

ÍNDICE GENERAL

PREFACIO	15
Tema 1. CAMPO MAGNÉTICO EN MATERIALES	17
1. Efecto Hall	20
1.1. Modelo óhmico de conducción	20
1.2. Campo eléctrico transversal.	21
1.3. Magnetorresistencia	25
2. Desarrollo multipolar del potencial vector	27
2.1. Término monopolar	29
2.2. Término dipolar	30
2.3. Corrientes filiformes	33
2.4. Dipolo magnético puntual	35
3. Campo magnético de un dipolo	35
4. Dipolo en un campo magnético	38
4.1. Par de fuerzas sobre un dipolo	38
4.2. Energía de un dipolo puntual	39
4.3. Fuerza sobre un dipolo puntual	40
5. Imanación	41
5.1. Vector imanación	42
5.2. Corriente de imanación.	43

5.3. Campo magnético debido a la imanación	47
6. Ecuaciones del campo en medios materiales	52
6.1. Potencial escalar magnético	53
6.2. Intensidad de campo magnético	56
6.3. Teorema del flujo de \mathbf{B}	58
7. Susceptibilidad y permeabilidad	65
8. Condiciones en los límites	68
8.1. Medios homogéneos, lineales e isotropos	68
8.2. Medios materiales con imanación	71
9. Materiales ferromagnéticos	73
9.1. Curva de imanación	74
9.2. Circuitos magnéticos	78
9.3. Material magnético con entrehierro de aire	78
10. Ejercicios propuestos	81
Tema 2. INDUCCIÓN ELECTROMAGNÉTICA	87
1. Ley de Faraday	89
2. Medios estacionarios	90
2.1. Forma diferencial de la ley de Faraday	91
3. Medios en movimiento	94
3.1. Cambio de sistema de referencia	97
4. Coeficientes de inducción	105
4.1. Coeficiente de inducción mutua	105
4.2. Fórmula de Neumann	109
4.3. Coeficiente de autoinducción	110
4.4. Coeficiente de acoplamiento	114

4.5. Fuerza electromotriz inducida	116
4.6. Transformador	116
5. Ejercicios propuestos	120
Tema 3. ENERGÍA MAGNÉTICA	127
1. Energía magnética	128
2. Energía en función de \mathbf{B} y \mathbf{H}	130
3. Energía en medios no lineales	133
4. Coeficiente de autoinducción	136
5. Fuerza y par de fuerzas	139
5.1. Sistemas o circuitos con corriente constante	140
5.2. Sistemas o circuitos con flujo constante	141
6. Presión magnética	143
7. Ejercicios propuestos	148
Tema 4. CAMPO ELECTROMAGNÉTICO	153
1. Corriente de desplazamiento	155
2. Ecuaciones de Maxwell-Lorentz	158
2.1. Ecuaciones de Maxwell en materiales	160
3. Principio de superposición	161
3.1. Unicidad de las soluciones	162
4. Condiciones en los límites	162
4.1. Componentes normales	163
4.2. Componentes tangenciales	164
5. Potenciales electrodinámicos	164
5.1. Transformaciones de norma	166

5.2. Norma de Lorenz	167
5.3. Condiciones en los límites para los potenciales	169
6. Teorema de Poynting	169
6.1. Teorema de Poynting en forma compleja	177
7. Ejercicios propuestos	182
Tema 5. ONDAS ELECTROMAGNÉTICAS: PROPAGACIÓN LIBRE	185
1. Ecuación de ondas	188
2. Propagación de ondas planas en un medio sin pérdidas	192
3. Propagación de ondas planas en medios con pérdidas	202
3.1. Propagación en dieléctricos con pérdidas pequeñas	213
4. Polarización de una onda plana	217
4.1. Polarización circular	219
4.2. Polarización lineal	220
5. Paquete de ondas. Velocidad de grupo	223
6. Reflexión y transmisión de ondas planas: incidencia normal	228
6.1. Balance de potencia	232
6.2. Incidencia normal sobre la superficie de un conductor perfecto	233
7. Reflexión y transmisión de ondas planas: incidencia oblicua	236
7.1. Polarización perpendicular	238
7.2. Polarización paralela	241
7.3. Relaciones de fase. Ángulo de Brewster	243
7.4. Reflectividad y transmisividad	245
8. Ejercicios propuestos	249

