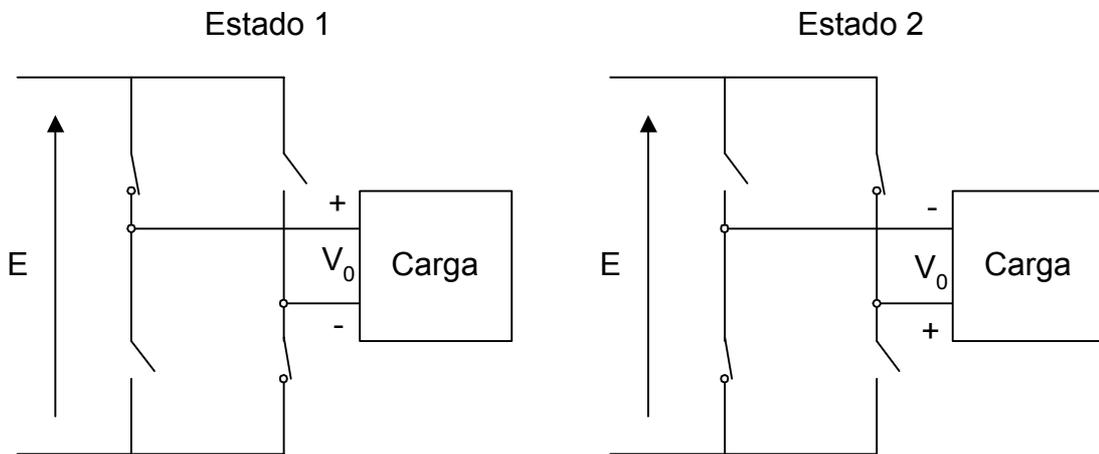


### 3.2.- ESTUDIO DEL ONDULATOR MONOFÁSICO

En este Apartado se analizan las perturbaciones generadas por el ondulator monofásico. La razón por la cual se ha elegido la configuración monofásica para validar el modelo es su mayor simplicidad, conservando todos los elementos significativos del problema, de forma que permite su extensión al caso trifásico de forma sencilla. En este sentido, el Capítulo 5 está dedicado al estudio de dos modulaciones trifásicas diferentes utilizando la misma metodología que la desarrollada en el presente Capítulo.

La configuración experimental empleada es la que se describe en el Apartado 1.2.2.1. El inversor fue controlado mediante una modulación senoidal bipolar de tensión. El puente fue conmutado entre los estados 1 y 2 que aparecen en la Figura 3.22

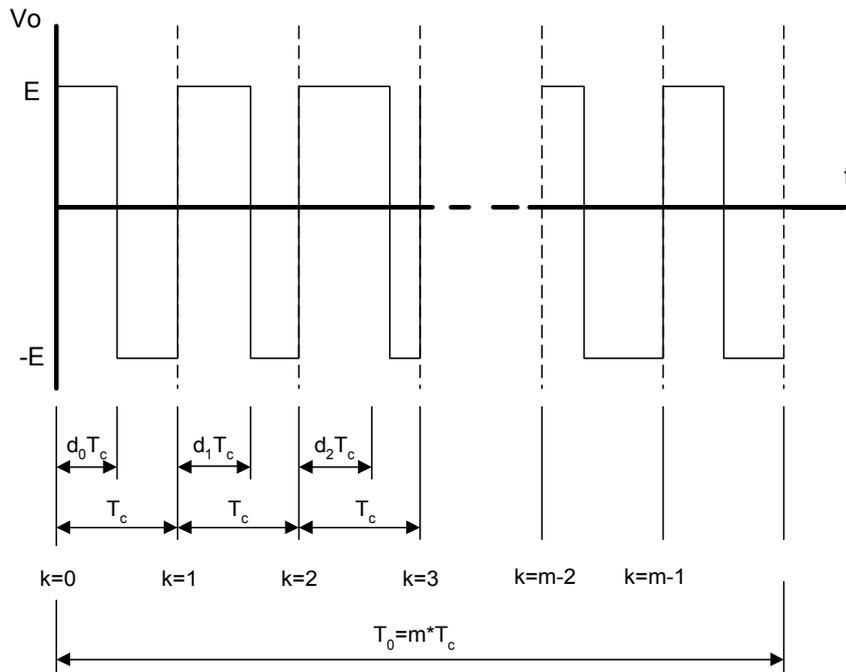


**Fig. 3.22** Estados del puente inversor

El procedimiento para obtener la modulación fue el siguiente: se dividió el periodo fundamental de la onda de tensión que se deseaba conseguir en un número entero de partes,  $m$ , y a cada uno de ellos se le asignó un ciclo de trabajo,  $d_k$ , que variaba según un patrón senoidal. La ecuación empleada para la obtención del vector de ciclos de trabajo  $d_k$  es:

$$d_k = \frac{1}{2} \left( 1 + F_a \sin\left(\frac{\omega_0 T_0 k}{m}\right) \right) \quad (3.30)$$

Si aceptamos que las conmutaciones entre los estados 1 y 2 se realizan de forma instantánea o, lo que es lo mismo, con una pendiente de tensión infinita, la tensión aplicada a la carga por el inversor puede modelarse matemáticamente como una suma de funciones escalón decaladas convenientemente para conseguir el efecto de la modulación senoidal deseada, tal como muestra la Figura 3.23



**Fig. 3.23** Tensión de salida del inversor (pendientes infinitas)

En este caso la expresión que describe la tensión de salida del inversor es:

$$V_0(t) = E \left[ u(t) - 2u(t - d_0 T_c) + 2 \sum_{k=1}^{k=m-1} [u(t - k T_c) - u(t - (k + d_k) T_c)] \right] \quad (3.31)$$

Para obtener una expresión mas compacta de la tensión sumaremos a la expresión (3.31) un término de continua igual a  $E$ . De esta forma la ecuación de la tensión de salida del inversor será:

$$V_0(t) = 2E \sum_{k=0}^{k=m-1} [u(t - k T_c) - u(t - (k + d_k) T_c)] \quad (3.32)$$

Esta modificación no altera los resultados del estudio puesto que no influye en el espectro frecuencial de la señal considerada. Dicho de otro modo, la componente continua está fuera del margen de frecuencias de nuestro interés.

De todas formas este modelo no deja de ser muy aproximado ya que ignora los tiempos de transición entre estados. Precisamente el valor de estos tiempos tiene una gran influencia sobre el espectro de la señal, tal como se apuntó en el Capítulo 1. Por lo tanto, una mejora que se puede introducir en el modelo es considerar tanto el tiempo de subida,  $t_r$ , como el de bajada,  $t_f$ . En la Figura 3.24 aparece un periodo de conmutación en los que se divide la onda fundamental del tensión de salida del inversor.

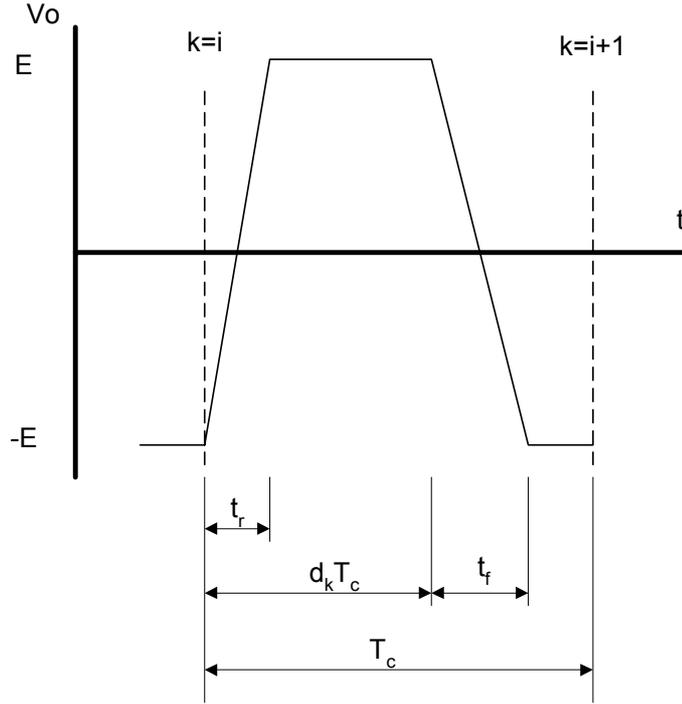


Fig. 3.24 Detalle de la tensión de salida del inversor (pendientes finitas)

La nueva ecuación que describe la tensión de salida del inversor teniendo en cuenta los tiempos finitos de transición es:

$$V_0(t) = 2E \sum_{k=0}^{k=m-1} \left[ \frac{1}{t_r} (u(t - kT_c)(t - kT_c) + u(t - kT_c - t_r)(kT_c + t_r - t)) + \frac{1}{t_f} (u(t - (k + d_k)T_c)((k + d_k)T_c - t) + u(t - (k + d_k)T_c - t_f)(t - (k + d_k)T_c - t_f)) \right] \quad (3.33)$$

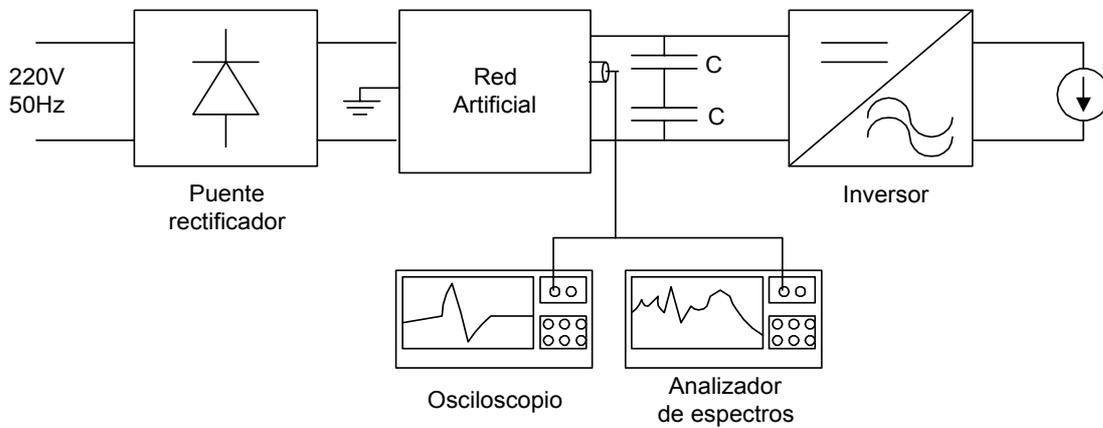
Para obtener la expresión frecuencial de la tensión de salida del ondulator,  $V_0(j\omega)$ , basta con aplicar las transformaciones apuntadas en el Apartado 1.3.3 del Capítulo 1. De esta forma se obtiene:

$$V_0(n\omega_0) = \frac{2E}{jn\omega_0} \sum_{k=0}^{k=m-1} \left( e^{-jkT_cn\omega_0} \left( \frac{1}{jn\omega_0 t_r} (1 - e^{-jt_r n\omega_0}) + \frac{e^{-jd_k T_c n\omega_0}}{jn\omega_0 t_f} (e^{-jt_f n\omega_0} - 1) + e^{-jt_r n\omega_0} \left( 1 + \frac{kT_c}{t_r} - \frac{kT_c}{t_r} + e^{-jd_k T_c n\omega_0} \left( \frac{(k + d_k)T_c}{t_f} - e^{-jt_f n\omega_0} \left( 1 + \frac{(k + d_k)T_c}{t_f} \right) \right) \right) \right) \right) \quad (3.34)$$

en donde  $\omega_0$  es la pulsación fundamental de la tensión de salida del ondulator  $V_0$ . La expresión (3.34) permite determinar el espectro de la tensión de salida del ondulator  $V_0$  en función de los parámetros de la modulación  $d_k$ ,  $t_r$  y  $t_f$ . Obsérvese que se trata de un espectro discreto, es decir, solo tenemos valor del espectro en las frecuencias múltiplo de la fundamental.

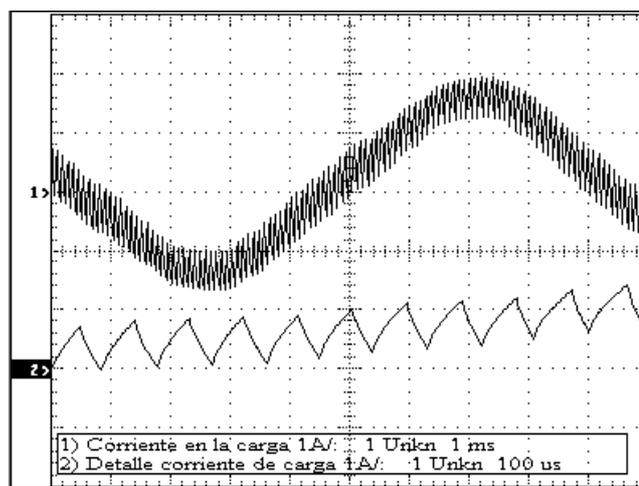
### 3.2.1.- Observaciones experimentales

En este Apartado se presentan las medidas experimentales obtenidas en la configuración experimental descrita en el Apartado 1.2.2.1. Por comodidad se repite aquí la Figura 1.4, que esquematiza la disposición de los equipos.



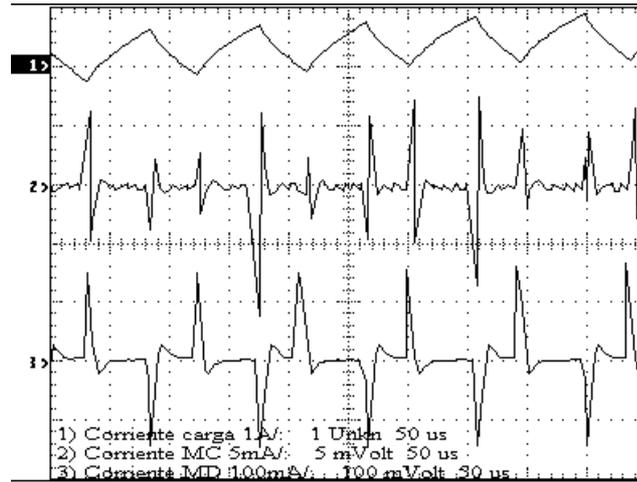
**Fig. 3.25** Disposición experimental para la medida de perturbaciones generadas por el ondulator

Las medidas de corriente en MC y MD se tomaron entre la red artificial y los condensadores del DC bus. En otras palabras, se ha considerado que los condensadores del DC bus forman parte del ondulator. En la Figura 3.26 aparece la corriente que circula por la carga. En el trazo inferior aparece un detalle de la misma corriente en el que se aprecia que la frecuencia de conmutación es de 10kHz y la fundamental de salida de 100Hz aproximadamente. La tensión en el DC bus era de 311V y el índice de modulación de amplitud es 0,5.



