

UNIVERSIDAD DE CANTABRIA

DEPARTAMENTO DE INGENIERÍA DE COMUNICACIONES



TESIS DOCTORAL

**Contribución a los métodos de optimización basados
en procesos naturales y su aplicación a la medida de
antenas en campo próximo**

Jesús Ramón Pérez López

Santander, Octubre de 2005

UNIVERSIDAD DE CANTABRIA

DEPARTAMENTO DE INGENIERÍA DE COMUNICACIONES



TESIS DOCTORAL

**Contribución a los métodos de optimización basados
en procesos naturales y su aplicación a la medida de
antenas en campo próximo**

Autor: Jesús Ramón Pérez López

Director: José Basterrechea Verdeja

**Tesis Doctoral presentada en la Universidad de Cantabria para la
obtención del título de Doctor por la Universidad de Cantabria**

Santander, Octubre de 2005

Capítulo 2

Transformación de campo cercano a campo lejano

2.1 Introducción

El campo electromagnético asociado con una antena tiene unas características que varían gradualmente con la distancia a la misma, distinguiéndose tres regiones de interés, la región reactiva, la región de campo cercano, también conocida como región de Fresnel, y la región de campo lejano o zona de Fraunhofer. En la zona reactiva, la componente evanescente de la energía electromagnética decae de forma rápida con la distancia, según r^{-n} , con un valor típico de $n=5$. La región de campo cercano se extiende desde el límite del campo cercano reactivo, típicamente $r=\lambda$, hasta alcanzar la región de campo lejano, comúnmente considerada a una distancia de $\lambda+2D^2/\lambda$, siendo D la dimensión máxima de la antena bajo prueba (ABP). En la región de campo próximo los campos tienden a propagarse predominantemente en fase, pero sin exhibir aún una dependencia e^{jkr}/r hasta alcanzar la región de campo lejano [1].

Los distintos sistemas de caracterización experimental de antenas pueden clasificarse atendiendo a la región donde se efectúa la medida. Básicamente, pueden establecerse dos subgrupos para los campos de medida: los así denominados sistemas de medida en campo lejano y los sistemas de medida en campo próximo [2]-[5]. En lo que respecta a los sistemas de medida en campo lejano existen múltiples variantes, entre los cuales destacan, en emplazamientos exteriores los campos elevados, en reflexión e inclinados, y los rangos compactos o las propias cámaras

anecóicas para medidas en interiores. Como alternativa, los campos de medida próximos o sistemas de medida en campo cercano permiten evitar las grandes dimensiones de los campos de medida anteriormente citados, especialmente para antenas de dimensiones eléctricas grandes, y constituyen una opción muy utilizada para medir de forma precisa el patrón de radiación de este tipo de ABP en un entorno controlado [6]-[8].

Los sistemas de medida en campo cercano muestrean con una sonda las componentes tangenciales del campo eléctrico radiado por la ABP en dicha región y sobre la superficie de una geometría conocida, comúnmente plana, cilíndrica o esférica. A continuación, el conjunto de datos resultantes de la medida se procesa matemáticamente utilizando técnicas de transformación de campo cercano a campo lejano, cuya formulación y complejidad varía en función de la geometría de medida, para así obtener como resultado las características de radiación de la antena. En los sistemas de medida en campo próximo también cobran una importancia significativa aspectos tales como la compensación de sonda y el control y análisis de errores [6], [9].

Con independencia de la geometría, el inconveniente asociado con los mencionados sistemas de medida en campo próximo radica en los tiempos de medida. Para muestrear con la sonda la energía radiada por la ABP en puntos discretos de una cierta superficie se requiere realizar un posicionamiento mecánico punto a punto que puede afectar a la sonda y/o a la ABP, dependiendo de la geometría de medida. Como alternativa, Bolomey y otros plantean la así denominada técnica de dispersión modulada [10], [11], más conocida como *modulated scattering technique*, con la cual puede llegarse a reducir el tiempo de medida hasta en un factor de 100, [12]. Esta técnica emplea un array de sondas formado por decenas o incluso centenares de elementos convenientemente dispuestos sobre la superficie de medida y, a diferencia del sistema convencional en el que se mide el campo incidente en la sonda, aquí es la ABP la que mide el campo dispersado por las propias sondas. Como la señal dispersada por la sonda es generalmente muy pequeña y puede quedar enmascarada por el ruido, lo que se propone es modular los elementos del array con una señal de baja frecuencia.

Centrándose en las geometrías de muestreo y desde un punto de vista teórico, el escáner esférico ofrece la opción más pura y atractiva de las tres geometrías canónicas de medida en campo cercano, pudiendo verse en realidad como la extensión lógica de los sistemas de medida en campo lejano. Como contrapartida, en la formulación de la transformación de campo aparecen funciones de Hankel y polinomios de Legendre, erigiéndose en la más complicada de las tres formulaciones, con tiempos de cómputo muy elevados [13]. Del mismo modo, la solución de las ecuaciones de Maxwell en el caso de la geometría cilíndrica también lleva asociada una formulación que reviste cierta complejidad, con funciones de Bessel y funciones

exponenciales. En el extremo opuesto, las medidas con escáner plano, aunque limitan su utilización a la caracterización de antenas directivas que concentran la mayor parte de su energía en el plano de medida, $G > 15$ dBi, son más intuitivas, la concepción del escáner así como el alineamiento de ABP y sonda es mucho más trivial y, sobre todo, el postprocesado de los datos es mucho más sencillo.

Este capítulo gira entorno a los sistemas de medida en campo próximo sobre geometría de medida plana, recopilando la formulación que subyace bajo la transformación de campo cercano a campo lejano y planteando una alternativa dentro del contexto de este trabajo. En los trabajos iniciales la transformación de campo se basa en la expansión modal de los campos radiados por la ABP en términos de funciones de ondas planas, cilíndricas o esféricas, dependiendo de la geometría de medida, utilizando las muestras de campo cercano para calcular los coeficientes de dichas funciones [1]. En esta línea, el método clásico de transformación de campo sobre geometría plana se basa en la representación del campo radiado mediante el espectro de ondas planas (PWS), haciendo uso de la transformada de Fourier para obtener de forma sencilla el diagrama de radiación de la antena en cada dirección de observación (θ, ϕ) . El principal problema de la expansión modal es que al utilizar la transformada de Fourier se está suponiendo que los campos fuera del plano de medida son nulos y, por consiguiente, las componentes de campo lejano sólo pueden determinarse con precisión dentro de un sector angular concreto. Como alternativa, Sarkar y otros proponen en [14]-[18] un modelo equivalente para representar al sistema radiante, utilizando corrientes equivalentes eléctricas o magnéticas y una formulación del problema en términos de una ecuación integral de campo eléctrico (EICE) que relaciona las muestras de campo cercano y las densidades de corriente equivalentes y que, bajo ciertas aproximaciones, se reduce a una formulación matricial. Para la geometría plana, la aplicación del segundo principio de equivalencia utilizando densidades de corrientes magnéticas equivalentes (CME) simplifica la formulación [15], con expresiones desacopladas que ligan por separado las componentes de campo eléctrico y de las CME. Sin embargo, para el muestreo sobre superficies cilíndricas y esféricas la formulación matricial se complica [17], [18], destacando las variantes propuestas por Las-Heras y Sarkar en [19]-[21] y resumidas en [22], donde, conservando la representación de fuente mediante corrientes equivalentes, se proponen resoluciones secuenciales de las ecuaciones integrales y algoritmos iterativos que simplifican considerablemente la transformación de campo.

Los métodos de transformación de campo expuestos con anterioridad utilizan muestras complejas de campo cercano -amplitud y fase- para reconstruir el diagrama de radiación de la antena en campo lejano. Sin embargo, medir la fase con precisión no es trivial, a lo que debe añadirse el elevado coste de los equipos de medida vectoriales. Así por ejemplo, en aplicaciones de alta frecuencia la precisión de la fase puede quedar limitada por la propia resolución de los posicionadores de

antena y sonda. En este sentido, existen otros métodos de transformación de campo que utilizan únicamente la información de la amplitud del campo cercano y que están basados en técnicas de recuperación de fase. La gran mayoría de las variantes proponen la reconstrucción de la fase utilizando información de campo cercano en dos planos [23]-[25], y en [26] se utilizan dos sondas y un único plano de medida. Normalmente, el proceso de recuperación de fase pasa por utilizar un esquema iterativo en el que ésta se reconstruye con pasos hacia delante y hacia atrás entre los dominios del campo cercano y el PWS, aplicando la FFT. Básicamente, el esquema iterativo de recuperación de fase típicamente utilizado calcula el PWS a partir de las muestras en el primer plano, utilizando esta representación de la fuente para calcular la amplitud y fase del campo eléctrico en el segundo plano. En este punto se sustituye la amplitud del campo eléctrico calculado con el valor medido en dicho plano, y a partir de las nuevas muestras se reconstruye de nuevo el PWS. Posteriormente se calcula el campo en el primer plano de medida a partir del nuevo PWS, se sustituye la amplitud del campo eléctrico resultante por el valor de la medida y se repite el proceso con transiciones entre los dos planos hasta obtener la representación esperada del PWS, de acuerdo con el criterio de terminación que se imponga. Finalmente, a partir de la representación de la fuente en términos del PWS puede obtenerse el diagrama de radiación de la antena. Como alternativa, Las-Heras y Sarkar proponen en [27] un método más versátil, que permite reconstruir el campo lejano de la antena utilizando muestras de campo cercano con información de amplitud únicamente, utilizando un modelo equivalente en términos de CME para representar la radiación de la ABP.

