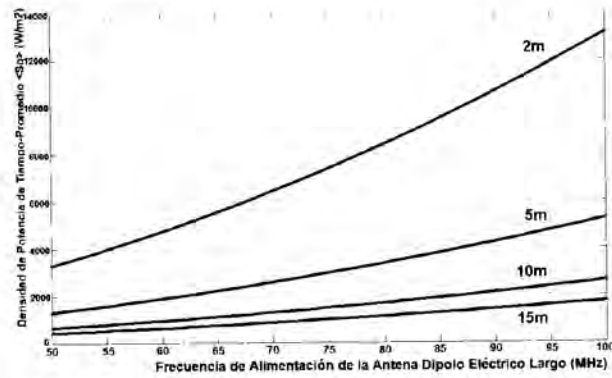


Figura 4. Dependencia con la frecuencia de alimentación f de la densidad de potencia de tiempo promedio para la antena dipolo eléctrico largo.

$$\frac{\mathbf{p}}{\eta_0 \epsilon} = \frac{q \mathbf{dl}}{\eta_0 \epsilon} = \frac{I \mathbf{dl}}{j \eta_0 \omega \epsilon} \rightarrow \mathbf{m} \quad (27)$$

Una antena dipolo magnético giratoria a una frecuencia angular de rotación ω_g posee un momento dipolar magnético dado por (28)

$$\mathbf{m} = \mathbf{m}_0 e^{-j(\omega + \omega_g)t} \quad (28)$$

y la potencia radiada total promediada en el tiempo P_g en campo lejano está expresada por (29)

$$P_g = \frac{(\omega + \omega_g)^4 \eta_0^2 \epsilon_0}{12\pi c^3} |\mathbf{m}|^2 \quad (29)$$

La densidad de potencia de tiempo-promedio $\langle S \rangle$ es como se expresa en (30)

$$\langle S \rangle = \frac{\eta_0^3 \epsilon_0^2}{32\pi^2 c^2} \omega^4 |\mathbf{m}|^2 \frac{\sin^2\theta}{r^2} \hat{\mathbf{r}} \quad (30)$$

Una antena dipolo magnético giratoria a una frecuencia angular de rotación $\dot{\omega}_g$ posee un momento dipolar magnético dado por (28) y, de (30), se concluye que el flujo de potencia de tiempo-promedio $\langle S_g \rangle$ es como (31)

$$\langle S_g \rangle = \frac{\eta_0^3 \epsilon_0^2}{32\pi^2 c^2} (\omega + \omega_g)^4 |\mathbf{m}|^2 \frac{\sin^2\theta}{r^2} \hat{\mathbf{r}} \quad (31)$$

Si se alimenta la antena dipolo magnético con corriente de DC, entonces $\dot{\omega}_g \gg 0$, la antena es un dipolo magnetostático y, en campo cercano, se calcula la densidad de potencia en tiempo-promedio con (23), haciendo $\dot{\omega} = \dot{\omega}_g$, y utilizando las expresiones (25) y (26) para los campos \mathbf{E} y \mathbf{B} generados por una antena dipolo magnético puntual. Por lo tanto, es posible generar un voltaje de AC en una antena dipolo magnético en el receptor a partir de una corriente de DC alimentando una antena dipolo magnético en el transmisor, girando esta alrededor de un eje que pase por su centro y en el mismo plano del dipolo magnético, a una frecuencia angular $\dot{\omega}_g = 2\pi f_g$. La potencia recibida se puede aumentar ubicando la antena en el foco de un reflector parabólico o incrementando la frecuencia de rotación, la corriente I de DC de alimentación, el número de vueltas N y el área A del dipolo con momento dipolar magnético $m = NIA$. Ver Figuras 5, 6, 7 y 8.

