



## ONDAS HIDROMAGNÉTICAS DE ALFVÉN EN EL PLASMA DEL EFECTO CORONA DE LAS LÍNEAS DE POTENCIA ELÉCTRICA PARA TELECOMUNICACIONES

### SAMUEL ÁNGEL JARAMILLO FLÓREZ

Instituto Tecnológico Pascual Bravo I.U.
Tecnología Elctrónica, Calle 73 # 73A-226, Sector de Pilarica, Medellín, Colombia, y
Universidad del Quíndía, Programa de Ingeniería Electrónica, Facultad de Ingeniería,
Carrera 15, Calle 12N, Edificia de Ingeniería, 3º Piso, Armenia, Colombia
samuelangel@uniquindio.edu.co

### RESUMEN

Este trabajo describe los resultados obtenidos del análisis de la propagación de las ondas hidromagnéticas de Alfvén en una guía de onda circular llena con plasma a baja presión para estudiar el canal de comunicaciones en el plasma del efecto corona de las líneas de transmisión de energía eléctrica. Se calculan las constantes de atenuación y de fase y se analiza la factibilidad de utilizar el plasma para transmisión de información. Se optimizan las condiciones de propagación y finalmente se discuten los posibles montajes en instalaciones reales y las aplicaciones de esta original tecnología de comunicación.

### PALABRAS CLAVE

Broadband Power Lines BPL, constante de atenuación y de fase, efecto corona, frecuencia plasmática de los electrones, ondas hidromagnéticas de Alfvén, plasma, Power Lines Telecommunications PLT.

### 1. INTRODUCCIÓN

Actualmente se dispone de una gran variedad de sistemas alternativos de comunicaciones para ser utilizados como soporte en los sistemas de transmisión de energía eléctrica tales como la fibra óptica, las comunicaciones por radiofrecuencia con antenas convencionales de microondas en radio-enlaces terrestres, las comunicaciones móviles y satelitales, etc., También se utilizan los sistemas PLC (Power Line Communications) de comunicación a través de las líneas de transmisión de potencia eléctrica como medio para enviar telecomandos entre subestaciones y también para la transmisión de datos. Estos sistemas requieren dispositivos complejos y de comportamiento muy crítico, ya que deben hacer el filtrado y la amplificación,

además de la modulación apropiada, dificultades que deben ser resueltas por los operadores de suministro de energia eléctrica. Los sistemas PLC en líneas de alto voltaje (Power Line Carrier) funcionan a frecuencias del orden de 500kHz con tasas de transmisión máximas de 1Mbps, mientras que PLC (Power Line Communications) utiliza frecuencias entre 1 y 30 MHz, y en voltajes bajos y medios, con velocidades de hasta 200Mbps.

La tecnología para la transmisión de datos sobre la red eléctrica PLT (Power Line Telecommunications) ha venido siendo utilizada por las empresas de transmisión de energía eléctrica, permitiendo mayores progresos tecnológicos y aprovechando la política de liberalización del bucle de abonado. Esto ha posibilitado al sistema PLT la transmisión









# Cintex 165



de voz, video y datos sobre las redes de transmisión de energia eléctrica. Las redes de potencia eléctrica de baja y mediana tensión ofrecen muchas posibilidades para que los operadores instalen nuevos sistemas de comunicación.

Se pueden proponer otros canales de comunicación a partir de los fenómenos electromagnéticos, expresados en las Ecuaciones de Maxwell y aplicadas a la propagación sobre el plasma producido por el efecto corona en las líneas de transmisión de potencia eléctrica, pudiéndose transmitir datos digitales a través de los cables eléctricos de distribución de energia eléctrica y de sus infraestructuras.

El efecto corona se manifiesta por luminiscencias o penachos azulados que aparecen airededor del conductor, más o menos concentrados en las irregularidades de su superficie. La descarga va acompañada de un sonido silbante y de olor de ozono. Si hay humedad apreciable, se produce ácido nitroso. La corona se debe a la ionización del aire. Los iones son repelidos y atraídos por el conductor a grandes velocidades, produciéndose nuevos iones por colisión. El aire ionizado resulta conductor (si bien de alta resistencia) y aumenta el diámetro eficaz del conductor metálico. En las líneas de transmisión, el efecto corona origina pérdidas de energia y, si alcanza cierta importancia, produce corrosiones en los conductores a causa del ácido formado.