A modo de resumen, en las siguientes secciones se muestran los principios de los métodos de transformación de campo clásico y basado en CME, y se hace una extensión al método de la ecuación integral. El estudio se restringe a la geometría de medida plana, considerando información de amplitud y fase. El método basado en la resolución de la EICE, combinado con diferentes métodos heurísticos, es el que se empleará en los capítulos sucesivos para realizar la transformación de campo cercano a campo lejano. El método clásico se presenta con la intención de que sirva de apoyo para la posterior justificación de los resultados experimentales.

2.2 Método clásico: expansión del campo en ondas planas

Las técnicas de medida de antenas en campo cercano plano se basan fundamentalmente en la expansión modal de los campos radiados por la antena en términos de ondas planas. La relación que existe entre el PWS y el campo radiado por la ABP es extremadamente sencilla, reduciéndose en realidad a un par transformado de Fourier que confiere al método de transformación una gran rapidez

[28], [29]. Básicamente, a partir de las muestras de campo cercano medidas sobre el plano se introduce una conversión del dominio espacial al dominio espectral (espacio K), que posteriormente se mapea de nuevo sobre el espacio angular, dando lugar al diagrama de radiación en campo lejano.

Sea la configuración geométrica de medida expuesta en la Figura 2.1, donde la antena se encuentra en la región $z \leq 0$ y las componentes tangenciales de campo eléctrico, E_x y E_y , se miden en puntos uniformemente espaciados Δ_x , Δ_y de un plano S_{cc} situado a una distancia $z = z_s$ de la apertura de la ABP. Partiendo de las ecuaciones de Maxwell pueden extraerse las expresiones que relacionan el campo eléctrico con el PWS en la región $z \geq 0$ [28],

$$\mathbf{E}(x, y, z) = \frac{1}{2p} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{A}(k_x, k_y) \cdot e^{-j\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} dk_x dk_y \quad (2.1)$$

$$k_x A_x(k_x, k_y) + k_y A_y(k_x, k_y) + k_z A_z(k_x, k_y) = 0 \quad (2.2)$$

donde \mathbf{k} es el vector de propagación y \mathbf{A} se conoce como espectro de ondas planas, dado que el integrando en (2.1), $\mathbf{A}(k_x, k_y) \cdot e^{-j\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}}$, representa una onda plana uniforme propagándose en la dirección \mathbf{k} .

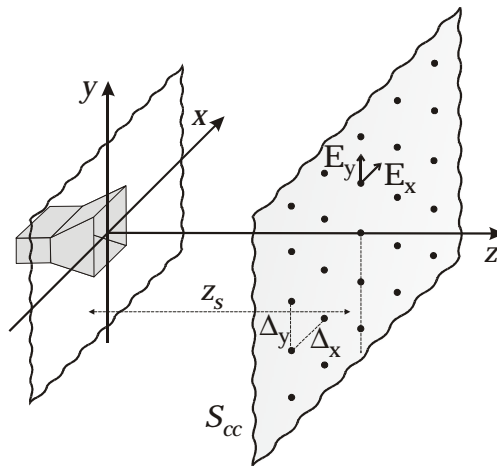


Figura 2.1. Geometría de medida en campo cercano plano.

De acuerdo con (2.1), el campo eléctrico en la región $z > 0$ puede expresarse como un espectro de ondas planas. La condición de radiación requiere que para $z \geq 0$ k_z sea real. Un valor imaginario de k_z corresponde a una onda evanescente que se atenúa rápidamente en la dirección z . Sólo contribuyen al campo radiado aquellas ondas planas que provienen de valores interiores al círculo de radio k en el plano k_x - k_y del espectro ($k^2 = \mathbf{k} \cdot \mathbf{k}$), tal y como se refleja en (2.3).

$$k_z = \begin{cases} \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2}, & \text{si } k_x^2 + k_y^2 \leq k^2 \\ -j\sqrt{k_x^2 + k_y^2 - k^2}, & \text{en otro caso} \end{cases} \quad (2.3)$$

Retomando el análisis de la expresión (2.1), las componentes tangenciales de campo eléctrico medidas pueden verse en realidad como la transformada de Fourier en dos dimensiones del PWS, de acuerdo con (2.4) y (2.5).

$$E_x(x, y, z_s) = \frac{1}{2p} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A_x(k_x, k_y) \cdot e^{-jk_z \cdot z_s} \cdot e^{-j(k_x \cdot x + k_y \cdot y)} dk_x dk_y \quad (2.4)$$

$$E_y(x, y, z_s) = \frac{1}{2p} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A_y(k_x, k_y) \cdot e^{-jk_z \cdot z_s} \cdot e^{-j(k_x \cdot x + k_y \cdot y)} dk_x dk_y \quad (2.5)$$

Realizando la transformada inversa de (2.4) y (2.5) se obtienen las expresiones para el cálculo de las componentes x e y del PWS, y a partir de (2.2) y (2.3) se obtiene la expresión para la componente z , [28].

$$A_x(k_x, k_y) = e^{jk_z \cdot z_s} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E_x(x, y, z_s) e^{j(k_x \cdot x + k_y \cdot y)} dx dy \quad (2.6)$$

$$A_y(k_x, k_y) = e^{jk_z \cdot z_s} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E_y(x, y, z_s) e^{j(k_x \cdot x + k_y \cdot y)} dx dy \quad (2.7)$$

$$A_z(k_x, k_y) = \frac{-k_x \cdot A_x(k_x, k_y) - k_y \cdot A_y(k_x, k_y)}{\sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2}} \quad (2.8)$$

En definitiva, a partir de las componentes de campo medidas en cercano y aplicando técnicas de resolución basadas en la FFT [30], pueden obtenerse las componentes del espectro de ondas planas resolviendo (2.6) a (2.8). Posteriormente, a partir del PWS puede calcularse el diagrama de radiación de la ABP utilizando la expresión (2.9),

$$\mathbf{E}(x, y, z) = \frac{jk_z}{2pr} \cdot e^{-jkr} \cdot \mathbf{A}(k_x, k_y), \quad \begin{cases} k_x = k \sin \mathbf{q} \cos \mathbf{f} \\ k_y = k \sin \mathbf{q} \sin \mathbf{f} \\ k_z = k \cos \mathbf{q} \end{cases} \quad (2.9)$$

donde r es la distancia al punto de observación y (θ, ϕ) es la dirección de observación. En (2.9) k_z es siempre real, porque una k_z imaginaria corresponde a una onda evanescente que no contribuye al campo lejano.

La precisión del método de transformación de campo cercano a campo lejano depende de aspectos tales como el tamaño del plano de medida S_{cc} , la distancia entre ABP y sonda z_s , o la separación entre muestras Δ_x , Δ_y .

El tamaño de la apertura de la ABP y el tamaño y emplazamiento del área de medida definen una zona angular de validez donde el diagrama de radiación se puede reconstruir con precisión. Es decir, en las expresiones (2.6) y (2.7) se observa que el hecho de tener una superficie de medida limitada es equivalente a enventanar los campos por una función pulso bidimensional. Esto se traduce en una distorsión del diagrama de radiación que permite definir una región angular de validez dada por (2.10) y definida de acuerdo con la Figura 2.2.

$$\operatorname{tg} \theta_m = \frac{L - D}{2z_s} \quad (2.10)$$

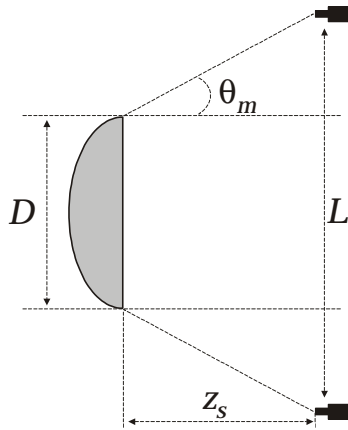


Figura 2.2. Relación entre el plano de medida y la región angular útil.