**Fig. 3.26** Corriente en la carga

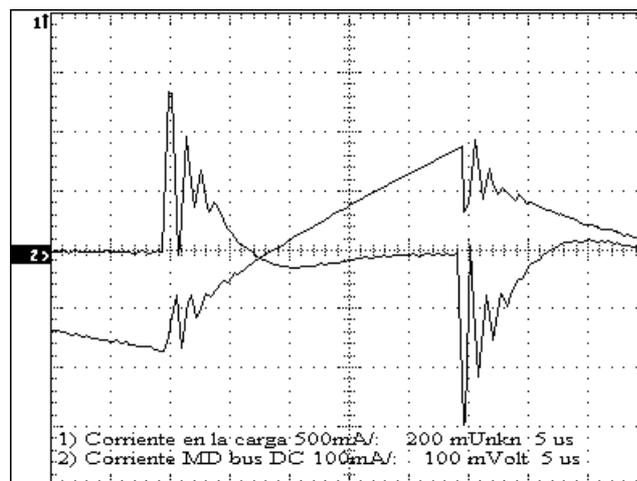
En la Figura 3.27 aparecen las corrientes en MC y MD en la carga junto con un detalle de la corriente en la carga. Se puede comprobar como los picos de corriente en MD y MC coinciden con las conmutaciones del ondulator.



**Fig. 3.27** Corrientes en MC y MD en el lado de la carga

A diferencia de lo observado en el rectificador, en el caso del ondulator la contribución del MC no es despreciable. Este hecho no resulta sorprendente si se tiene en cuenta que en el ondulator sí tienen lugar conmutaciones forzadas con grandes gradientes de tensión que excitarán las impedancias parásitas entre las partes activas del sistema y el retorno, dando lugar a la circulación de corrientes en modo común.

Por otra parte, también se advierte el carácter repetitivo pero no periódico de las corrientes perturbadoras. Cada uno de los impulsos responde a la misma estructura, pero no son perfectamente repetitivos. Este fenómeno, que ya se puso de manifiesto en el caso del rectificador, es incluso más acusado como consecuencia del efecto de la modulación. Para observar con mayor detalle las corrientes perturbadoras se han representado las corrientes en MD y MC junto con la corriente en la carga en las Figuras 3.28 y 3.29 respectivamente. En este caso las corrientes perturbadoras se han medido en el DC bus.



**Fig. 3.28** Detalles de la corriente en MD en el DC bus y de la corriente en la carga

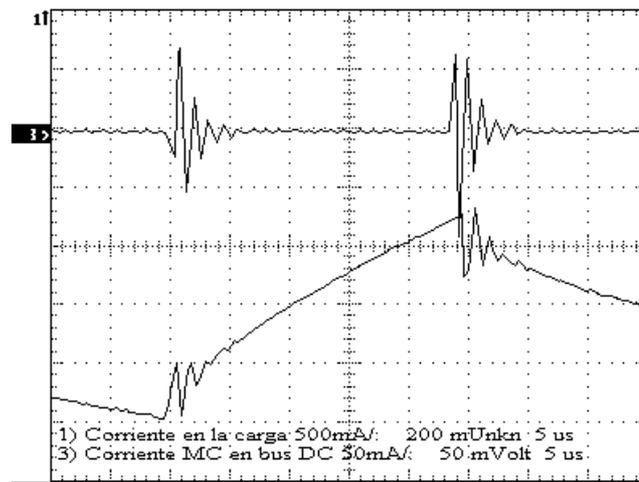


Fig. 3.29 Detalles de la corriente en MC en el DC bus y de la corriente en la carga

En la Figura 3.30 aparece el registro temporal de la salida de tensión de la red artificial.

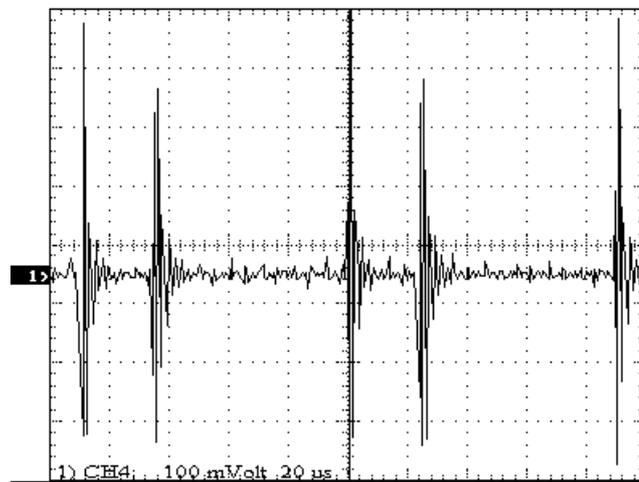


Fig. 3.30 Tensión de salida de la red artificial

En cuanto a los resultados en el dominio frecuencial se mostrarán las siguientes medidas:

- Figura 3.31: Corriente en MC en el DC bus (Banda B)
- Figura 3.32: Corriente en MD en el DC bus (Banda B)
- Figura 3.33: Corriente en MC en el DC bus (Banda A)
- Figura 3.34: Corriente en MD en el DC bus (Banda A)

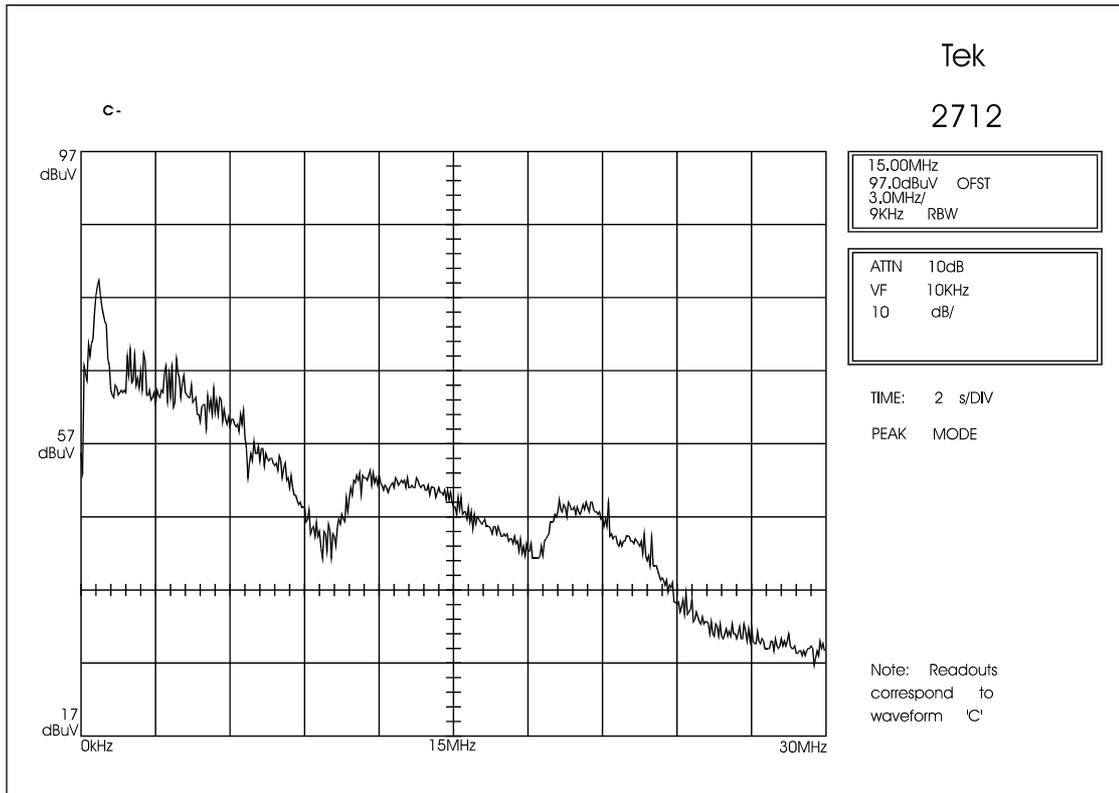


Fig. 3.31 Corriente en MC en el DC bus (Banda B)

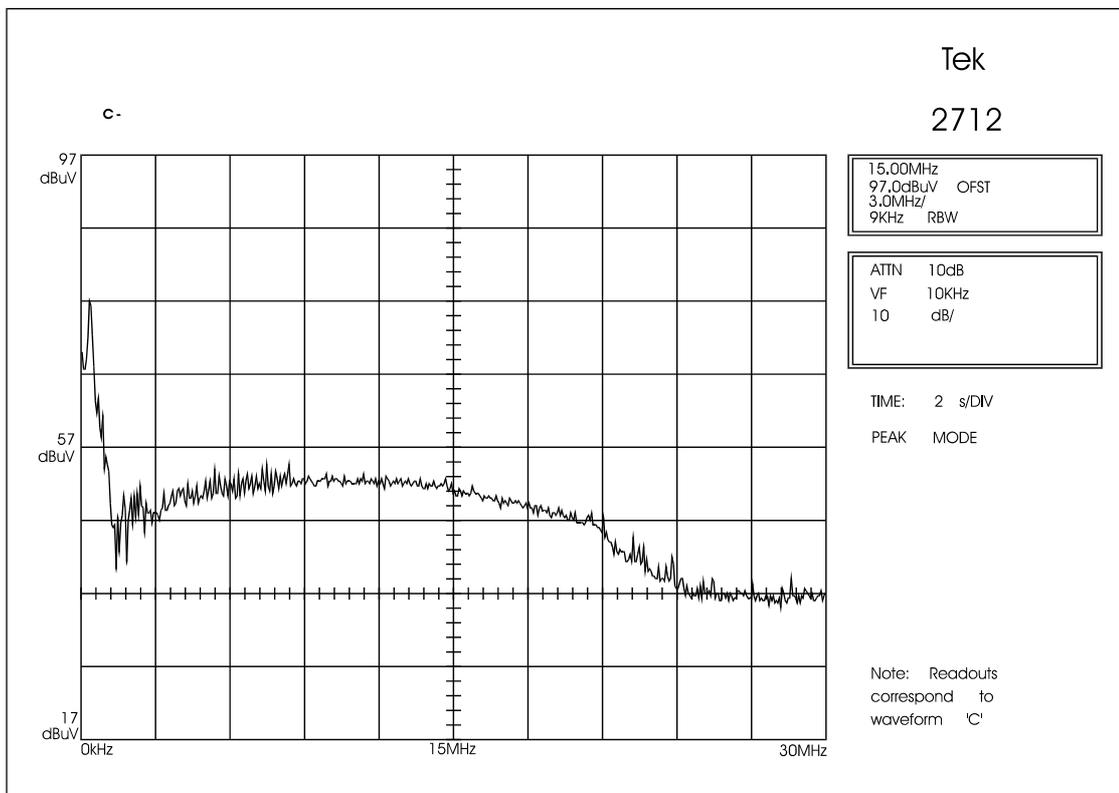


Fig. 3.32 Corriente en MD en el DC bus (Banda B)

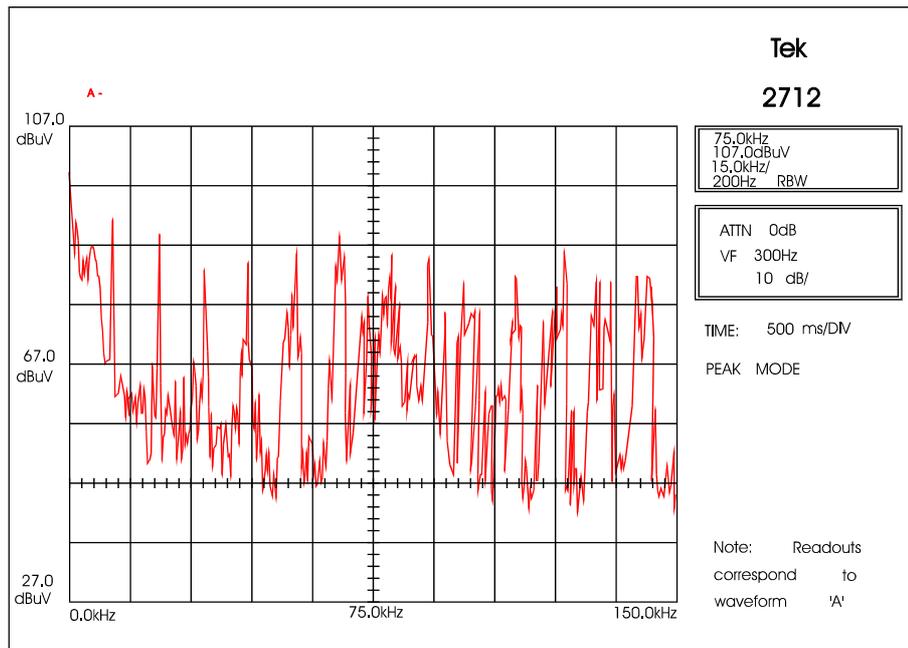


Fig. 3.33 Corriente en MC en el DC bus (Banda A)

