Emisiones radiadas

W. G. Fano

Universidad de Buenos Aires, Facultad de Ingeniería.

gfano@fi.uba.ar

Indice de la Presentación

- Radiadores elementales de Campo. Dipolo elemental y lazo elemental (E y H)
- Zonas de campo en un elemento radiante
- Formulación de los campos cercano y lejano.
- Corrientes de modo diferencial y modo común.
- Separación en Modo Común y Modo diferencial de las corrientes.
- Modelo de emisiones radiadas
- Calculo de Campos y corrientes CISPR22

Ecuación de onda inhomogenea

Considere la ec. de Maxwell:

$$\nabla \cdot \overrightarrow{B} = 0 \qquad (1)$$

De aqui se puede definir el potencial vectorial magnético $\overrightarrow{A}$

$$\overrightarrow{B} = \nabla \times \overrightarrow{A} \qquad (2)$$

De tal manera que se verifica:

$$\nabla \cdot \nabla \times \overrightarrow{A} = 0 \qquad (3)$$

Por lo tanto el campo magnético $\overrightarrow{H}$ se puede calcular:

$$\overrightarrow{H} = \frac{1}{\mu} \nabla \times \overrightarrow{A} \qquad (4)$$

Considerando la ecuación de Maxwell:

$$\nabla \times \overrightarrow{E} = \frac{-\partial \overrightarrow{B}}{\partial t} \qquad (5)$$

Para variación armónica:

$$\nabla \times \overrightarrow{E} = -j\omega\mu \overrightarrow{H} \qquad (6)$$

Reemplazando H:

$$\nabla \times \overrightarrow{E} = -j\omega\mu \left(\frac{1}{\mu} \nabla \times \overrightarrow{A} \right) \qquad (7)$$

Agrupando:

$$\nabla \times \left(\overrightarrow{E} + j\omega \overrightarrow{A} \right) = 0 \qquad (8)$$

Ecuación de onda inhomogenea

Haciendo

$$\left(\overrightarrow{E} + j\omega\overrightarrow{A}\right) = -\nabla\phi \qquad (9)$$

Se verifica:

$$\nabla \times (-\nabla\phi) = 0 \qquad (10)$$

Por lo tanto:

$$\boxed{\overrightarrow{E} = -\nabla\phi - j\omega\overrightarrow{A}} \qquad (11)$$

donde ϕ es el potencial escalar eléctrico

Tomando rotor de ec.4:

$$\mu\nabla \times \overrightarrow{H} = \nabla \times \nabla \times \nabla \cdot \overrightarrow{A} \quad (12)$$

Teniendo en cuenta la identidad:

$$\nabla \times \nabla \times \overrightarrow{A} = \nabla(\nabla \cdot \overrightarrow{A}) - \nabla^2\overrightarrow{A} \qquad (13)$$

Por lo tanto:

$$\mu\nabla \times \overrightarrow{H} = \nabla(\nabla \cdot \overrightarrow{A}) - \nabla^2\overrightarrow{A} \qquad (14)$$

Como

$$\nabla \times \overrightarrow{H} = \overrightarrow{J} + j\omega\epsilon\overrightarrow{E} \qquad (15)$$

Resulta:

$$\mu\overrightarrow{J} + j\omega\mu\epsilon\overrightarrow{E} = \nabla(\nabla \cdot \overrightarrow{A}) - \nabla^2\overrightarrow{A} \qquad (16)$$

Ecuación de onda inhomogenea

Usando la ec. (16) y (11):

$$\mu \overrightarrow{J} + j\omega\mu\epsilon(-\nabla\phi - j\omega\overrightarrow{A}) = \nabla(\nabla \cdot \overrightarrow{A}) - \nabla^2\overrightarrow{A} \quad (17)$$

$$\mu \overrightarrow{J} - j\omega\mu\epsilon\nabla\phi + \mu\epsilon\omega^2\overrightarrow{A} = \nabla(\nabla \cdot \overrightarrow{A}) - \nabla^2\overrightarrow{A} \quad (18)$$

$$\nabla^2\overrightarrow{A} + \mu\epsilon\omega^2\overrightarrow{A} = -\mu\overrightarrow{J} + \nabla(\nabla \cdot \overrightarrow{A} + j\omega\mu\epsilon\phi) \quad (19)$$

Definiendo $\nabla \cdot \overrightarrow{A}$ (condición de Lorentz):

$$\nabla \cdot \overrightarrow{A} + j\omega\mu\epsilon\phi = 0 \quad (20)$$

Ecuación de onda inhomogenea

Se obtiene:

$$\boxed{\nabla^2 \overrightarrow{A} + \mu\epsilon\omega^2 \overrightarrow{A} = -\mu \overrightarrow{J}} \quad (21)$$

