

Recomendación UIT-R P.2040-3

(08/2023)

Serie P: Propagación de las ondas radioeléctricas

Efectos de los materiales y estructuras de construcción en la propagación de las ondas radioeléctricas por encima de unos 100 MHz



Prólogo

El Sector de Radiocomunicaciones tiene como cometido garantizar la utilización racional, equitativa, eficaz y económica del espectro de frecuencias radioeléctricas por todos los servicios de radiocomunicaciones, incluidos los servicios por satélite, y realizar, sin limitación de gamas de frecuencias, estudios que sirvan de base para la adopción de las Recomendaciones UIT-R.

Las Conferencias Mundiales y Regionales de Radiocomunicaciones y las Asambleas de Radiocomunicaciones, con la colaboración de las Comisiones de Estudio, cumplen las funciones reglamentarias y políticas del Sector de Radiocomunicaciones.

Política sobre Derechos de Propiedad Intelectual (IPR)

La política del UIT-R sobre Derechos de Propiedad Intelectual se describe en la Política Común de Patentes UIT-T/UIT-R/ISO/CEI a la que se hace referencia en la Resolución UIT-R 1. Los formularios que deben utilizarse en la declaración sobre patentes y utilización de patentes por los titulares de las mismas figuran en la dirección web <http://www.itu.int/ITU-R/go/patents/es>, donde también aparecen las Directrices para la implementación de la Política Común de Patentes UIT-T/UIT-R/ISO/CEI y la base de datos sobre información de patentes del UIT-R sobre este asunto.

Series de las Recomendaciones UIT-R

(También disponible en línea en <https://www.itu.int/publ/R-REC/es>)

Series	Título
BO	Distribución por satélite
BR	Registro para producción, archivo y reproducción; películas en televisión
BS	Servicio de radiodifusión (sonora)
BT	Servicio de radiodifusión (televisión)
F	Servicio fijo
M	Servicios móviles, de radiodeterminación, de aficionados y otros servicios por satélite conexos
P	Propagación de las ondas radioeléctricas
RA	Radioastronomía
RS	Sistemas de detección a distancia
S	Servicio fijo por satélite
SA	Aplicaciones espaciales y meteorología
SF	Compartición de frecuencias y coordinación entre los sistemas del servicio fijo por satélite y del servicio fijo
SM	Gestión del espectro
SNG	Periodismo electrónico por satélite
TF	Emisiones de frecuencias patrón y señales horarias
V	Vocabulario y cuestiones afines

Nota: Esta Recomendación UIT-R fue aprobada en inglés conforme al procedimiento detallado en la Resolución UIT-R 1.

Publicación electrónica
Ginebra, 2024

© UIT 2024

Reservados todos los derechos. Ninguna parte de esta publicación puede reproducirse por ningún procedimiento sin previa autorización escrita por parte de la UIT.

RECOMENDACIÓN UIT-R P.2040-3

Efectos de los materiales y estructuras de construcción en la propagación de las ondas radioeléctricas por encima de unos 100 MHz

(Cuestión UIT-R 211/3)

(2013-2015-2021-2023)

Cometido

Esta Recomendación ofrece directrices sobre los efectos de las propiedades de los materiales de construcción y las estructuras en la propagación de las ondas radioeléctricas por encima de 100 MHz.

Palabras clave

Permitividad, conductividad

La Asamblea de Radiocomunicaciones de la UIT,

considerando

- a) que las propiedades eléctricas de los materiales y sus estructuras afectan en gran medida a la propagación de las ondas radioeléctricas;
- b) que es necesario determinar las pérdidas en las ondas radioeléctricas causadas por los materiales y estructuras de construcción;
- c) que es preciso dar directrices a los ingenieros para evitar la interferencia causada por sistemas en el exterior a sistemas en el interior y viceversa;
- d) que debe proporcionarse a los usuarios una fuente unificada para calcular los efectos de los materiales y estructuras de construcción,

observando

- a) que la Recomendación UIT-R P.526 proporciona directrices sobre los efectos de difracción, en particular los debidos a los materiales de construcción y las estructuras;
- b) que la Recomendación UIT-R P.527 contiene información sobre las propiedades eléctricas de la superficie de la Tierra;
- c) que la Recomendación UIT-R P.679 proporciona directrices sobre la planificación de los sistemas de radiodifusión por satélite;
- d) que la Recomendación UIT-R P.1238 ofrece directrices sobre la propagación en interiores en la gama de frecuencias de 900 MHz a 100 GHz;
- e) que la Recomendación UIT-R P.1406 presenta información sobre varios aspectos de la propagación relativos a los servicios móvil terrestre terrenal y de radiodifusión en las bandas de ondas métricas y decimétricas;
- f) que la Recomendación UIT-R P.1407 contiene información sobre diversos aspectos de la propagación por trayectos múltiples;
- g) que la Recomendación UIT-R P.1411 indica métodos de propagación para trayectos cortos en situaciones en exteriores en la gama de frecuencias aproximada de 300 MHz a 100 GHz;
- h) que la Recomendación UIT-R P.1812 describe un método de predicción de la propagación para servicios terrenales punto a zona en la gama de frecuencias de 30 MHz a 6 GHz,

recomienda

que, como guía para evaluar los efectos de las propiedades y estructuras de los materiales de construcción en las pérdidas de propagación de las ondas radioeléctricas y para desarrollar modelos deterministas de la propagación en un entorno con construcciones, se utilice la información y los métodos que figuran en el Anexo 1.

El Anexo 1 describe los principios fundamentales y contiene fórmulas para calcular la reflexión sobre materiales de construcción y estructuras y la transmisión a través de dichos materiales y estructuras. También figura un modelo de las propiedades eléctricas en función de la frecuencia y un cuadro de parámetros de los materiales pertinentes.

En el Informe UIT-R P.2346 se dan ejemplos de medición de las pérdidas a la entrada de edificios.

Anexo 1**ÍNDICE**

	<i>Página</i>
Política sobre Derechos de Propiedad Intelectual (IPR).....	ii
Anexo 1	2
1 Introducción.....	3
2 Principios básicos y teoría	3
2.1 Teoría de las propiedades eléctricas del material	3
2.1.1 Introducción	3
2.1.2 Método	3
2.1.3 Dependencia con la frecuencia de las propiedades del material	8
2.1.4 Modelos de la dependencia con la frecuencia de las propiedades del material.....	8
2.2 Efectos de la estructura del material sobre la propagación de las ondas radioeléctricas	8
2.2.1 Reflexión y transmisión de la onda plana en una sola interfaz plana ..	8
2.2.2 Reflexión y transmisión de la onda plana para una o varias capas	13
2.2.3 Propagación por guíasondas en edificios.....	17
2.3 Teoría y resultados para materiales de superficie selectiva en frecuencia	20
2.3.1 Superficies selectivas en frecuencia.....	20
2.3.2 Teoría de propagación de las ondas en torno a una superficie compuesta por un conjunto de convexidades redondeadas.....	21
2.3.3 Resultados de los cálculos.....	22
2.3.4 Mediciones	23

3	Recopilación de las propiedades eléctricas de los materiales.....	24
	Adjunto 1 al Anexo 1 – Método alternativo para obtener los coeficientes de reflexión y transmisión de materiales de construcción representados por N franjas dieléctricas basándose en la formulación de una matriz ABCD.....	26

1 Introducción

En el presente Anexo se dan directrices sobre los efectos de las estructuras y propiedades eléctricas de los materiales de construcción sobre la propagación de ondas radioeléctricas.

En la Sección 2 se describen los principios fundamentales de la interacción de las ondas radioeléctricas con los materiales de construcción, se definen diversos parámetros utilizados a tal efecto y se proporcionan formulas básicas de la reflexión y transmisión en interfaces de un mismo material y de una o varias capas estratificadas, característicos de los materiales de construcción.

En la Sección 3 se define un modelo de las propiedades eléctricas y un cuadro de parámetros para diversos materiales de construcción.

2 Principios básicos y teoría

Las ondas radioeléctricas que interactúan con un edificio sufrirán pérdidas que dependen de las propiedades eléctricas de los materiales y la estructura de la construcción del edificio. En este punto, se discuten los efectos teóricos de las propiedades eléctricas y la estructura de la construcción sobre la propagación de las ondas radioeléctricas.

2.1 Teoría de las propiedades eléctricas del material

2.1.1 Introducción

Este punto describe el desarrollo de fórmulas sencillas dependientes de la frecuencia para determinar la permitividad y la conductividad de los materiales habitualmente empleados en la construcción de edificios. Las fórmulas se basan en un ajuste de curvas a un cierto número de resultados de medición publicados, principalmente en la gama de frecuencias 1-100 GHz. El objetivo es encontrar una parametrización sencilla para su empleo en el modelo de trazado de rayos del interior al exterior.

La caracterización de las propiedades eléctricas de los materiales se presenta de diversas formas en los textos técnicos, que se describen en el § 2.1.2 para que los datos medidos puedan reducirse a un formato común.

2.1.2 Método

2.1.2.1 Definiciones de constantes eléctricas

El siguiente método sólo trata materiales no ionizados y no magnéticos y se fija el valor de la densidad de carga libre, ρ_f , a cero y la permeabilidad del material, μ , a la permeabilidad en espacio libre μ_0 .

Las principales cantidades de interés con la permitividad eléctrica, ϵ , y la conductividad σ . Existen muchas formas de cuantificar estos parámetros en los textos técnicos por lo que en primer lugar haremos referencia explícita a estas diferentes representaciones y a las relaciones entre ellas.

2.1.2.2 Obtención

El punto de partida es la ecuación de onda obtenida de las ecuaciones de Maxwell. Con esta hipótesis, la ecuación de onda para el campo eléctrico \vec{E} es:

$$\nabla^2 \vec{E} - \epsilon \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial \vec{J}_f}{\partial t} \quad (1)$$

siendo:

\vec{E} : intensidad de campo eléctrico (vector) (V/m)

J_f : densidad de corriente de cargas libres (A/m²)

ϵ : permitividad dieléctrica (F/m)

μ_0 : permeabilidad en espacio libre (N/A²) = $4\pi \times 10^{-7}$ por definición.