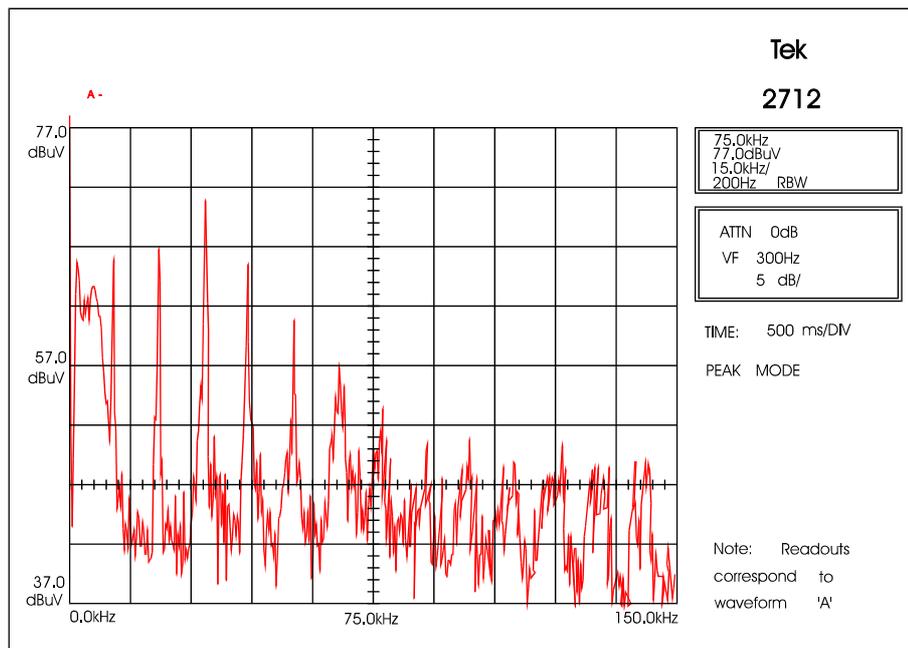
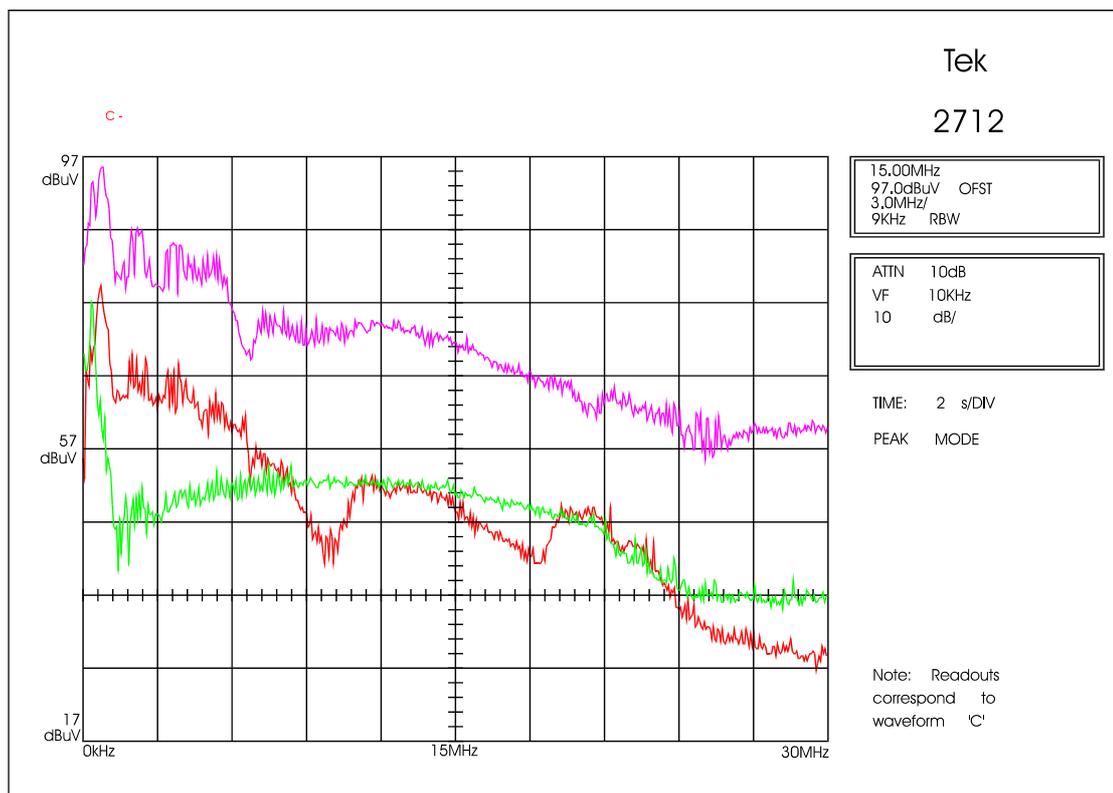


Fig. 3.34 Corriente en MD en el DC bus (Banda A)

En la Figura 3.35 se han representado en los mismos ejes las Figuras 3.31, 3.32 y la salida de la red artificial con el objetivo de ilustrar la eficacia de la pinza de corriente como medio discriminación de los modos de propagación. Como se puede observar, el modo común es dominante para frecuencias inferiores a los 9MHz. A partir de esa frecuencia y hasta los 30MHz, la contribución de ambos modos de propagación al nivel global de perturbación es similar, con un ligero predominio del modo diferencial en algunas frecuencias.



**Fig. 3.35** Medidas en Banda B

(Rojo: Corriente MC en DC bus, Verde: Corriente MD en DC bus, Violeta: Salida de la red artificial)

La razón por la que el modo común sea dominante en la parte baja del espectro puede explicarse por el hecho de que es en esa zona del espectro dónde todavía son significativos los primeros armónicos de la frecuencia de conmutación del ondulator. En cuanto al modo diferencial, se aprecia claramente el efecto del condensador de desacoplo del DC bus. Tal como se vio en el Apartado 2.2.1 del Capítulo 2, este condensador presenta una frecuencia de resonancia alrededor de 1MHz, que aparece claramente reflejada en la Figura 3.35.

### 3.2.2.- Modelado de la fuente de perturbaciones

El objetivo de este Apartado es determinar un modelo de la fuente de excitación de las perturbaciones, identificando los parámetros temporales que tengan una influencia sobre el contenido espectral de la fuente.

La señal sobre la que centraremos nuestro estudio es la señal cuadrada de un cierto ciclo de trabajo  $d$ . Para poder reflejar mas fielmente una conmutación simplificada se tendrán en cuenta los tiempos de conmutación de subida,  $t_r$ , y de bajada  $t_f$ . La señal base del estudio es pues de forma trapezoidal y caracterizada por un periodo  $T_0$ , un amplitud  $A$ , unos tiempos de subida y bajada,  $t_r$  y  $t_f$ , y un ciclo de trabajo  $d$ , definido según la expresión:

$$d = \frac{\tau}{T_0} \quad (3.35)$$

en donde  $\tau$  es la anchura del pulso medido al 50% de  $A$ . Dicha señal, ya considerada en el Capítulo 1, se representa en la Figura 3.36.

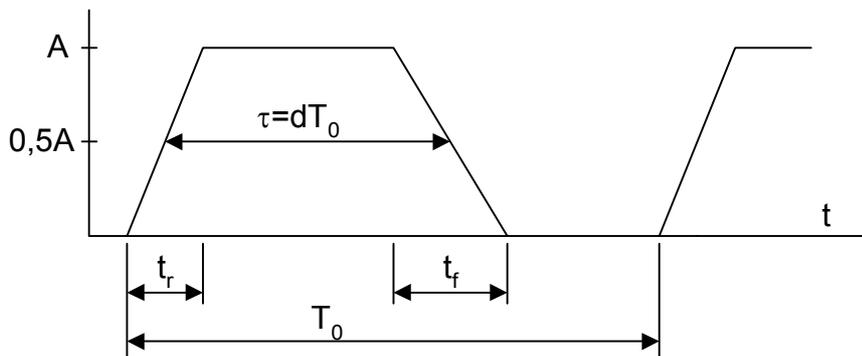


Fig. 3.36 Función trapezoidal

En primer lugar, hay que hacer notar que el valor medio de la señal carece de importancia para este estudio, por lo que será ignorado.

La expresión de la amplitud de las componentes espectrales de la señal representada en la Figura 3.36 en función de sus parámetros temporales es:

$$A_n = \frac{A}{\pi n} \sqrt{\text{sinc}^2(\pi n \alpha_r) + \text{sinc}^2(\pi n \alpha_f) - 2 \text{sinc}(\pi n \alpha_r) \text{sinc}(\pi n \alpha_f) \cos(\pi n (2d + \alpha_f - \alpha_r))} \quad (3.36)$$

en donde

$$\text{sinc}(x) = \frac{\sin(x)}{x} \quad (3.37)$$

$$\alpha_r = \frac{t_r}{T_0} \quad (3.38)$$

$$\alpha_f = \frac{t_f}{T_0} \quad (3.39)$$

$$n = 1, 2, 3, \dots$$

### 3.2.2.1.- Efecto del ciclo de trabajo

Para estudiar el efecto de las variaciones del ciclo de trabajo  $d$  sobre el contenido espectral de la fuente de perturbaciones consideraremos en primer lugar el caso de pendientes infinitas. La expresión (3.36) se puede particularizar para el caso de pendientes infinitas haciendo:

$$t_r = t_f = 0 \Rightarrow \alpha_r = \alpha_f = 0 \quad (3.40)$$

con lo que la expresión (3.36) se convierte entonces en:

$$A_n = 2dA |sinc(\pi nd)| \quad (3.41)$$

El caso mas simple, aunque no por ello menos interesante, es considerar  $d=0,5$ . En este caso la expresión (3.41) queda reducida a:

$$A_n(d = 0,5) = \frac{2A}{\pi n} \left| \sin\left(n \frac{\pi}{2}\right) \right| \quad (3.42)$$

Según la ecuación (3.42), cuando  $d=0,5$ , los armónicos de orden par desaparecen y el espectro frecuencial está formado únicamente por rayas espectrales de orden impar. Sin embargo, una señal real nunca tendrá un ciclo de trabajo  $d$  exactamente igual a 0,5, por lo que aunque su contribución sea débil, las rayas espectrales de orden par siempre estarán presentes en el espectro. Para estudiar el efecto sobre el contenido espectral de la inexactitud en el ciclo de trabajo  $d$ , consideraremos ahora que el parámetro  $d$  toma el valor:

$$d' = 0,5 + \Delta d \quad (3.43)$$

Con este nuevo valor del ciclo de trabajo, se reescribe la expresión (3.42) en la forma:

$$A_n(d') = \frac{2A}{\pi n} |sinc(\pi nd')| \quad (3.44)$$

$$A_n(d') = \frac{2A}{\pi n} \left| \sin\left(\frac{\pi}{2} n\right) \cos(\pi n \Delta d) + \cos\left(\frac{\pi}{2} n\right) \sin(\pi n \Delta d) \right| \quad (3.45)$$

De la expresión (3.45) se desprende que los armónicos impares estarán ponderados por un coeficiente de valor:

$$\cos(\pi n \Delta d) \quad (3.46)$$

mientras que los armónicos de orden par estarán afectados por el factor:

$$\sin(\pi n \Delta d) \quad (3.47)$$

A la vista de los dos factores de ponderación se puede afirmar que un pequeño cambio en el ciclo de trabajo  $d$  cuando éste es de 0,5 afectará muy poco a los armónicos de orden impar, mientras que los de orden par sufrirán cambios sustanciales. Esto es así porque el factor de ponderación de las rayas impares corresponde a una pequeña variación alrededor del origen de una función coseno (con una tangente en el origen de pendiente cero), mientras que el factor de las rayas pares corresponde a una variación alrededor del origen de una función seno.

Este pequeño estudio pone de manifiesto consecuencias prácticas importantes. Por ejemplo, en un sistema en el que los armónicos dominantes sean los pares, la repetibilidad de la medida es prácticamente inalcanzable puesto que la mas mínima variación del entorno puede repercutir fuertemente en la lectura. Este es por tanto, otro factor que se añade a los expuestos en el Capítulo 2 y que explican la dispersión en las medidas.

Para continuar el estudio del efecto de las variaciones en el parámetro  $d$ , consideraremos el caso de pendientes finitas, con tiempos de subida y bajada iguales. Es decir:

$$t_r = t_f \Rightarrow \alpha_r = \alpha_f = \alpha \quad (3.48)$$

En este caso, la expresión (3.36) se convierte en:

$$A_n = 2A \left| \frac{\sin(\pi n d)}{\pi n} \right| |\text{sinc}(\pi n \alpha)| \quad (3.49)$$

Cuando se representa el espectro en escala logarítmica, la expresión (3.49) se convierte en:

$$(A_n)_{dB} = 20 \log(2A) + 20 \log \left| \frac{\sin(\pi n d)}{\pi n} \right| + 20 \log |\text{sinc}(\pi n \alpha)| \quad (3.50)$$

El segundo término de la expresión (3.50) está formado por tres sumandos. El primero de ellos es constante y depende únicamente de la amplitud  $A$ . El segundo término es función del ciclo de trabajo  $d$ , mientras que el tercero es función de los tiempos de transición entre estados. De la expresión (3.50) nos interesa ahora el término en el que aparece el parámetro  $d$ :

$$(A_{n,d})_{dB} = 20 \log \left| \frac{\sin(\pi n d)}{\pi n} \right| \quad (3.51)$$

La expresión (3.51) tiene un máximo para  $d=0,5$ , es decir, para cualquier otro valor diferente de 0,5, las amplitudes de las rayas espectrales de orden impar son siempre inferiores a las del caso  $d=0,5$ . En cuanto a las rayas de orden par, no existen para  $d=0,5$ , y para otros valores de  $d$  siempre son inferiores a la asíntota.