Es la ecuación de onda inhomogénea de Helmholtz. Para resolver esta ecuación se considera por ejemplo: $\overrightarrow{J} = J_z \widehat{z}$ infinitesimal en el origen de coordenadas:

$$\nabla^2 A_z + \mu\epsilon\omega^2 A_z = -\mu J_z \quad (22)$$

Quitando la fuente, queda:

$$\nabla^2 A_z + \mu\epsilon\omega^2 A_z = 0 \quad (23)$$

1

La función $A_z = A(r)$. Haciendo $\gamma^2 = -\mu\epsilon\omega^2$

$$\frac{dA_z(r)}{dr} + \frac{2}{r}\frac{dA_z(r)}{dr} - \gamma^2 A_z(r) = 0 \quad (24)$$

Cuyas soluciones son:

$$\begin{aligned} A_z(r) &= C_1 \frac{e^{-j\beta r}}{r} \\ A_z(r) &= C_2 \frac{e^{+j\beta r}}{r} \end{aligned} \quad (25)$$

Caso estático ($\beta = 0$) con $J_z \neq 0$:

$$\nabla^2 A_z = -\mu J_z \quad (26)$$

Cuya solución es:

$$A_z = \frac{\mu}{4\pi}\iiint_v \frac{J_z}{r}dv' \qquad (27)$$

Si $\beta \neq 0$

$$A_z = \frac{\mu}{4\pi}\iiint_v \frac{J_z e^{-j\beta r}}{r}dv' \quad (28)$$

Generalizando:

$$\overrightarrow{A} = \frac{\mu}{4\pi}\iiint_v \frac{\overrightarrow{J} e^{-j\beta r}}{r}dv' \quad (29)$$

Si la fuente se encuentra en un punto distinto del origen: (x', y', z')

$$\boxed{\overrightarrow{A} = \frac{\mu}{4\pi}\iiint_v \frac{\overrightarrow{J} e^{-j\beta R}}{R}dv'} \qquad (30)$$

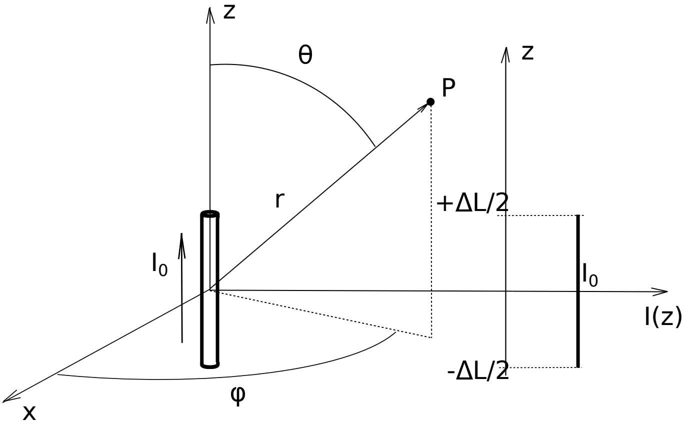
Para una intensidad de corriente en el eje z I

$$\overrightarrow{A} = \frac{\mu}{4\pi}\int_l \frac{\overrightarrow{I} e^{-j\beta R}}{R}dl' \qquad (31)$$

Para el elemento de corriente o dipolo de Hertz en el origen de coordenadas:

$$\overrightarrow{I}(x', y', z') = I_0\widehat{z} \qquad (32)$$

Dipolo de Hertz o elemento de corriente



Ideal Dipole Antenna

Conductor donde circula una corriente donde $\Delta l << \lambda$, antena electricamente corta, con el conductor es delgado $a << \lambda$. Por lo tanto $I(z) = I_0 \widehat{z}$

Como $R \to r$ porque $R >> \Delta l$, entonces:

$$\overrightarrow{A} = \frac{\mu}{4\pi}\int_l \frac{\overrightarrow{I}e^{-j\beta r}}{r}dl' = \frac{\mu}{4\pi}\frac{\overrightarrow{I}e^{-j\beta r}}{r}\int_{-\Delta L/2}^{\Delta L/2} dl' \tag{33}$$

Resulta:

$$\boxed{\overrightarrow{A} = \frac{\mu}{4\pi}\frac{\overrightarrow{I}e^{-j\beta r}}{r}\Delta L} \tag{34}$$

En coordenadas esféricas:

$$\begin{aligned} A_r &= A_z cos\theta \\ A_\theta &= -A_z sen\theta \\ A_\phi &= 0 \end{aligned} \tag{35}$$

Como

$$\overrightarrow{H} = \nabla \times \overrightarrow{A} \tag{36}$$

El rotor en coord. esféricas:

$$\overrightarrow{H} = \widehat{\phi}\frac{1}{\mu r}\left[\frac{\partial(rA_\theta)}{\partial r} + \frac{\partial A_r}{\partial \theta}\right] \tag{37}$$

El campo magnético resulta:

$$\boxed{\begin{array}{l} H_\phi = \frac{j\beta I_o \Delta L sen\theta}{4\pi r}\left[1 + \frac{1}{4\pi r}\right] e^{-j\beta r} \\ H_r = 0 \\ H_\theta = 0 \end{array}} \tag{38}$$