En lo referente a la separación uniforme entre muestras, su valor da lugar a un PWS equiespaciado en el dominio K , con $k_x \in [-k_{xm}, k_{xm}]$ y $k_y \in [-k_{ym}, k_{ym}]$. La relación entre la separación espacial y los límites espectrales viene dada por (2.11). Por otra parte, la separación entre muestras en el dominio espectral, Δk_x , Δk_y , conduce a muestras distribuidas uniformemente en el espacio, con $x \in [-x_m, x_m]$ e $y \in [-y_m, y_m]$, y de acuerdo con la relación (2.12), [28], [29].

$$\Delta_x = \frac{P}{k_{xm}} \quad , \quad \Delta_y = \frac{P}{k_{ym}} \quad (2.11)$$

$$\Delta k_x = \frac{P}{x_m} \quad , \quad \Delta k_y = \frac{P}{y_m} \quad (2.12)$$

A partir de las relaciones entre los dominios espacial y espectral se deberán seleccionar espaciados de tal forma que las extensiones de la FFT y de su inversa

sean suficientemente grandes como para contener todas las energías espectrales y espaciales, respectivamente. Adicionalmente, si el plano de medida S_{cc} se aleja lo suficiente de la apertura de la ABP, entonces las componentes del PWS con $k_x^2 + k_y^2 \geq k^2$ estarán muy atenuadas y el PWS limitado en banda. Los valores típicos utilizados para Δ_x y Δ_y son menores que $\lambda/2$. En definitiva, y tal y como ya se anticipó con anterioridad, este método de transformación de campo se debe limitar a la medida de antenas directivas.

En sentido estricto, la recuperación del diagrama de radiación de la antena requiere dar un paso adicional en lo referente a la así denominada compensación de sonda, pues la respuesta real de la ABP está distorsionada por la convolución entre las respuestas de la propia ABP y de la sonda, particularmente cuando se utilizan sondas de ganancia media y cuando el área de medida es muy grande. Aunque escapa al ámbito del presente trabajo, en la Figura 2.3 se muestra el diagrama del proceso completo de transformación de campo cercano a campo lejano sobre geometría plana [2], y en (2.13) se muestra la expresión que permite obtener las componentes corregidas del PWS a partir de las componentes ortogonales (genéricamente llamadas v y h) de la medida, $\mathbf{A}(k_x, k_y)$, y de la respuesta de la sonda, $\mathbf{B}(k_x, k_y)$, [2], [9].

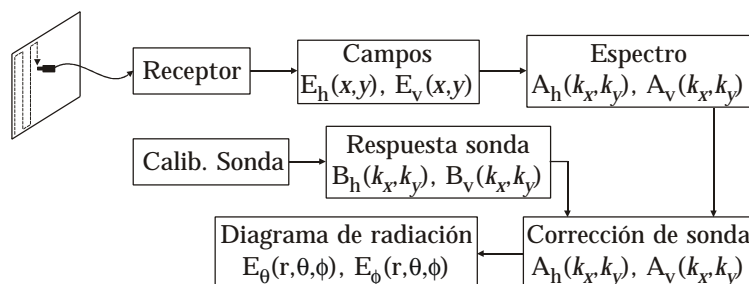


Figura 2.3. Diagrama de bloques del proceso de transformación de campo con corrección de sonda.

$$\begin{bmatrix} A'_x(k_x, k_y) \\ A'_y(k_x, k_y) \end{bmatrix} = \frac{k_z}{d} \begin{bmatrix} B_v(k_x, -k_y) \left[1 + \left(\frac{k_y}{k_z} \right)^2 \right] & - B_h(-k_y, -k_x) \left[1 + \left(\frac{k_y}{k_z} \right)^2 \right] \\ - B_h(k_x, -k_y) \frac{k_x k_y}{k_z^2} & - B_v(-k_y, -k_x) \frac{k_x k_y}{k_z^2} \\ B_h(k_x, -k_y) \left[1 + \left(\frac{k_x}{k_z} \right)^2 \right] & B_v(-k_y, -k_x) \left[1 + \left(\frac{k_x}{k_z} \right)^2 \right] \\ - B_v(k_x, -k_y) \frac{k_x k_y}{k_z^2} & + B_h(-k_y, -k_x) \frac{k_x k_y}{k_z^2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_v(k_x, k_y) \\ A_h(k_x, k_y) \end{bmatrix} \quad (2.13)$$

$$\text{con } d = B_h(k_x, -k_y)B_h(k_y, -k_x) + B_v(k_x, -k_y)B_v(-k_y, -k_x)$$

2.3 Método de ecuación integral

Como alternativa al método clásico de transformación de campo sobre geometría plana, en esta sección se presenta otro método cuyos principios le dotan de una mayor flexibilidad y versatilidad frente al método clásico. El método utiliza la información de campo cercano para determinar un conjunto de fuentes de corriente magnética equivalente distribuidas sobre una superficie S_e que contiene a la apertura de la antena, siendo utilizadas estas corrientes posteriormente para reconstruir el diagrama de radiación de la antena. La resolución de una EICE que relaciona la información de campo cercano y las corrientes magnéticas equivalentes centra la base y la formulación del método [15], [31].

Tomando como punto de partida los principios de equivalencia y los mismos fundamentos teóricos, en la sección 2.3.2 se incluye como alternativa al modelo equivalente de fuente con CME, un modelo equivalente de fuente formado por dipolos elementales, simplificando así aún más la formulación original propuesta en 2.3.1. Para el caso de fuentes de dimensiones eléctricas reducidas, el modelado con dipolos se muestra como una alternativa atractiva, llevando implícita una formulación muy sencilla.

Por último, se propone en el ámbito de esta tesis doctoral una extensión a la formulación original del método de la ecuación integral. Para el caso de la geometría plana que nos ocupa, la formulación que se expone en la sección 2.3.1 vincula las componentes tangenciales de campo cercano realmente medidas, E_x y E_y , con las CME. Sin embargo, al recuperar las componentes de campo lejano, E_θ y E_ϕ , se observaron imprecisiones en el ajuste de los lóbulos laterales en la componente E_θ para direcciones angulares muy alejadas del eje axial de la ABP. A partir de la formulación original, en la sección 2.3.3 se propone la reconstrucción de la componente E_z y la medida en más de un plano como mejoras del método.

2.3.1 Formulación

Consideremos una antena de geometría arbitraria radiando en el espacio libre, siendo la apertura de la antena una superficie plana que separa el espacio en dos regiones, tal y como se presenta en el problema equivalente general de la Figura 2.4(a) al aplicar el segundo principio de equivalencia, [32]. Dado que los campos electromagnéticos son nulos en la región izquierda del espacio, se puede suponer un conductor eléctrico perfecto en el plano xy que cortocircuita la densidad de corriente eléctrica \mathbf{J} , de manera que sólo hay una densidad de corriente magnética \mathbf{M} sobre S_e . Aplicando teoría de imágenes, se obtiene una corriente magnética equivalente \mathbf{M} que radia en el espacio libre, de acuerdo con la Figura 2.4(b).

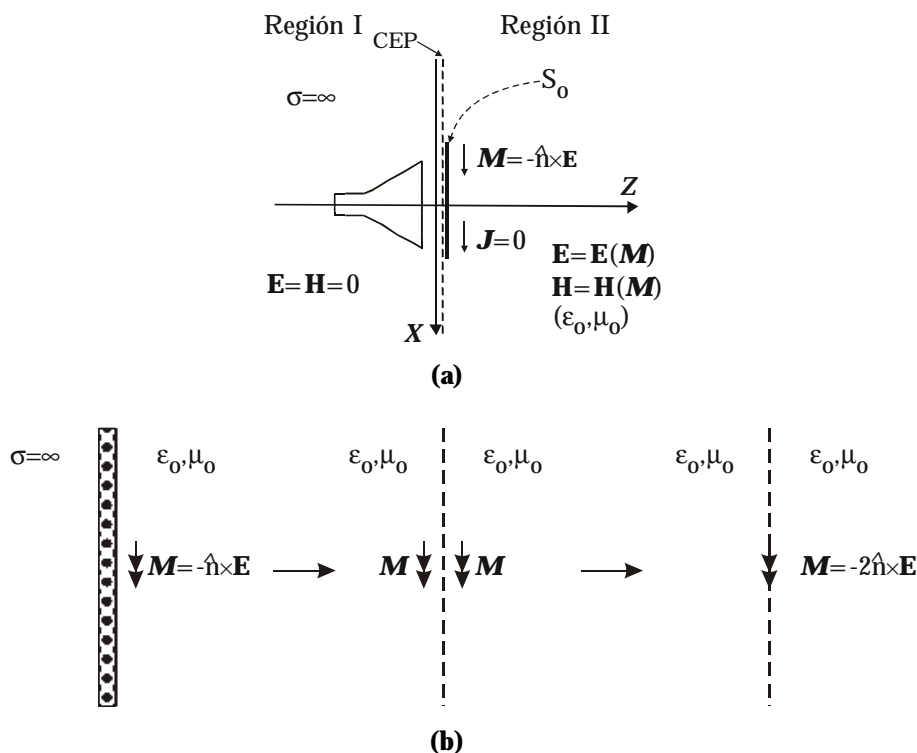


Figura 2.4. Problema equivalente. (a) Aplicación del segundo principio de equivalencia. (b) Aplicación de la teoría de imágenes.