Para calcular la atenuación que sufre cada componente armónica en relación al caso extremo de  $d=0,5$  definimos:

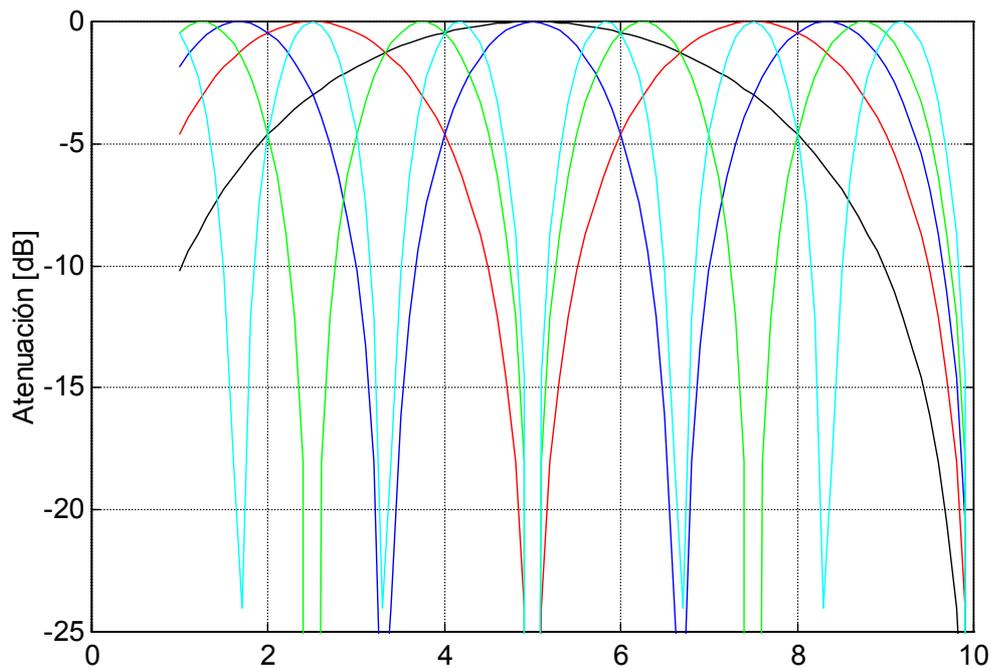
$$(A_{n,d})_{dB} = (A_{n,0,5})_{dB} + \Delta(A_n)_{dB} \quad (3.52)$$

en donde

$$(A_{n,0,5})_{dB} = 20 \log \left| \frac{1}{\pi n} \right| \quad (3.53)$$

$$\Delta(A_n)_{dB} = 20 \log |\sin(\pi n d)| \quad (3.54)$$

Puesto que en la expresión (3.54) el argumento de la función logaritmo es inferior a la unidad para cualquier valor de  $d$ , el resultado de dicha expresión siempre será negativo. La representación gráfica de la expresión (3.54) para los 10 primeros armónicos aparece en la Figura 3.37.



**Fig. 3.37** Atenuación de las componentes espectrales para diferentes valores de  $d$ , en relación a  $d=0,5$   
(Negro  $d=0,1$  ; Rojo  $d=0,2$  ; Azul  $d=0,3$  ; Verde  $d=0,4$  ; Cyan:  $d=0,6$ )

Se comprueba que siempre la amplitud de las componentes espectrales es inferior al valor obtenido con  $d=0,5$ . Un cambio en  $d$  respecto del valor 0,5 comporta una atenuación global del espectro, aunque siempre existirá algún armónico que seguirá alcanzando la amplitud máxima correspondiente al caso de  $d=0,5$ .

Para dejar más claro este punto, en la Figura 3.38 se compara la expresión (3.51) para los casos de  $d=0,5$  y  $d=0,1$ .

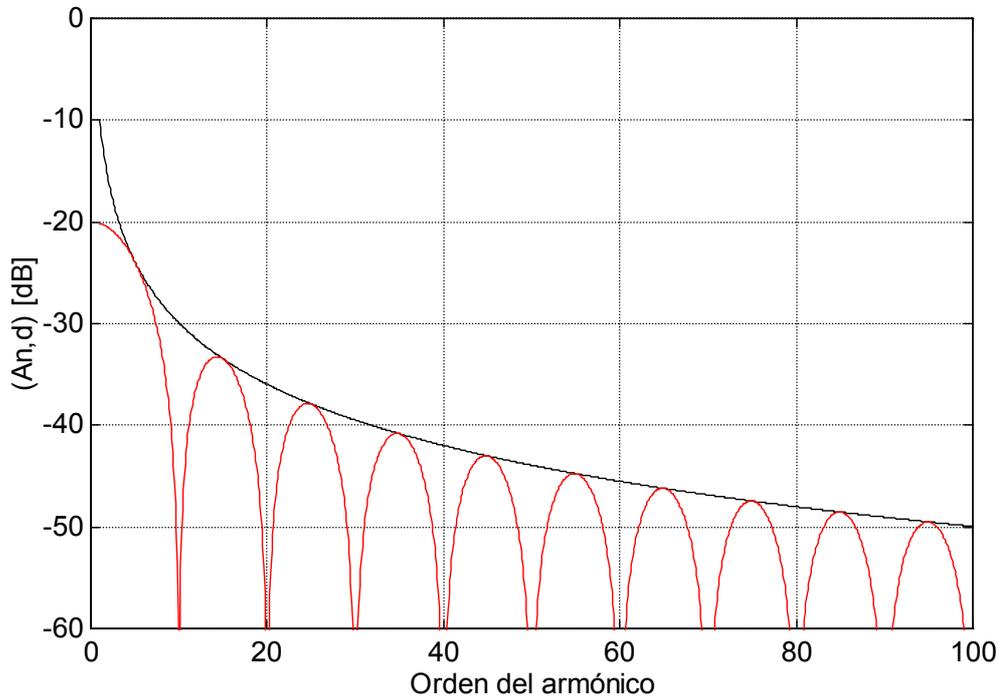
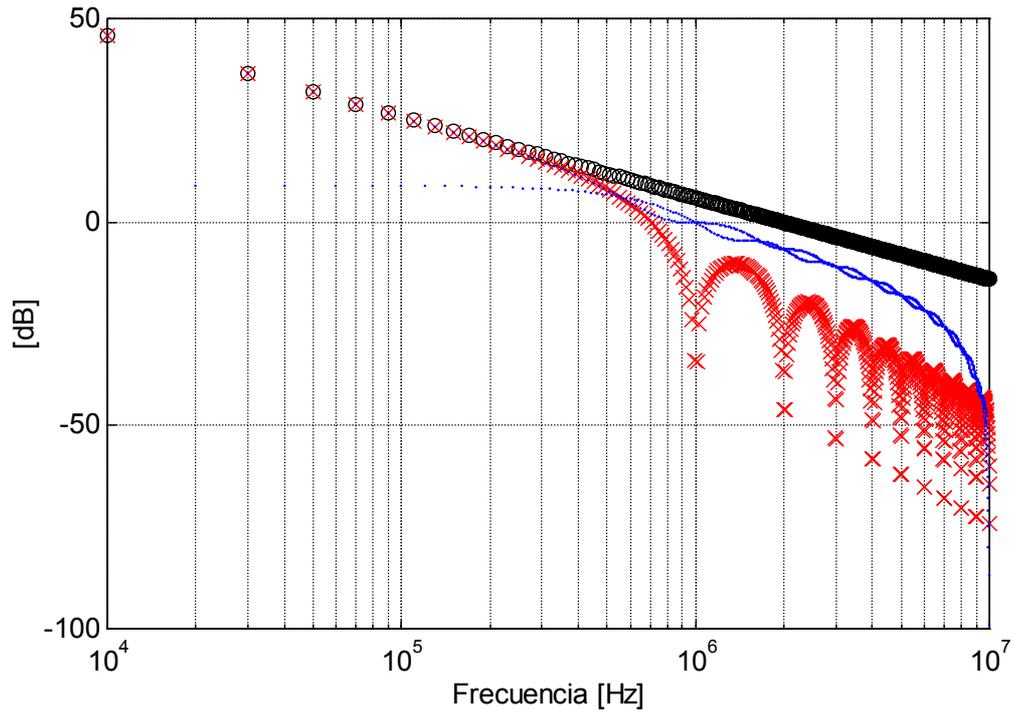


Fig. 3.38 Evaluación de la expresión (3.51) para  $d=0,5$  (negro) y  $d=0,1$  (rojo)

Como se puede observar, hay una reducción en la amplitud del espectro para casi todos los armónicos. Sin embargo, para unos armónicos determinados, no se observa reducción alguna. De este resultado se desprende que estudiando el caso de  $d=0,5$  se obtendrá una cota máxima del espectro, de forma que si  $d$  toma cualquier otro valor, siempre el espectro se encontrará por debajo de esta cota.

### 3.2.2.2.- Efecto de los tiempos de transición

En el apartado anterior para llevar a cabo el estudio de la influencia del ciclo de trabajo  $d$  sobre el espectro se ha considerado que las dos tiempos de transición,  $t_r$  y  $t_f$  eran iguales. Por supuesto, en un caso real esto no será así y se tendrá, con carácter general, que  $t_r \neq t_f$ . En ese caso, el espectro de la onda cuadrada para frecuencias superiores a la del segundo polo de atenuación estará confinada entre dos cotas, una mínima y otra máxima. La cota máxima la define la pendiente de la onda con pendientes infinitas, es decir, con tiempos de transición cero ( $t_r = t_f = 0$ ). La cota mínima la marca el caso en el que los dos tiempos de transición son iguales ( $t_r = t_f$ ). Esto queda ilustrado en la Figura 3.39, en la que se representan los espectros de una onda cuadrada de 10kHz de frecuencia fundamental y ciclo de trabajo  $d=0,5$  con diferentes tiempos de transición. En trazo negro aparece el caso de transiciones de pendiente infinita ( $t_r = t_f = 0$ ), en rojo el caso de pendientes iguales ( $t_r = t_f = 1\mu s$ ) y en azul el caso de pendientes diferentes ( $t_r = 100ns ; t_f = 1\mu s$ ).



**Fig. 3.39** Influencia de las pendientes sobre el espectro

(Negro:  $t_r = t_f = 0$  ; Rojo:  $t_r = t_f = 1 \mu s$  ; Azul:  $t_r = 100 ns$   $t_f = 1 \mu s$  )

En el caso considerado en la Figura 3.39, el primer polo de atenuación se encuentra en 6,36kHz (recuérdese que viene fijado por el ciclo de trabajo  $d$ ), mientras que el segundo se encuentra en 320kHz.

### 3.2.3.- Estudio en modo diferencial

Para llevar a cabo el estudio en modo diferencial no se han tenido en cuenta los acoplamientos de los conductores activos del sistema contra el retorno. Esto equivale a aceptar que las corrientes en modo diferencial circulan únicamente por los conductores activos del sistema. Como circuito equivalente se propone el que aparece en la Figura 3.40.

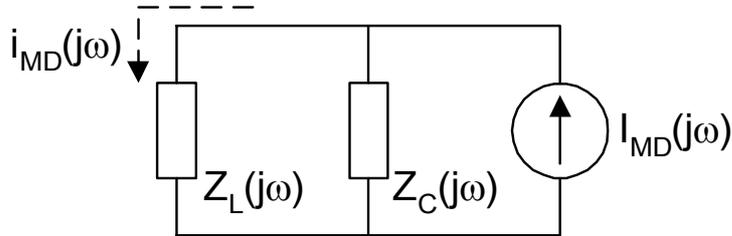


Fig. 3.40 Circuito equivalente en modo diferencial

La fuente de perturbación es el generador de corriente  $I_{MD}(j\omega)$ , cuyo origen está en las conmutaciones del ondulator. Las impedancias  $Z_C(j\omega)$  y  $Z_L(j\omega)$  son la impedancia equivalente del condensador del bus de continua y de la red artificial respectivamente. Estos parámetros son determinados por medida directa sobre la planta experimental. Del anterior circuito se desprende que la corriente perturbadora en MD que alcanza el bus de continua  $i_{MD}(j\omega)$  será:

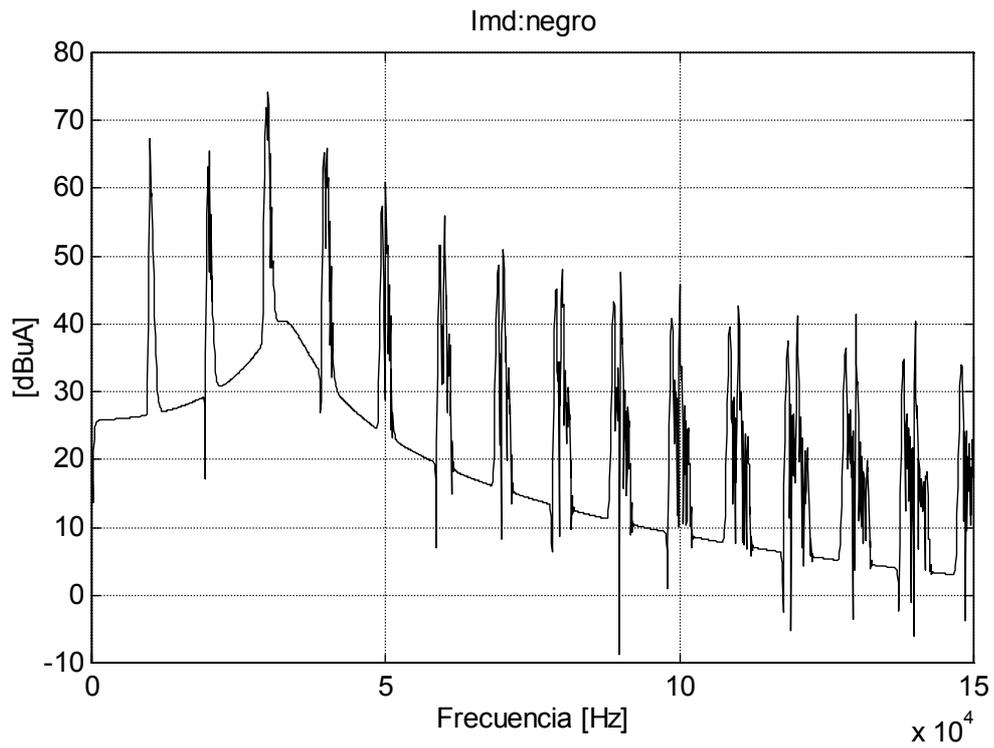
$$i_{MD}(j\omega) = I_{MD}(j\omega) \frac{Z_C(j\omega)}{Z_C(j\omega) + Z_L(j\omega)} \quad (3.55)$$

Por lo tanto, sólo resta determinar el valor de la fuente de corriente  $I_{MD}(j\omega)$ . El valor de  $I_{MD}(j\omega)$  se ha obtenido a partir de la modulación aplicada al ondulator y de la impedancia de la carga,  $Z_o$ . El valor de  $I_{MD}(j\omega)$  se ha obtenido por cociente entre la expresión de la tensión de salida  $V_o(j\omega)$  mostrada en la introducción del Apartado 3.2 y la expresión de la impedancia de carga  $Z_o(j\omega)$  de la foma:

$$I_{MD}(j\omega) = \frac{V_o(j\omega)}{Z_o(j\omega)} \quad (3.56)$$

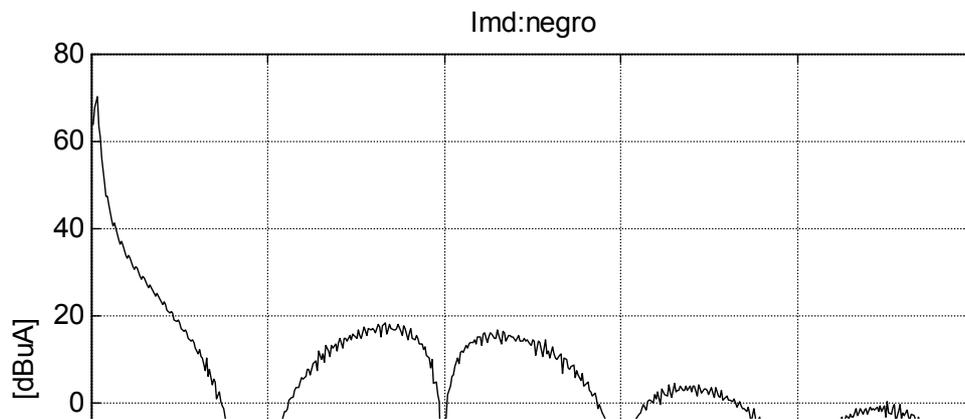
El valor de  $Z_o(j\omega)$  es obtenido por medida sobre la planta experimental y su valor se encuentra en la Tabla 2.1. En concreto se trata de la conexión en serie de la bobina y la resistencia de carga.