El campo eléctrico resulta:

$$E = \frac{\nabla \times \overrightarrow{H}}{j\omega\epsilon_0} \tag{39}$$

$$\boxed{\begin{aligned} E_r &= \frac{Z_{00} I_o \Delta L cos\theta}{2\pi r^2}\left[1 + \frac{1}{j\beta r}\right] e^{-j\beta r} \\ E_\theta &= \frac{j Z_{00} \beta I_o \Delta L sen\theta}{4\pi r}\left[1 + \frac{1}{j\beta r} - \frac{1}{(\beta r)^2}\right] e^{-j\beta r} \\ E_\phi &= 0 \end{aligned}} \tag{40}$$

donde la impedancia intínseca de vacío es:
$Z_{00} = 120 \cdot \pi\Omega \cong 377\Omega$

Cuando radía una antena interesa saber si se encuentra en campo lejano o cercano:

Campo lejano

Es cuando se aumenta la distancia r a la cual se encuentra el dipolo, de manera que la variación de los campos se aproximan a $1/r$.

$$1 >> \frac{1}{\beta r} \tag{41}$$

Por lo tanto:

$$\begin{aligned} E_\theta &= \frac{jZ_{00}\beta I_o \Delta L sen\theta}{4\pi r} e^{-j\beta r} \\ H_\phi &= \frac{j\beta I_o \Delta L sen\theta}{4\pi r} e^{-j\beta r} \\ E_r &= E_\phi = 0 \\ H_r &= H_\theta = 0 \end{aligned} \tag{42}$$

Campo cercano

Es cuando disminuye la distancia r al dipolo, de manera que:

$$\frac{1}{\beta r} >> 1 \tag{43}$$

Por lo tanto:

$$\begin{aligned}
E_r &= \frac{-jZ_{00} I_o \Delta L cos\theta}{2\pi\beta r^3} e^{-j\beta r} \\
E_\theta &= \frac{-jZ_{00} I_o \Delta L sen\theta}{4\pi\beta r^3} e^{-j\beta r} \\
H_\phi &= \frac{j\beta I_o \Delta L sen\theta}{(4\pi r)^2} e^{-j\beta r} \\
E_\phi &= H_r = H_\theta = 0
\end{aligned} \tag{44}$$

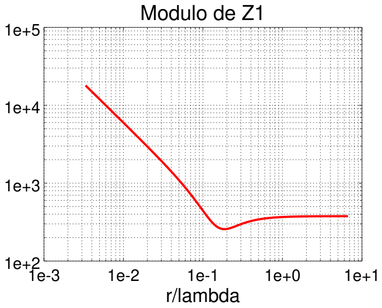
Como existen dos componentes de campo eléctrico E_θ y E_r, es posible definir dos impedancias de onda, de la onda electromagnética para el dipolo eléctrico ideal o dipolo de Herz, de la siguiente manera:

$$Z_1 = \frac{E_\theta}{H_\phi} = \frac{\left(\frac{j\omega\mu}{r} + \frac{Z_{00}}{r^2} + \frac{1}{j\omega\epsilon r^3}\right)}{\left(\frac{j\beta}{r} + \frac{1}{r^2}\right)} \tag{45}$$

$$Z_2 = \frac{E_r}{H_\phi} = \frac{cos\theta}{sin\theta} \frac{\left(\frac{Z_{00}}{r^2} + \frac{1}{j\omega\epsilon r^3}\right)}{\left(\frac{j\beta}{r} + \frac{1}{r^2}\right)} \tag{46}$$

Campo cercano

La impedancia de onda muestra el comportamiento de los campos de acuerdo a la distancia a la fuente. Para el caso de que la distancia a la fuente sea mucho mayor a la longitud de onda $r >> \lambda$, la zona corresponde a la zona de campo lejano, por lo tanto la impedancia de onda en módulo tiende a la impedancia del vacío o del aire seco $|Z_1| \cong 377\Omega$, con fase cero. Se puede observar el modulo y fase de la impedancia de onda Z_1 en funcion de la distancia en veces de longitudes de onda r/λ en las Figuras 1.



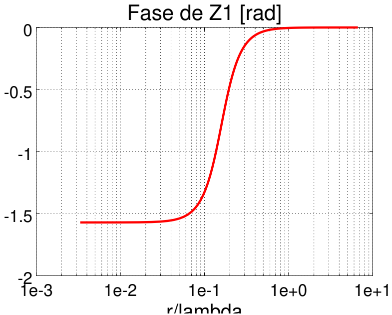


Figura: Módulo de la impedancia de onda Z_1 en función de r/λ y Fase de la impedancia de onda Z_1 en función de r/λ.

Campo lejano

- Los campos E y H son mutuamente perpendiculares a la dirección de propagación
- La relación de E y H es 377Ω con un angulo cero de fase.
- No hay una distancia unica a la cual el campo lejano existe.
- Las funciones de los campos se pueden aproximar a $1/r$.

Campo cercano

- Las ecuaciones que describen los campos E y H varian radialmente y angularmente con respecto a la fuente de RF.
- La relación de los campos E y H es diferente a 377Ω.
- Las ecuaciones de campo son funciones de $1/r$, $1/r^2$, y $1/r^3$.
- Una pequeña variación de r causa que el término $1/r^3$ se vuelva muy grande. De otra forma para grandes valores de r, el término 1/r será dominante respecto a los demás.
- Las tres regiones pueden ser definidas como: Campo cercano y reactivo, el campo cercano radiante, y el campo lejano.