Tema 6. PROPAGACIÓN GUIADA. LÍNEAS DE TRANSMISIÓN	255
1. Relaciones generales entre E y H	258
2. Modos de transmisión. Modo TEM	263
3. Líneas de transmisión	266
4. Propagación de ondas en una línea de transmisión	268
4.1. Impedancia de una línea de transmisión	270
4.2. Coeficiente de reflexión.	272
4.3. Líneas de transmisión sin pérdidas	274
5. Caracterización de la onda estacionaria en una línea de transmisión	276
5.1. Razón de onda estacionaria	279
5.2. Impedancia de entrada de una línea sin pérdidas	282
6. Potencia transmitida en una línea sin pérdidas.	284
7. El diagrama de Smith	285
7.1. Aplicaciones de la carta de Smith.	288
8. Adaptación de impedancias.	293
8.1. Adaptación de impedancias mediante un sintonizador simple	294
8.2. Adaptación de impedancias mediante un doble sintonizador	299
9. Tratamiento de las líneas con pérdidas	303
10. Ejercicios propuestos	308
 Tema 7. PROPAGACIÓN GUIADA: GUÍAS DE ONDAS. CAVIDADES RESONANTES	 311
1. Modos de transmisión TE y TM	312
1.1. Modo Transversal Eléctrico TE	313
1.2. Modo Transversal Magnético TM.	314

1.3. Relación de dispersión. Diagrama $\omega - \beta$ para los modos de transmisión.	316
2. Guía de ondas rectangular	318
2.1. Análisis del modo fundamental	323
3. Guía de sección circular	329
3.1. Modo fundamental en una guía cilíndrica	333
4. Potencia en guías. Atenuación	336
4.1. Cálculo de la atenuación en guías.	339
5. Cavidades resonantes	347
5.1. Factor de calidad	350
6. Ejercicios propuestos	355
Tema 8. RADIACIÓN ELECTROMAGNÉTICA	359
1. Potenciales retardados	361
2. Radiación de un dipolo corto.	366
2.1. Campos de un dipolo oscilante.	369
2.2. Potencia radiada por un dipolo corto	372
3. Antenas.	375
3.1. Antena lineal	382
3.2. Antena de cuadro	389
3.3. Antenas situadas frente a tierra	392
4. Agrupaciones de antenas lineales	395
4.1. Principio de multiplicación de diagramas. Factor de agrupación	397
4.2. Agrupación vertical de dipolos	403
4.3. Agrupación horizontal de dipolos	404
4.4. Análisis del diagrama de radiación de una agrupación	405

4.5. Propiedades directivas de agrupaciones uniformes	407
5. Ejercicios propuestos	410
Apéndice A. TEOREMA DE RECIPROCIDAD	415
Apéndice B. RELACIONES MATEMÁTICAS I	421
Apéndice C. RELACIONES MATEMÁTICAS II	427
Apéndice D. TABLAS	437

TEMA 5
ONDAS ELECTROMAGNÉTICAS: PROPAGACIÓN LIBRE

RESUMEN

Objetivos generales

Estudiar la propagación libre del campo electromagnético en distintos medios: dieléctricos perfectos, medios con pequeñas pérdidas y medios conductores. Además estudiaremos la propagación del campo electromagnético en la frontera entre dos medios.

Objetivos específicos

- Ecuación de ondas.
- Campos armónicos. Permitividad compleja. Factor de propagación complejo.
- Propagación de ondas planas en medios sin pérdidas. Potencia transmitida.
- Propagación en medios con pérdidas.
- Buen conductor. Profundidad de penetración.
- Dieléctrico de bajas pérdidas.
- Polarización de una onda plana.
- Paquete de ondas. Velocidad de grupo.
- Reflexión y transmisión de ondas planas: incidencia normal.
- Reflexión y transmisión de ondas planas: incidencia oblicua.

Requisitos previos

Manejar los conceptos de campo vectorial y escalar, campo eléctrico, campo magnético. Dominar el cálculo vectorial integral y diferencial. Notación fasorial.

INTRODUCCIÓN

En este tema vamos a estudiar la propagación del campo electromagnético a través del espacio libre y en medios materiales. Veremos que, a partir de las ecuaciones de Maxwell y desacoplando los campos eléctrico y magnético, obtenemos ecuaciones de ondas para cada uno de los campos. Esto significa que el campo electromagnético se propaga en el espacio como un fenómeno ondulatorio y el estudio de esta propagación es el objetivo del presente tema. Las ondas luminosas emitidas por el sol y las transmisiones de radio emitidas por antenas de telecomunicaciones son ejemplos típicos.