Este trabajo describe el análisis y los resultados obtenidos al aplicar el modelo de ondas hidromagnéticas de Alfvén al canal de comunicaciones en el plasma del efecto corona en las líneas de transmisión de energía eléctrica. Se determinan la constantes de atenuación y de fase, para optimizar las condiciones de propagación.

## 2. CÁLCULO DE S Y E EN EL PLASMA QUE RODEA LAS LÍNEAS DE POTENCIA ELÉCTRICA

Debido a los comportamientos colectivos en el plasma (por los campos eléctricos y magnéticos), se pueden desarrollar una amplia gama de oscilaciones y ondas en las frecuencias acústicas, de radio v ópticas. Estas ondas se pueden dividir en dos grupos. El primer grupo se relaciona con las oscilaciones de los iones. Estas ondas tienen una frecuencia baja. Se trata de ondas acústicas influenciadas por la presencia de un campo magnético (ondas magneto-acústicas). Su frecuencia típica es la frecuencia iónica del plasma ω,, dada por (1). N, es la concentración of partículas y m, y m, son las masas de iones y electrones, respectivamente. El segundo grupo depende de la oscilación de los electrones. Estas ondas tienen frecuencias de radio u ópticas y se relacionan con las ondas electromagnéticas que se propagan en el plasma [1],[2]. La frecuencia típica es la frecuencia plasmática de los electrones  $\omega_{\infty}$ , dada por (1).

$$\omega_{pi} = \sqrt{\frac{N_a e^2}{m_i \varepsilon_o}} \,, \quad \omega_{pe} = \sqrt{\frac{N_a e^2}{m_e \varepsilon_o}} \tag{1}$$

## Ondas magnetoacústicas

Cuando ocurre una explosión en un medio homogéneo, y suponiendo que la fuente misma de la explosión es homogénea e isotrópica, la onda acústica de choque se expande con una superficie de forma esférica. El sonido en el plasma se comporta de forma diferente. El mismo plasma es un medio anisotrópico. Esto se debe a la presencia del campo magnético. La onda acústica está influenciada por el campo magnético. La superficie de la onda no es esférica. Los modos individuales de la onda se llaman onda de Alfvén (AW), onda magneto-acústica lenta (5) y onda magneto-acústica rápida (F).

## Ondas electromagnéticas

De forma similar como otros medios anisotrópicos, incluso en el plasma, se manifiestan









# <u>Cimtex</u> revista

electromagnéticas O-Ordinarias ondas X-eXtraordinarias. La onda ordinaria se expande solamente a frecuencias más altas que la frecuencia plasmática de los electrones. A frecuencias más bajas el plasma es opaco a la luz (radiación electromagnética). Esto se debe a que los electrones en frecuencias más bajas alcanzan a seguir los estímulos externos, vibran y absorben la energía de la onda electromagnética. Este fenómeno es muy conocido para las ondas de radio de la ionosfera. Las ondas de más altas frecuencias penetran la ionosfera, es para ellas transparente, las ondas de más bajas frecuencias no la penetran. De la atmósfera terrestre la capa más conocida, desde el punto de vista plasmático es la capa F (140 hasta 1000 km), en la cual se alcanzan concentraciones de partículas ionizadas de hasta 10<sup>6</sup> en un solo cm<sup>3</sup>. La región de elevada conductividad y de gran absorción cuando la onda penetra en ella es una delgada capa en la parte inferior de la ionosfera. Un plasmón es un cuanto de oscilación del plasma. El plasmón es la cuasipartícula resultado de la cuantización de las oscilaciones del plasma, de la misma forma que un fotón o un fonón son cuantizaciones de ondas electromagnéticas y mecánicas, y la mayoría de sus propiedades pueden ser derivadas de las ecuaciones de Maxwell. Los plasmones son considerados como medios de transmisión de información en microprocesadores y chips de computadores ya que pueden alcanzar altas frecuencias (hasta 100 THz, mientras que los cables convencionales alcanzan las decenas de GHz). Los plasmones involucran movimientos rápidos de los electrones a través del sólido, pero la pérdida óhmica desaparece. Para que la electrónica basada en plasmones sea útil debe inventarse el plasmonster, el análogo del transistor [1],[3],[4],[5]. La expresión para la conductividad eléctrica s y la permitividad dieléctrica relativa e en un plasma de ozono puede escribirse como (2), [3]