En un conductor, \vec{J}_f está relacionado con \vec{E} mediante la ley de Ohm:

$$\vec{J}_f = \sigma \vec{E} \quad (2)$$

siendo:

σ : conductividad (S/m).

Combinando las ecuaciones (1) y (2) se obtiene:

$$\nabla^2 \vec{E} - \epsilon \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \sigma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (3)$$

Representando \vec{E} en notación exponencial:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{j(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})} \quad (4)$$

siendo:

\vec{E}_0 : valor de \vec{E} para $t = \vec{r} = 0$ (V/m)

\vec{k} : magnitud (m⁻¹) del número de onda (vector) = $2\pi/\lambda$ siendo λ la longitud de onda en m

ω : frecuencia angular (s⁻¹) = $2\pi f$ siendo f la frecuencia en s⁻¹

\vec{r} : distancia espacial (vector) (m).

Sustituyendo en la ecuación (3) se obtiene:

$$k^2 - \epsilon \mu_0 \omega^2 + j\omega \mu_0 \sigma = 0 \quad (5)$$

siendo:

k : la magnitud de \vec{k} .

La ecuación (5) muestra que la intensidad de campo eléctrico se propaga como una onda sinusoidal atenuada.

2.1.2.3 Dieléctrico no conductor

En un dieléctrico no conductor ($\sigma = 0$) el campo no se atenúa y a partir de la ecuación (5) se obtiene la velocidad de propagación $v (= \omega/k)$:

$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu_0}} \quad (6)$$

ϵ se representa convencionalmente en términos de permitividad relativa y la permitividad en espacio libre:

$$\epsilon = \eta\epsilon_0 \quad (7)$$

siendo:

η : permitividad dieléctrica relativa del medio considerado

ϵ_0 : permitividad dieléctrica del espacio libre = $8,854 \times 10^{-12}$ (F/m).

Así, la velocidad de propagación en un medio de permitividad relativa η viene dada por:

$$v = \frac{c}{\sqrt{\eta}} \quad (8)$$

siendo c la velocidad de la luz en espacio libre ($= 1/\sqrt{\epsilon_0\mu_0}$). En otras palabras, $\sqrt{\eta}$ es el índice de refracción del medio dieléctrico.

2.1.2.4 Dieléctrico conductor

Cuando $\sigma \neq 0$, la onda se atenúa a medida que se propaga. En este caso, conviene definir una permitividad relativa compleja que se obtiene del modo siguiente. Sustituyendo $c^2 = 1/(\epsilon_0\mu_0)$ en la ecuación (5) se obtiene:

$$\frac{c^2}{v^2} = \eta - j \frac{\sigma}{\epsilon_0\omega} \quad (9a)$$

Como de la ecuación (8) se desprende que $\frac{c^2}{v^2} = \eta$, se puede interpretar como una permitividad relativa compleja, que viene dada por:

$$\eta = \eta' - j \frac{\sigma}{\epsilon_0\omega} \quad (9b)$$

Esto demuestra que la permitividad relativa definida para un dieléctrico puro se convierte en la parte real η' de la permitividad relativa compleja, más general η definida para un dieléctrico conductor.

Como no existen símbolos universalmente aceptados para estos términos, en la presente Recomendación se escribe la permitividad relativa de la siguiente forma:

$$\eta = \eta' - j\eta'' \quad (10)$$

donde η' y η'' son las partes real e imaginaria. Utilizando la ecuación (9b), la parte imaginaria viene dada por:

$$\eta'' = \frac{\sigma}{\epsilon_0\omega} \quad (11)$$

Obsérvese que el signo de la parte imaginaria de η es arbitrario y refleja nuestro convenio de signos en la ecuación (4). En unidades prácticas, la ecuación (11) realiza una conversión de η'' a σ :

$$\sigma = 0,05563 \eta'' f_{\text{GHz}} \quad (12)$$

Otra formulación de la parte imaginaria de η es en términos de la *tangente de pérdidas*, definida como:

$$\tan \delta = \frac{\eta''}{\eta'} \quad (13)$$

y por tanto:

$$\tan \delta = \frac{\sigma}{\epsilon \omega} \quad (14)$$

De la ecuación (10) se obtiene:

$$\eta = \eta' (1 - j \tan \delta) \quad (15)$$

y en unidades prácticas:

$$\sigma = 0,05563 \eta' \tan \delta f_{\text{GHz}} \quad (16)$$

Otro término que aparece a veces es el Q del medio, que se define como:

$$Q = \frac{\epsilon \omega}{\sigma} \quad (17)$$

y es la relación entre la densidad de corriente de desplazamiento $\partial D / \partial t$ y la densidad de corriente de conducción J_f . Para no conductores, $Q \rightarrow \infty$. De la ecuación (14):

$$Q = 1 / \tan \delta \quad (18)$$

Otro termino que puede aparecer en el índice de refracción complejo n que se define como $\sqrt{\eta}$. Escribiendo n en términos de sus partes real e imaginaria:

$$n = n' - j n'' = \sqrt{\eta} \quad (19)$$

η' , η'' y σ se obtienen de las ecuaciones (10) y (12):

$$\begin{aligned} \eta' &= (n')^2 - (n'')^2 \\ \eta'' &= 2 n' n'' \\ \sigma &= 0,1113 n' n'' f_{\text{GHz}} \end{aligned} \quad (20)$$

2.1.2.5 Tasa de atenuación

Un conductor dieléctrico atenuará las ondas electromagnéticas a medida que se propagan. Para cuantificar este fenómeno se sustituye la ecuación (5) en la ecuación (4) y se simplifica utilizando la ecuación (14):

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \exp \left\{ j \left(\omega t - \sqrt{\eta' (1 - j \tan \delta)} \vec{k}_0 \cdot \vec{r} \right) \right\} \quad (21)$$

siendo:

\vec{k}_0 : número de onda (vector) (m^{-1}) en espacio libre.

La parte imaginaria bajo la raíz cuadrada supone un decrecimiento exponencial del campo eléctrico con la distancia:

$$\vec{E} \propto \vec{E}_0 \exp(-|\vec{r}|/\Delta) \quad (22)$$

Mediante cálculo utilizando variables complejas se demuestra que la distancia de atenuación, Δ , a la cual la amplitud del campo eléctrico cae a $1/e$ es:

$$\Delta = \frac{-1}{\text{Im}(k_0 \sqrt{\eta})} \quad (23a)$$

Donde la función «Im» devuelve la parte imaginaria de su argumento. Se puede demostrar analíticamente que:

$$\Delta = \frac{1}{k_0 \sqrt{\eta'}} \sqrt{\frac{2 \cos \delta}{(1 - \cos \delta)}} \quad (23b)$$

lo que puede evaluarse calculando $\text{tg } \delta$ a partir de η' y σ e invirtiendo para obtener $\cos \delta$. Además, es posible realizar una evaluación en los dos límites de $\sigma \rightarrow 0$ (límite dieléctrico) y $\sigma \rightarrow \infty$ (límite de conductor bueno). Eligiendo la aproximación adecuada del término bajo el signo de la raíz cuadrada en la ecuación (21) estos límites son:

$$\Delta_{dielectric} = \frac{1}{k_0 \sqrt{\eta'}} \frac{2}{\tan \delta} \quad (24)$$

y:

$$\Delta_{conductor} = \frac{1}{k_0 \sqrt{\eta'}} \sqrt{\frac{2}{\tan \delta}} \quad (25)$$

Las ecuaciones (24) y (25) tiene una precisión del 3% aproximadamente para $\text{tg } \delta < 0,5$ (dieléctrico) $\text{tg } \delta > 15$ (conductor). $\Delta_{conductor}$ se denomina generalmente «profundidad de penetración».

A efectos prácticos, la tasa de atenuación es una cantidad más útil que la distancia de atenuación y ambos valores están relacionados mediante la ecuación:

$$A = \frac{20 \log_{10} e}{\Delta} = 8,686/\Delta \quad (26)$$

siendo:

A : tasa de atenuación en dB/m (con Δ en m).

Sustituyendo las ecuaciones (24) y (25) en la ecuación (26) y pasando a unidades prácticas se obtiene:

$$A_{dielectric} = 1636 \frac{\sigma}{\sqrt{\eta'}} \quad (27a)$$

$$A_{conductor} = 545,8 \sqrt{\sigma f_{\text{GHz}}} \quad (27b)$$

2.1.3 Dependencia con la frecuencia de las propiedades del material

En los textos técnicos, siempre se indica la parte real de la constante dieléctrica, η' , pero a menudo no se especifica la frecuencia. En la práctica, en muchos materiales el valor de η' es constante desde la DC hasta unos 5-10 GHz, frecuencia a partir de la cual su valor empieza a disminuir.

El valor de σ normalmente depende en gran medida de la frecuencia en la banda de interés, aumentando con la frecuencia. Esta puede ser una de las razones por las que en los textos técnicos a menudo se especifica la parte imaginaria de la constante dieléctrica, o la tangente de pérdidas; las ecuaciones (12) y (16) muestran que estos términos eliminan una dependencia lineal con la frecuencia en comparación con la dependencia con la frecuencia de σ .

Para cada material puede obtenerse un modelo de regresión sencillo para la dependencia con la frecuencia de σ ajustando los valores medidos de σ para un cierto número de frecuencias.

2.1.4 Modelos de la dependencia con la frecuencia de las propiedades del material

Para determinar la dependencia de las propiedades del material con la frecuencia, los valores de las constantes eléctricas de los materiales pueden caracterizarse en términos de frecuencia de medición, parte real (η') y parte imaginaria (η'') de la permitividad relativa, tangente de pérdidas ($\text{tg } \delta$) y conductividad (σ). Las ecuaciones § 2.1.2.4 permiten realizar la conversión entre estas dos cantidades.

Para la conductividad, existe normalmente una evidencia estadísticamente significativa del incremento con la frecuencia. En este caso, la tendencia se ha modelado utilizando la siguiente expresión:

$$\sigma = c f_{\text{GHz}}^d \quad (28)$$

donde c y d son constantes que caracterizan el material. Se trata de una línea recta en un gráfico $\log(\sigma)$ – $\log(f)$. La línea de tendencia es el mejor ajuste para todos los datos disponibles.