Campos cercano y lejano. Lazo corto o dipolo magnético ideal

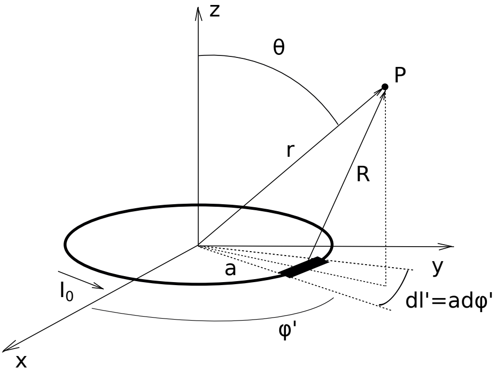


Figura: Antena lazo electricamente corto $a << \lambda$, $C = 2\pi a N << \lambda$

Campos cercano y lejano. Lazo corto o dipolo magnético ideal

La corriente en el conductor será practicamente constante

$$I(a, \theta, \phi) = I_0 \tag{47}$$

Los campos eléctrico y magnético del dipolo magnético se obtienen analogamente al caso del dipolo eléctrico ideal:

$$E_\phi = \frac{I_0 e^{-j\beta r} Z_{00} (\beta a)^2 sin\theta}{4r} \left(1 + \frac{1}{j\beta r}\right) \tag{48}$$

$$H_r = \frac{I_0 a^2 (j\beta) e^{-j\beta r} cos\theta}{2r^2} \left(1 + \frac{1}{j\beta r}\right) \tag{49}$$

$$H_\theta = \frac{I_0 (\beta a)^2 e^{-j\beta r} sin\theta}{4r} \left(1 + \frac{1}{j\beta r} - \frac{1}{(\beta r)^2}\right) \tag{50}$$

Campos cercano y lejano. Lazo corto o dipolo magnético ideal

Analogamente al caso del dipolo eléctrico.
El lazo tiene dos componentes del campo magnético H_θ y H_r y se puede definir la impedancia de onda de un lazo corto (dipolo magnetico ideal):

$$Z_1 = \frac{E_\phi}{H_\theta} = Z_{00} \frac{\left(1 + \frac{1}{j\beta r}\right)}{\left(1 + \frac{1}{j\beta r} - \frac{1}{(\beta r)^2}\right)} \tag{51}$$

$$Z_2 = \frac{E_\phi}{H_r} = \frac{Z_{00}}{2j} \frac{sin\theta}{cos\theta} \frac{\left(1 + \frac{1}{j\beta r}\right)}{\left(\frac{1}{\beta r} + \frac{1}{j(\beta r)^2}\right)} \tag{52}$$

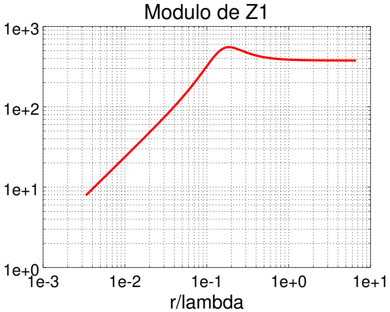


Figura: Módulo de la impedancia de onda Z_1 de un dipolo magnético ideal en función de r/λ y Fase de la impedancia de onda Z_1 de un dipolo magnético ideal en función de r/λ

Campos cercano y lejano. Dipolo eléctrico y magnético ideal

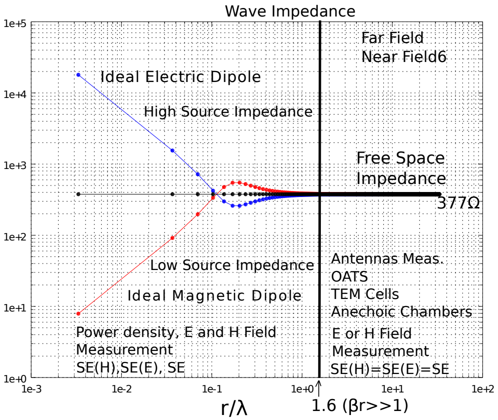


Figura: $|Z_1|$ en función de r/λ

Campos cercano y lejano. Dipolo eléctrico y magnético ideal

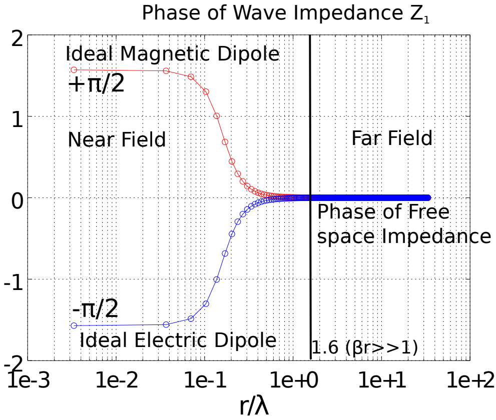


Figura: Fase de Z_1 en función de r/λ

Campos cercano y lejano. Dipolo eléctrico y magnético ideal

- Z_1 en función de r/λ, para el caso del dipolo eléctrico elemental y dipolo magnético elemental.
- El dipolo eléctrico es una fuente de alta impedancia y en el dipolo magnético es una fuente de baja impedancia.
- Cuando se miden los campos en la zona de campo cercano se muestra que hay que medir los campos E, H y la densidad de potencia P.
- Las curvas de impedancia son figuras simétricas, que a medida que aumenta la distancia y supera $r/\lambda = 1{,}6$ la impedancia de ambos dipolos tienden a la impedancia de vacio $Z_0 = 377\Omega$.