Consideraremos la propagación en medios sin pérdidas, es decir, en un dieléctrico perfecto (como el aire) y en medios con pérdidas que son medios caracterizados por una conductividad finita y en los que una parte de la potencia transportada por la onda electromagnética se disipa en forma de calor, de forma que la onda se atenúa conforme se propaga.

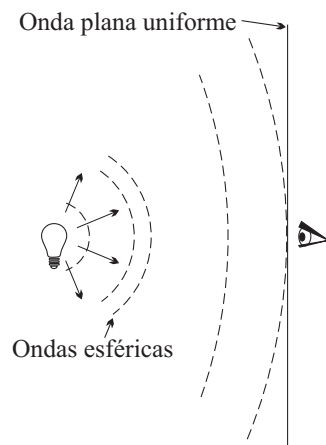


Figura 5.1. Las ondas emitidas por una fuente electromagnética presentan frentes de onda esféricos en las proximidades de la fuente, pero para un observador lejano, el frente de ondas parece aproximadamente plano

Cuando una fuente emite energía, ésta se propaga hacia fuera en forma de ondas esféricas como se ilustra en la figura 5.1. Para un observador suficientemente alejado de la fuente, el frente de ondas aparece aproximadamente plano, como si fuera una parte de una onda plana uniforme con propiedades uniformes en todos los puntos del plano tangente al frente de ondas. La propagación de

ondas planas puede describirse mediante coordenadas cartesianas con las que es más fácil trabajar matemáticamente que con las coordenadas esféricas necesarias para describir la propagación de una onda esférica. Por consiguiente, aunque en rigor una onda plana no existe, resulta una buena aproximación para estudiar la propagación de ondas desde el punto de vista físico.

1. ECUACIÓN DE ONDAS

De todas las posibles soluciones de la ecuación de ondas para los campos eléctrico y magnético, nos limitaremos a las más sencillas que corresponden a las denominadas ondas planas. Esto no constituye una acusada limitación ya que, como hemos comentado, las ondas esféricas se pueden considerar como planas a distancias suficientemente grandes de las fuentes porque en estas condiciones, el radio de curvatura de la superficie esférica de fase constante de la onda electromagnética es muy grande comparado con las dimensiones de la región del espacio donde se considera el campo.

Para obtener la ecuación de ondas partiremos de las ecuaciones de Maxwell y de las ecuaciones constitutivas:

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (5.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (5.2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \quad (5.3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (5.4)$$

$$\mathbf{J} = \gamma \mathbf{E} \quad ; \quad \mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \quad ; \quad \mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E} \quad (5.5)$$

En este tema no trataremos de relacionar las ondas con sus fuentes, cuestión que queda para más adelante. Por tanto, consideramos una región del espacio libre de cargas. Esto significa que la densidad volumétrica de carga es nula en la región que estamos considerando, $\rho = 0$. Además, suponemos que tratamos con medios lineales, homogéneos e isotrópicos, lo que se traduce en que tanto la permitividad eléctrica ε como la permeabilidad magnética μ son escalares independientes de las coordenadas y del tiempo.

Si aplicamos el rotacional a la expresión diferencial de la ley de Faraday, ec. (5.2), y hacemos uso de la relación vectorial (C.44) tenemos

$$\nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E} = -\frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times \mathbf{B})$$

Puesto que estamos considerando una región del espacio libre de fuentes, $\rho = 0$, entonces el primer término de esta expresión es nulo. Teniendo en cuenta el teorema de Ampère y la ecuación constitutiva para el campo magnético, la expresión anterior queda

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \mu \frac{\partial}{\partial t} \left(\mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \right)$$

Finalmente, haciendo uso de las ecuaciones constitutivas (5.5), obtenemos

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \mu\gamma \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} - \mu\varepsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (5.6)$$

que es la ecuación de ondas homogénea para el campo eléctrico. Normalmente podremos despreciar el segundo o el tercer término dependiendo del medio que consideremos. En un medio no conductor, el segundo término se anula y queda la ecuación de ondas típica cuya solución es una onda que se propaga con velocidad $v = 1/\sqrt{\varepsilon\mu}$. En un medio conductor, el tercer término es normalmente despreciable y queda una ecuación del mismo tipo que la que rige la propagación del calor por conducción o difusión (ecuación de difusión para el campo electromagnético).