Los resultados obtenidos con este modelo para la corriente en modo diferencial en la banda A aparecen en la Figura 3.41, que debe ser comparada con el resultado experimental mostrado en la Figura 3.34.



**Fig. 3.41** Corriente en modo diferencial (banda A)

El resultado de la simulación hasta 5MHz aparece en la Figura 3.42. La Figura 3.42 debe compararse con el resultado experimental mostrado en la Figura 3.32.



**Fig. 3.42** Corriente en modo diferencial (hasta 5MHz)

Para facilitar la comparación en la Tabla 3.1 aparecen los valores simulados, experimentales y la diferencia entre ambos para los primeros 10 armónicos de la frecuencia de conmutación.

**TABLA 3.1**

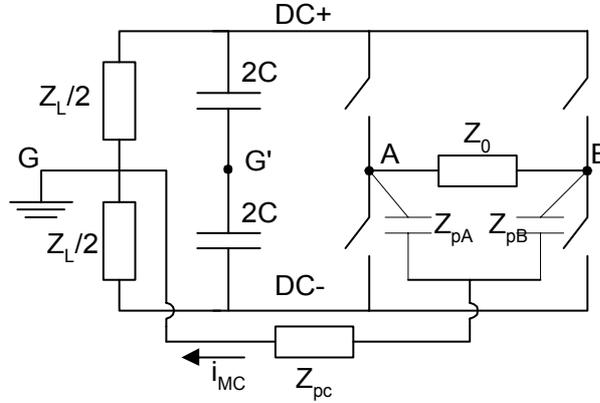
Orden Arm.	1°	2°	3°	4°	5°	6°	7°	8°	9°	10°
<b>SIM. [dB]</b>	67	65	72	65	58	56	50	48	47	43
<b>EXP. [dB]</b>	66	67	76	66	61	57	53	51	51	49
<b><math> \Delta </math> [dB]</b>	1	2	4	1	3	1	3	3	4	6

Se observa una buena correlación entre los resultados arrojados por el modelo y los obtenidos experimentalmente dentro de la banda A. Dentro de toda la banda el error cometido por el modelo es inferior al límite establecido en el Capítulo 1.

En cuanto a los resultados obtenidos para frecuencias mas elevadas (hasta 5MHz) la correlación entre el modelo propuesto y los resultados experimentales no es tan buena. Aunque la forma del espectro de la Figura 3.42 evoca la forma de la lectura experimental de la Figura 3.32 las diferencias en cuanto a los valores es elevada. Se observan diferencias de unos 30dB aproximadamente. Por lo tanto, para frecuencias elevadas el modelo no es capaz de predecir el nivel absoluto de emisión. Esto puede llevarnos a pensar que el modelo propuesto carece de utilidad. Sin embargo, tal como se mostrará en los Apartados 3.2.5 y siguientes, el modelo es capaz de predecir con bastante aproximación las diferencias en el nivel de emisión cuando se introduce algún cambio en el sistema. Aunque los valores absolutos calculados con el modelo se alejen de los valores experimentales, las diferencias en el nivel de emisión entre dos situaciones diferentes son correctamente estimadas por el modelo. Por lo tanto, aunque el modelo propuesto no sea capaz de calcular con exactitud los valores de emisión, sí que es capaz de estimar correctamente la influencia de un cierto parámetro sobre el nivel total de emisión.

### 3.2.4.- Estudio en modo común

Para obtener un modelo del MC se ha de tener en cuenta las impedancias parásitas de los conductores activos del sistema contra el retorno. Para obtener este modelo nos ayudaremos del circuito de la Figura 3.43.



**Fig. 3.43.** Impedancias parásitas de acoplamiento

Se ha considerado que el acoplamiento capacitivo es dominante sobre el inductivo, el cual se ha despreciado. Esto equivale a decir que las fuentes de perturbación serán fuentes de tensión. La impedancia de acoplamiento entre las partes sometidas a tensión del circuito y el retorno que se ha considerado más importante es la existente entre el encapsulado de los interruptores IGBT y el radiador. Estas impedancias parásitas están representadas en el circuito equivalente por  $Z_{pA}$  y  $Z_{pB}$ . En efecto esta es la vía de acoplamiento más fuerte puesto que son los puntos A y B del circuito los que están sometidos a fuertes gradientes de tensión respecto del punto G, además de tener una impedancia de acoplamiento contra el radiador que puede llegar a ser del orden de alguna decena de ohmios (ver Capítulo 2, Apartado 2.2.5). El acoplamiento contra el plano de referencia equipotencial del resto del inversor se ha despreciado ya que se encuentra a un potencial constante respecto del punto G. Teniendo en cuenta que la diferencia de tensión entre los puntos DC+ y DC- es un nivel de continua, se puede utilizar el esquema de la Figura 3.44 como circuito equivalente en MC.

Del circuito de la Figura 3.44 se pueden extraer las siguientes ecuaciones:

$$V_{A,DC+} = Z_{pA}(i_1 - i_o) + Z_{pc}(i_1 + i_2) + \frac{Z_L}{2}(i_1 + i_2 - i_3) \quad (3.57)$$

$$V_{B,DC+} = Z_{pB}(i_o + i_2) + Z_{pc}(i_1 + i_2) + \left(\frac{Z_L}{2} + Z_{DC}\right)i_3 \quad (3.58)$$

$$V_{A,DC+} - V_{B,DC+} = Z_o i_o \quad (3.59)$$

$$\left(\frac{Z_L}{2} + Z_{DC}\right)i_3 - \frac{Z_L}{2}(i_1 + i_2 - i_3) = 0 \quad (3.60)$$

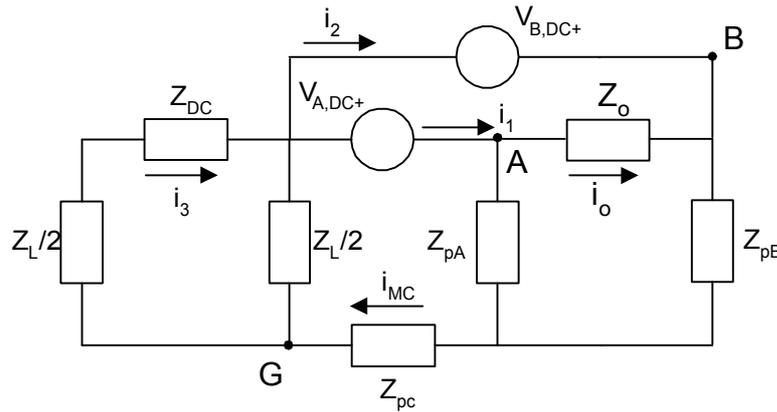
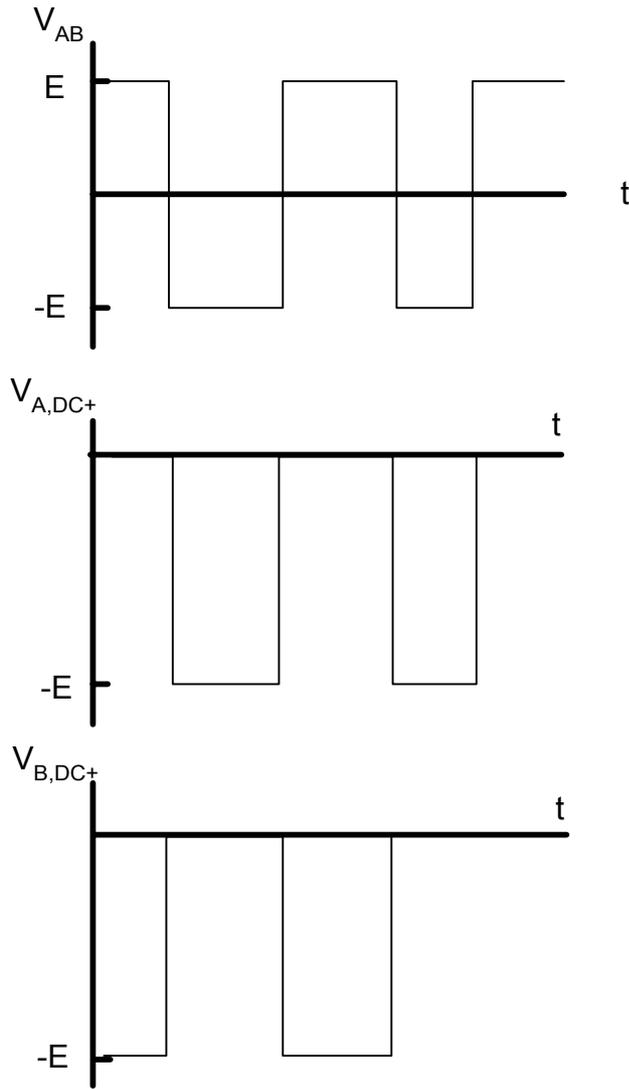


Fig. 3.44 Circuito equivalente en modo común

Escribiendo de forma matricial el anterior sistema de ecuaciones se obtiene

$$\begin{pmatrix} V_{A,DC+} \\ V_{B,DC+} \\ V_{A,DC+} - V_{B,DC+} \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -Z_{pA} & \frac{Z_L}{2} + Z_{pc} + Z_{pA} & Z_{pc} + \frac{Z_L}{2} & -\frac{Z_L}{2} \\ Z_{pB} & Z_{pc} & Z_{pc} + Z_{pB} & \frac{Z_L}{2} + Z_{DC} \\ Z_o & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -\frac{Z_L}{2} & -\frac{Z_L}{2} & \frac{Z_L}{2} + Z_{DC} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} i_0 \\ i_1 \\ i_2 \\ i_3 \end{pmatrix} \quad (3.61)$$

que una vez resuelto permite el cálculo de la corriente  $i_{MC}(j\omega)$ . Obsérvese que en el anterior circuito equivalente están actuando como fuente de perturbación las fuentes de tensión  $V_{A,DC+}$  y  $V_{B,DC+}$ , que vienen definidas por el tipo de modulación, y que se pueden obtener fácilmente con una medida temporal. En el caso de la modulación bipolar considerada los valores de  $V_{A,DC+}$  y  $V_{B,DC+}$  se pueden deducir a partir de la Figura 3.45.



**Fig. 3.45** Valores de  $V_{A,DC+}$  y  $V_{B,DC+}$  para modulación bipolar monofásica

De la Figura 3.45 se deducen las expresiones de  $V_{A,DC+}$  y  $V_{B,DC+}$ :

$$V_{A,DC+}(t) = \frac{1}{2}(V_{AB}(t) - E) \quad (3.62)$$

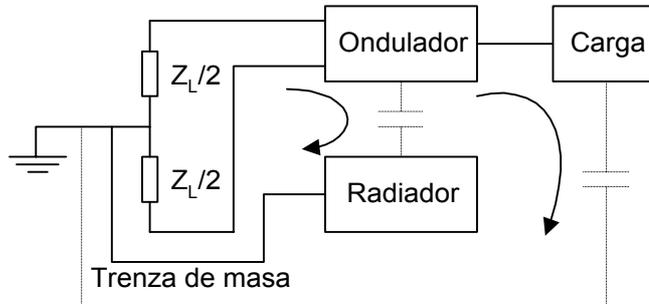
$$V_{B,DC+}(t) = -\frac{1}{2}(V_{AB}(t) - E) \quad (3.63)$$

En el dominio frecuencial estas expresiones se convierten en:

$$V_{A,DC+}(j\omega) = \frac{1}{2}(V_0(j\omega) - E(1 - e^{-j\omega T_0})) \quad (3.64)$$

$$V_{B,DC+}(j\omega) = -\frac{1}{2}(V_0(j\omega) - E(1 - e^{-j\omega T_0})) \quad (3.65)$$

Por otra parte, este circuito equivalente omite la parte de la corriente en modo común que se cierra por la carga del inversor. De todas formas, el resultado que ofrece es correcto si se compara con la corriente en modo común medida en la trenza de masa que conecta el punto medio de la red artificial con el radiador del ondulator. Efectivamente, se puede esquematizar la circulación de corriente en modo común con la Figura 3.46



**Fig. 3.46** Esquema de la circulación de la corriente en modo común

En la Figura 3.46 se pueden apreciar los dos caminos por los que se puede cerrar la circulación de corrientes en modo común. Debe recordarse que el inversor reposaba sobre el plano equipotencial del referencia, lo que favorece el acoplamiento capacitivo entre el inversor y el retorno, mientras que la carga, debido a sus grandes dimensiones, estaba fuera del plano de referencia equipotencial. Esto hace que el acoplamiento capacitivo entre carga y retorno sea despreciable frente al acoplamiento entre ondulator y retorno. Por lo tanto, los resultados del modelo propuesto se ajustarán mucho a las medidas experimentales si se comparan con los obtenidos midiendo en la trenza de masa, puesto que por ella se cierra la corriente en modo común entre inversor y retorno. Los resultados obtenidos de la simulación con el modelo equivalente en modo común aparecen en las Figuras 3.47 y 3.48, en las que se representa la corriente en modo común en la banda A y hasta 5MHz. Las Figuras 3.47 y 3.48 deben ser comparadas con los resultados experimentales mostrados en las Figuras 3.33 y 3.31 respectivamente. Para facilitar la comparación en la Tabla 3.2 aparecen los valores simulados, experimentales y la diferencia entre ambos para los primeros 10 armónicos de la frecuencia de conmutación.