Para la permitividad relativa, puede suponerse una dependencia con la frecuencia similar:

$$\eta' = a f_{\text{GHz}}^b \quad (29)$$

donde a y b son constantes que caracterizan el material. Sin embargo, en casi todos los casos no hay evidencia de una tendencia de la permitividad relativa con la frecuencia. En estos casos, puede utilizarse un valor constante para todas las frecuencias. El valor constante es la media de todos los valores trazados. En el Cuadro 3 aparecen algunos ejemplos.

2.2 Efectos de la estructura del material sobre la propagación de las ondas radioeléctricas

2.2.1 Reflexión y transmisión de la onda plana en una sola interfaz plana

En esta sección se considera el caso de una onda plana que incide en una interfaz plana entre dos medios homogéneos e isotrópicos de distintas propiedades eléctricas. El medio se extiende lo suficientemente lejos de la interfaz, de modo que el efecto de cualquier otra interfaz resulta insignificante. Este supuesto quizá no sea cierto en el caso de geometrías típicas de las construcciones. Por ejemplo, las pérdidas de propagación debidas a muros pueden verse afectadas por múltiples reflexiones internas. Los métodos para calcular los coeficientes de reflexión y transmisión en una o varias capas se describen en § 2.2.2.

A los efectos de análisis resulta útil el concepto de onda plana, aunque resulte muy teórico. En la práctica las ondas pueden aproximarse, pero no son exactamente planas. La importancia de este punto radica en que una onda verdaderamente plana no experimenta pérdidas en el espacio libre (dispersión). El método descrito a continuación no tiene en cuenta las pérdidas en el espacio libre, sino solo los efectos de la interfaz del medio.

2.2.1.1 Incidencia oblicua sobre una interfaz plana entre medios

La Fig. 1 ilustra una onda plana sinusoidal que incide oblicuamente en una interfaz plana que separa dos medios dieléctricos uniformes no magnéticos, cuyas permitividades relativas son η_1 y η_2 . Los valores de η pueden calcularse a partir de la parte real de la permitividad, η' , y la conductividad, σ , utilizando las ecuaciones (10) y (11). En el Cuadro 3 se indican los parámetros que se pueden utilizar para calcular como funciones de la frecuencia.

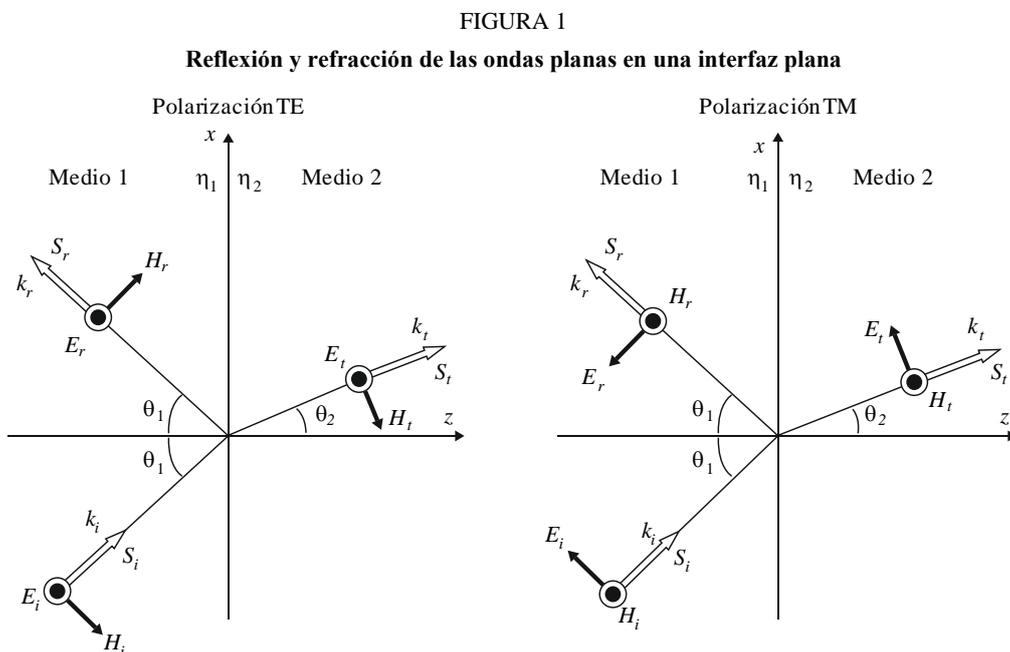
Hay tres importantes teoremas para este caso derivados de consideraciones geométricas.

- 1) Los números de onda de vector de las ondas reflejada y transmitida (refractada) se encuentran en el plano de incidencia; es decir, el plano definido por el número de onda k_i de la onda incidente y la normal a la interfaz. Es el plano x - z de la Fig. 1.
- 2) Los ángulos de incidencia y reflexión son iguales (ambos son θ_1 en la Fig. 1).
- 3) El ángulo de refracción θ_2 está relacionado con el ángulo de incidencia por la ley de Snell.

$$\frac{1}{c_1} \text{sen } \theta_1 = \frac{1}{c_2} \text{sen } \theta_2 \tag{30}$$

siendo $c_1 = c/\sqrt{\eta_1}$ y $c_2 = c/\sqrt{\eta_2}$ las respectivas velocidades de onda en los dos medios, y η_1 y η_2 representan la permitividad relativa compleja de los dos medios.

Estos teoremas aseguran que los factores espacio-tiempo exponenciales, $\exp\{j(\omega t - k \cdot r)\}$ para estas tres ondas ($k \rightarrow k_1, k_1', k_2$, respectivamente) son idénticos en todos los puntos de la interfaz.



En la Fig. 1 se muestran las dos polarizaciones de la onda incidente.

- En el diagrama de la izquierda, el vector campo eléctrico incidente E_i es perpendicular al plano de incidencia. Esta polarización se denomina polarización eléctrica transversal (TE). También recibe el nombre de polarización perpendicular, polarización s y polarización σ .
- En el diagrama de la derecha, el vector campo eléctrico E_i es paralelo al plano de incidencia. Esta polarización se denomina polarización magnética transversal (TM). También recibe el nombre de polarización paralela, polarización p y polarización π .

En las descripciones que figuran a continuación, la polarización se designa TE o TM.

Una onda con polarización arbitraria o circular se puede descomponer en componentes TE y TM para realizar los cálculos y luego se puede volver a combinar.

Los coeficientes de reflexión y transmisión del campo E se definen como la relaciones entre los vectores reflejado y transmitido (refractado), respectivamente, con respecto al vector incidente en la interfaz. En general esos coeficientes son complejos. En las ecuaciones que figuran a continuación no se tienen en cuenta las pérdidas en el espacio libre u otras antes o después de la interacción de una onda con la interfaz.

El requisito de que los vectores eléctrico y magnético sean continuos en el plan de la interfaz da lugar a las siguientes expresiones de los coeficientes del campo eléctrico. Los coeficientes de reflexión y transmisión se indican por R y T , respectivamente. El subíndice indica los vectores del caso y el tipo de polarización, TE o TM. Cada una de las ecuaciones (31a) a (32b) se dividen en dos partes, en función de si se produce una reflexión total interna. Ésta sólo puede producirse si la onda incide en un medio con índice de refracción más pequeño.

El coeficiente de reflexión del campo E para la polarización TE es:

$$R_{eTE} = \frac{E_r}{E_i} = \begin{cases} \frac{\sqrt{\eta_1} \cos \theta_1 - \sqrt{\eta_2} \cos \theta_2}{\sqrt{\eta_1} \cos \theta_1 + \sqrt{\eta_2} \cos \theta_2} & \sqrt{\frac{\eta_1}{\eta_2}} \text{ sen } \theta_1 < 1 \\ 1 & \sqrt{\frac{\eta_1}{\eta_2}} \text{ sen } \theta_1 \geq 1 \end{cases} \quad (31a)$$

El coeficiente de reflexión del campo E para la polarización TM es:

$$R_{eTM} = \frac{E_r}{E_i} = \begin{cases} \frac{\sqrt{\eta_2} \cos \theta_1 - \sqrt{\eta_1} \cos \theta_2}{\sqrt{\eta_2} \cos \theta_1 + \sqrt{\eta_1} \cos \theta_2} & \sqrt{\frac{\eta_1}{\eta_2}} \text{ sen } \theta_1 < 1 \\ 1 & \sqrt{\frac{\eta_1}{\eta_2}} \text{ sen } \theta_1 \geq 1 \end{cases} \quad (31b)$$

El coeficiente de transmisión del campo E para la polarización TE es:

$$T_{eTE} = \frac{E_t}{E_i} = \begin{cases} \frac{2\sqrt{\eta_1} \cos \theta_1}{\sqrt{\eta_1} \cos \theta_1 + \sqrt{\eta_2} \cos \theta_2} & \sqrt{\frac{\eta_1}{\eta_2}} \text{ sen } \theta_1 < 1 \\ 0 & \sqrt{\frac{\eta_1}{\eta_2}} \text{ sen } \theta_1 \geq 1 \end{cases} \quad (32a)$$

El coeficiente de transmisión del campo E para la polarización TM es:

$$T_{eTM} = \frac{E_t}{E_i} = \begin{cases} \frac{2\sqrt{\eta_1} \cos \theta_1}{\sqrt{\eta_2} \cos \theta_1 + \sqrt{\eta_1} \cos \theta_2} & \sqrt{\frac{\eta_1}{\eta_2}} \sin \theta_1 < 1 \\ 0 & \sqrt{\frac{\eta_1}{\eta_2}} \sin \theta_1 \geq 1 \end{cases} \quad (32b)$$

siendo η_1 y η_2 la permitividad relativa compleja del medio 1 y 2 respectivamente. Éstas pueden calcularse mediante la ecuación (9b) utilizando los valores η' y σ obtenidas de § 3 y del Cuadro 3.