Con imanes rotatorios

Se pueden generar voltajes alternos a partir de un campo magnético de DC, por la rotación de un imán permanente o de una bobina con núcleo, alimentada con corriente de DC. Reemplazando el momento dipolar magnético \mathbf{m} por la magnetización $\mathbf{M} = d\mathbf{m}/dV$ (densidad volumétrica de momentos dipolares magnéticos del imán) en las expresiones (28), (29) y (31), es posible calcular la potencia radiada total promediada en el tiempo P_g y la densidad de potencia de tiempo-promedio $\langle S_g \rangle$ para el imán considerado como dipolo magnético giratorio, donde V es el volumen total del imán. Entre los materiales

apropiados para construir materiales de elevada magnetización, siendo M_s la magnetización de saturación, están el hierro templado con $i_g M_s = 2.15T$, el cobalto con $i_g M_s = 1.79T$, el níquel con $i_g M_s = 0.61T$, y aleaciones como hierro-silicio (96 Fe, 3 Si) con $i_g M_s = 2.02T$, permalloy (55 Fe, 45 Ni) con $i_g M_s = 1.60T$, mumetal (5 Cu, 2 Cr, 77 Ni, 16 Fe) con $i_g M_s = 0.75T$, permendur (50 Co, 50 Fe) con $i_g M_s = 2.40T$, acero al cobalto (52 Fe, 36 Co, 4 W, 6 Cr, 0.8 C) con $i_g M_s = 0.97T$ y alnico V (51 Fe, 8 Al, 14 Ni, 24 Co, 3 Cu) con $i_g M_s = 1.25T$ [10]. La potencia recibida se puede aumentar ubicando el imán rotatorio en el foco de un reflector parabólico o incrementando la frecuencia de rotación, la magnetización del imán, y el tamaño o el número de imanes. Puede aumentarse la potencia transmitida ubicando varios imanes rotatorios radialmente, ya sea con polaridades similares o alternados N-S y S-N.

Generadores de energía eléctrica por inducción electromagnética con bobina de Helmholtz

Se pueden generar voltajes alternos en el interior de un recinto a partir de un campo magnético de AC producido por una corriente $i_H(t) = I_g \sin \omega t$ que circula por la bobina de Helmholtz ubicada en dos paredes verticales opuestas de la sala. La bobina de Helmholtz consiste en dos bobinas circulares del mismo radio a , con un eje común, con N vueltas cada una y separadas una distancia igual al radio. La corriente es la misma en magnitud y sentido en ambas bobinas. Esto produce un campo magnético variable en el tiempo en una amplia región del espacio dentro del lugar, y posee la característica de que es aproximadamente uniforme sobre la región intermedia del espacio entre ambas bobinas. Si la espira receptora de área A está vertical, y el campo magnético $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$ producido por la corriente eléctrica senoidal en las bobinas cruza a través de ella, entonces el flujo Φ_i cortado por la espira receptora en cualquier instante varía senoidalmente con el tiempo debido a la variación del campo, según la (32) [8]

$$\Phi_i = \Phi_0 \sin \omega t \quad (32)$$

que es un flujo magnético equivalente al producido por la rotación de una espira en un campo magnético de DC [9]. Por lo tanto, se puede tratar el caso de una espira fija en la región dentro de la bobina de Helmholtz estacionaria con corriente senoidal como si esta estuviera rotando alrededor de la espira con

una frecuencia ω . La Ley de Faraday aplicada al contorno estacionario, que pasa a través de la espira, produce el voltaje en los terminales de la espira dado por (33)

$$v = iR + \frac{d\Phi}{dt} = iR + L \frac{di}{dt} + \Phi_0 \omega \cos \omega t \quad (33)$$

donde R y L son la resistencia y la inductancia de la espira receptora, respectivamente. El flujo total es igual al flujo cortado de (32), así como el autoflujo (debido a L) generado por la corriente i en la espira. El circuito equivalente es similar al de un generador homopolar: una fuente de voltaje con valor $\Phi_0 \omega \cos \omega t$ en serie con una resistencia R y una inductancia L , pero el término de voltaje inducido v en los terminales entre L y la fuente es senoidal con el tiempo. En la región central de las bobinas, el campo magnético B_z puede escribirse como (34)

$$B_z = \frac{\mu_0 N i_H(t)}{a} \frac{8}{5^{3/2}} \quad (34)$$

que es horizontal y aproximadamente uniforme. La corriente en las bobinas de Helmholtz es $i_H(t) = I_0 \sin \omega t$ y el voltaje inducido en los terminales de la espira se calcula con (35).