A partir del modelo equivalente de fuente, la formulación del método se basa en la resolución de la EICE que relaciona las CME y el campo eléctrico en cada punto de medida en campo próximo, dada por

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = -\iint_{S_e} \mathbf{M}(\mathbf{r}') \times \nabla' g(\mathbf{r}, \mathbf{r}') ds' \quad (2.14)$$

donde $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ es el campo eléctrico en un punto de observación arbitrario, $\mathbf{M}(\mathbf{r}')$ es la densidad de corriente equivalente en el punto fuente y $g(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ es la función de Green en 3D expresada como

$$g(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{e^{-jk_0|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{4\pi|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} \quad (2.15)$$

Para la geometría de medida plana se miden normalmente las dos componentes transversales de campo x e y . El atractivo del modelado de fuente con CME reside en que la resolución de (2.14) permite extraer dos integrales desacopladas para ambas componentes, tal y como se expresa en (2.16) y (2.17).

$$E_x(\mathbf{r}) = -\iint_{S_e} \frac{\partial g(\mathbf{r}, \mathbf{r}')}{\partial z'} M_y(\mathbf{r}') ds' \quad (2.16)$$

$$E_y(\mathbf{r}) = \iint_{S_e} \frac{\partial g(\mathbf{r}, \mathbf{r}')}{\partial z'} M_x(\mathbf{r}') ds' \quad (2.17)$$

Para resolver las ecuaciones integrales se utiliza un procedimiento basado en el método de los momentos, con el cual se transforman las ecuaciones integrales en ecuaciones matriciales [15], [17], [18], simplificando así su resolución. Para tales propósitos, ambas componentes de las CME se aproximan por funciones base pulso 2D,

$$M_x(x', y') = \sum_{i=1}^{N_x} \sum_{j=1}^{N_y} \mathbf{a}_{ij} \Pi_{ij}(x', y') \quad (2.18)$$

$$M_y(x', y') = \sum_{i=1}^{N_x} \sum_{j=1}^{N_y} \mathbf{b}_{ij} \Pi_{ij}(x', y') \quad (2.19)$$

donde \mathbf{a}_{ij} y \mathbf{b}_{ij} representan las amplitudes incógnitas de las CME según x e y en el parche de corriente ij , y $\Pi_{ij}(x', y')$ es un pulso de amplitud unidad para cualquier punto del parche ij -ésimo. Para la aproximación propuesta, la región S_e donde residen las CME se considera como una superficie rectangular en el plano xy , dividida en $N_x \times N_y$ parches rectangulares de corriente con dimensiones $\Delta_x \times \Delta_y$, atendiendo a la configuración geométrica final del problema equivalente que se muestra en la Figura 2.5.

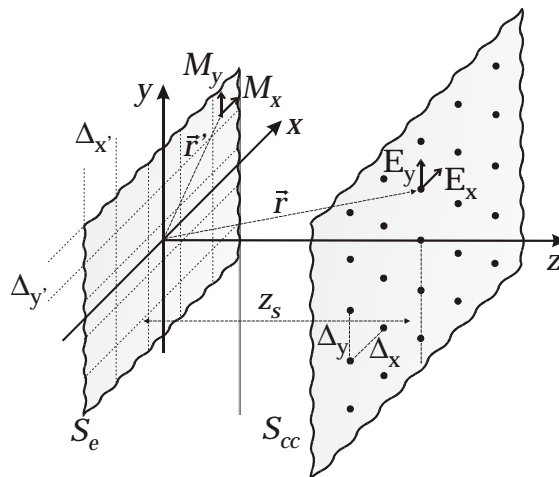


Figura 2.5. Modelo equivalente de fuente con parches de corriente magnética distribuidos sobre S_e .

Sustituyendo (2.18) y (2.19) en las ecuaciones integrales (2.17) y (2.16), respectivamente, se obtienen dos sistemas de ecuaciones matriciales

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{E}_x &= -\mathbf{G} \times \mathbf{M}_y \\ \mathbf{E}_y &= \mathbf{G} \times \mathbf{M}_x \end{aligned} \right\} \quad (2.20)$$

donde \mathbf{E}_x y \mathbf{E}_y son vectores columna que contienen las componentes tangenciales del campo eléctrico medido sobre S_{cc} . \mathbf{M}_x y \mathbf{M}_y son los vectores que contienen las amplitudes incógnita de las CME, \mathbf{a}_{ij} y \mathbf{b}_{ij} , y \mathbf{G} es la denominada matriz de los momentos, definida como

$$G_{p,n} = \iint_{\Omega_n} \frac{e^{-jk_o R}}{4\pi R^2} (z_p - z') \left[jk_o + \frac{1}{R} \right] ds' \quad (2.21)$$

donde Ω_n es el área del parche n -ésimo y R es la distancia entre el punto de medida \mathbf{r}_p y el centro del parche de corriente, \mathbf{r}' .

Los sistemas de ecuaciones matriciales expuestos en (2.20) están normalmente sobredimensionados, siendo mayor el número de puntos de medida en campo cercano que el número de pulsos de corriente o incógnitas del problema electromagnético. Como método de resolución se probó inicialmente una técnica basada en mínimos cuadrados, denominada descomposición de valores singulares, más conocida como SVD [33], [34], y que ya fue utilizada por Sarkar y otros en [18] como herramienta de resolución de este tipo de sistemas de ecuaciones matriciales. A modo de resumen, el método se basa en descomponer la matriz \mathbf{G} en el producto de tres matrices, \mathbf{U} , \mathbf{S} y \mathbf{V} . \mathbf{U} y \mathbf{V} son matrices unitarias y \mathbf{S} es una matriz diagonal que contiene los valores singulares de \mathbf{G} ordenados de mayor a menor. Estos valores singulares contienen información de la señal y del ruido, siendo preciso anular los valores por debajo de un cierto umbral ε . Sin entrar a detallar los fundamentos del SVD, las expresiones (2.22) y (2.23) resumen la descomposición de la matriz \mathbf{G} y el cálculo de su inversa, respectivamente, donde \mathbf{H} denota la traspuesta compleja conjugada.

$$\mathbf{G} \approx \mathbf{U} \times \mathbf{S} \times \mathbf{V}^H \quad (2.22)$$

$$\mathbf{G}^{-1} \approx \mathbf{V} \times \mathbf{S}^{-1} \times \mathbf{U}^H \quad (2.23)$$

Una vez calculada la inversa de la matriz de los momentos, el cálculo de las componentes de las CME es inmediato a partir de (2.20), mediante

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{M}_x &= \mathbf{G}^{-1} \times \mathbf{E}_y \\ \mathbf{M}_y &= -\mathbf{G}^{-1} \times \mathbf{E}_x \end{aligned} \right\} \quad (2.24)$$

Una vez se han calculado los valores de las CME distribuidas sobre S_e , el cálculo del diagrama de radiación de la antena para cada dirección de observación (r, θ, ϕ) es inmediato, ya bien procediendo sobre la expresión original, (2.14), o aplicando el sistema matricial de (2.20).

Con el objetivo de analizar las prestaciones del método de transformación de campo, se aplicó éste al modelado de la radiación de diversas fuentes. En todos los casos se observó que el método SVD utilizado para resolver el sistema de ecuaciones matricial de (2.20) se mostraba muy inestable, deparando resultados en campo lejano de precisión muy dispar en función del valor de corte utilizado. A modo de ejemplo, en la Figura 2.6 se muestra para una agrupación de cuatro dipolos eléctricos y para el corte $\phi=90^\circ$ la componente E_θ del diagrama de radiación reconstruido, considerando diferentes valores de corte para los valores singulares de la matriz \mathbf{S} en la descomposición matricial. Coincidiendo con la configuración propuesta en [15], los cuatro dipolos están situados en las esquinas de una superficie plana de $4\lambda \times 4\lambda$ y orientados según y . Se considera una S_e de $5\lambda \times 5\lambda$ con una discretización de las corrientes equivalentes tal que $N_x=N_y=25$.