$$\sigma = \frac{N_{e}e^{2}v}{m_{e}(v^{2} + \omega^{2})}; \ \varepsilon_{r} = 1 - \frac{N_{e}e^{2}}{c_{o}m_{e}(v^{2} + \omega^{2})}$$
(2)

siendo  $N_s$  la densidad electrónica del plasma, n la frecuencia de colisiones, que representa los efectos combinados de las colisiones de toda especie de partículas existentes en el plasma, e y  $m_s$  son la carga eléctrica y la masa del electrón, respectivamente. Las ecuaciones dadas en (2) se pueden escribir como en (3)

$$\sigma = \frac{\omega_{pe}^2 \varepsilon_o V}{(\omega^2 + v^2)}; \ \varepsilon_r = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{(\omega^2 + v^2)}$$
(3)

## 3. MODULACIÓN DE LAS ONDAS HIDROMAGNÉTICAS DE ALFVÉN

Las ondas hidromagnéticas representan una verdadera propagación de ondas en un medio conductor que está sujeto a un campo magnético. Este comportamiento, predicho por H. Afvén en 1942, [6], es consistente con la formulación hidromagnética de un plasma. Considérese un plasma cilíndrico infinito concéntrico alrededor del cable de alta tensión a lo largo del eje z, sujeto a un campo magnético B, externo que está dirigido paralelo a dicho eje. Según su masa, las partículas cargadas describirán unas órbitas acimutales con velocidad v, y con trayectorias helicoidales con pequeños valores de radios de Larmor, como consecuencia de la fuerza de Lorentz y debido a los intensos campos magnéticos B, variables con el tiempo a una frecuencia de 60Hz producidos por las corrientes en las líneas de potencia eléctrica. Este movimiento a su vez es circular alrededor del eje del cable, que genera una densidad de corriente J, acimutal alrededor del eje de la línea de transmisión. Cuando la velocidad de las partículas en su trayectoria circular (y helicoidal) alrededor del cable se combina vectorialmente con el campo externo aplicado, producirá una aceleración radial debido a la fuerza  $q_i(\mathbf{v}_a \mathbf{x} \mathbf{B}_a)$ , y entonces  $F_a = q_i v_a B_a$ . La corriente radial inducida J interacciona ahora con el campo magnético B y la densidad de fuerza acimutal JxB es tal que produce una propagación en el sentido axial ± z. 🧸

# <u>Cintex</u> 165



Sea  $B_T = B_0 + B_c + B_c = B_c$  el campo magnético total en el plasma, donde B es el campo magnético formado por las corrientes inducidas. La componente acimutal del campo magnético  $B_{ij}$  se debe a las corrientes inducidas radiales  $J_i$  y producen un movimiento ondulatorio con componente radial del campo eléctrico  $E_{ij}$  donde las demás componentes se anulan. De la ley de circuitos de Ampere se obtiene (4)

$$-\frac{\partial B_{\phi}}{\partial z} = \mu_0 J_r$$

Los movimientos colectivos de las partículas en un plasma tales como el efecto de concentración y las oscilaciones de plasma se manejan mejor con una formulación hidrodinámica. Según esta descripción, el plasma se considera como un fluido clásico que obedece las ecuaciones convencionales de la hidrodinámica. Sin embargo, el fluido es un conductor eléctrico y, por lo tanto, las fuerzas electromagnéticas deben tomarse en cuenta explícitamente. La fuerza por unidad de volumen de plasma F, puede escribirse como (5)

$$F_{\nu} = JxB - sp$$
 (5)

donde J es la densidad de corriente, y B y p son el campo magnético y la presión del fluido, respectivamente. Por simplicidad se desprecian las fuerzas gravitacionales y las de viscosidad. Debido a la neutralidad elèctrica aproximada del plasma, el término pE no necesita incluirse junto con los otros términos de fuerza en (5), donde p=N<sub>c</sub>m<sub>e</sub>+N<sub>f</sub>m<sub>i</sub> es la densidad de masa del plasma. Las desviaciones de la neutralidad deben considerarse en la ecuación de Poisson, pero generalmente se desprecian en las ecuaciones dinámicas. El equilibrio de la cantidad de movimiento requiere que