$$v = iR + L \frac{di}{dt} + \frac{\mu_0 I_0 N N_e A}{a} \frac{8}{5^{3/2}} \omega \cos \omega t \quad (35)$$

donde N_e es el número de vueltas en la espira. Por lo tanto, para cualquier ubicación de las espiras en el recinto interior, habrá un flujo magnético neto variable con el tiempo en ellas que inducirá un voltaje de AC que depende de I_0 , N , N_e , A , a y ω , y que se podrá utilizar como suministro de energía eléctrica para los equipos electrónicos dentro de la sala. Para $B=0.05T$, $f=30Hz$, $A=100cm^2$, el valor máximo de la fuerza electromotriz inducida es $\Phi_0 \omega = 930mV$. Si las bobinas de Helmholtz se alimentan con corriente alterna de 60Hz, la corriente y el campo eléctrico varían como $\sin 377t$. Suponiendo que la amplitud de la corriente es tal que el campo magnético B en la región central alcanza el valor máximo de 5.0mT, y se puede escribir como $B=5.0 \sin 377t$ mT. El flujo a través de una espira circular de 10.0 cm de radio será $\Phi = \Phi_0 \sin \omega t = 1.5 \times 10^{-4} \sin 377t$ Wb, y la fuerza electromotriz será de $59.22 \cos 377t$ mV. Si $N_e = 10^3$, $f_{em} \gg 59W$.

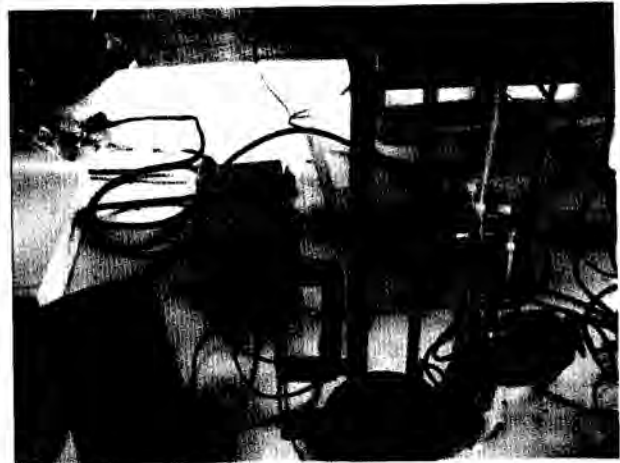


Figura 5. Montaje mostrando el experimento con dipolos magnéticos rotatorios.



Figura 6. Vista trasera de los dipolos magnéticos rotatorios.

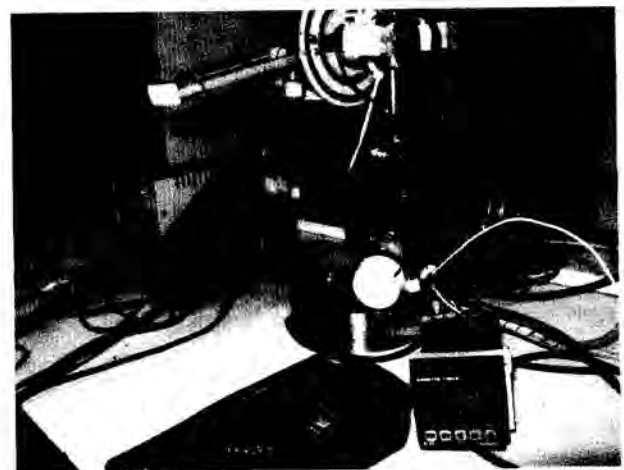


Figura 7. Medición del período de rotación de las antenas, 0,12 s (500rpm/min).



Figura 8. Montaje de antenas dipolo magnético giratorias, medición de voltaje DC en la TX y voltaje AC en la RX simultáneamente.