Los términos de $\cos \theta_2$ en las ecuaciones (31a) a (32b) pueden expresarse en términos de θ_1 utilizando la ecuación (30):

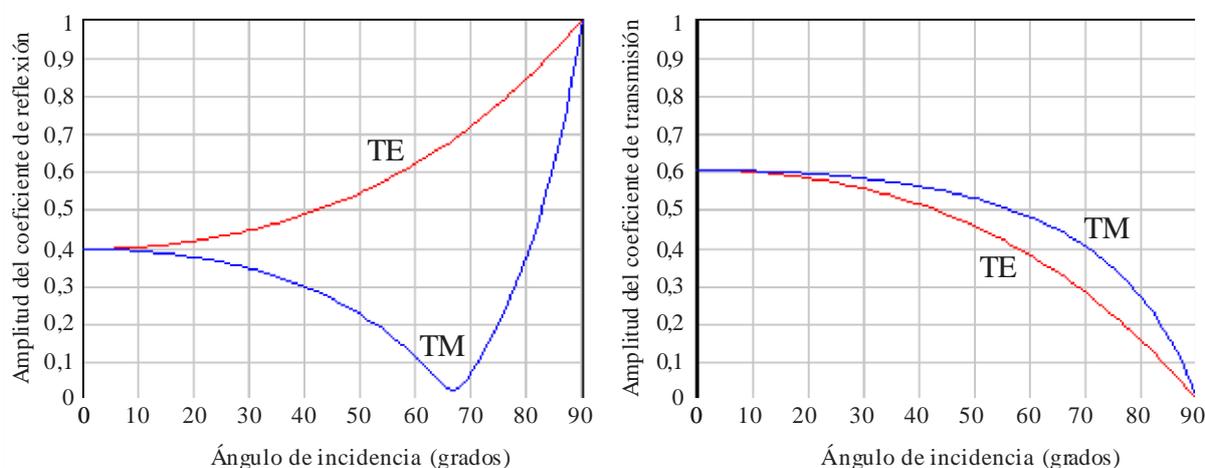
$$\cos \theta_2 = \sqrt{1 - \frac{\eta_1}{\eta_2} \sin^2 \theta_1} \quad (33)$$

Cuando $\theta_1 = 0$ el plano de incidencia no está unívocamente definido. En este caso, todas las direcciones de propagación son normales a la interfaz y la amplitud del coeficiente en la ecuación de cada polarización es la misma. En el caso de la reflexión, se produce un cambio de signo aparente, debido meramente a cómo está definida a polarización; no se trata de una discontinuidad física.

2.2.1.2 Ejemplos de cálculo

En la Fig. 2 se dan ejemplos de amplitudes de los coeficientes de reflexión y transmisión para una onda en el aire que incide sobre hormigón a 1 GHz, calculados para una gama de ángulos de incidencia con ambas polarizaciones utilizando las ecuaciones (31a) a (32b), teniendo en cuenta las propiedades del hormigón del Cuadro 3.

FIGURA 2
Coeficientes de reflexión y transmisión para la interfaz aire/hormigón a 1 GHz



2.2.1.3 Sustituciones disponibles en los valores de los coeficientes

Puede resultar útil observar las siguientes sustituciones para los coeficientes del vector E, donde el subíndice indica el medio, 1 ó 2, en el que la onda incide sobre la interfaz:

- Para cualquier polarización, $R_1 = -R_2$, y por tanto $R_1^2 = R_2^2$.
- Para cualquier polarización, $T_1 T_2 = 1 - R^2$, y según a) R puede ser R_1 o R_2 .

2.2.1.4 Coeficientes de la densidad de flujo de potencia

Los coeficientes de la densidad de flujo de potencia pueden obtenerse a partir de los coeficientes del vector E:

$$R_{sTE} = \frac{S_r}{S_i} = R_{eTE}^2 \quad (34a)$$

$$R_{sTM} = \frac{S_r}{S_i} = R_{eTM}^2 \quad (34b)$$

$$T_{sTE} = \frac{S_t}{S_i} = T_{eTE}^2 \sqrt{\frac{\eta_2}{\eta_1}} \quad (35a)$$

$$T_{sTM} = \frac{S_t}{S_i} = T_{eTM}^2 \sqrt{\frac{\eta_2}{\eta_1}} \quad (35b)$$

La variación del nivel de la señal, expresado en decibelios, debido a la reflexión o la transmisión viene dado por $10 \log(|R_s|)$ o $10 \log(|T_s|)$ siendo R_s y T_s el coeficiente del vector S de reflexión o transmisión en las ecuaciones (34a) a (35b).

En razón de la conservación de la energía en la interfaz del medio, para toda la superficie del frente de onda incidente, la suma del flujo de potencia reflejado y transmitido debe ser igual al flujo de potencia incidente. A efectos de ilustrar este principio, se deben tener en cuenta la variación del ancho del frente de onda debido a la refracción. Para cada polarización:

$$R_s + T_s \frac{\cos \theta_2}{\cos \theta_1} = 1 \quad (36)$$

siendo $\frac{\cos \theta_2}{\cos \theta_1}$ el ajuste de la variación del ancho del frente de onda.

2.2.1.5 Expresiones simplificadas de la onda incidente por el aire

Cuando el medio 1 es el aire, las ecuaciones (31a) a (32b) pueden simplificarse así:

$$R_{eTE} = \frac{\cos \theta - \sqrt{\eta - \sin^2 \theta}}{\cos \theta + \sqrt{\eta - \sin^2 \theta}} \quad (37a)$$

$$R_{eTM} = \frac{\eta \cos \theta - \sqrt{\eta - \sin^2 \theta}}{\eta \cos \theta + \sqrt{\eta - \sin^2 \theta}} \quad (37b)$$

$$T_{eTE} = \frac{2 \cos \theta}{\cos \theta + \sqrt{\eta - \sin^2 \theta}} \quad (38a)$$

$$T_{eTM} = \frac{2\sqrt{\eta} \cos \theta}{\eta \cos \theta + \sqrt{\eta - \sin^2 \theta}} \quad (38b)$$

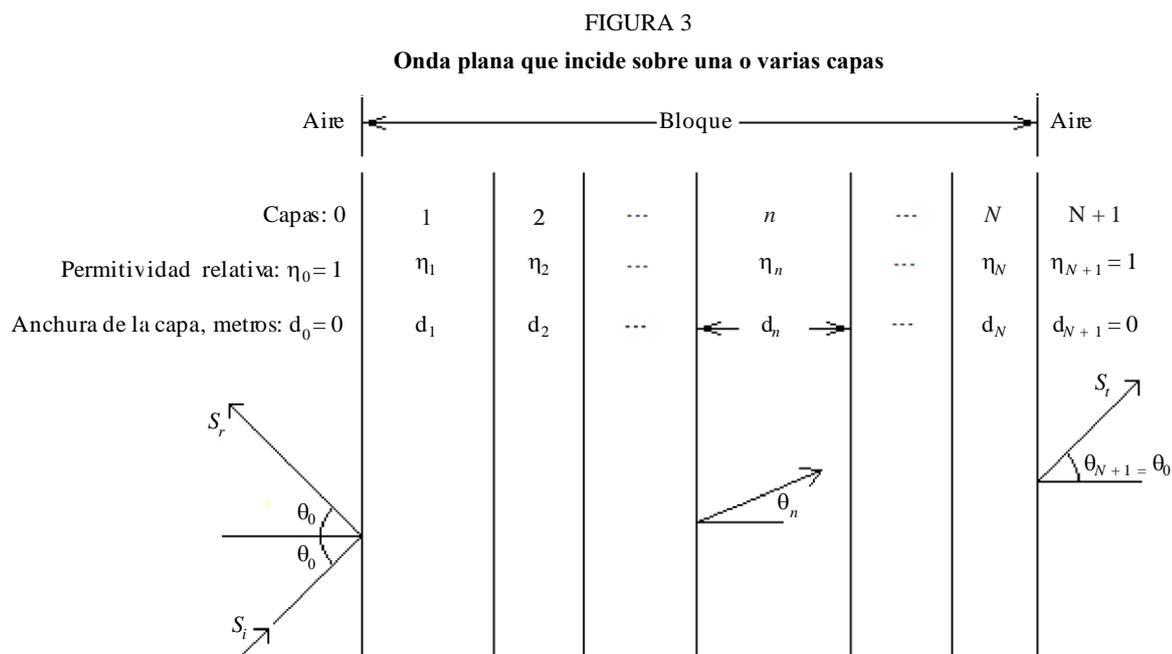
siendo θ el ángulo de incidencia y η la permitividad relativa del medio sobre el que incide la onda.

La reflexión interna total en la interfaz no resulta posible en las ecuaciones (37a) a (38b), por cuanto puede suponerse que la onda incide sobre un medio cuyo índice de refracción es mayor que el aire.

2.2.2 Reflexión y transmisión de la onda plana para una o varias capas

2.2.2.1 Método general para múltiples capas

En la Fig. 3 se ilustra una onda plana que incide sobre un bloque que consta de N capas, cada uno con superficie lisa, plana y paralela, donde N es mayor o igual a 1. La permitividad relativa de la capa n es η_n , con su anchura de d_n metros. Se parte del supuesto de que el bloque está en el aire y, a efectos de cálculo, las capas se designan capas 0 y $N + 1$, con permitividad relativa igual a 1 y una anchura igual a 0.



P.2040-03

Los ángulos de incidencia y reflexión son θ_0 , y la onda saldrá de la capa N con un ángulo $\theta_{N+1} = \theta_0$. La dirección de propagación en la capa n es θ_n . En la Fig. 3 no se muestra el trayecto completo del rayo a través de las capas. Para un mismo rayo incidente S_i los rayos salientes S_r y S_t están distribuidos espacialmente debido a múltiples reflexiones internas en las capas.