$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \rho \left[ \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} \right] + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = \mathbf{J} \times \mathbf{B} - \nabla p$$
 (6)

que es la ecuación de movimiento o ecuación de Euler del fluido.  $\mathbf{v}$  es la velocidad el fluido. Para problemas en los que el movimiento hidrodinámico no sea grande, el término que contiene  $(\mathbf{v}.\nabla)$  se puede despreciar. Sin embargo, no puede despreciarse en problemas de flujo estacionario, para los que el término  $\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t}$  se anula explícitamente. De la (4) y de la (5) se obtienen la (7) y la (8)

$$\rho \frac{\partial v_0}{\partial I} = -J_r B_o \tag{7}$$

$$0 = -J_r B_o - \frac{\partial p}{\partial t}$$
 (8)

La (7) y (8) pueden combinarse con (4) para dar (9) y (10)

$$\frac{\partial v_0}{\partial t} = \frac{B_o}{\mu_o p} \frac{\partial B_0}{\partial z} \tag{9}$$

(5) 
$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{2u_o} \frac{\partial (B_b)^2}{\partial z}$$
 (10)

La ley de Ohm generalizada puede escribirse como (11)

$$E_r = -v_{\phi}B_{\phi} + \frac{1}{\sigma}J_r = -v_{\phi}B_{\phi} - \frac{1}{\sigma\mu_{\phi}}\frac{\partial B_{\phi}}{\partial z}$$
(11)

Finalmente, la ley de inducción de Faraday conduce a la (12)

$$\frac{\partial B_{\epsilon}}{\partial z} = -\frac{\partial E_{z}}{\partial z} \tag{12}$$

Si  $v_{\phi}$  se elimina entre (10) y (11), y  $E_{\gamma}$  se elimina entre la ecuación resultante y (12), se obtiené



# Cintex 165



(13), suponiendo que p sea constante, que es la ecuación que rige la propagación de las ondas de Alfvén

$$\frac{\partial^2 B_b}{\partial t^2} = \frac{B_o^2}{\mu_b \rho} \frac{\partial^2 B_b}{\partial z^2} + \frac{1}{\sigma \mu_e} \frac{\partial^3 B_b}{\partial z^2 \partial t}$$
(13)

Si la conductividad eléctrica del plasma  $\sigma$  fuera infinita, entonces la (13) se volvería idéntica a la ecuación de ondas no amortiguada que se mueve paralelamente al eje z del cable de alta tensión, con velocidad de fase  $v_f$  dada por (14) [7]

$$v_f = \frac{B_\sigma}{\sqrt{\mu_0 p}} \tag{14}$$

Cuando la conductividad es finita, la solución es de la forma que muestra la (15)

$$B_{\phi} = B_{c\phi} e^{(cx+jcd)} \tag{15}$$

Esta solución es satisfactoria siempre que se cumpla (16)

$$\alpha^2 = \frac{-\omega^2}{\nu_f^2 + j\omega/\sigma\mu_o} \tag{16}$$

con  $v_f$  definida como en (14). Utilizando la expresión para la conductividad compleja del plasma dada por (17) [xx], para sustituirla en la (16), se llega a la constante de atenuación (18) y de fase (19)

$$\sigma = \frac{N_e e^2}{m_s (v + j\omega)} \tag{17}$$

$$\alpha = \frac{\omega \cos(\phi/2)}{\sqrt{(v_f^2 - \alpha \omega^2)^2 + \alpha^2 \omega^2 v^2}}$$
 (18)

$$\beta = \frac{\omega sen(\phi/2)}{\sqrt{(v_f^2 - \alpha \omega^2)^2 + \alpha^2 \omega^2 v^2}}$$
 (19)

donde

$$\phi = \tan^{-1} \left[ \frac{-a\omega v}{v_{f}^{2} - a\omega^{2}} \right]$$
 (20)

siendo a una constante que se calcula con (21)

$$a = \frac{m_e}{\mu_v N_e c^2} \tag{21}$$

Por lo tanto, la solución a la (13) es una onda amortiguada que se propaga en el sentido ± z. La ecuación (15) puede escribirse entonces como (19), utilizando la (17)

$$B_{b} = B_{ab} e^{-i\alpha} e^{-f(\beta \omega + mt)}$$
 (22)