CONCLUSIONES

Se describieron sistemas de generación y transmisión de energía eléctrica utilizando antenas dipolos eléctricos y magnéticos a través del espacio libre. Estos sistemas se podrán utilizar como redes de acceso, lo que permitirá la competencia entre mayor número de proveedores y suministradores de servicios de energía, llegando a más usuarios y a menor costo. Estos son sistemas adecuados para llevar energía eléctrica entre dos puntos remotos, eliminando el cableado y tienen la ventaja de disminuir una de las mayores limitaciones de la distribución de energía eléctrica, y es el número de conexiones disponibles. En estas aplicaciones, se supone que se usa la potencia de radiofrecuencia de manera controlada, pero también se corren riesgos por la exposición no intencional de los transmisores inalámbricos. El calentamiento por radiofrecuencia puede ocurrir internamente y no darse cuenta porque los sensores de calor están en la piel. La recomendación de 1991 del Instituto IEEE especifica que el nivel de densidad de potencia segura en un ambiente no controlado es de 2.0 W/m^2 . Esto limitaría las aplicaciones de la transmisión inalámbrica de energía a las bajas frecuencias, para poder cumplir con dicha exigencia. Este trabajo se continuará haciendo un análisis de los efectos de los armónicos producidos en las líneas de transmisión, un estudio de las interferencias que producen las redes de alta tensión en estos sistemas de transmisión, así como el cálculo de las pérdidas de este tipo de red como alimentadores. Aunque solo se han diseñado y construido prototipos, se espera a corto plazo realizar

pruebas con sistemas de baja y alta tensión reales y poder operarlos en casos prácticos.

AGRADECIMIENTOS

El autor agradece a W. S. Ramírez y a L. Calle Orozco.

BIBLIOGRAFÍA

1. Biever, C., 'Evanescent coupling' could power gadgets wirelessly, *NewScientist.com-news-service*-[En línea]. <http://technology.newscientist.com/article/dn10575-evanescent-coupling-could-power-gadgets-wirelessly.html>, 2006, Nov 11.
2. Karalis, A., Joannopoulos, J.D. y Soljacic, M., *Efficient wireless non-radiative mid-range energy transfer*, [En línea]. Disponible: <http://arxiv.org/abs/physics/0611063>, 2007, Feb 6.
3. Period of an electric dipole rotating in an external electric field, <http://www.physicsforums.com/showthread.php?t=124406>, 22 Jun 2006.
4. F. Paschke, Rotating Electric Dipole Domains as a Loss-Free Model, <http://hw.oeaw.ac.at/buecher/files/1998/pdf/S&A17.pdf>, 1998, pag. 213-228.
5. Endean, V.G. Spinning electric dipole model of ball lightning, *Science, Measurement and Technology, IEE Proceedings-A*, <http://ieeexplore.ieee.org/Xplore/login.jsp?url=/iel5/2199/6398/00250021.pdf?temp=x>, Vol. 140, 6, Nov 1993, pag. 474-478.
6. R. J. C. Spreeuw y J. P. Woerdman, Limitations to the realization of the Jaynes-Cummings model with electric-dipole-coupling, http://prola.aps.org/abstract/PRA/v44/i7/p4765_1, *Phys. Rev. A* 44, 1991, pag. 47-65.
7. G. Fuhr, R. Glaser y R. Hagedorn, Rotation of dielectrics in a rotating electric high-frequency field, Vol. 49, 1986, pag. 395-402. <http://www.biophysj.org/cgi/reprint/49/2/395.pdf>, *Biophysical Journal*.
8. M. Zahn, *Teoría Electromagnética*, Ed. Interamericana S.A., México, 1983, pp. 667.
9. E. M. Purcell, *Electricidad y Magnetismo*, Berkeley Physics Course, vol. 2, Editorial Reverté, Barcelona, 1980.
10. J. R. Reitz y F. J. Milford, *Fundamentos de la Teoría Electromagnética*, Editorial Alhambra Mexicana S.A., 2006.

Samuel Ángel Jaramillo Flórez nació en Bogotá, Colombia, en Julio 16, 1954. Se graduó en Ingeniería Electrónica de la UPB (1978), y en Física de la Universidad de Antioquia (1988), ambas en Medellín, Colombia. Se graduó MSc. en la Universidad Estatal de Campinas (UNICAMP), São Paulo, Brasil, en 1991. Ha recibido becas de los gobiernos de España, Brasil y Colombia. Su experiencia de trabajo incluye la

Universidad del Quindío en Armenia, Institución Universitaria Tecnológico Pascual Bravo, Universidad Nacional de Colombia, Universidad de Medellín, Universidad EAFIT, y Universidad Pontificia Bolivariana en Medellín, Colombia. Su campo específico de interés incluye altas frecuencias y comunicaciones ópticas.