Si en lugar de aplicar el rotacional a la expresión diferencial de la ley de Faraday lo hacemos a la expresión diferencial del teorema de Ampère, ec. (5.1), obtenemos una ecuación análoga para el campo magnético y para la que son válidas las mismas consideraciones expuestas arriba.

$$\nabla^2 \mathbf{H} - \mu\gamma \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} - \mu\varepsilon \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} = 0 \quad (5.7)$$

Podemos concluir este apartado diciendo que las ecuaciones (5.6) y (5.7) son las que rigen la propagación de los campos \mathbf{E} y \mathbf{H} en un medio lineal, isótropo, homogéneo y libre de cargas, sea conductor o no. Ahora bien, las soluciones de estas ecuaciones de ondas deben de cumplir también las relaciones de Maxwell, ya que, aunque las ecuaciones de ondas se deducen de las de Maxwell, el recíproco no es cierto. De hecho, estas ecuaciones se han obtenido mediante procesos de diferenciación en los que se ha perdido información. En definitiva, los coeficientes de las soluciones de las ecuaciones (5.6) y (5.7) han de obtenerse aplicando las condiciones de contorno adecuadas, las cuales a su vez, son únicamente derivables de las ecuaciones de Maxwell.

Campos armónicos

En muchos casos prácticos los campos electromagnéticos son funciones armónicas del tiempo y de hecho, si no lo son, siempre es posible descomponerlos en suma de armónicos con distinta amplitud, fase y frecuencia de acuerdo con el teorema de Fourier. Consideremos un campo electromagnético que varía armónicamente con el tiempo

$$\mathbf{E}(r, t) = \mathbf{E}_o(\mathbf{r}) \cos \omega t$$

$$\mathbf{H}(r, t) = \mathbf{H}_o(\mathbf{r}) \cos (\omega t + \varphi)$$

donde, en general, el campo magnético estará desfasado con respecto al eléctrico. \mathbf{E}_o y \mathbf{H}_o son las amplitudes de cada uno de los campos y son, en principio, funciones de las coordenadas espaciales \mathbf{r} .

En estos casos, es conveniente emplear notación compleja para eliminar la dependencia temporal de forma que los campos eléctrico y magnético se representan mediante magnitudes fasoriales, $\hat{\mathbf{E}}$ y $\hat{\mathbf{H}}$ independientes del tiempo,

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_o \cos \omega t \quad \rightarrow \quad \hat{\mathbf{E}} = \mathbf{E}_o$$

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_o \cos (\omega t + \varphi) \quad \rightarrow \quad \hat{\mathbf{H}} = \mathbf{H}_o e^{j\varphi}$$

De esta forma, las expresiones de los campos instantáneos se obtienen añadiendo la dependencia temporal y calculando la parte real. Es decir

$$\mathbf{E}(r, t) = \Re \left\{ \hat{\mathbf{E}} e^{j\omega t} \right\}$$

$$\mathbf{H}(r, t) = \Re \left\{ \hat{\mathbf{H}} e^{j\omega t} \right\}$$

Para un medio libre de cargas las ecuaciones de Maxwell en el dominio de la frecuencia vienen dadas por las siguientes expresiones:

$$\nabla \times \hat{\mathbf{H}} = \hat{\mathbf{J}} + j\omega \varepsilon \hat{\mathbf{E}} \quad (5.8)$$

$$\nabla \times \hat{\mathbf{E}} = -j\omega \mu \hat{\mathbf{H}} \quad (5.9)$$

$$\nabla \cdot \hat{\mathbf{E}} = 0 \quad (5.10)$$

$$\nabla \cdot \hat{\mathbf{H}} = 0 \quad (5.11)$$

y operando de forma análoga a como se hizo al inicio de la sección, obtenemos la ecuación de ondas homogénea para el campo eléctrico

$$\nabla^2 \hat{\mathbf{E}} + \left(1 - j \frac{\gamma}{\varepsilon \omega}\right) \varepsilon \mu \omega^2 \hat{\mathbf{E}} \quad (5.12)$$

y otra similar para el campo magnético.