**TABLA 3.2**

Orden Arm.	1°	2°	3°	4°	5°	6°	7°	8°	9°	10°
<b>SIM. [dB]</b>	90	90	86	85	86	87	85	85	87	86
<b>EXP. [dB]</b>	91	88	82	84	87	89	86	85	81	82
<b> \Delta  [dB]</b>	1	2	4	1	1	2	1	0	6	4

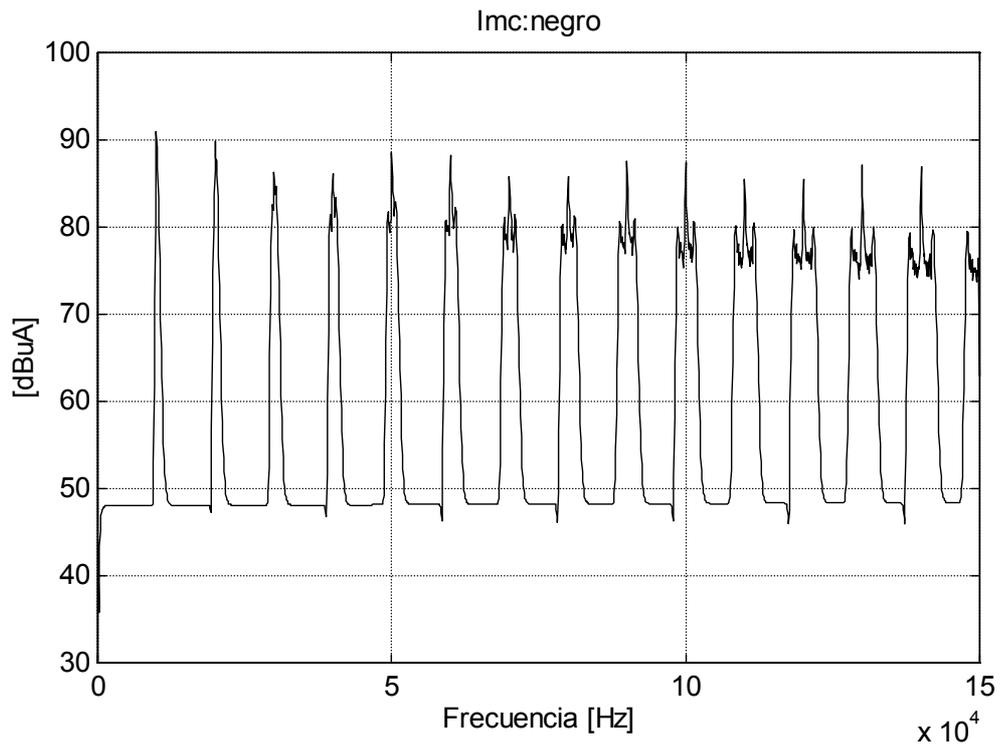


Fig. 3.47 Corriente en modo común (banda A)

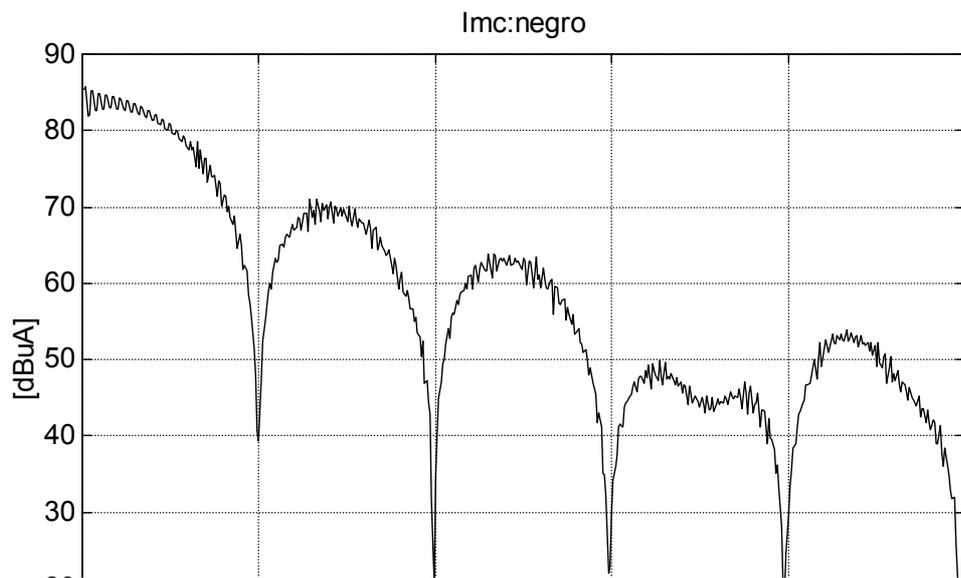


Fig. 3.48 Corriente en modo común (hasta 5MHz)

### 3.2.5.- Ejemplos de aplicación del modelo

Una vez llevada a cabo la validación experimental del modelo propuesto, en este Apartado ya se está en disposición de dar respuesta a los puntos a) y b) del Apartado 1.2.1: la cuantificación de la influencia sobre la generación de perturbaciones de diferentes parámetros del sistema. En este Apartado se utilizará el modelo propuesto para obtener la perturbación generada por el ondulator cambiando diferentes parámetros de funcionamiento. Cabe señalar que los casos que se presentarán pretenden ilustrar la funcionalidad de la metodología propuesta y en ningún caso son un estudio exhaustivo de la influencia sobre la generación de perturbaciones de todos los parámetros del sistema. Concretamente se han planteado las siguientes situaciones:

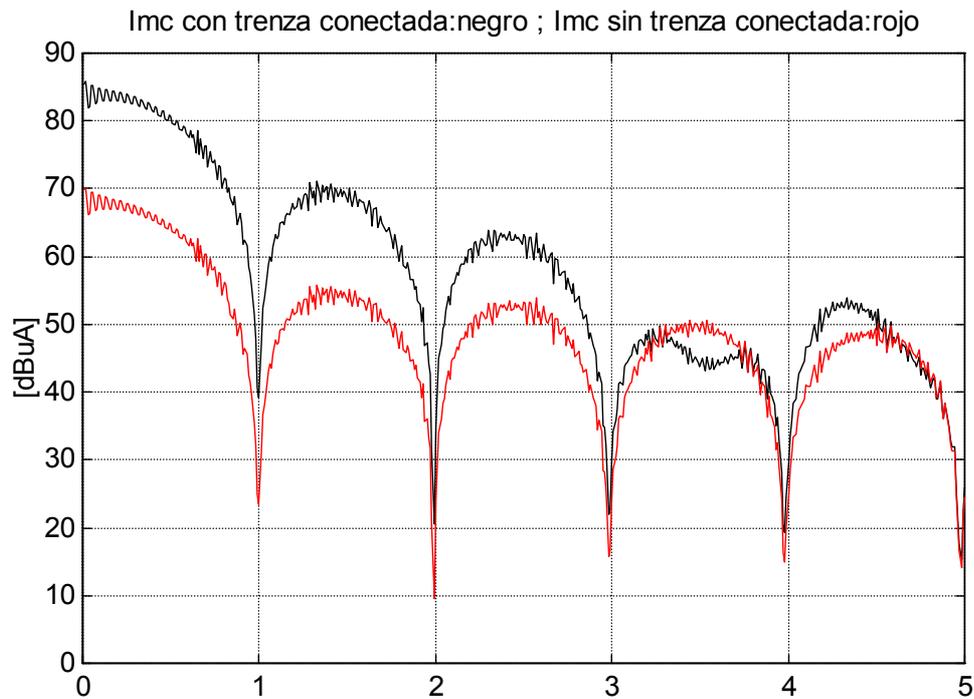
- Conexión/desconexión de la trenza de masa. La conexión o desconexión de la trenza de masa que une el radiador del ondulator con el punto medio de la red artificial cambia de manera drástica el camino de propagación para las corrientes en modo común.
- Utilización de una pantalla electrostática entre cápsulas de los interruptores IGBT y radiador. Una de las medidas a la que se puede recurrir para reducir la propagación de corrientes en modo común es la utilización de una pantalla electrostática entre la cápsula de los interruptores y el radiador. La única condición que debe cumplir esta pantalla es que se encuentre conectada a un potencial fijo. Esta es una medida que en ocasiones se utiliza en fuentes conmutadas.
- Cambio en la impedancia del DC bus. La impedancia que ofrecen los condensadores electrolíticos de almacenamiento, el de filtrado, el embarrado y en definitiva, todos los elementos que componen el DC bus es un parámetro importante, sobre todo para la propagación de las perturbaciones en modo diferencial. No olvidemos que idealmente se desea que el DC bus se convierta en un “sumidero” para las perturbaciones en modo diferencial, de forma que las perturbaciones generadas por el ondulator se cortocircuiten por él, evitando que lleguen a la red.

En todos los casos se han mantenido las condiciones de funcionamiento de los Apartados 3.2.3 y 3.2.4. Estas condiciones se han tomado como de referencia, de forma que se ha comparado el resultado obtenido con la modificación introducida con éstas condiciones. Para conseguir una mayor claridad en la exposición de los resultados se ha presentado de forma gráfica la diferencia entre la condición de referencia y el resultado de la modificación introducida.

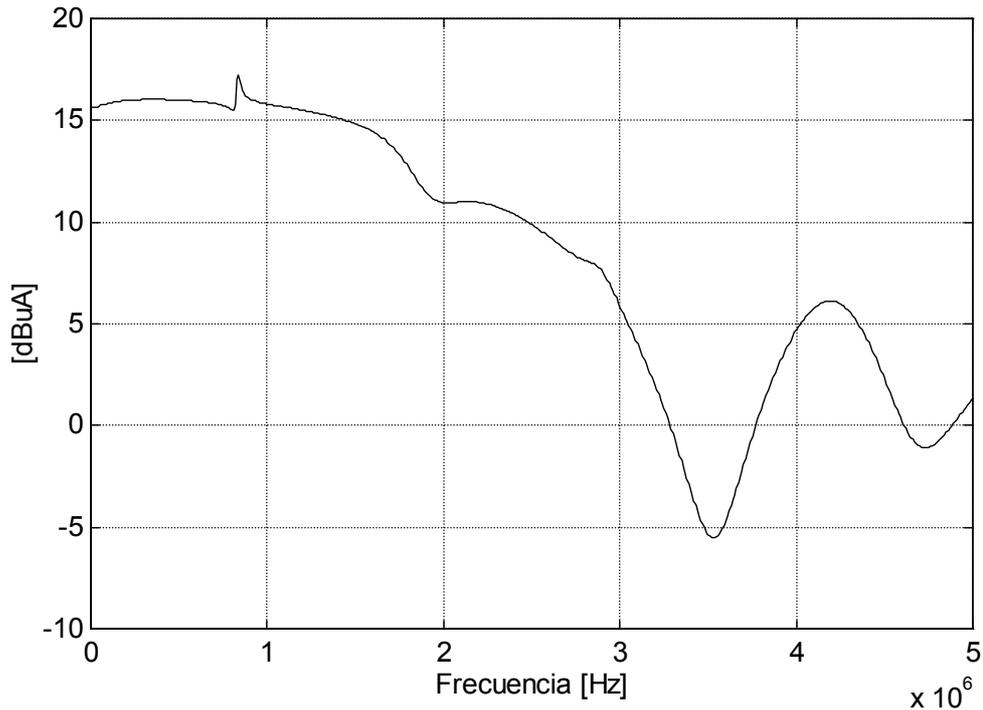
### 3.2.5.1.- Efecto de la conexión/desconexión de la trenza de masa

La utilización o no de una trenza de masa que conecte el punto medio de la red artificial y el radiador del inversor cambia de forma notable el camino de propagación en modo común. Si se utiliza la trenza de masa para conectar estos dos puntos se proporciona un camino franco de circulación para las corrientes en modo común. Sin embargo, si se prescinde de esta conexión, las corrientes en modo común se cerrarán únicamente a través de acoplamientos parásitos.