Campos cercano y lejano. Dipolo eléctrico y magnético ideal

En la zona de campo lejano, los campos Eléctrico y magnético están relacionados, mediante la impedancia intrínseca de vacío, es decir:

$$Z_{00} = \frac{E}{H} \cong 120\pi\Omega \cong 377\Omega \tag{53}$$

La densidad de potencia tambien se puede obtener a partir de:

$$P = \frac{E^2}{Z_{00}} \tag{54}$$

Por lo tanto se puede medir solo un parámetro y obtener los otros tres.

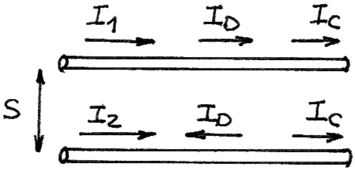
Campos cercano y lejano. Dipolo eléctrico y magnético ideal

- La fase de la impedancia de onda Z_1, a partir de que la distancia $r/\lambda = 1{,}6$ se hace nula.
- La impedancia de onda tanto para el dipolo eléctrico elemental y para el dipolo magnético elemental, deja de ser un número complejo y se transforma en un número real.
- La impedancia real significa que la densidad de potencia será real(activa) o radiante para la zona de campo lejano
- En la zona donde se deberán medir las propiedades de las antenas como el diagrama de radiación y la ganancia.

Corrientes de modo común y modo diferencial

- Habitualmente en el estudio de electrónica, las corrientes en los conductores se pueden separar en corrientes de modo común y en modo diferencial.
- Esto sirve para separar las señales
- Señales útiles (modo diferencial)
- Señales interferentes o ruidos electromagnéticos (modo común).

Corrientes de modo común y modo diferencial

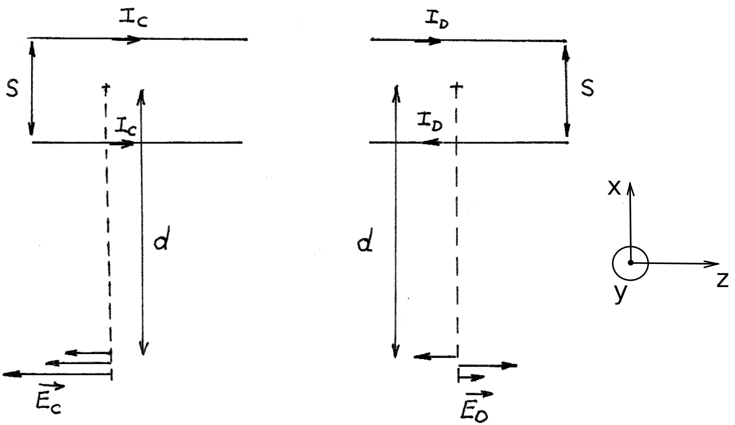


$$\begin{aligned} I_1 &= I_c + I_d \\ I_2 &= I_c - I_d \end{aligned} \tag{55}$$

Se obtiene:

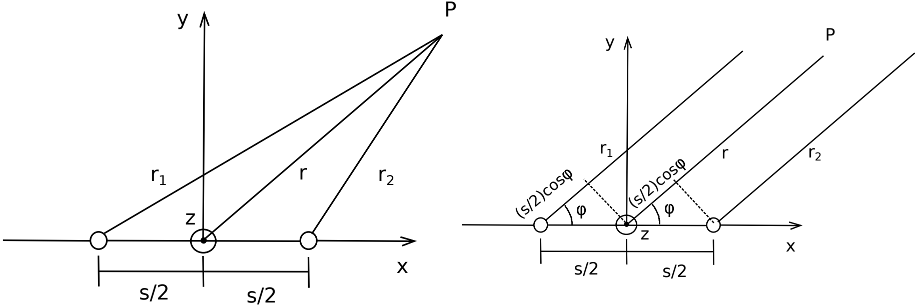
$$\begin{aligned} I_c &= \frac{I_1 + I_2}{2} \\ I_d &= \frac{I_1 - I_2}{2} \end{aligned} \tag{56}$$

Corrientes de modo común y modo diferencial



Campo radiado en modo común y en modo diferencial.