Permitividad compleja

A partir de la expresión (5.12) definimos la permitividad compleja como

$$\varepsilon_c = \varepsilon \left(1 - j \frac{\gamma}{\varepsilon \omega}\right) \quad (5.13)$$

En función de este parámetro, la ecuación de ondas homogénea resulta

$$\nabla^2 \hat{\mathbf{E}} + \varepsilon_c \mu \omega^2 \hat{\mathbf{E}} = 0$$

A menudo, la permitividad compleja se escribe en función de una parte real ε' y una parte imaginaria ε''

$$\varepsilon_c = \varepsilon' - j\varepsilon''$$

con

$$\begin{aligned} \varepsilon' &= \varepsilon \\ \varepsilon'' &= \frac{\gamma}{\omega} \end{aligned}$$

Para un medio sin pérdidas con $\gamma = 0$ se desprende que $\varepsilon'' = 0$ y $\varepsilon_c = \varepsilon' = \varepsilon$.

Por otro lado, el factor

$$k_c = \omega \sqrt{\varepsilon_c \mu} = \omega \sqrt{\left(1 - j \frac{\gamma}{\omega}\right) \varepsilon \mu} \quad (5.14)$$

se denomina **factor de propagación complejo** por razones que serán obvias más adelante. En función del factor de propagación complejo, la ecuación de ondas homogénea para el fasor del campo eléctrico queda

$$\nabla^2 \hat{\mathbf{E}} + k_c^2 \hat{\mathbf{E}} = 0 \quad (5.15)$$

y otra similar para el fasor del campo magnético.

2. PROPAGACIÓN DE ONDAS PLANAS EN UN MEDIO SIN PÉRDIDAS

Las propiedades de propagación de una onda electromagnética están regidas, según se desprende de la ecuación (5.12) por la frecuencia angular y los tres parámetros constitutivos del medio. Si un medio es no conductor ($\gamma = 0$), la onda se propagará a través del medio sin atenuarse y entonces decimos que se trata de un medio sin pérdidas o dieléctrico perfecto. En este caso, el factor de propagación complejo se reduce a

$$k_c = k = \omega\sqrt{\varepsilon\mu}$$

y la ecuación de ondas homogénea queda

$$\nabla^2 \hat{\mathbf{E}} + k^2 \hat{\mathbf{E}} = 0 \quad (5.16)$$

que es la ecuación de ondas típica cuya solución es una onda que se propaga con una velocidad $v = 1/\sqrt{\varepsilon\mu}$ y cuyo número de onda es $k = \omega\sqrt{\varepsilon\mu}$. Si expresamos el campo eléctrico en coordenadas cartesianas, cada componente del campo verificará una ecuación similar. Así, para la componente x del campo eléctrico tendremos

$$\left(\frac{\partial}{\partial x^2} + \frac{\partial}{\partial y^2} + \frac{\partial}{\partial z^2} \right) \hat{E}_x + k^2 \hat{E}_x = 0$$

y expresiones similares para \hat{E}_y y \hat{E}_z

Como se comentó al inicio del tema, nos limitaremos a estudiar la propagación de ondas planas. Una onda plana uniforme se caracteriza porque su amplitud tienen el mismo valor en todos los puntos de cualquier plano normal a la dirección de propagación de la onda. En otras palabras, la amplitud de los campos es función únicamente de la distancia desde el origen o fuente a un plano dado. Si suponemos que la dirección de propagación de la onda es la del eje Z , por haber sólo variación en esa dirección, entonces \mathbf{E} y \mathbf{H} no varían con x e y y la ecuación de ondas para la componente \hat{E}_x queda

$$\left(\frac{\partial}{\partial z^2} + k^2 \right) \hat{E}_x = 0 \quad (5.17)$$

y expresiones similares para \hat{E}_y , \hat{H}_x y \hat{H}_y .

Además, las componentes de los campos en la dirección de propagación son nulas. Esto es fácilmente demostrable sin más que considerar la componente z del teorema de Ampère dado por (5.8),

$$\left(\frac{\partial \hat{H}_y}{\partial x} - \frac{\partial \hat{H}_x}{\partial y} \right) = j\mu\omega \hat{E}_z$$

puesto que el campo magnético no varía con las coordenadas x e y , el miembro izquierdo de esta ecuación es nulo y en consecuencia, la componente \widehat{E}_z del campo eléctrico es nula.