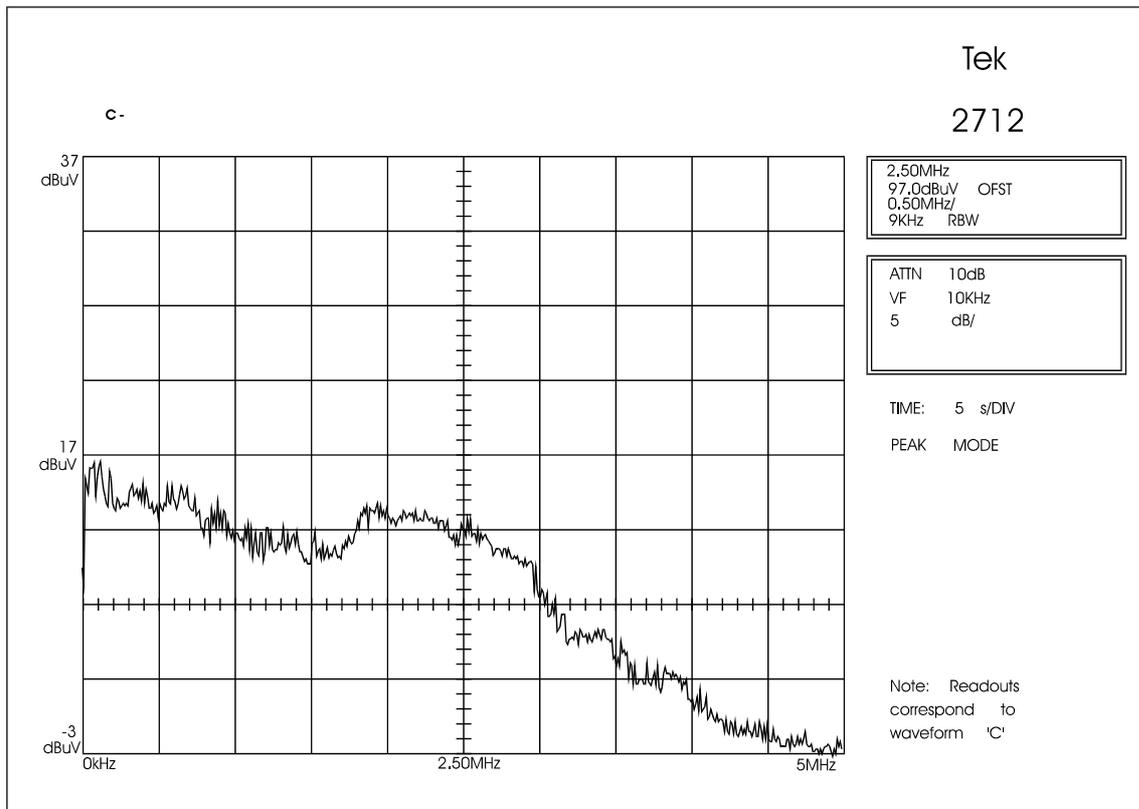
En el modelo propuesto, la conexión/desconexión de esta trenza de masa equivale a alterar el valor de la impedancia  $Z_{pc}$  de la Figura 3.44. El valor que toma dicha impedancia en ambas situaciones se encuentra reflejado en la Tabla 2.1. A la vista de los resultados obtenidos en el Capítulo 2, cabe esperar una gran reducción de las corrientes en modo común cuando se desconecte la trenza de masa. Los resultados obtenidos por simulación se representan en las Figuras 3.53 y 3.54, en donde aparecen respectivamente las corrientes en modo común en las dos situaciones y la diferencia entre ambas.



**Fig. 3.53** Corrientes en MC con y sin trenza de masa entre punto medio de la red artificial y radiador (hasta 5MHz)



a)



b)

**Fig. 3.54** Diferencia entre corrientes en MC con y sin trenza de masa entre punto medio de la red artificial y radiador (hasta 5MHz)

a) simulación ; b) resultado experimental

Para presentar de forma más clara las diferencias entre la simulación y el resultado experimental se presenta la diferencia entre ambos resultados en la Tabla 3.3

**TABLA 3.3**

<b>f(MHz)</b>	<b>0,5</b>	<b>1</b>	<b>1,5</b>	<b>2</b>	<b>2,5</b>	<b>3</b>	<b>3,5</b>	<b>4</b>	<b>4,5</b>	<b>5</b>
<b>SIM. [dB]</b>	+16	+16	+15	+11	+10	+6	-5	+5	+2,5	+1
<b>EXP. [dB]</b>	+13	+12	+11	+13	+12	+8	+3	+2	0	-1
<b> Δ  [dB]</b>	3	4	4	2	2	2	8	3	2,5	2

A la vista de la Tabla 3.3 se puede afirmar que el modelo es capaz de reproducir la realidad con un margen de error aceptable para frecuencias inferiores a los 3MHz. Para frecuencias superiores la simulación no predice la tendencia que aparece en la realidad, aunque esto no aparezca reflejado en la Tabla 3.3.

Tal como se avanzó en el Apartado 3.2.3 el modelo es capaz de estimar adecuadamente el cambio que se produce en el nivel de emisión cuando se produce un cambio un cambio en el mismo. En este caso se ha considerado la conexión/desconexión de la trenza de masa.

### 3.2.5.2.- Efecto de la pantalla electrostática

Puesto que el modelo de cálculo propuesto en modo diferencial no tiene en cuenta los acoplamientos parásitos entre las partes activas del sistema y el retorno no se puede calcular el efecto de la utilización de una pantalla electrostática externa sobre el modo diferencial. Sin embargo, sobre el modo común cabe esperar de antemano una reducción de unos 6dB. Esto es así porque una pantalla de esta naturaleza divide por dos la capacidad de acoplamiento entre la cápsula del IGBT y el radiador, lo que equivale doblar la impedancia de acoplamiento. El resultado obtenido para esta situación es comparado con la de referencia en la Figura 3.55. En la Figura 3.56 se representa la diferencia entre ambos casos.

Se observa la reducción esperada de unos 6dB hasta unos 2MHz. Después la reducción de corriente en modo común se hace menor hasta que en 3,5MHz se tiene incluso un aumento apreciable de la corriente en modo común.

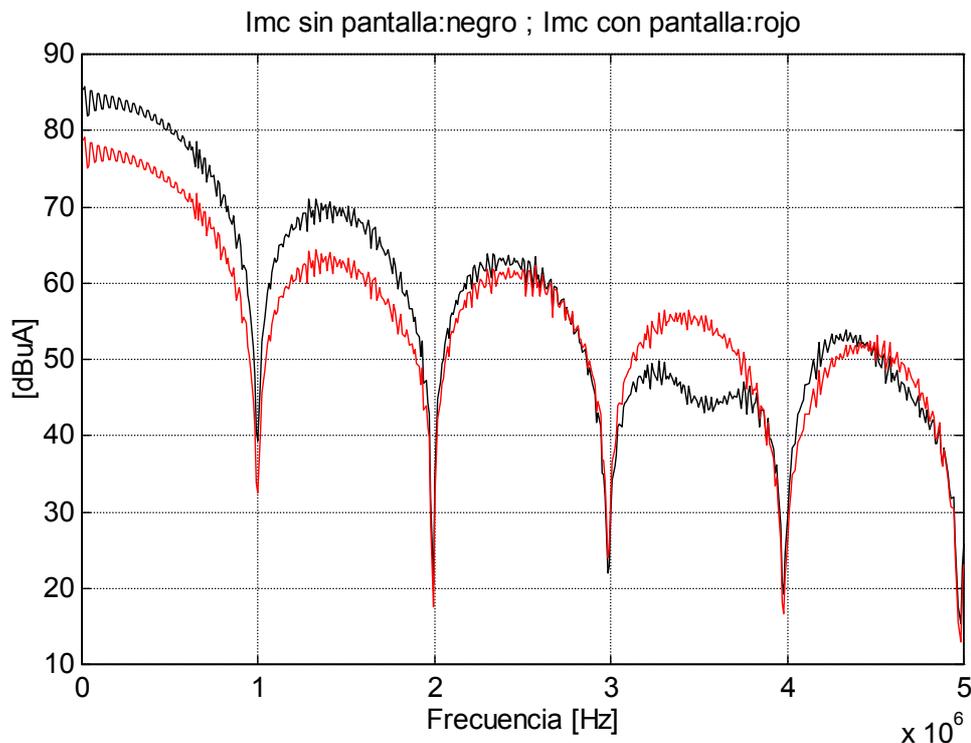
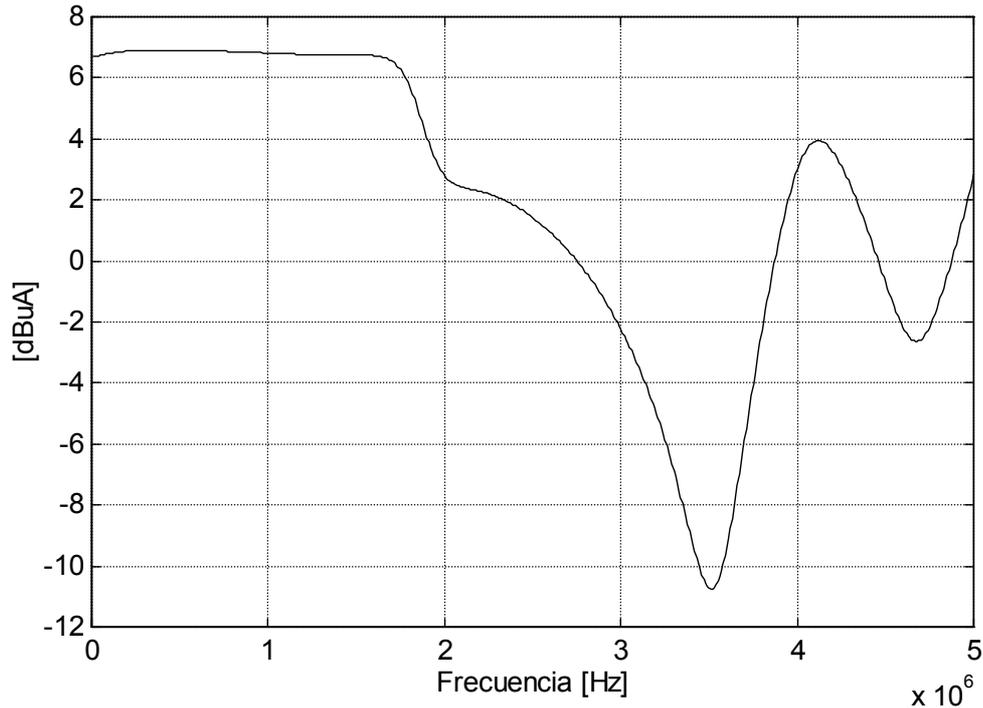


Fig. 3.55 Corrientes en MC sin y con pantalla electrostática entre IGBT y radiador (hasta 5MHz)



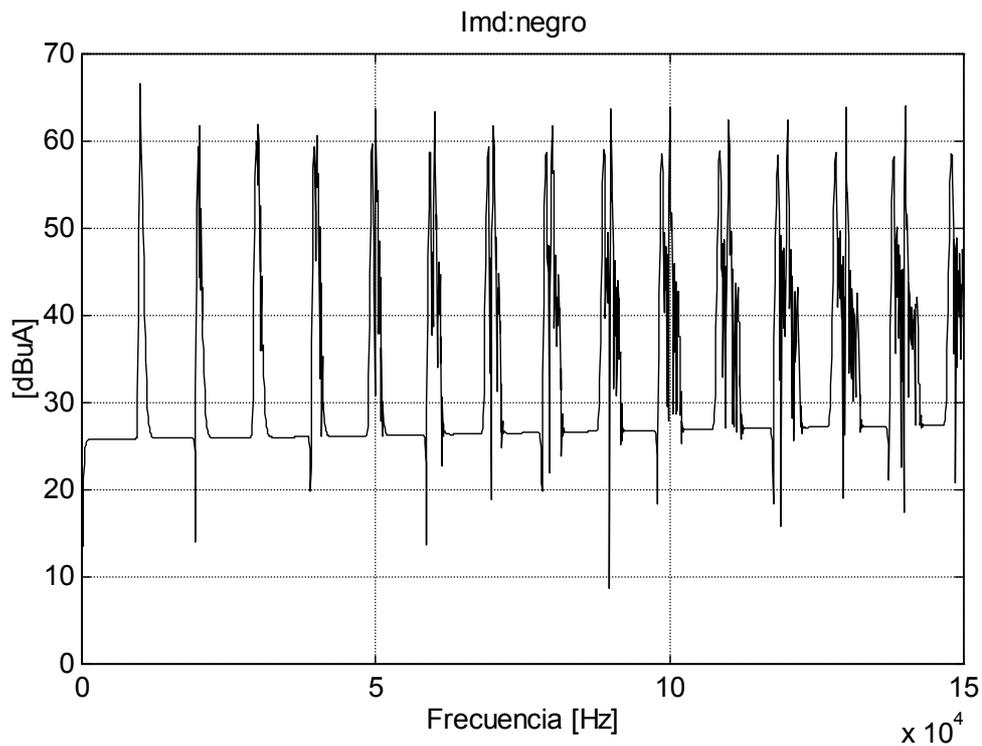
**Fig. 3.56** Diferencia de corrientes en MC sin y con pantalla electrostática entre IGBT y radiador (hasta 5MHz)

El empleo de una pantalla electrostática externa como medida para reducir la circulación de perturbaciones presenta el inconveniente de entorpecer la evacuación del calor generado dentro del encapsulado de los IGBT, puesto que al interponer una pantalla de este tipo entre el encapsulado de los componentes y el radiador aumenta la impedancia térmica entre ambos. Por lo tanto, más que recurrir a una pantalla electrostática externa como forma de reducir la propagación en modo común, se debería elegir el encapsulado con menor impedancia parásita entre componente y cápsula.

En este caso no se llevaron a cabo medidas experimentales que validen los resultados de simulación a causa de los inconvenientes mencionado en el párrafo anterior. Sin embargo cabe señalar que el modelo ofrece resultados que son difícilmente predecibles a priori. La interacción del nuevo valor de la capacidad parásita cápsula-radiador con el resto del sistema hace que aparezca una resonancia impredecible alrededor de los 3,5MHz que incluso incrementa la perturbación en modo común.