A fin de calcular el coeficiente de reflexión del bloque, puede aplicarse la ecuación (39), que representa el coeficiente de reflexión en la interfaz que separa la $n^{\text{ésima}}$ capa y la capa $(n + 1)^{\text{ésima}}$ para $n = N, N - 1, N - 2, \dots, 0$ con la configuración $R_p(N + 1) = 0$.

$$R_p(n) = \frac{r_p(n) + R_p(n+1) \exp(-2j\gamma_{n+1}d_{n+1})}{1 + r_p(n)R_p(n+1) \exp(-2j\gamma_{n+1}d_{n+1})}, \quad p = TE \text{ o } TM \quad (39)$$

En la ecuación (39), $r_{TE}(n)$ y $r_{TM}(n)$ son el coeficiente de reflexión Fresnel en la $n^{\text{ésima}}$ interfaz.

$$r_{TE}(n) = \frac{\sqrt{\eta_n} \cos \theta_n - \sqrt{\eta_{n+1}} \cos \theta_{n+1}}{\sqrt{\eta_n} \cos \theta_n + \sqrt{\eta_{n+1}} \cos \theta_{n+1}} \quad (40a)$$

$$r_{TM}(n) = \frac{\sqrt{\eta_n} \cos \theta_{n+1} - \sqrt{\eta_{n+1}} \cos \theta_n}{\sqrt{\eta_n} \cos \theta_{n+1} + \sqrt{\eta_{n+1}} \cos \theta_n} \quad (40b)$$

siendo:

$$\gamma_n = k_n \cos \theta_n = k_0 \sqrt{\eta_n} \cos \theta_n = k_0 \sqrt{\eta_n - \sin^2 \theta_0} \quad (41a)$$

$$\sin \theta_n = \frac{\sin \theta_0}{\sqrt{\eta_n}} \quad (41b)$$

$$k_n = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\eta_n} \quad (41c)$$

y λ la longitud de onda en el espacio libre, en metros.

Una vez calculada la ecuación (39) para, en orden, $n = N$ a $n = 0$, el coeficiente de reflexión R_p y el coeficiente de transmisión T_p del campo E vienen dados por las siguientes expresiones:

$$R_p = R_p(0), \quad p = TE, TM \quad (42a)$$

$$T_p = \prod_{n=0}^{n=N} \left\{ \frac{\exp\{-j\gamma_n d_n\} \{1 + r_p(n)\}}{\{1 + r_p(n) R_p(n+1) \exp\{-2j\gamma_{n+1} d_{n+1}\}\}} \right\}, \quad p = TE, TM \quad (42b)$$

Donde los subíndices TE y TM indican, respectivamente, polarización incidente eléctrica transversal y magnética transversal.

En el Adjunto 1 al presente Anexo se presenta otra fórmula para el método de bloque multicapa.

2.2.2.2 Método simplificado para un bloque de una sola capa

Cuando el bloque consta de una sola capa, es decir, para $N = 1$, el método anterior puede simplificarse:

$$R = \frac{R'(1 - \exp(-j2q))}{1 - R'^2 \exp(-j2q)} \quad (\text{coeficiente de reflexión}) \quad (43a)$$

$$T = \frac{(1 - R'^2) \exp(-jq)}{1 - R'^2 \exp(-j2q)} \quad (\text{coeficiente de transmisión}) \quad (43b)$$

siendo:

$$q = \frac{2\pi d}{\lambda} \sqrt{\eta - \text{sen}^2 \theta} \tag{44}$$

d es el espesor del material de construcción, η es la permitividad relativa compleja y R' representa R_{eTE} o R_{eTM} , como se indica en las ecuaciones (37a) o (37b) respectivamente, en función de la polarización del campo E incidente.

2.2.2.3 Ejemplos de cálculo

En las Figs. 4 a 7 se dan ejemplos de resultados de la ecuación (42a) para un mismo bloque de hormigón a 1 GHz con cuatro ángulos de incidencia. Los mismos resultados pueden obtenerse de las ecuaciones (43a) y (43b). Las propiedades eléctricas del hormigón se toman del Cuadro 3.

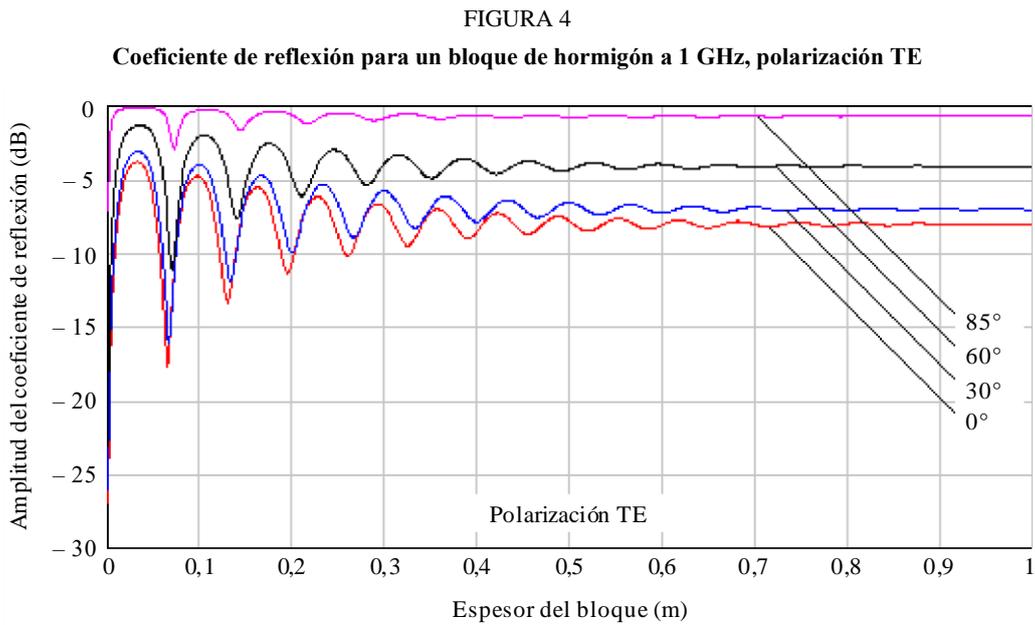
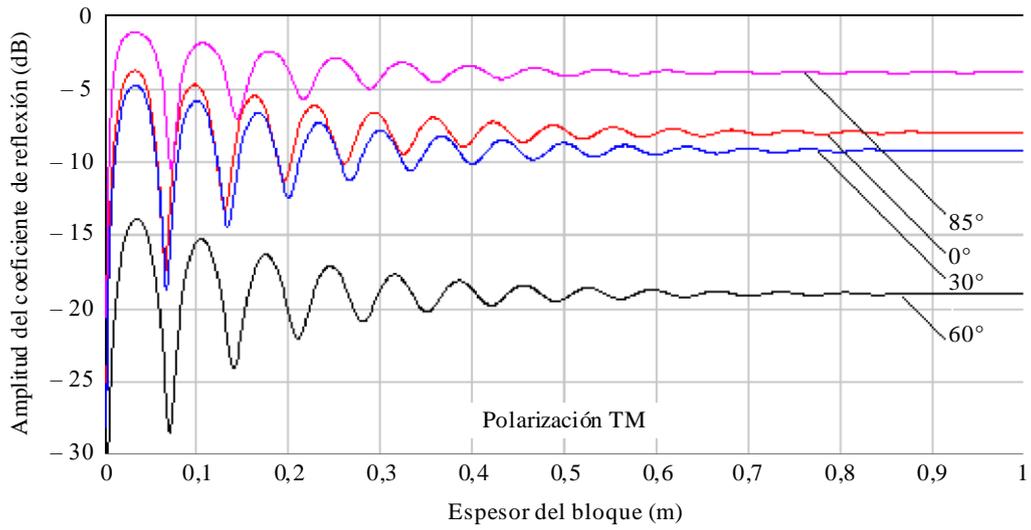


FIGURA 5

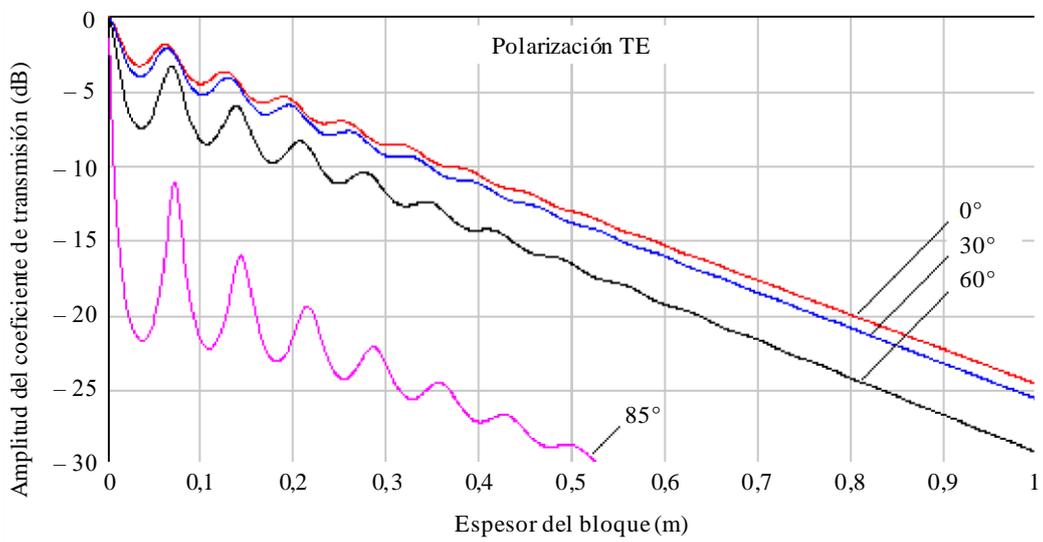
Coefficiente de reflexión para un bloque de hormigón a 1 GHz, polarización TM