Campo generado por dos fuentes a un punto P



Si las dos fuentes son dipolos de Hertz con $\Delta L = \Delta L_1 = \Delta L_2$, para $\theta = \pi/2$:

$$\overrightarrow{E} = \frac{jZ_{00}\beta I_{01} e^{j\alpha 1} \Delta L sen\theta}{4\pi r_1} e^{-j\beta r_1} \widehat{z} + \frac{jZ_{00}\beta I_{02} e^{j\alpha 2} \Delta L sen\theta}{4\pi r_2} e^{-j\beta r_2} \widehat{z} \tag{57}$$

Campo generado por dos fuentes

$$E = jZ_{00}\beta I_0 \Delta L sen\theta \left[\frac{e^{j\alpha 1 - j\beta r_1}}{4\pi r_1} + \frac{e^{j\alpha 2 - j\beta r_2}}{4\pi r_2} \right] \quad (58)$$

Considerando:
Para el módulo: $r_1 = r_2 = r$
Para la fase: $r_2 = r - \frac{s}{2} cos\phi$ y $r_1 = r + \frac{s}{2} cos\phi$
Tomando: $\alpha_2 = 0$ y $\alpha_1 = \alpha$

$$E = \frac{jZ_{00}\beta I_0 \Delta L sen\theta}{4\pi r} \left[e^{j\alpha - j\beta r_1} + e^{-j\beta r_2} \right] \quad (59)$$

$$E = \frac{jZ_{00}\beta I_0 \Delta L sen\theta e^{j\alpha/2}}{4\pi r} \left[e^{j\alpha/2 - j\beta r_1} + e^{-j\alpha/2 - j\beta r_2} \right] \quad (60)$$

Campo generado por dos fuentes

$$E = \frac{jZ_{00}\beta I_0 \Delta L sen\theta e^{j\alpha/2}}{4\pi r}\left[e^{j\alpha/2 - j\beta r_1} + e^{-j\alpha/2 - j\beta r_2}\right] \qquad (61)$$

$r_2 = r - \frac{s}{2}cos\phi$ y $r_1 = r + \frac{s}{2}cos\phi$

$$E = \frac{jZ_{00}\beta I_0 \Delta L sen\theta e^{j\alpha/2} e^{-j\beta r}}{4\pi r}\left[e^{j\frac{\alpha}{2} - j\beta\frac{s}{2}cos\phi} + e^{-(j\frac{\alpha}{2} + j\beta\frac{s}{2}cos\phi)}\right] \qquad (62)$$

Resulta:

$$E = \frac{jZ_{00}\beta I_0 \Delta L sen\theta e^{j\alpha/2} e^{-j\beta r}}{4\pi r} 2cos\left(\frac{\alpha}{2} + \beta\frac{s}{2}cos\phi\right) \qquad (63)$$

Reemplazando $\beta = \frac{2\pi}{\lambda}$:

$$E = \frac{jZ_{00}\beta I_0 \Delta L sen\theta e^{j\alpha/2} e^{-j\beta r}}{4\pi r} 2cos\left(\frac{\alpha}{2} + \frac{\pi s}{\lambda}cos\phi\right) \qquad (64)$$

$$E = \frac{jZ_{00}\beta I_0 \Delta L sen\theta e^{j\alpha/2} e^{-j\beta r}}{4\pi r} 2cos\left(\frac{\alpha}{2} + \frac{\pi s}{\lambda} cos\phi\right) \qquad (65)$$

donde el factor del conjunto (AF) y el factor del elemento $f(\theta)$ son:

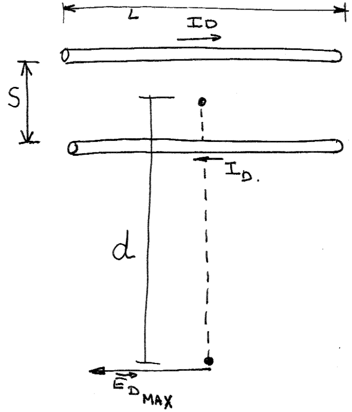
$$\begin{aligned} AF(\phi) &= cos\left(\tfrac{\alpha}{2} + \tfrac{\pi s}{\lambda} cos\phi\right) \\ f(\theta) &= sen\theta \end{aligned} \qquad (66)$$

Por lo tanto:

$$\boxed{E = cte \cdot f(\theta) AF(\phi)} \qquad (67)$$

donde $cte = 2\frac{jZ_{00}\beta I_0 \Delta L e^{j\alpha/2} e^{-j\beta r}}{4\pi r}$

Emisión de modo diferencial



$$E = \frac{jZ_{00}\beta I_0 \Delta L sen\theta e^{j\alpha/2} e^{-j\beta r}}{4\pi r} \cdot 2cos\left(\frac{\alpha}{2} + \frac{\pi s}{\lambda} cos\phi\right) \quad (68)$$

Tomando el modulo y considerando: $\beta = \frac{2\pi}{\lambda}$, $\lambda = \frac{c}{f}$, $Z_{00} = 120\pi\Omega$, $\alpha = \pi$, $\theta = \pi/2$, $r = d$ y $\phi = 0$

$$\mid E \mid = \frac{1{,}25610^{-6} f I_0 \Delta L}{d} \cdot sen\left(\frac{\pi s}{\lambda}\right) [V/ \quad (69)$$