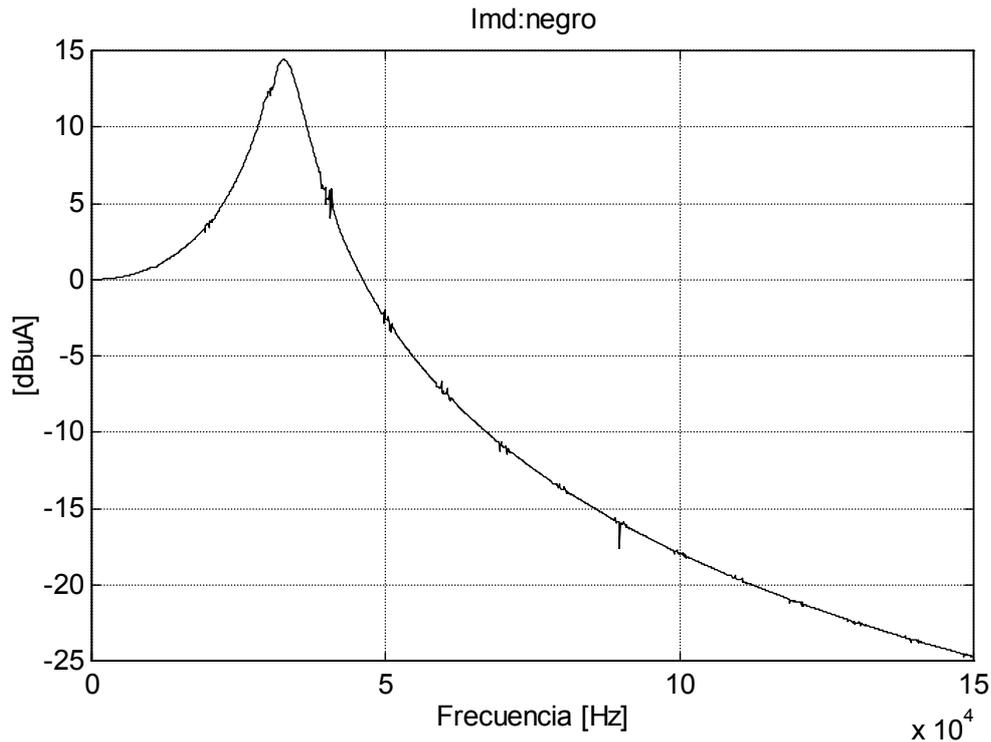
### 3.2.5.3.- Efecto de la impedancia parásita del DC bus

En este Apartado se ha considerado el efecto sobre la perturbación de la impedancia parásita del DC bus. Mas concretamente, se ha estudiado el efecto de utilizar o no el condensador de desacoplo del DC bus. A priori cabe esperar que al prescindir del condensador de desacoplo empeorará el resultado en el modo diferencial. En cuanto al modo común es difícil pronunciarse de forma intuitiva. El resultado obtenido para el modo diferencial en la banda A aparece en la Figura 3.57.



**Fig. 3.57** Corriente en MD sin condensador de desacoplo (banda A)

La diferencia con el caso tomado como referencia (Figura 3.41) aparece en la Figura 3.58.



**Fig. 3.58** Diferencia de corriente en MD con/sin condensador de desacoplo (banda A)

La Figura 3.58 pone de manifiesto un resultado que a priori no cabría esperar. Para frecuencias inferiores a 50kHz se tiene un empeoramiento de la corriente en modo diferencial al quitar el condensador de filtrado. Sin embargo, para frecuencias superiores a 50kHz se observa una notable reducción.

En cuanto al modo común, en la Figura 3.59 se comparan los resultados de tener o no el condensador de desacoplo. En la Figura 3.60 aparece la diferencia entre ambos casos. En la Tabla 3.4 aparece los valores simulados, experimentales y la diferencia entre ambos. Se observa que al quitar el condensador de desacoplo aumenta la corriente en modo común para frecuencias inferiores a 4MHz. Sin embargo, entre 4MHz y 5MHz se aprecia una disminución de la corriente en modo común. Hasta 1MHz, la influencia sobre el modo común de tener o no el condensador de desacoplo es prácticamente nula. Estos resultados ponen de manifiesto una vez mas la utilidad del modelo propuesto. Se ha podido obtener una estimación numérica del efecto sobre el modo común de un parámetro que a priori parecía que únicamente afectaría al modo diferencial.

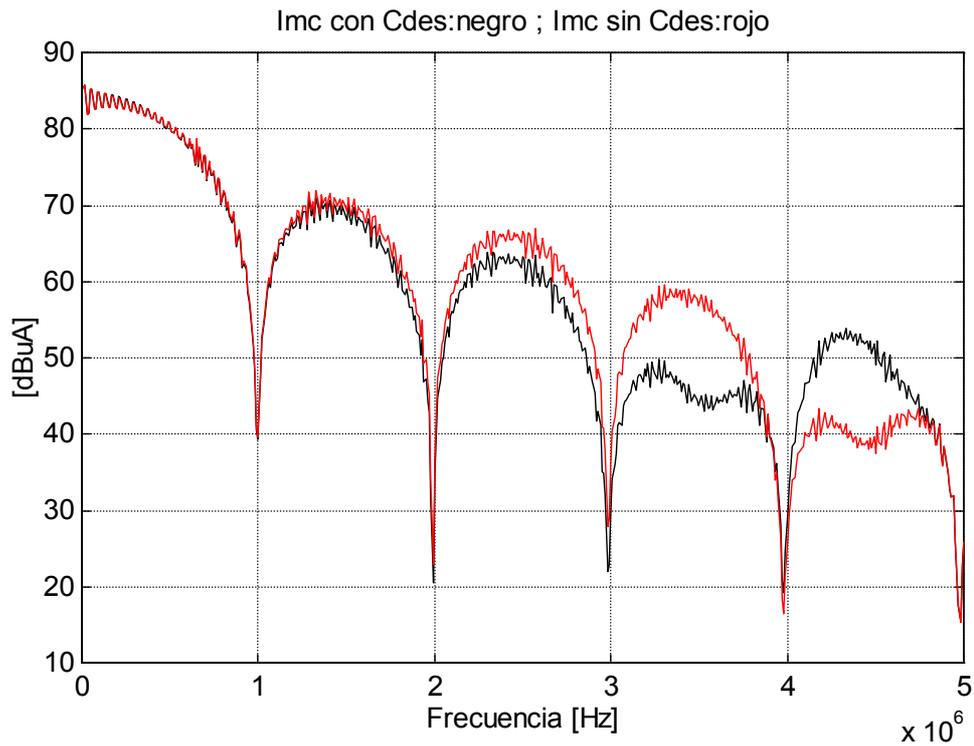
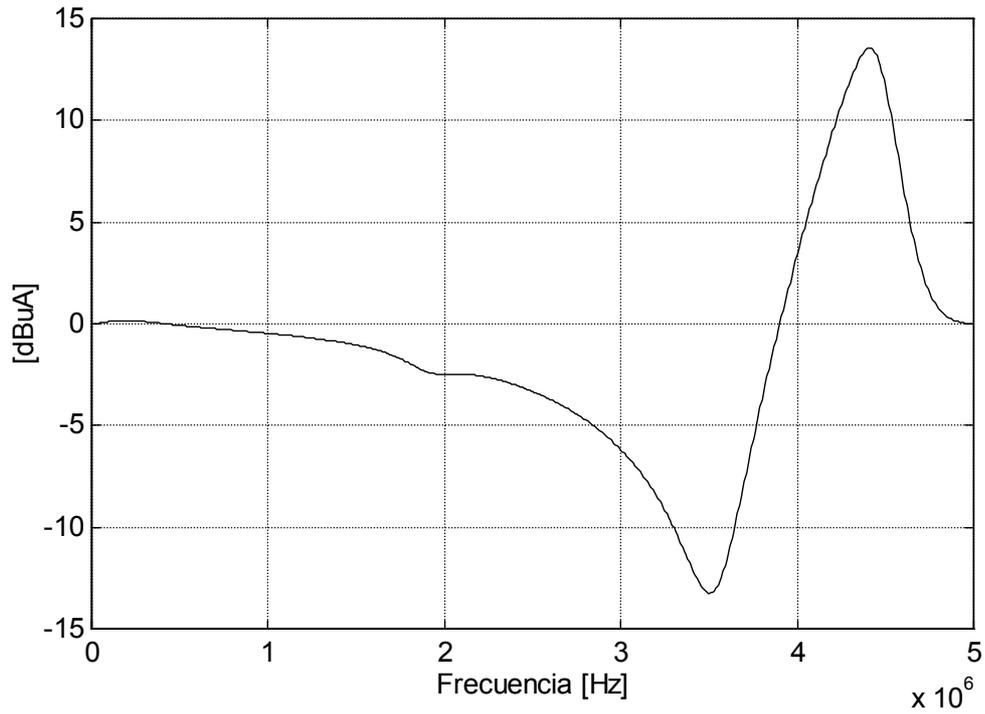


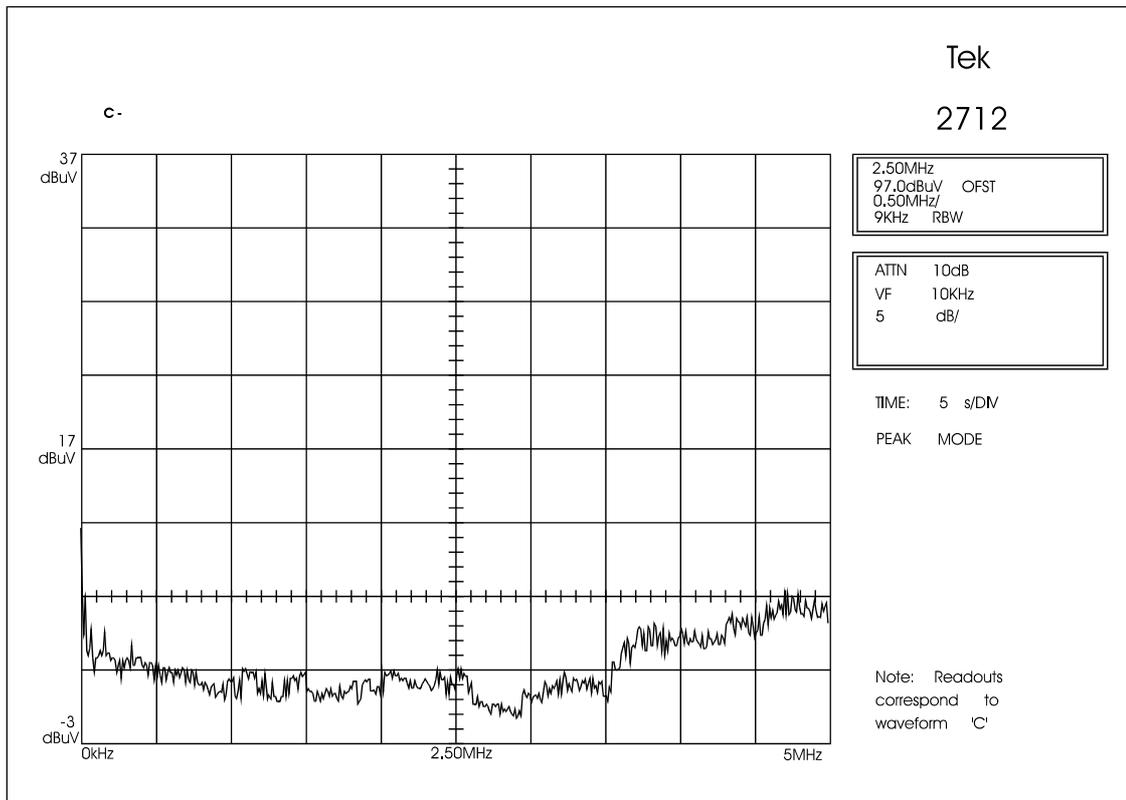
Fig. 3.59 Corrientes en MC con/sin condensador de desacoplo (hasta 5MHz)

**TABLA 3.4**

f(MHz)	0,5	1	1,5	2	2,5	3	3,5	4	4,5	5
SIM. [dB]	0	-1	-2	-2,5	-3	-6	-13	+4	+13	0
EXP. [dB]	+2	+1	+1	+1	+1	0	+1	+4	+5	+6
\Delta  [dB]	2	2	3	3,5	4	6	14	0	8	6



a)



b)

Fig. 3.60 Diferencia de corrientes en MC con/sin condensador de desacoplo (hasta 5MHz)

a) simulación ; b) resultado experimental

### 3.2.6.- Conclusiones

Se ha estudiado la generación de perturbaciones conducidas producidas por el ondulator monofásico discriminando la contribución de los dos modos de propagación. Para abordar el estudio se han propuesto dos circuitos equivalentes: uno para cada modo de propagación. En el caso del circuito equivalente para el modo diferencial no se ha contemplado acoplamiento alguno contra el retorno. Estos acoplamientos sí que han sido tenidos en cuenta en el circuito equivalente para el modo común. Dichos acoplamientos, así como todas las impedancias significativas del sistema, han sido modelados con circuitos equivalentes de parámetros concentrados, cuyos valores fueron determinados en el Capítulo 2. En ambos casos, la fuente de perturbación viene determinada por el tipo de modulación empleada: en el caso del modo diferencial se trata de la tensión de salida del inversor y en el caso del modo común de la tensión de los puntos medios de las ramas del inversor respecto de un punto con potencial fijo. Las simulaciones se llevan a cabo en el dominio frecuencial por las ventajas que ello presenta, tal como se justificó en el Capítulo 1.

Los resultados que ofrecen los modelos propuestos dentro de la banda A se pueden considerar como satisfactorios puesto que la diferencia con los resultados experimentales se encuentra en el orden de magnitud especificado en el Capítulo 1. Sin embargo, para frecuencias superiores el resultado de las simulaciones no se ajustan tan bien a los resultados experimentales. No obstante, los resultados de las simulaciones sí que reflejan las tendencias de la influencia de los parámetros sobre la generación de EMI. Es decir, si se lleva a cabo una simulación en dos condiciones de funcionamiento (por ejemplo, conectando y desconectando la trenza de masa) los resultados individuales tienen una gran discrepancia con los resultados obtenidos experimentalmente. Pero si se realiza la resta entre los resultados de ambas simulaciones, el resultado obtenido es bastante aproximado al observado experimentalmente. En otras palabras, fuera de la banda A el modelo propuesto no predice el nivel de perturbación correctamente, pero sí que es capaz de ofrecer una estimación numérica aceptable de la influencia de cambios que se puedan introducir en las condiciones de ensayo (cambios de tipo tecnológico o de control). Dentro de la banda A, el modelo propuesto sí que es capaz de ofrecer una buena correlación con los resultados experimentales.

Por lo tanto, se puede considerar que el modelo propuesto ofrece unos resultados satisfactorios dentro de la banda A, mientras que para frecuencias superiores todavía puede ser mejorado. Esta mejora debe ir en el sentido de reducir las discrepancias entre los valores obtenidos por simulación y los experimentales. Para conseguir este objetivo se pueden introducir algunas mejoras tales como: modelar las impedancias del sistema por circuitos equivalentes de parámetros distribuidos, afinar el modelado de la fuente de perturbación o considerar un mayor número de impedancias para caracterizar el camino de propagación.