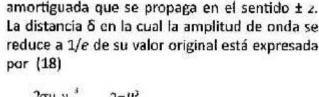
En las ecuaciones (18) a la (20), w es la frecuencia natural de la onda producida por la aplicación del campo magnético constante B. Puede observarse que tanto a y b dependen del campo magnético aplicado, de tal manera que ambas disminuyen al aumentar el valor del campo. Por lo tanto, puede producirse una modulación de la onda electromagnética variando B, con el tiempo y así transmitir información a lo largo del plasma. Tomando  $B_a = 0.01T$ ,  $\rho = 1.21 \text{ kg/m}^3$ como la densidad promedio del aire, la densidad de electrones  $N_{\mu} = 7.4 \times 10^{16} \,\mathrm{m}^3$  y la frecuencia de colisiones v=108s-1, dados por [7], la curva de atenuación de potencia que se obtiene se muestra en la Figura 1(a) (línea continua). También se observa la curva de atenuación para  $N_s = 7.4 \times 10^{17} \,\mathrm{m}^{-3}$  (linea a trazos) y  $N_s = 10^{18} \,\mathrm{m}^{-3}$ (linea marcada con +). Esto demuestra entonces que, para frecuencias del orden de 10.0MHz, pueden obtenerse atenuaciones de potencia por debajo de 2.5dB/km. La Figura 1(b) es la curva de fase en función de la frecuencia de las ondas hidromagnéticas de Alfvén, para diferentes valores de campo magnético, densidad electrónica y frecuencia de colisiones. Se observa linealidad por tramos, indicando la ausencia de distorsión de fase o por retardo en estos.







Puede aumentarse entonces el ancho de banda del canal variando el campo magnético aplicado y considerando la región de la periferia del cable de alta tensión que contiene la densidad apropiada de partículas y el número de colisiones adecuado. Esto es conveniente puesto que las condiciones del plasma (p, N, y v) varían con la distancia al centro del cable, proporcionando una amplia variedad de circunstancias que se prestarían para una transmisión con mínima atenuación.



Por lo tanto, la solución a la (13) es una onda

$$\delta = \frac{2\sigma \mu_a \nu_f^{\ 3}}{\omega^2} = \frac{2\sigma B^3}{\sqrt{\mu_e p^3 \omega^2}}$$
(18)

La ecuación (15) puede escribirse entonces como (19), utilizando la (17)

$$B_{\psi} = B_{\psi \alpha} e^{-i\epsilon_{\mu} z} e^{-j(\beta z - m)}$$
(19)

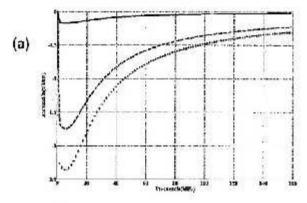
donde la constante de atenuación en el plasma a<sub>p</sub> y la constante de fase b pueden escribirse como (20) y (21), respectivamente

$$\alpha_p \approx \frac{\omega^2}{2\alpha\mu_o v_f^2} = \frac{\sqrt{\mu_o \rho^{\frac{3}{2}} \omega^2}}{2\alpha B_o^2}$$
(20)

$$\beta \approx \frac{\omega}{\nu_j} = \frac{\omega \sqrt{\mu_s \rho}}{B_o} \tag{21}$$

En las ecuaciones (20) y (21),  $\omega$  es la frecuencia natural de la onda producida por la aplicación del campo magnético constante  $B_o$ . Puede observarse que tanto  $a_o$  y b dependen del campo magnético aplicado, de tal manera que ambas disminuyen al aumentar el valor del campo. Por lo tanto, puede producirse una modulación de la onda electromagnética variando  $B_o$  con el tiempo y así transmitir información a lo largo del plasma. La expresión para la constante de fase dada por (21) muestra que esta depende linealmente de la frecuencia, así que no existe distorsión de fase en la transmisión. Utilizando (1), la (20) se convierte en la (22)

$$\alpha_{p} \approx \frac{\sqrt{\mu_{p}} \rho^{3/2} \omega^{2} (\omega^{2} + v^{2})}{2\omega_{p}^{2} \varepsilon_{p} v B_{p}^{3}}$$
(22)