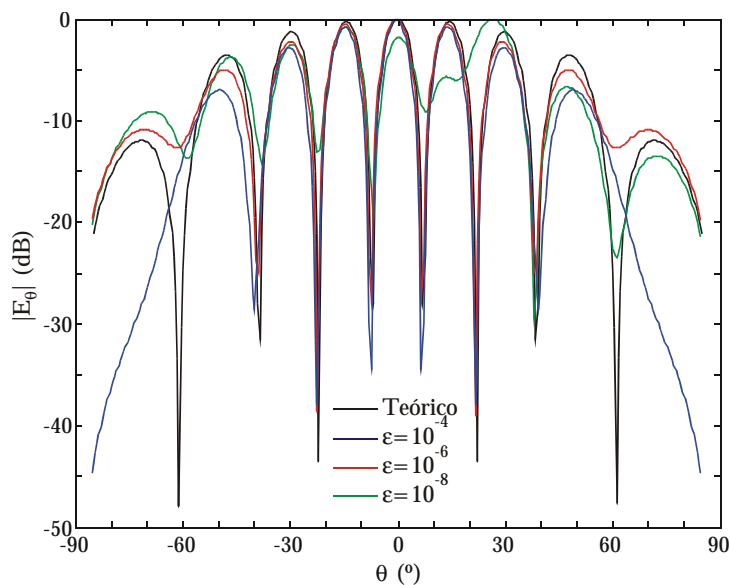


Figura 2.6. Efecto del punto de corte en la descomposición con el SVD. Para el corte $\phi=90^\circ$ se presenta el módulo de la componente E_θ normalizado respecto al máximo.

Atendiendo a los resultados de la Figura 2.6, puede concluirse que la técnica del SVD no es del todo apropiada para encontrar la mejor solución al problema electromagnético, entendiéndose que es muy difícil sintonizar la descomposición matricial para extraer un resultado aceptable, hecho que deberá repetirse para cada problema bajo análisis, pues al variar el sistema de ecuaciones no se puede precisar el punto de corte de los valores singulares para el que se obtienen los mejores resultados. En realidad, en [34] ya se menciona que el SVD debe ser sólo

considerado como un método de diagnóstico. Es decir, el SVD permite resolver el problema, en el sentido de llegar a encontrar una solución numérica, aunque en muchos casos puede que ésta no sea necesariamente la solución óptima deseada.

Como alternativa a las técnicas de resolución basadas en mínimos cuadrados, en esta tesis doctoral se investiga la resolución del problema inverso propuesto utilizando métodos heurísticos de diferente naturaleza y concepción. Así, en los capítulos sucesivos se analizan las prestaciones y limitaciones de métodos de optimización global tales como el recocido simulado, los algoritmos genéticos y la optimización con enjambre de partículas. A estos métodos debe añadirse la utilización puntual de un método de optimización local basado en simplex. La puesta a punto de cada algoritmo, así como el análisis de diferentes esquemas y estrategias centran el estudio teórico, con un único objetivo: encontrar aquel método de optimización que permita extraer los mejores resultados y que sea fácilmente aplicable a cualquier problema de transformación de campo.

El atractivo de este método de transformación de campo frente al método clásico de la FFT reside, principalmente, en su mayor versatilidad. A diferencia del método de la FFT, en el cual la precisión de los resultados depende de la extensión del plano, con muestras uniformemente espaciadas y con ciertos requisitos en cuanto a la separación entre muestras, el método basado en la representación de la fuente mediante corrientes equivalentes es, a priori, independiente de dichos factores. En este caso, la naturaleza del método permite que las muestras de campo cercano puedan estar distribuidas de forma arbitraria en la región $z \geq 0$. Adicionalmente, los principios del método hacen fácilmente extensible la formulación para una geometría de medida arbitraria [17], [18]. Como contrapartida, puede anticiparse que cuando se conjuga con métodos heurísticos, el método de la ecuación integral es mucho más lento que el método clásico de la FFT.

2.3.2 Modelo equivalente de fuente utilizando dipolos

Si se lleva al límite la ecuación integral (2.21) y se utiliza una aproximación en un punto puede evitarse el cálculo de la integral, reduciéndose ésta a la expresión (2.25). Desde un punto de vista físico, supuestas ABPs de reducido tamaño eléctrico y con una distancia entre las fuentes y el punto de medida en campo cercano que sea mucho mayor que el tamaño de los parches de corriente, puede pensarse en aproximar los pulsos 2D por dipolos magnéticos ubicados en el centro de cada parche ij , [15].

$$\iint_{\Omega_n} \frac{e^{-jk_o R}}{4\mathbf{p} R^2} (z_p - z') \left[jk_o + \frac{1}{R} \right] ds' \cong \frac{e^{-jk_o R}}{4\mathbf{p} R^2} (z_p - z') \left[jk_o + \frac{1}{R} \right] \Omega_n \quad (2.25)$$

En línea con la aproximación anterior se puede pensar en una generalización del problema equivalente y modelar la radiación de la fuente utilizando dipolos cortos eléctricos, magnéticos o una combinación de ambos, distribuidos sobre la superficie S_e que encierra a la apertura de la ABP. En este caso, la formulación se reduce a aplicar las ecuaciones básicas del campo radiado por un dipolo aislado situado en el origen y orientado según el eje z [32], así como las correspondientes matrices de rotación y traslación, de acuerdo con la siguiente expresión

$$\mathbf{E} = \sum_{n=1}^N [\mathbf{R}_n]^{-1} [\mathbf{T}_n]^{-1} \mathbf{E}_{d,n} \quad (2.26)$$

donde para cada punto de campo cercano $[\mathbf{R}_n]$ y $[\mathbf{T}_n]$ son las matrices de rotación y traslación, respectivamente, asociadas con la orientación y posición del elemento n -ésimo, $\mathbf{E}_{d,n}$ representa el vector de campo eléctrico radiado por el dipolo aislado y \mathbf{E} es el campo eléctrico radiado por el conjunto de los N dipolos.

Supuesto un emplazamiento y una orientación preestablecidas para cada dipolo del modelo equivalente, el objetivo se centra en optimizar el momento dipolar o la excitación de cada elemento para que, en conjunto, los dipolos radien lo más parecido posible a la fuente original, tomando como referencia para realizar dicho ajuste las componentes tangenciales de campo cercano medidas en puntos discretos de una geometría arbitraria, en nuestro caso una superficie plana. Este problema inverso también fue investigado, utilizando los métodos heurísticos anteriormente comentados para optimizar la excitación de los dipolos y una cierta función de coste para medir el error residual y evaluar la calidad de cada solución. El modelo equivalente de dipolos optimizado reemplazará a la ABP original y en base a la expresión (2.26) podrá reconstruirse el diagrama de radiación de la antena. Evidentemente, puede intuirse que el modelo equivalente de fuente con CME es más riguroso y exacto que el modelado con dipolos, aunque se comprobó que para ABPs con aperturas de unas pocas longitudes de onda las prestaciones de ambas variantes son muy similares.

2.3.3 Mejoras en el diagrama: reconstrucción de la componente E_z

La formulación propuesta con anterioridad para el método de la ecuación integral basa su éxito en la obtención de dos ecuaciones desacopladas para relacionar las componentes de campo cercano y las CME, de acuerdo con (2.20). Sin embargo, al reconstruir el diagrama de radiación de la antena a partir de las componentes M_x y M_y optimizadas, aplicando de nuevo el cálculo matricial de (2.20), se detectaron errores significativos en el ajuste de los lóbulos laterales de la componente E_θ , (al igual que ocurre en [15] para direcciones de observación $\theta > 75^\circ$),

mientras que la componente E_ϕ mantenía un ajuste excelente para un amplio conjunto de antenas de apertura utilizadas como referencia en el análisis. El hecho de que para cada punto de observación en campo lejano se calculen las componentes de campo E_θ y E_ϕ a partir de las componentes rectangulares E_x y E_y , despreciando la componente E_z , justifica estos errores. Por simple inspección sobre la matriz de cambio de coordenadas rectangulares a esféricas [32], puede observarse la dependencia entre las componentes de campo E_θ y E_z . Obviamente, en campo lejano el valor de E_z puede llegar a ser despreciable, pero su efecto para direcciones angulares muy alejadas del máximo puede ser importante. Como mejora al método de transformación de campo cercano a campo lejano se propone como paso intermedio reconstruir previamente la componente E_z a partir de las CME optimizadas, de tal forma que las componentes de campo lejano finales se compongan a partir de las tres componentes rectangulares E_x , E_y y E_z .