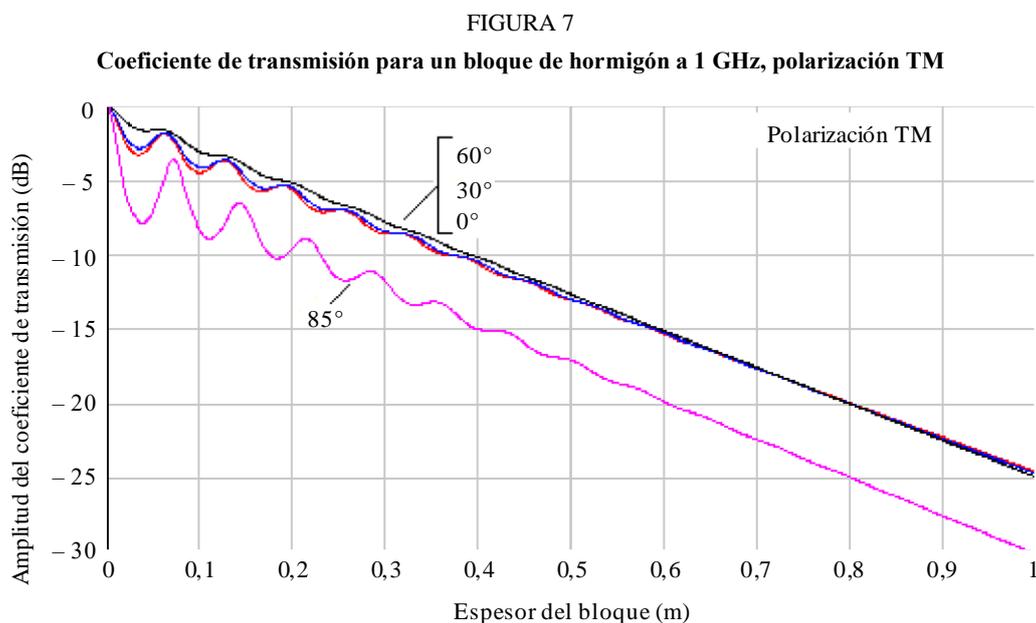
P2040-05

FIGURA 6

Coefficiente de transmisión para un bloque de hormigón a 1 GHz, polarización TE



P2040-06



P2040-07

Como se observa en las Figs. 5 y 7, los coeficientes en el caso de polarización TM con un ángulo de incidencia de 85 grados presentan valores anómalos comparados con los otros tres ángulos. Este es el efecto del mínimo en el coeficiente de reflexión de la Fig. 2 para el caso de polarización TM, conocido como ángulo pseudo-Brewster.

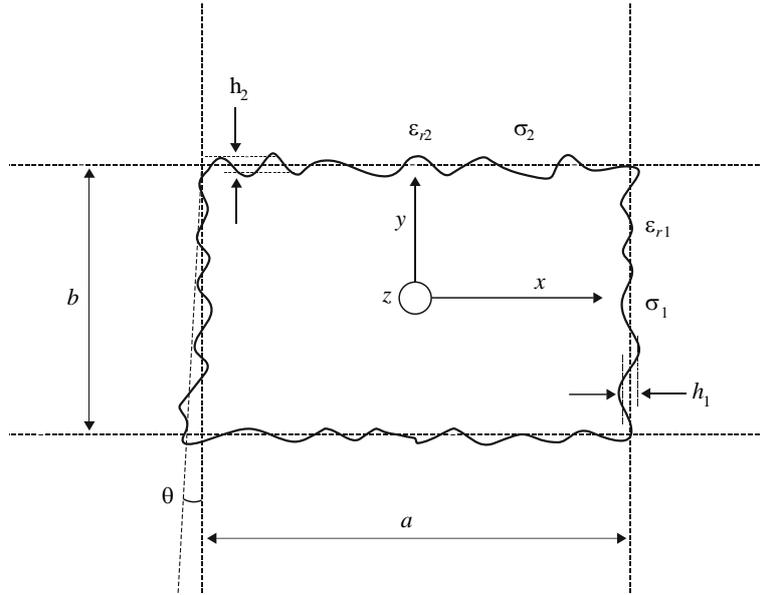
2.2.3 Propagación por guiaondas en edificios

2.2.3.1 Teoría sobre las características de frecuencia de la constante de atenuación en un guiaondas

Un guiaondas puede estar compuesto por un espacio hueco rodeado de materiales dieléctricos con pérdidas. En el caso de la estructura de un edificio, un pasillo, una galería subterránea o un túnel pueden considerarse guiaondas. La potencia de la onda radioeléctrica que se propaga en el guiaondas resulta atenuada con la distancia. Es bien sabido que un guiaondas tiene unas características de frecuencia tal como la frecuencia de corte que varía según la forma. En este punto se presenta una fórmula para obtener la constante de atenuación de las características de frecuencia de un guiaondas.

En la Fig. 8 se representa la sección transversal de una estructura de guiaondas cuadrada. En ese caso, las constantes intrínsecas del material dieléctrico con pérdidas son diferentes para las paredes, para el techo y para el suelo.

FIGURA 8
Sección transversal de un guiaondas y constantes del material



P.2040-08

En la Fig. 8, a es la anchura y b es la altura del guiaondas (m), h_1 y h_2 son las raíces cuadráticas medias (valores eficaces) de las irregularidades de la distribución gaussiana del nivel de la superficie y θ de la inclinación de la raíz cuadrática media (rad). Los valores de permitividad compleja para los materiales ϵ_{ri}^* se calculan como sigue:

$$\epsilon_{ri}^* = \epsilon_{ri} - j \left(\epsilon_{ri}'' + \frac{\sigma_i}{\omega \epsilon_0} \right), \quad i = 1, 2 \quad (45)$$

donde ϵ_{ri} es la constante dieléctrica relativa y σ_i es la conductividad. La cantidad ϵ_{ri}'' es la tangente de pérdidas de los materiales, ω es la frecuencia angular y ϵ_0 es la permitividad del espacio libre.

La constante de atenuación básica se formula como sigue:

$$L_{basic,h} = K_h \lambda^2 \left[\operatorname{Re} \left(\frac{\epsilon_{r1}^*}{a^3 \sqrt{\epsilon_{r1}^* - 1}} + \frac{1}{b^3 \sqrt{\epsilon_{r2}^* - 1}} \right) - \frac{\lambda}{2\pi} \operatorname{Im} \left(\frac{|\epsilon_{r1}^*|^2}{a^4 (\epsilon_{r1}^* - 1)} + \frac{1}{b^4 (\epsilon_{r2}^* - 1)} \right) \right] \quad (46)$$

$$L_{basic,v} = K_v \lambda^2 \left[\operatorname{Re} \left(\frac{1}{a^3 \sqrt{\epsilon_{r1}^* - 1}} + \frac{\epsilon_{r2}^*}{b^3 \sqrt{\epsilon_{r2}^* - 1}} \right) - \frac{\lambda}{2\pi} \operatorname{Im} \left(\frac{1}{a^4 (\epsilon_{r1}^* - 1)} + \frac{|\epsilon_{r2}^*|^2}{b^4 (\epsilon_{r2}^* - 1)} \right) \right]$$

K_h y K_v son valores constantes que dependen de la forma de la sección. La dependencia de estos valores constantes con la sección figura en el Cuadro 1.

CUADRO 1

Valores constantes para diversas formas de la sección transversal

Forma	Círculo	Elipse	Cuadrado	Arco sostenido
K_h	5,09	4,45	4,34	5,13
K_v	5,09	4,40	4,34	5,09

Las fórmulas antes mencionadas son válidas con arreglo a la ecuación (47) que representa la condición de restricción.

$$\lambda \ll \frac{\pi a \sqrt{\epsilon_{r1} - 1}}{\epsilon_{r1}} \quad (m) \quad (47)$$

$$\lambda \ll \pi b \sqrt{\epsilon_{r2} - 1}$$

Características particulares del caso de forma cuadrada

La constante de atenuación debida a las irregularidades, que se consideran como las variaciones locales del nivel de la superficie con respecto al nivel medio de la superficie de una pared, viene dada por:

$$L_{roughness,h} = K_h \pi^2 \lambda \left[\left(\frac{h_1}{a} \right)^2 + \left(\frac{h_2}{b} \right)^2 \right] \quad (dB/m) \quad (48)$$

$$L_{roughness,v} = K_v \pi^2 \lambda \left[\left(\frac{h_1}{a} \right)^2 + \left(\frac{h_2}{b} \right)^2 \right]$$

La constante de atenuación debida a la inclinación del muro viene dada por:

$$L_{tilt,h} = K_h \frac{\pi^2 \theta^2}{\lambda} \quad (dB/m) \quad (49)$$

$$L_{tilt,v} = K_v \frac{\pi^2 \theta^2}{\lambda}$$

Por tanto, la constante de atenuación total en el caso de forma cuadrada es la suma de las anteriores pérdidas:

$$L_h = L_{basic,h} + L_{roughness,h} + L_{tilt,h} \quad (dB/m) \quad (50)$$

$$L_v = L_{basic,v} + L_{roughness,v} + L_{tilt,v}$$

2.2.3.2 Aplicabilidad de la teoría del guiaondas

La teoría del guiaondas se ajusta bastante a las características de propagación medidas en el pasillo en la gama de frecuencias de 200 MHz a 12 GHz en el caso de que no haya tráfico de peatones en el pasillo.

Efecto de tráfico de peatones sobre el guiaondas

La Fig. 9 muestra una comparación de los valores de la constante de atenuación teóricos y medidos durante el día (cuando hay tráfico de peatones), y durante la noche (cuando el pasillo se encuentra vacío). Los valores teóricos se calculan mediante los parámetros indicados en el Cuadro 2.