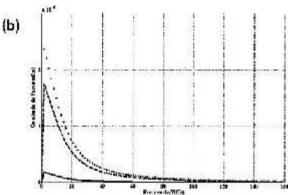


Figura 1. Constantes de atenuación de potencia (a) y de fase (b) en función de la frecuencia de las ondas hidromagnéticas de Alfvén, para  $B_o = 10^{2} \text{T}$ ,  $\rho = 1.21 \, \text{kg/m}^{3}$  y la frecuencia de collisiones  $v=10^{8} \text{s}^{-1}$ , para  $N_e = 7.4 \times 10^{16} \, \text{m}^{-3}$  (línea continua),  $N_e = 7.4 \times 10^{16} \, \text{m}^{-3}$  (línea a trazos) y  $N_e = 10^{18} \, \text{m}^{-2}$  (línea marcada con +).

Para un amortiguamiento pequeño, la constante de atenuación se puede escribir como (17)

$$\alpha \approx \pm \left( j \frac{\omega}{v_f} + \frac{\omega^2}{2\sigma \mu_o v_f^3} \right) \tag{17}$$



# Cintex taulete



La conductividad de un plasma típico puede escribirse como (2). Tomando  $B_{\rho} = 0.01T$ ,  $\rho = 10^{-5}$ kg/m<sup>3</sup>, entonces  $v_1$  =2800 m/s. Con  $B_0$  = 1.0T,  $\rho$  =  $10^{-8} \text{kg/m}^3 \text{ y la frecuencia de colisiones } v=10^7 \text{s}^4$ , la curva de atenuación que se obtiene se muestra en la figura 2(a). Esto demuestra entonces que, hasta frecuencias del orden de 1.0MHz, pueden obtenerse atenuaciones por debajo de 11.0Np/m cuando  $B_a = 1.0$ T. Si  $B_a$  se aumenta a 10.0T, entonces para frecuencias inferiores a 7.7MHz se obtiene esta misma atenuación. como se ve en la Figura 2(b). Con  $B_a=10.0T$ ,  $\rho =$  $10^{16} \text{ kg/m}^3$ ,  $N_a = 10^{16} \text{ m}^{-3} \text{ y } v = 10^{10} \text{s}^{-1}$ , se obtiene menos de 4.0 Np/m para frecuencias por debajo de 1.6GHz, según se muestra en la Figura 2(c). Puede aumentarse entonces el ancho de banda del canal variando el campo magnético aplicado y considerando la región de la periferia del cable de alta tensión que contiene la densidad apropiada de partículas y el número de colisiones adecuado. Esto es conveniente puesto que las condiciones del plasma  $(\rho, N_e y v)$  varían con la distancia al centro del cable, proporcionando una amplia variedad de circunstancias que se prestarían para una transmisión con mínima atenuación. La ecuación (22) puede escribirse como (23), que es una función de ω y de ν. K es una constante.

$$\alpha_{\rho} \approx K \frac{\omega^2 (\omega^2 + v^2)}{v} \tag{23}$$

Puede demostrarse que  $a_{\rm g}$  es mínimo cuando  $\omega=v$  para cualquier valor de  $B_{\rm c}$  aplicado, de tal manera que habrá un lugar geométrico alrededor del cable de potencia eléctrica en donde se cumpla esta condición de mínima atenuación, o de otra manera, la frecuencia óptima de trabajo o portadora deberá ser del orden del valor de la frecuencia de colisiones del plasma  $\nu$ .

Debido a que los campos eléctricos y magnéticos alrededor del cable generado por las elevadas corrientes y voltajes en la línea de potencia eléctrica varian desde grandes valores hasta valores que se van reduciendo a medida que aumenta la distancia radial desde el centro del

cable, entonces, como estos campos son los que producen la ionización del aire, y a su vez, las colisiones, para cada valor de la distancia radial r habrá un valor de v, y por lo tanto una frecuencia ω = v que hace mínima las pérdidas de transmisión. Este resultado indica que este es un sistema de un gran ancho de banda, tan grande como la región determinada por la distancia r en donde los campos alcancen a ionizar las moléculas de aire. Para cada valor de r habrá una frecuencia óptima de portadora. Coincide además, con resultados dados en la lieratura, en donde se encontró que la atenuación en el plasma del efecto corona es relativamente baja (a<4dB/Km) [8],[9],[10].