Volviendo a (5.17), la solución general de esta ecuación diferencial viene dada por

$$\widehat{E}_x = E_{xo}^+ e^{-jkz} + E_{xo}^- e^{jkz} \quad (5.18)$$

donde E_{xo}^+ y E_{xo}^- son, en general, magnitudes complejas constantes. Si pasamos al dominio del tiempo, la solución general para la ecuación de ondas homogénea es de la forma

$$E_x(z, t) = \Re \left\{ \widehat{E}_x e^{j\omega t} \right\} = E_{xo}^+ \cos(\omega t - kz) + E_{xo}^- \cos(\omega t + kz)$$

donde el primer término representa una onda con amplitud E_{xo}^+ que se propaga en la dirección $+z$, mientras el segundo término representa una onda con amplitud E_{xo}^- que se propaga en la dirección $-z$.

Los campos eléctrico y magnético son componentes inseparables de la onda electromagnética y juegan un papel igualmente importante en su propagación. Sin embargo, cuando se trata de detectar la onda, el campo eléctrico es usualmente más importante. La razón es que la mayor parte de los detectores son más sensibles a \mathbf{E} que a \mathbf{H} . Por ello, las consideraciones de propagación se hacen sobre el campo eléctrico, aunque todas las ecuaciones tienen su análoga para el campo magnético. Como veremos muy pronto, el campo magnético puede obtenerse siempre a partir del eléctrico y viceversa.

Para continuar nuestro análisis vamos a suponer, sin pérdida de generalidad, que el campo eléctrico se compone únicamente de una onda que se propaga según la dirección $+z$ y con una sola componente según el eje X , esto es

$$\widehat{\mathbf{E}}(z) = E_{xo}^+ e^{-jkz} \mathbf{u}_x \quad (5.19)$$

Sustituyendo esta expresión en la Ley de Faraday dada por (5.9), tenemos

$$\nabla \times \widehat{\mathbf{E}}(z) = \begin{vmatrix} \mathbf{u}_x & \mathbf{u}_y & \mathbf{u}_z \\ \partial/\partial x & \partial/\partial y & \partial/\partial z \\ E_{xo}^+ e^{-jkz} & 0 & 0 \end{vmatrix} = -j\omega\mu\widehat{\mathbf{H}}(z)$$

de donde se desprende, teniendo en cuenta las propiedades de las ondas planas,

$$\widehat{H}_x = 0$$

$$\widehat{H}_z = 0$$

y

$$\widehat{H}_y = \frac{j}{\mu\omega} \frac{\partial \widehat{E}_x}{\partial z} = \frac{k}{\mu\omega} E_{xo}^+ e^{-jkz}$$

Como vemos la única componente del campo magnético distinta de cero es la componente y . Por tanto, concluimos que la solución para el campo magnético representa también una onda que se propaga en la dirección $+z$ de la forma

$$\widehat{H}_y = H_{yo}^+ e^{-jkz}$$

y cuya amplitud viene dada por

$$H_{yo}^+ = \frac{k}{\mu\omega} E_{xo}^+$$

Es decir, las amplitudes de ambos campos están relacionadas. El cociente entre la amplitud del campo eléctrico y del campo magnético tiene dimensiones de resistencia eléctrica y se denomina **impedancia intrínseca del medio** ya que depende de las características eléctricas del medio. Efectivamente

$$Z = \frac{E_{xo}^+}{H_{yo}^+} = \frac{\mu\omega}{k} = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \quad (5.20)$$

Para el vacío, la impedancia intrínseca tiene el valor de

$$Z_o = 120\pi \quad \Omega$$

De acuerdo con esta definición, los campos de una onda plana que se propaga en un medio sin pérdidas vienen dados por

$$\begin{aligned} \widehat{\mathbf{E}}(z) &= \widehat{E}_x^+ = E_{xo}^+ e^{-jkz} \mathbf{u}_x \\ \widehat{\mathbf{H}}(z) &= \widehat{H}_y^+ = \frac{E_{xo}^+}{Z} e^{-jkz} \mathbf{u}_y \end{aligned}$$

Esto es, los campos eléctrico y magnético son perpendiculares entre sí y a la dirección de propagación. En un caso general, la amplitud del campo eléctrico E_{xo}^+ es una cantidad compleja, es decir

$$E_{xo}^+ = |E_{xo}^+| e^{j\phi}$$