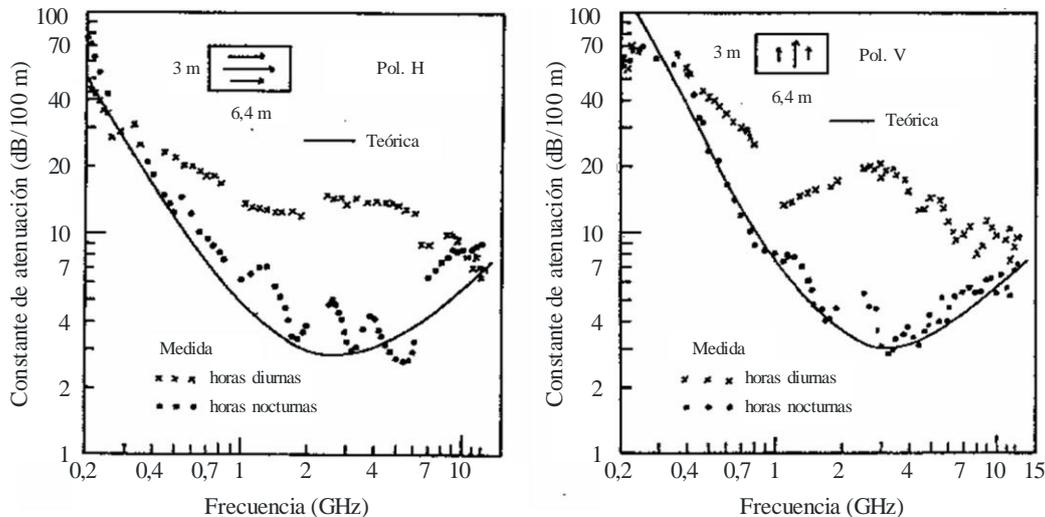
CUADRO 2

Parámetros utilizados en el cálculo para estructuras subterráneas

	Anchura (m)	Altura (m)	Inclinación (grados)	Irregularidades		Constante del material			
				h_1	h_2	ϵ_{r1}	ϵ_{r2}	σ_1	σ_2
Estructura subterránea	6,4	3,0	0,35	0,4	0,2	15	10	0,5	0,1

FIGURA 9

Comparación de la constante de atenuación en el día y en la noche



P.2040-09

La Fig. 9 muestra que la teoría del guiaondas es aplicable a las características de propagación realistas en el pasillo en la gama de frecuencias de 200 MHz a 12 GHz por la noche. Sin embargo, esta teoría no es aplicable a las características de propagación realistas durante las horas diurnas porque la potencia recibida resulta atenuada por el tráfico de peatones.

En consecuencia, la teoría del guiaondas es aplicable a situaciones en que no hay influencia de obstáculos de apantallamiento.

2.3 Teoría y resultados para materiales de superficie selectiva en frecuencia

2.3.1 Superficies selectivas en frecuencia

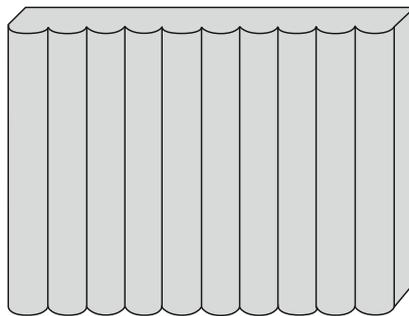
La potencia de las ondas dispersas varía con la irregularidad de las superficies. En este punto, se describe una teoría para calcular los campos dispersos por la superficie compuesta por un conjunto de convexidades redondeadas. En primer lugar, para parametrizar las irregularidades de la superficie, dicha superficie rugosa se define utilizando un conjunto de convexidades redondeadas constituido por unos cilindros circulares ubicados periódicamente.

En segundo lugar, se define el coeficiente de reflexión de los campos dispersos mediante las sumas reticulares que caracterizan a una disposición periódica de las fuentes de dispersión y la matriz T para un conjunto de cilindros circulares. En tercer lugar, se muestra un resultado numérico que indica la característica de dependencia con la frecuencia de la reflexión en la superficie de convexidad redondeada. Por último, se presenta un resultado de la medición para explicar que la potencia de las ondas dispersas varía con la frecuencia de una onda incidente cuando hay un conjunto de convexidades redondeadas en la superficie de un edificio.

2.3.2 Teoría de propagación de las ondas en torno a una superficie compuesta por un conjunto de convexidades redondeadas

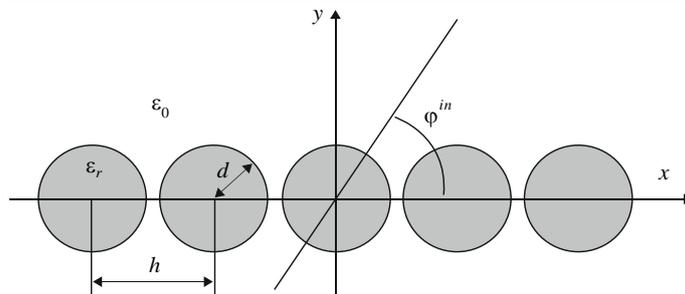
Construyendo un conjunto de convexidades periódicas redondeadas en la superficie de un edificio, como muestra la Fig. 10, pueden controlarse las ondas reflejadas/dispersas en mayor medida que las de una superficie plana. La teoría para calcular las ondas dispersas por las agrupaciones periódicas de cilindros circulares puede emplearse para definir las ondas de propagación en torno a un conjunto de convexidades de una superficie.

FIGURA 10
Superficie constituida por un conjunto de convexidades redondeadas



P.2040-10

FIGURA 11
Geometría de un conjunto periódico de cilindros circulares



P.2040-11

Cuando los cilindros circulares idénticos se sitúan periódicamente en un eje x, como muestra la Fig. 11, el coeficiente de reflexión de potencia R_ν para el ν -ésimo modo de propagación con $k_\nu > 0$ viene dado por:

$$R_\nu = \frac{k_\nu}{k_0 \sin \varphi^{in}} |\mathbf{p}_\nu^T \cdot \mathbf{a}_0^{sc}|^2 \tag{51}$$

siendo $k_0 = 2\pi / \lambda_0$, λ_0 , la longitud de onda de las ondas que inciden con un ángulo φ^{in} . En la ecuación (51), \mathbf{p}_v^T y \mathbf{a}_0^{sc} se obtienen de la forma siguiente:

$$\mathbf{p}_v = \begin{bmatrix} \frac{2(j)^m (k_{xv} + jk_v)^m}{hk_v k_0^m} & (m \geq 0) \\ \frac{2(-j)^{|m|} (k_{xv} - jk_v)^{|m|}}{hk_v k_0^{|m|}} & (m < 0) \end{bmatrix} \quad (52)$$

$$\mathbf{a}_0^{sc} = (\bar{\mathbf{I}} - \bar{\mathbf{T}} \cdot \bar{\mathbf{L}})^{-1} \cdot \bar{\mathbf{T}} \cdot \mathbf{a}^{in} \quad (53)$$

donde $\bar{\mathbf{I}}$ es la matriz unidad, $k_{xv} = -k_0 \cos \varphi^{in} + 2v\pi/h$, $k_v = \sqrt{k_0^2 - k_{xv}^2}$ y h es el espacio periódico entre cada convexidad redondeada. $\bar{\mathbf{L}}$ es una matriz cuadrada cuyos elementos se definen en términos de las siguientes sumas reticulares:

$$L_{mn} = \sum_{l=0}^{\infty} H_{m-n}^{(1)}(k_0 lh) e^{jk_0 lh \varphi^{in}} + (-1)^{m-n} \sum_{l=0}^{\infty} H_{m-n}^{(1)}(k_0 lh) e^{-jk_0 lh \varphi^{in}} \quad (54)$$

siendo $H_m^{(2)}$ la función de Henkel de m -ésimo orden del primer tipo. $\bar{\mathbf{T}}$ es la matriz T para los campos dispersos y viene dada por la siguiente matriz diagonal para el campo eléctrico incidente E_z^{in} y el campo magnético incidente H_z^{in} , respectivamente.

$$T_{mn}^E = -\frac{\sqrt{\varepsilon_r} J'_m(kd) J_m(k_0 d) - J_m(kd) J'_m(k_0 d)}{\sqrt{\varepsilon_r} J'_m(kd) H_m^{(1)}(k_0 d) - J_m(kd) H_m^{(1)}(k_0 d)} \delta_{mn} \quad (55a)$$

$$T_{mn}^H = -\frac{J'_m(kd) J_m(k_0 d) - \sqrt{\varepsilon_r} J_m(kd) J'_m(k_0 d)}{J'_m(kd) H_m^{(1)}(k_0 d) - \sqrt{\varepsilon_r} J_m(kd) H_m^{(1)}(k_0 d)} \delta_{mn} \quad (55b)$$

siendo ε_r la permitividad relativa del cilindro dieléctrico, J_m es la función de Bessel de m -ésimo orden, la prima indica la derivada con respecto al argumento y δ_{mn} es la delta de Kronecker. \mathbf{a}^{in} es un vector columna cuyos elementos representan amplitudes desconocidas del campo incidente.

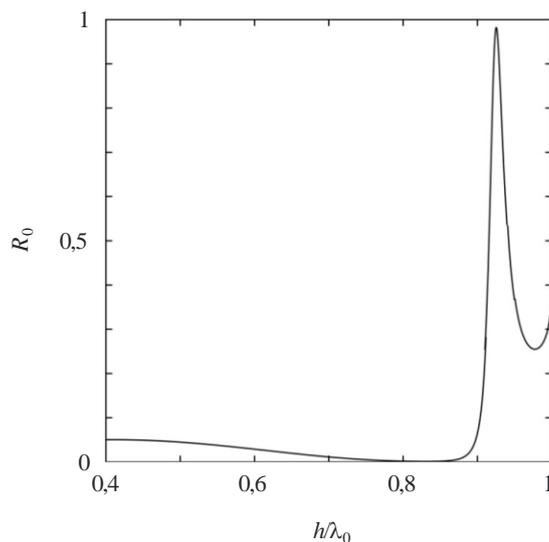
$$\mathbf{a}^{in} = [(j)^n e^{-jn\varphi^{in}}] \quad (56)$$

2.3.3 Resultados de los cálculos

Los resultados del cálculo de un coeficiente de reflexión de potencia se muestran en la Fig. 12. El resultado se obtiene utilizando la ecuación (51) en caso de que el campo eléctrico E_z^{in} se transmita con el ángulo $\varphi^{in}=90^\circ$ en las convexidades redondeadas del dieléctrico cuyo diámetro y permitividad son $d = 0,3h$ y $\varepsilon_r = 2,0$, respectivamente. En el resultado aparece la banda de frecuencias en la que la onda incidente se refleja casi completamente en la superficie aunque su material sea una sustancia dieléctrica sin pérdidas.