### 4. CONCLUSIONES

Se ha modelizado el diseño de de un canal de comunicación con plasma presente en líneas de potencia eléctrica por el efecto corona. partiendo de los datos sobre los parámetros físicos y electromagnéticos del medio, para estudiar si es posible mejorar el desempeño de una línea de transmisión de energía eléctrica en las comunicaciones aprovechando el gas ionizado alrededor de los cables. Se han propuesto las ondas hidromagnéticas de Alfvén para optimizar las condiciones de propagación y los resultados preliminares indican que se obtienen unas condiciones adecuadas para establecer una comunicación por dicho canal. Este trabajo se continuará estudiando y comparando los resultados con los obtenidos utilizando la caracterización del canal como respuesta a la función impulso unitario y el comportamiento fractal de las luminiscencias o penachos azulados que aparecen alrededor del conductor.

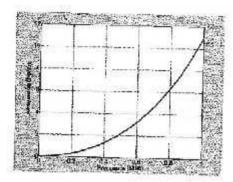




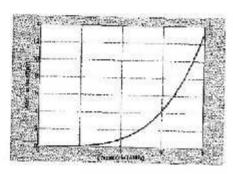




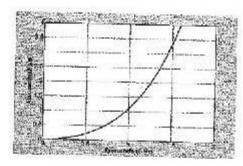
(a)



(b)



(c)



**Figura 2.** Atenuación en función de la frecuencia de las ondas hidromagnéticas de Alfvén:(a) $B_o$ =1.0T, $\rho$ =10<sup>3</sup> kg/m³, $N_c$ =10<sup>12</sup>m³y la frecuencia de colisiones v=10<sup>2</sup>s³(b)  $B_o$ =10.0T,  $\rho$ =10<sup>46</sup>kg/m³,  $N_c$ =10<sup>12</sup>m³ y v=10<sup>2</sup>s³(c) $B_o$ =10.0T,  $\rho$ =10<sup>46</sup>kg/m³,  $N_c$ =10<sup>16</sup>m³,  $\nu$ =10<sup>16</sup>s³.

## 5. AGRADECIMIENTOS

Este trabajo ha sido parcialmente financiado por el CINTEX, de la Institución Universitaria Tecnológico Pascual Bravo, Medellín, Colombia, por la Universidad del Quindío, Armenia, Colombia, a través del proyecto 466/2009 y por el Instituto InvBiTel/GAC.

## 6. BIBLIOGRAFÍA

http://www.aldebaran.cz/astrofyzika/ plazmawaves\_es.html, Ondas en el Plasma, [30-06-2009].

W.H Hayt, Teoría Electromagnética, Mc Graw Hill, Bogotá, pp. 385-423, 1979.

J. F. Denisse, J. L. Delcroix, Teoria de lasOndas en los Plasmas, Editorial Alhambra, 1968.

J. Bittencourt, Principles of Plasma Physics, Plenum Press, 1989.

E..Ozbay, "Plasmonics: Merging Photonics and Electronics at Nanoscale Dimensions". Science 311 (5758).pp. 189–193, 2006.

H. Alfvén, Cosmical Electrodynamics, Oxford University Press, 2ª ed., Nueva York, 1063.

J. R. Reitz y F. J. Milford, Fundamentos de la Teoria Electromagnética, Editorial Alhambra Mexicana S.A., 2006.

N. Morales, Evaluación de perturbaciones en líneas de 500 KV, Publicación D/6. Universidad de Chile, Facultad de Ciencias Físicas y Matemáticas, Departamento de Ingeniería Eléctrica, 1989.

N. Morales, Fenómeno Corona en Líneas de Transmisión y sus Efectos, Publicación T(P) 19. Universidad de Chile, Facultad de Ciencias Físicas y Matemáticas, Departamento de Ingeniería Eléctrica, 1986.

International Standard CISPR 18-2: "Radio Interference Characteristics of Overhead Power Lines and High Voltage Equipment: Methods for Measurement and Procedures for Determinating Limits", 1982.