Emisión de modo diferencial

Considerando $sen\left(\frac{\pi s}{\lambda}\right) \cong \frac{\pi s}{\lambda}$

$$\mid E \mid \cong \frac{1{,}256 \cdot 10^{-6} f I_0 \Delta L}{d} \cdot \left(\frac{\pi s}{\lambda}\right) [V/m] \quad (70)$$

Resulta:

$$\mid E \mid \cong \frac{1{,}31 \cdot 10^{-14} f^2 I_0 \Delta L s}{d} [V/m] \qquad (71)$$

Por lo tanto para el campo máximo *Emax* se obtiene la corriente máxima I_{0MAX}:

$$I_{0MAX} \cong \frac{\mid E_{Max} \mid \; d}{1{,}31 \cdot 10^{-14} f^2 \Delta L s} [A] \qquad (72)$$

Emisiones radiadas según CISPR 22

6 Limits for radiated disturbance

6.1 Limits below 1 GHz

The EUT shall meet the limits of Table 5 or Table 6 when measured at the measuring distance *R* in accordance with the methods described in Clause 10. If the reading on the measuring receiver shows fluctuations close to the limit, the reading shall be observed for at least 15 s at each measurement frequency; the highest reading shall be recorded, with the exception of any brief isolated high reading, which shall be ignored.

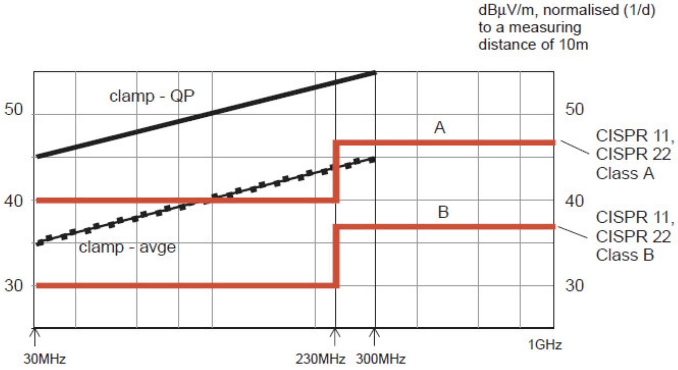
Table 5 – Limits for radiated disturbance of class A ITE at a measuring distance of 10 m

Frequency range MHz	Quasi-peak limits dB(μV/m)
30 to 230	40
230 to 1 000	47
NOTE 1 The lower limit shall apply at the transition frequency. NOTE 2 Additional provisions may be required for cases where interference occurs.	

Table 6 – Limits for radiated disturbance of class B ITE at a measuring distance of 10 m

Frequency range MHz	Quasi-peak limits dB(μV/m)
30 to 230	30
230 to 1 000	37
NOTE 1 The lower limit shall apply at the transition frequency. NOTE 2 Additional provisions may be required for cases where interference occurs.	

Emisiones radiadas según CISPR 22

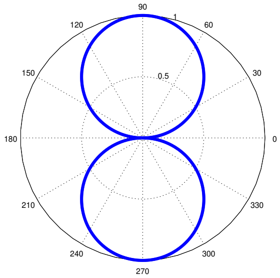


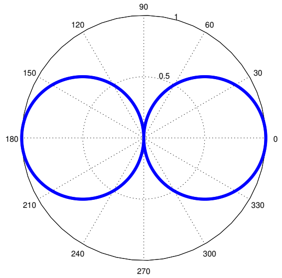
Ejemplo de Emisión de modo diferencial La norma CISPR 22 establece que para frecuencias de $30MHz$ a $230MHz$ el campo máximo es de $Emax = 40dB/\mu V/m$ ($E = 100\mu V/m$), a $d = 10m$. Considerando dos cables de longitud $\Delta L = 1m$, separados a $s = 1,3mm$

$$I_{0MAX} \cong \frac{100\mu V/m \cdot 10m}{1{,}31 \cdot 10^{-14} \frac{\Omega}{Hz^2 \cdot m^2}(30 \cdot 10^6 Hz)^2 \cdot 1m \cdot 1,3 \cdot 10^{-3} m}[A] \tag{73}$$

$$I_{0MAX} \cong 65\mu A \tag{74}$$

Ejemplo de Emisión de modo diferencial



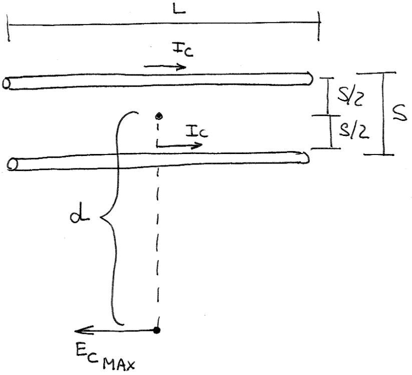


La función del campo eléctrico normalizada:

$$f_{MD}(\theta,\phi) = \frac{\mid E \mid}{\mid E_{Max} \mid} = sen\theta sen\left(\frac{\pi s}{\lambda} cos\phi\right) \tag{75}$$

Se grafica en los planos XZ y XY, para la frecuencia y la separación de conductores: $f = 200MHz$ y $s = 10mm$.