Para obtener la expresión que relaciona la componente de campo eléctrico E_z y las CME debe procederse a desarrollar la EICE original de (2.14). Al aplicar el gradiente y el rotacional en (2.14) se obtiene la expresión (2.27), la cual muestra la dependencia de E_z con ambas componentes de las CME.

$$E_z(\mathbf{r}) = -\iint_{S_e} \frac{\partial g(\mathbf{r}, \mathbf{r}')}{\partial y'} M_x(\mathbf{r}') - \frac{\partial g(\mathbf{r}, \mathbf{r}')}{\partial x'} M_y(\mathbf{r}') ds' \quad (2.27)$$

Si al igual que en la formulación original se aproximan ambas componentes de las CME por funciones base pulso 2D, de acuerdo con (2.18) y (2.19), la ecuación (2.27) puede expresarse de forma matricial como

$$\mathbf{E}_z = -\mathbf{G}_A \times \mathbf{M}_x + \mathbf{G}_B \times \mathbf{M}_y \quad (2.28)$$

donde \mathbf{G}_A y \mathbf{G}_B son dos matrices de dimensiones $P \times N$, siendo P el número de puntos con información de campo cercano y N el número de parches de corriente utilizados para representar las CME sobre S_e . Así mismo, \mathbf{E}_z , \mathbf{M}_x y \mathbf{M}_y son vectores columna de tamaños P y N .

Desarrollando la ecuación (2.27) se obtienen las expresiones para los elementos de las matrices \mathbf{G}_A y \mathbf{G}_B , dadas por

$$G_{A(p,n)} = \iint_{\Omega_n} \frac{e^{-jk_o R}}{4p R^2} (y_p - y') \left[jk_o + \frac{1}{R} \right] ds' \quad (2.29)$$

$$G_{B(p,n)} = \iint_{\Omega_n} \frac{e^{-jk_o R}}{4p R^2} (x_p - x') \left[jk_o + \frac{1}{R} \right] ds' \quad (2.30)$$

A modo de resumen, la modificación propuesta a la formulación original de la sección 2.3.1 sólo se aplica en el proceso de reconstrucción del diagrama de radiación de la ABP. A partir de las componentes de las CME optimizadas se calculan las componentes rectangulares de campo E_x , E_y , y E_z en cada punto de observación en lejano (r, θ, ϕ) , utilizando las expresiones (2.20) y (2.28) y resolviendo las ecuaciones integrales de (2.21), (2.29) y (2.30). Finalmente, las componentes E_θ y E_ϕ se obtienen de forma inmediata a partir de las componentes E_x , E_y , y E_z .

Para demostrar la utilidad de la reconstrucción de la componente E_z , en la Figura 2.7 se muestran para el corte $\phi=90^\circ$ las dos componentes del diagrama de radiación de una antena de apertura de $3\lambda \times 3\lambda$ con iluminación constante en x e y , utilizando algoritmos genéticos para optimizar las CME y muestras de campo cercano distribuidas sobre un plano de $15\lambda \times 15\lambda$, alejado $z_s=2\lambda$ de la apertura y con una separación uniforme entre muestras de valor $\Delta_x=\Delta_y=\lambda/3$. Para la fuente se utilizó un modelo equivalente de corrientes con $N_x=N_y=7$ y una S_e de $3\lambda \times 3\lambda$.

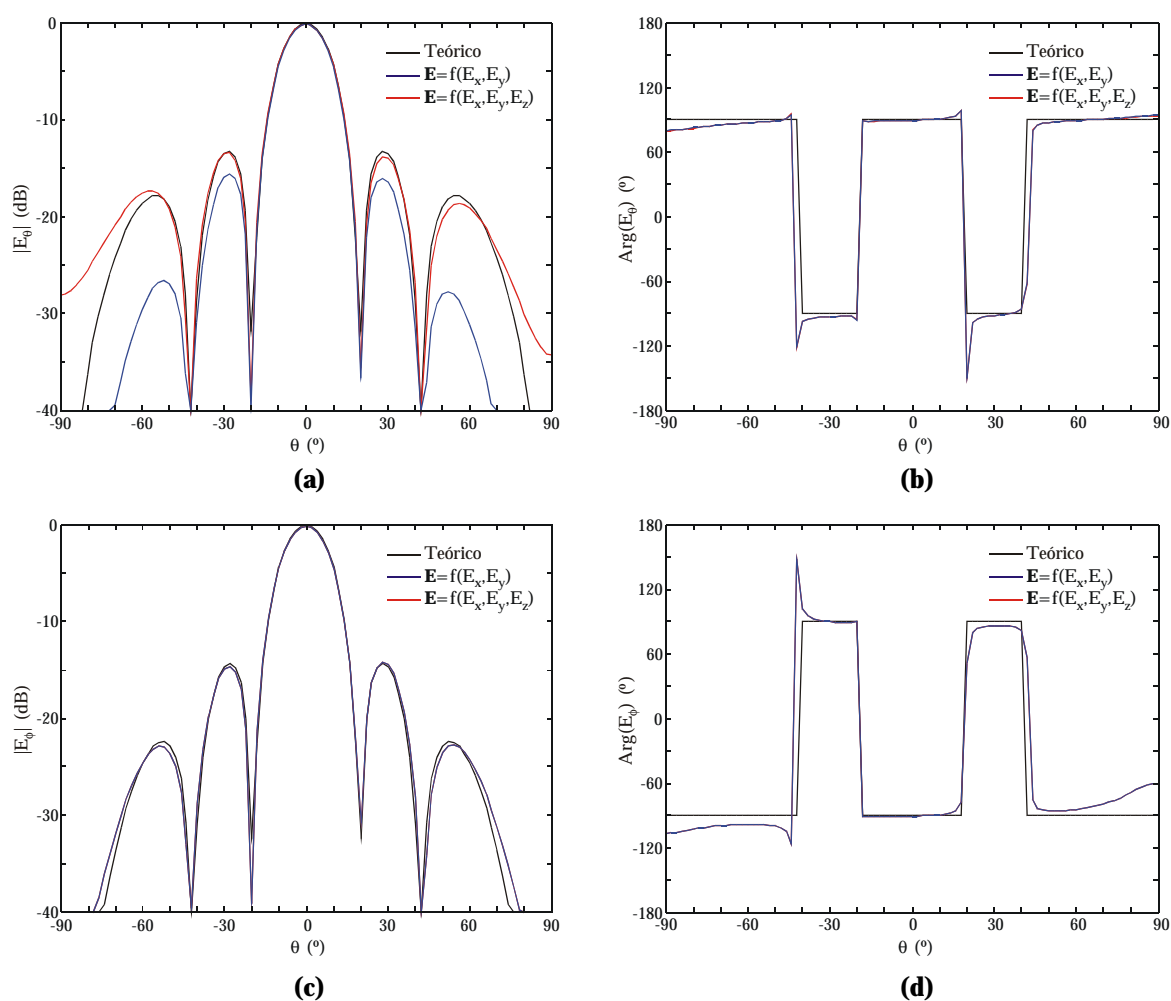


Figura 2.7. Influencia de la componente E_z al representar el diagrama de radiación de una antena de apertura. Resultados para el corte $\phi=90^\circ$. (a) Módulo de la componente E_θ . (b) Fase de la componente E_θ . (c) Módulo de la componente E_ϕ . (d) Fase de la componente E_ϕ .

2.3.4 Muestreo en campo cercano en cinco planos

La importancia de recuperar la componente E_z al reconstruir el diagrama de radiación de la antena ha quedado demostrada en la sección anterior. Por otra parte, al realizar el ajuste de las componentes M_x y M_y de las CME se utilizan como referencia las componentes tangenciales de campo eléctrico medidas en campo cercano, E_x y E_y normalmente para la geometría plana, descartando la componente E_z . En esta sección se propone un esquema de medida en campo cercano plano que, sin alterar la naturaleza del sistema de medida, permite disponer de información de las tres componentes de campo cercano para realizar el ajuste de las CME.

Se entiende que la información extra que puede aportar la componente E_z permitirá al método ajustar mejor las corrientes equivalentes y, en consecuencia, reconstruir el diagrama de radiación de la antena con mayor exactitud. Para conseguirlo se propone la configuración de medida que se muestra en la Figura 2.8, comentada en detalle en la sección A1.2. Respetando la geometría plana se propone realizar cinco barridos, rotando la ABP sobre uno de sus ejes, controlando la extensión del plano de medida y midiendo en cada plano las dos componentes tangenciales de campo eléctrico, llamadas de forma genérica E_h y E_v . Como resultado se dispone de las componentes de campo E_x , E_y y E_z , distribuidas dos a dos sobre los cinco planos que rodean a la apertura de la ABP en la región $z > 0$.