FIGURA 12

Coefficiente de reflexión de potencia R_0 en función de la longitud de onda normalizada h/λ_0 para un campo eléctrico, incidente normal E_z^{in}



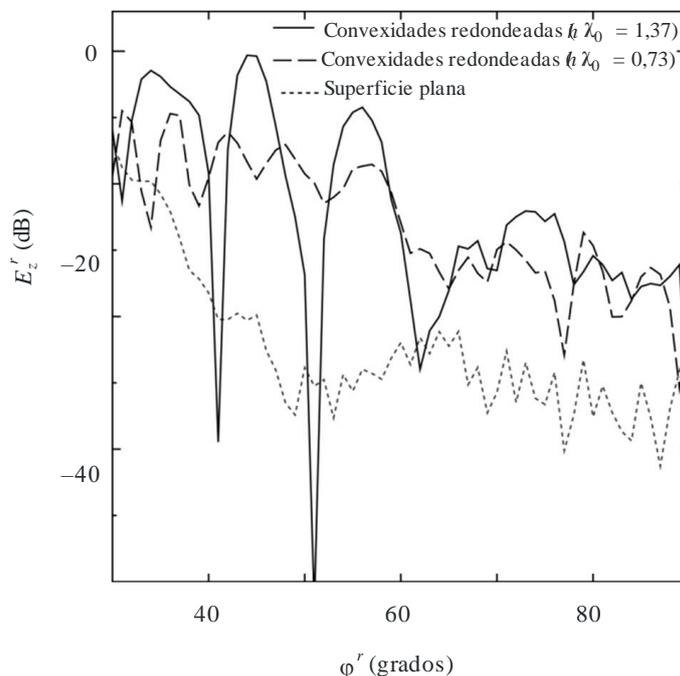
P.2040-12

2.3.4 Mediciones

Se llevaron a cabo mediciones de las ondas dispersadas por un edificio con un conjunto de convexidades redondeadas. En la Fig. 13 aparece una comparación entre las ondas dispersadas por el edificio con superficie plana y con superficie constituida por formaciones convexas redondeadas. Las ondas dispersadas por el edificio se midieron para varios ángulos reflejados φ^r entre 30° y 90° , cuando el campo eléctrico se transmitía con un ángulo φ^{in} . El ángulo de incidencia y el ángulo de reflexión se definen como muestra la Fig. 14.

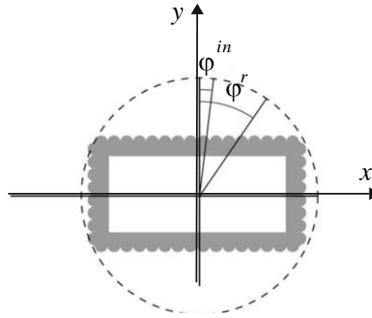
FIGURA 13

Geometría de un conjunto periódico de cilindros circulares



P.2040-13

FIGURA 14
Plano del diagrama de composición para las mediciones



P.2040-14

Los resultados de las mediciones demuestran que la potencia del campo disperso por la superficie compuesta por convexidades redondeadas es mayor que la producida por una superficie plana y puede controlarse mediante el periodo y el diámetro de cada convexidad redondeada. Obsérvese que se consideraron unos valores de permitividad relativa y de conductividad del material de construcción de $\epsilon_r = 0,6$ y $\sigma = 0,1$ S/m, respectivamente.

3 Recopilación de las propiedades eléctricas de los materiales

Los datos representativos sobre las propiedades del material eléctrico pueden ser difíciles de determinar puesto que las características se expresan haciendo uso de distintas combinaciones de parámetros y puede que los valores indicados de la permitividad relativa sean para frecuencias alejadas de las frecuencias de interés. Por tanto, se ha elaborado un cuadro de las propiedades del material representativas utilizando el método de curva de ajuste descrito en el § 2.1.4.

Se compararon, se convirtieron a un formato normalizado y se agruparon por categorías de material los datos procedentes de ocho conjuntos de propiedades eléctricas del material (un total de más de 90 características distintas) que figuran en los textos técnicos.

Para cada grupo, se obtuvieron expresiones sencillas de los valores dependientes de la frecuencia de la parte real de la permitividad relativa, η' , y la conductividad, σ . a saber:

$$\eta' = a f^b \quad (57)$$

y:

$$\sigma = c f^d \quad (58)$$

siendo f la frecuencia en GHz y σ se expresa en S/m. (η' es adimensional.) Los valores de a , b , c y d se indican en el Cuadro 3. Cuando el valor de b o d es cero, el correspondiente valor de η' o σ es a o c respectivamente, e independiente de la frecuencia.

En caso necesario, la parte imaginaria de la permitividad relativa η'' puede calcularse a partir de la conductividad y la frecuencia:

$$\eta'' = 17,98 \sigma / f \quad (59)$$

Se incluyen parámetros para aire, metal y tres condiciones del suelo a fin de completar el Cuadro 3.

CUADRO 3
Propiedades del material

Tipo de material	Parte real de la permitividad relativa		Conductividad S/m		Gama de frecuencias
	<i>a</i>	<i>b</i>	<i>c</i>	<i>d</i>	
					GHz
Vacío (\approx aire)	1	0	0	0	0,001-100
Hormigón	5,24	0	0,0462	0,7822	1-100
Ladrillo	3,91	0	0,0238	0,16	1-40
Placa de yeso	2,73	0	0,0085	0,9395	1-100
Madera	1,99	0	0,0047	1,0718	0,001-100
Vidrio	6,31	0	0,0036	1,3394	0,1-100
Vidrio	5,79	0	0,0004	1,658	220-450
Revestimiento de techos	1,48	0	0,0011	1,0750	1-100
Revestimiento de techos	1,52	0	0,0029	1,029	220-450
Aglomerado	2,58	0	0,0217	0,7800	1-100
Madera contrachapada	2,71	0	0,33	0	1-40
Mármol	7,074	0	0,0055	0,9262	1-60
Revestimiento de suelos	3,66	0	0,0044	1,3515	50-100
Metal	1	0	10^7	0	1-100
Suelo muy seco	3	0	0,00015	2,52	1-10 sólo
Suelo medianamente seco	15	-0,1	0,035	1,63	1-10 sólo
Suelo húmedo	30	-0,4	0,15	1,30	1-10 sólo

Los límites de frecuencia indicados en el Cuadro 3 no son estrictos, sino más bien indicativos de los datos medidos que se utilizaron para obtener los modelos. Las excepciones son los tres tipos de suelo en los que no deben rebasarse los límites de frecuencia 1-10 GHz. En la Recomendación UIT-R P.527 aparecen valores típicos de la permitividad relativa y la conductividad para diversos tipos de suelos, en función de las frecuencias en la gama de 0,01 MHz a 100 GHz.

Las tangentes de pérdidas de todos los materiales dieléctricos del Cuadro 3 son inferiores a 0,5 en las gamas de frecuencias especificadas. Por tanto, para determinar la atenuación de una onda electromagnética al atravesar los materiales pueden utilizarse las aproximaciones del límite del dieléctrico para la tasa de atenuación indicada en las ecuaciones (24) y (27).

Adjunto 1 al Anexo 1

Método alternativo para obtener los coeficientes de reflexión y transmisión de materiales de construcción representados por N franjas dieléctricas basándose en la formulación de una matriz ABCD

A continuación, se indica una fórmula alternativa del método descrito en § 2.2.2.1 a fin de obtener los coeficientes de reflexión, R , y de transmisión, T , para un material de construcción representado por N franjas dieléctricas, basándose en la formulación de una matriz ABCD, como se ilustra en la Fig. 5. Se supone que las superficies de ambos lados del material de construcción están libres. Este método alternativo produce exactamente los mismos resultados que se obtienen en el § 2.2.2.1.

$$R = \frac{B/Z_0 - CZ_0}{2A + B/Z_0 + CZ_0} \quad (60a)$$

$$T = \frac{T}{2A + B/Z_0 + CZ_0} \quad (60b)$$

siendo A , B y C los elementos de la matriz ABCD que, utilizando la multiplicación de matrices, es igual a:

$$\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_1 & B_1 \\ C_1 & D_1 \end{bmatrix} \cdots \begin{bmatrix} A_m & B_m \\ C_m & D_m \end{bmatrix} \cdots \begin{bmatrix} A_N & B_N \\ C_N & D_N \end{bmatrix} \quad (61a)$$

donde:

$$A_m = \cos(\beta_m d_m) \quad (61b)$$

$$B_m = jZ_m \text{sen}(\beta_m d_m) \quad (61c)$$

$$C_m = \frac{j \text{sen}(\beta_m d_m)}{Z_m} \quad (61d)$$

$$D_m = A_m \quad (61e)$$

$$\beta_m = k_m \cos(\theta_m) = k_m \left[1 - \frac{\text{sen}^2 \theta_0}{\eta_m} \right]^{1/2} \quad (61f)$$

$$k_0 = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (61g)$$

$$k_m = k_0 \sqrt{\eta_m} \quad (61h)$$

λ es la longitud de onda en espacio libre, k_0 es el número de onda en espacio libre, η_m y k_m son la permitividad relativa compleja y el número de ondas en la m -ésima franja, β_m es la constante de propagación en la dirección perpendicular al plano de la franja y d_m es la anchura de la m -ésima franja.

Las impedancias Z son, en función de la polarización de la onda incidente:

$$Z_m = \frac{120\pi}{\sqrt{\eta_m} \cos \theta_m} \quad \text{polarización TE} \quad (62a)$$

$$Z_m = \frac{120\pi \cos \theta_m}{\sqrt{\eta_m}} \quad \text{polarización TM} \quad (62b)$$

donde:

$$\eta_0 = \eta_{N+1} = 1 \quad (63a)$$

$$\theta_0 = \theta_{N+1} = \theta \quad (63b)$$

$$Z_0 = Z_{N+1} \quad (63c)$$

La impedancia de onda Z_0 en la ecuación (63c) es la impedancia en el espacio libre y puede obtenerse a partir de las ecuaciones (62a) y (62b) con la configuración $\eta_m = 1$.