Ejemplo de Emisión de modo comun



En Modo Común

$I_1 = I_2 = I_C$

Por lo tanto $\alpha = 0$

$$E = \frac{jZ_{00}\beta I_0 \Delta L sen\theta e^{j\alpha/2} e^{-j\beta r}}{4\pi r} \cdot 2cos\left(\frac{\alpha}{2} + \frac{\pi s}{\lambda} cos\phi\right) \tag{76}$$

Resulta:

$$E = \frac{jZ_{00}\beta I_0 \Delta L sen\theta e^{-j\beta r}}{4\pi r} \cdot 2cos\left(\frac{\pi s}{\lambda} cos\phi\right) \tag{77}$$

Ejemplo de Emisión de modo comun

Tomando el modulo y considerando: $\beta = \frac{2\pi}{\lambda}$, $\lambda = \frac{c}{f}$, $Z_{00} = 120\pi\Omega$, $\alpha = 0$, $\theta = \pi/2$, $r = d$

$$\mid E \mid = \frac{Z_{00}\beta I_0 \Delta L sen\theta}{4\pi r} \cdot 2cos\left(\frac{\pi s}{\lambda} cos\phi\right) \quad (78)$$

Para antenas electricamente cortas: $cos\left(\frac{\pi s}{\lambda} cos\phi\right) \rightarrow 1$

$$\mid E \mid = 1,256 \cdot 10^{-6} \frac{f \Delta L I_0}{d} [V/m] \quad (79)$$

Por lo tanto para un determinado campo máximo, se puede obtener una corriente máxima

$$I_{MAX} = \frac{\mid E_{MAX} \mid d}{1,256 \cdot 10^{-6} \Delta L f} \quad (80)$$

Ejemplo de Emisión de modo comun Ejemplo: Para

f=30MHz, la norma CISPR22 dice: $E_{MAX} = 40 dB\mu V/m$ a una distancia de $d = 10m$ considerando un cable de longitud $\Delta L = 1m$ Por lo tanto para un determinado campo máximo, se puede obtener una corriente máxima

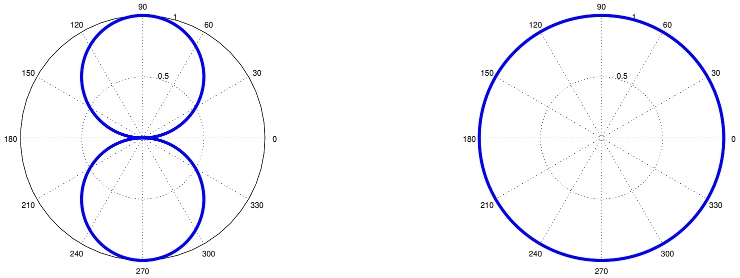
$$I_{MAX} = \frac{\mid E_{MAX} \mid d}{1,256 \cdot 10^{-6} \Delta L f} \tag{81}$$

$$I_{MAX} = \frac{100 \cdot 10^{-6} 10}{1,256 \cdot 10^{-6} \cdot 1 \cdot 30 \cdot 10^{6}} [A] \tag{82}$$

Resulta:

$$I_{MAX} = 26,5 \cdot 10^{-6} A = 26,5 \mu A \tag{83}$$

Ejemplo de Emisión de modo comun



Campo eléctrico normalizado producido por las corrientes de modo común (MC):

$$f_{MC}(\theta, \phi) = \frac{\mid E \mid}{\mid E_{Max} \mid} = sen\theta cos\left(\frac{\pi s}{\lambda} cos\phi\right) \qquad (84)$$

Se grafica en los planos XZ y XY, para la frecuencia y la separación de conductores: $f = 200MHz$ y $s = 10mm$.

Corrientes de modo común y modo diferencial

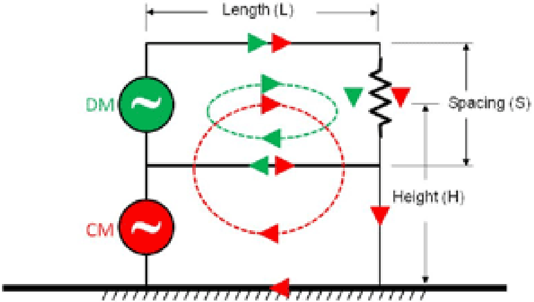


Figure 1 – Common and Differential Mode

Ref: Ron Brewer. What is Differential and Common Mode Current?. Interference Tecnology, August 2, 2012

Referencias

[1] Clayton Paul. Introduction to Electromagnetic Compatibility. 2nd Edition. Wiley. 2006.
[2] Ron Brewer. What is Differential and Common Mode Current?. Interference Tecnology. August 2, 2012
[3] V. Trainoti y W.G. Fano. Ingeniería Electromagnetica Vol II. Editorial Nueva Libreria. 2007
[4] Henry Ott. Electromagnetic Compatibility. Wiley. 2008
[5] Antenna Theory. Balanis. Wiley 2007