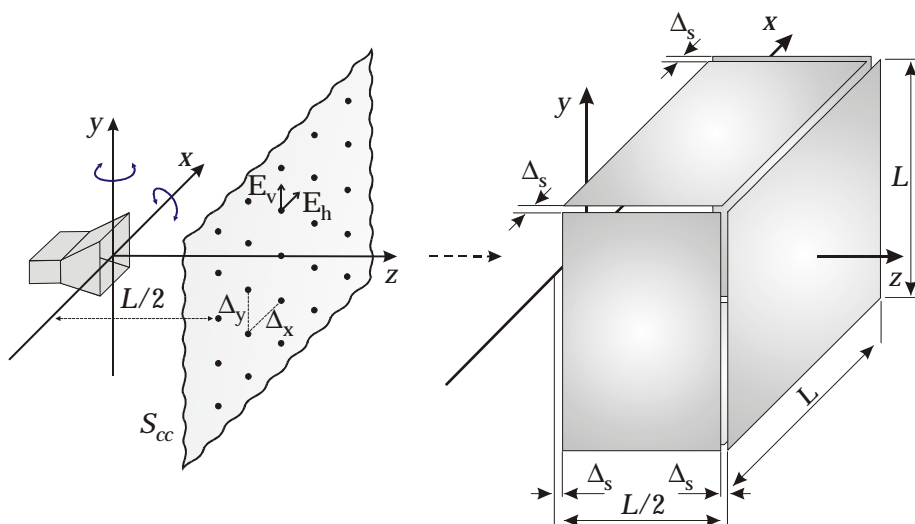


Figura 2.8. Configuración geométrica de la medida en campo cercano en cinco planos.

En este caso particular, al utilizar las tres componentes de campo cercano en el ajuste, el sistema de ecuaciones matricial que relaciona las CME y la información de campo cercano es el que se muestra en (2.31), fruto de fusionar simplemente las expresiones (2.20) y (2.28). Para resolver el sistema de ecuaciones matricial se proponen en los siguientes capítulos diferentes métodos heurísticos de optimización.

El objetivo se centra en optimizar las componentes M_x y M_y para que el error residual entre las muestras de campo cercano utilizadas como referencia y el campo cercano generado por las CME sea mínimo.

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{E}_x &= -\mathbf{G} \times \mathbf{M}_y \\ \mathbf{E}_y &= \mathbf{G} \times \mathbf{M}_x \\ \mathbf{E}_z &= -\mathbf{G}_A \times \mathbf{M}_x + \mathbf{G}_B \times \mathbf{M}_y \end{aligned} \right\} \quad (2.31)$$

Esta nueva variante al método original de transformación de campo ha sido probada de forma teórica con diversas ABPs. En todos los casos investigados se aprecia una sensible mejoría en la reconstrucción del diagrama de radiación al utilizar muestras de campo cercano sobre cinco planos. Fundamentalmente, se detecta una mayor precisión en los lóbulos secundarios para aquellas direcciones de observación en las cuales la extensión del plano S_{cc} hace que la información en un único plano sea insuficiente para reproducir con fidelidad el diagrama de la ABP.

A modo de ejemplo, a continuación se analiza la influencia de la geometría de muestreo en campo cercano considerando como ABP una antena de apertura de $5\lambda \times 5\lambda$ con la distribución de campo expuesta en (2.32), [31]. Se utiliza un modelo equivalente para la fuente formado por 225 parches de corriente, con $N_x=N_y=15$, distribuidos sobre una superficie S_e que coincide con las dimensiones de la apertura. En lo que respecta a la información de campo cercano utilizada como referencia para obtener las componentes de las CME se analizan las dos posibilidades comentadas, considerando muestras de campo en un uno y en cinco planos. Para el muestreo en un único plano se sintetizaron de forma teórica las componentes tangenciales de campo eléctrico en puntos equiespaciados $\lambda/2$ sobre un plano de dimensiones $20\lambda \times 20\lambda$ y separado $z_s=5\lambda$ de la antena de apertura. De acuerdo con la geometría de la Figura 2.8, para el caso del muestreo en cinco planos se consideran $L=16\lambda$ y $\Delta_s=\lambda/4$, con un total de $P=3169$ puntos espaciados $\lambda/2$. Para extraer las CME que mejor representan a la ABP original se utilizó un método de optimización global basado en algoritmos genéticos de codificación binaria.

$$\mathbf{E} = e^{-128(x^2-y^2)} \hat{\mathbf{y}} \quad (2.32)$$

En la Figura 2.9 se muestran para los cortes $\phi=45^\circ$ y $\phi=135^\circ$ las componentes del diagrama de radiación de la antena reconstruido con ambas geometrías de muestreo. Como puede observarse, la información añadida que aporta el muestreo en cinco planos redonda en una mejor síntesis del diagrama, especialmente en aquellas direcciones alejadas del máximo de radiación, hecho este a resaltar cuando se intenta reconstruir el diagrama de radiación de antenas con varios lóbulos laterales, cuya forma y niveles interesa reproducir con exactitud.

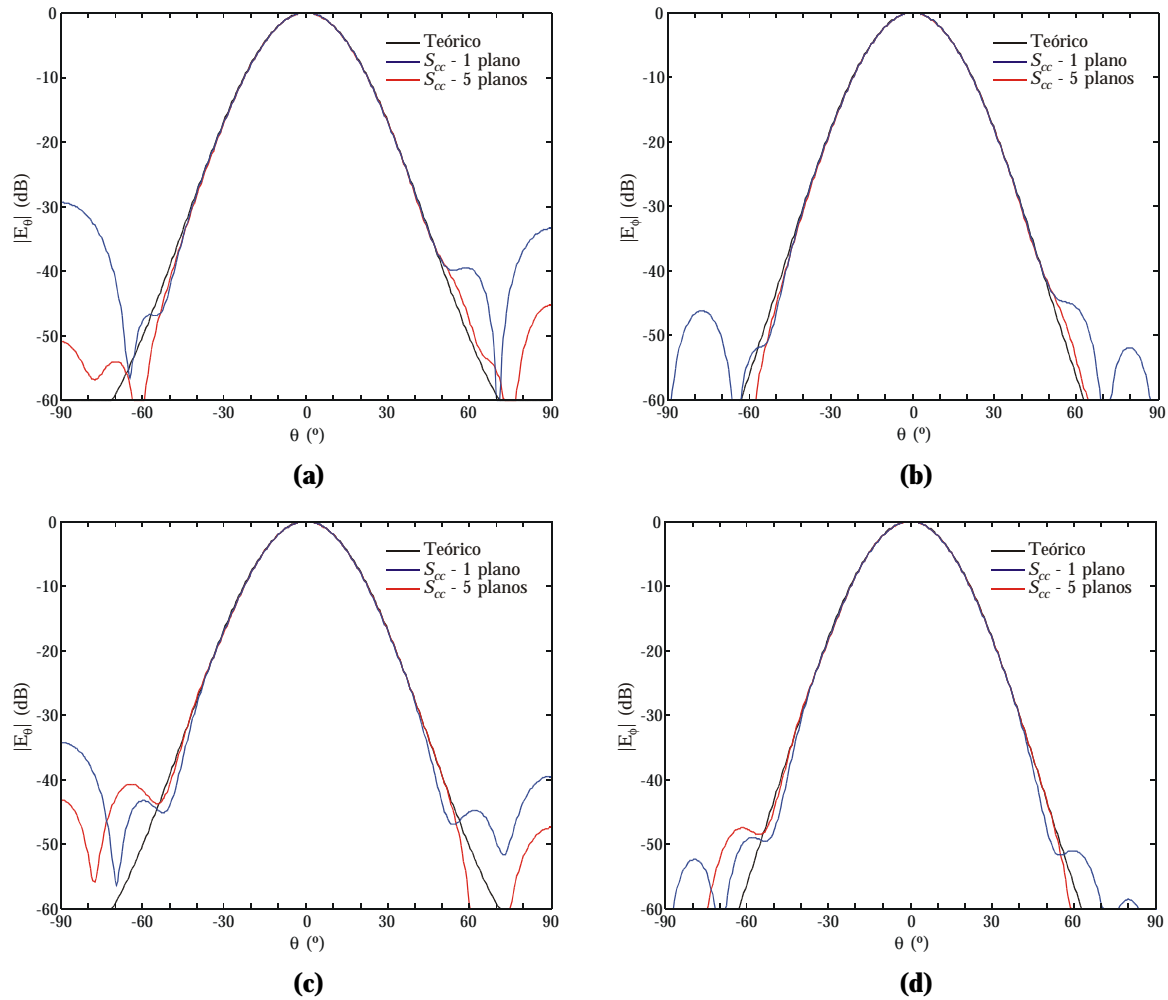


Figura 2.9. Influencia de la geometría de muestreo en la reconstrucción del diagrama de radiación. (a) Corte $\phi=45^\circ$, módulo de la componente E_θ . (b) Corte $\phi=45^\circ$, módulo de la componente E_θ . (c) Corte $\phi=135^\circ$, módulo de la componente E_θ . (d) Corte $\phi=135^\circ$, módulo de la componente E_θ .

2.4 Conclusiones

Haciendo uso de los principios de equivalencia, en este capítulo se ha presentado un método alternativo al clásico que utiliza un modelo equivalente para representar la radiación de la fuente y una formulación en términos de una EICE. Frente al método clásico basado en la expansión del campo en ondas planas, esta variante es mucho más flexible y no contempla, a priori, restricciones en cuanto al muestreo o a la geometría física de medida, siendo posible generalizar su formulación para cualquier geometría. Este método de transformación de campo es el que centra la atención en este trabajo.

Para obtener las CME que mejor representan a la radiación de la ABP se comprobó que métodos como el SVD se muestran muy inestables. Como alternativa,

en esta tesis doctoral se plantea la resolución del problema inverso utilizando diferentes métodos heurísticos, cuyo análisis será objeto de un amplio estudio en los capítulos sucesivos.

En línea con la formulación original y fruto de una aproximación de aquella se plantea la posibilidad de modelar la radiación de la fuente con dipolos elementales, de tal forma que la formulación del método se reduce a la expresión de los campos radiados por un dipolo aislado, acompañado de las correspondientes matrices de rotación y traslación. Conocido el campo radiado por la ABP en cada punto de campo cercano y el campo radiado por cada dipolo en dicho punto, pueden utilizarse los mismos métodos heurísticos para optimizar la excitación de cada dipolo del modelo equivalente, de tal forma que todo el conjunto radie lo más parecido posible a la fuente original.

En lo que respecta al método original de la EICE, en este capítulo se han propuesto dos mejoras tendentes a mitigar los errores de ajuste en campo lejano. Por un lado, se demostró que al recuperar la componente E_z de campo eléctrico para cada punto de observación en campo lejano y utilizarla en la representación de los campos, se obtiene una cierta mejora en el ajuste de los lóbulos laterales de la componente E_θ . Adicionalmente, combinando la rotación de la ABP con un control sobre las dimensiones del plano de medida se propone el muestreo en campo cercano en cinco planos como una vía para suministrar al método información extra respecto al caso de medida en un único plano. Aunque desde un punto de vista práctico la medida se complica, los resultados teóricos obtenidos demuestran la utilidad del muestreo en cinco planos. En capítulos sucesivos y salvo que se indique lo contrario se considerarán ambas modificaciones.

2.5 Bibliografía

- [1] A.D. Yaghjian, "An overview of near-field antenna measurements", *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, Vol. 34, No. 1, January 1986, pp. 30-45.
- [2] G.E. Evans, "Antenna measurement techniques", Artech House, Boston, 1990.
- [3] J.A. Fordham, "An introduction to antenna test ranges, measurement and instrumentation", <http://www.mi-technologies.com/literature/mag2.pdf>
- [4] J.D. Kraus, "Antennas", McGraw-Hill, 2nd Ed., New York, 1988.
- [5] A. Cardama, L. Jofre, J.M. Rius, J. Romeu, S. Blanch, "Antenas", Ediciones UPC, Barcelona, 1993.
- [6] "Special issue on near-field scanning techniques", *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, Vol. 36, No. 6, June 1988.
- [7] D. Slater, "Near-field antenna measurements", Artech House, Boston, 1991.

- [8] <http://www.nearfield.com>
- [9] D.T. Paris, W.M. Leach, E.B. Joy, "Basic theory of probe compensated near-field measurements", *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, Vol. 26, No. 3, May 1978, pp. 373-379.
- [10] M. Mostafavi, J-C. Bolomey, D. Picard, "Far-field accuracy investigation using modulated scattering technique for fast near-field measurements", *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, Vol. 33, No. 3, March 1985, pp. 279-285.
- [11] J-C. Bolomey, F. E. Gardiol, "Engineering applications of the modulated scatterer technique", Artech House, Boston, 2001.
- [12] J-C. Bolomey, B.J. Cown, G. Fine, L. Jofre, M. Mostafavi, D. Picard, J.P. Estrada, P.G. Friederich, F.L. Cain, "Rapid near-field antenna testing via arrays of modulated scattering probes", *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, Vol. 36, No. 6, June 1988, pp. 804-814.
- [13] J.E. Hansen, "Spherical near-field antenna measurements", IEE Electromagnetic Waves Series 26, Peter Peregrinus, London, 1988.
- [14] P. Petre, T.K. Sarkar, S. Ponnappalli, B. Szekeres, "Integral equation solution for near-field to far-field transformation", *Proceedings of the IEEE International Conference on Computation in Electromagnetics*, London (United Kingdom), November 1991, pp. 218-221.
- [15] P. Petre, T.K. Sarkar, "Planar near-field to far-field transformation using an equivalent magnetic current approach", *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, Vol. 40, No. 11, November 1992, pp. 1348-1356.
- [16] P. Petre, T.K. Sarkar, "Planar near-field to far-field transformation using an array of dipole probes", *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, Vol. 42, No. 4, April 1994, pp. 534-537.
- [17] A. Taaghoul, T.K. Sarkar, "Near-field to near/far-field transformation for arbitrary near-field geometry, utilizing an equivalent magnetic current", *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, Vol. 38, No. 3, August 1996, pp. 536-542.
- [18] T.K. Sarkar, A. Taaghoul, "Near-field to near/far-field transformation for arbitrary near-field geometry utilizing an equivalent current and MoM", *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, Vol. 47, No. 3, March 1999, pp. 566-573.
- [19] F. Las-Heras, "Sequential reconstruction of equivalent currents from cylindrical near field", *Electronics Letters*, Vol. 35, No. 3, February 1999, pp. 211-212.
- [20] F. Las-Heras, "Radial field retrieval for current reconstruction from spherical acquisition", *Electronics Letters*, Vol. 36, No. 10, May 2000, pp. 867-868.
- [21] F. Las-Heras, T.K. Sarkar, "Radial field retrieval in spherical scanning for current reconstruction and NF-FF transformation", *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, Vol. 50, No. 6, June 2002, pp. 866-874.
- [22] F. Las-Heras, T.K. Sarkar, "Efficient near-field to far-field transformation techniques for antenna measurements", March 2002,

<http://www.techonline.com>

- [23] R.G. Yaccarino, Y. Rahmat-Samii, “Phaseless bi-polar planar near-field measurements and diagnostics of array antennas”, *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, Vol. 47, No. 3, March 1999, pp. 574-583.
- [24] O.M. Bucci, G. D’Elia, G. Leone, R. Pierri, “Far-field pattern determination from the near-field amplitude on two surfaces”, *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, Vol. 38, No. 11, November 1990, pp. 1772-1779.
- [25] T. Isernia, G. Leone, R. Pierri, “Radiation pattern evaluation from near-field intensities on planes”, *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, Vol. 44, No. 5, May 1996, pp. 701-710.
- [26] R. Pierri, G. D’Elia, F. Soldovieri, “A two probes scanning phaseless near-field far-field transformation technique”, *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, Vol. 47, No. 5, May 1999, pp. 792-802.
- [27] F. Las-Heras, T.K. Sarkar, “A direct optimization approach for source reconstruction and NF-FF transformation using amplitude-only data”, *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, Vol. 50, No. 4, April 2002, pp. 500-510.
- [28] J.J.H. Wang, “An examination of the theory and practices of planar near-field measurement”, *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, Vol. 36, No. 6, June 1988, pp. 746-753.
- [29] M. Hajian, L.P. Ligthart and M. Tian, “The theory and practice of planar near-field measurements at Delf University of technology”, *Proceedings of the IEEE Instrumentation and Measurement Technology Conference*, Budapest (Hungary), May 1993, pp. 191-196.
- [30] E.O. Brigham, “The fast Fourier transform and its applications”, Prentice-Hall, New Jersey, 1988.
- [31] H. Hongfei, F. Demin, “A near-field diagnostic technique based on equivalent magnetic currents”, *Proceedings of the International Symposium on Antennas, Propagation and EM Theory*, Beijing (China), August 2000, pp. 508-511.
- [32] C.A. Balanis, “Antenna theory, analysis and design”, John Wiley & Sons, New York, 1997.
- [33] G.H. Golub, C. van Loan, “Matrix computations”, The Johns Hopkins University Press, 3rd Ed., Maryland, 1996.
- [34] W.H. Press, S.A. Teukolsky, W.T. Vetterling, B.P. Flannery, “Numerical recipes in Fortran 77, the art of scientific computing”, Cambridge University Press, 2nd Edition, New York, 1992.

