



Escola Politècnica Superior
de Castelldefels

UNIVERSITAT POLITÈCNICA DE CATALUNYA

PROYECTO FIN DE CARRERA

TÍTULO DEL PFC: Linealización de resonadores superconductores

TITULACIÓN: Ingeniería de Telecomunicación (segundo ciclo)

AUTOR: Alberto Padilla Díaz

DIRECTOR: Carlos Collado Gómez

FECHA: 18 de junio de 2008

Título: Linealización de resonadores superconductores

Autor: Alberto Padilla Díaz

Director: Carlos Collado Gómez

Fecha: 18 de junio de 2008

Resumen

Los materiales superconductores de alta temperatura (HTS) permiten realizar dispositivos de muy altas prestaciones y dimensiones muy reducidas. Sin embargo, estos materiales presentan un comportamiento no-lineal a frecuencias de microondas, lo cual limita la mayor parte de sus aplicaciones potenciales.

En la actualidad, el trabajo más importante que se está llevando a cabo en el terreno de la superconductividad es en el estudio de las no-linealidades y la reducción o cancelación de estas.

Este proyecto empieza introduciendo los conceptos que nos sirven para entender el origen y funcionamiento del comportamiento no-lineal de los HTS, para terminar proponiendo una nueva topología de circuitos que combina materiales ferroeléctricos y HTS, con la finalidad de mitigar los efectos no-lineales.

Title: Linearization of superconductor resonators

Author: Alberto Padilla Díaz

Director: Carlos Collado Gómez

Date: July, 18th 2008

Overview

High-temperature superconducting materials (HTS) allow creating devices with very high performance and reduced size. However, these materials have a nonlinear behavior at microwave frequencies, which limits most of their potential applications.

At present, the most important work being carried out in the field of superconductivity is in the study of nonlinear behavior and its reduction or cancellation.

This project begins by introducing useful concepts that allow us to understand the origin and operation of nonlinear behavior of HTS. In the second chapter, a simulation model is presented and verified with measurements. In the last chapter, it is proposed a new circuit topology that combines ferroelectric materials and HTS, with the aim of mitigating the nonlinear effects.

ÍNDICE

INTRODUCCIÓN	1
1. TEORÍA DE LA SUPERCONDUCTIVIDAD.....	3
1.1 Historia de la superconductividad.....	3
1.2 Principales propiedades de los superconductores	6
1.2.1 Comportamiento magnético	6
1.2.2 Profundidad de penetración	7
1.3 Conducción no lineal	8
1.3.1 Teoría BCS y modelo de dos fluidos.....	8
1.3.2 Modelo no lineal de conducción	10
1.4 Impedancia superficial	11
1.5 Modelo de línea de transmisión no-lineal	12
1.6 Efectos de las no linealidades	13
1.6.1 Distorsión por intermodulación (IMD).....	13
1.6.2 Power dependence.....	14
2. CARACTERIZACIÓN DE RESONADORES HTS	17
2.1 Características del resonador	17
2.2 Montaje en caja.....	18
2.3 Medida de parámetros S del resonador fabricado.....	18
2.3.1 Criostato	19
2.3.2 Programa de adquisición de parámetros S.....	19
2.3.3 Resultados de las medidas de parámetros S.....	20
2.4 Método de Weeks-Sheen	22
2.5 Fórmulas cerradas	22
2.5.1 Modelo y verificación de la respuesta lineal.....	22
2.5.2 Obtención de los parámetros no lineales a partir de medidas de IMD	25
2.5.3 Resultado de las simulaciones no lineales.....	30
2.5.4 Conclusiones	30
3. CANCELACIÓN DE NO LINEALIDADES EN CIRCUITOS HTS	32
3.1 Concepto de cancelación de no linealidades.....	32
3.2 Comportamiento no lineal de los ferroeléctricos.....	33
3.3 Topología propuesta	34
3.4 Simulación del resonador HTS con ferroeléctrico.....	36
3.4.1 Parámetros S.....	36

3.4.1	IMD	37
3.5	Medidas	38
3.5.1	Medidas a HTS+STO, T=75K.....	39
3.5.2	Medidas a HTS+STO 70K.....	40
3.5.3	Medidas a HTS+STO 65K.....	41
3.5.4	Medidas a HTS+STO 50K.....	42
3.5.5	Medidas HTS+STO: Conclusiones.....	43
4.	CONCLUSIONES Y LÍNEAS FUTURAS.....	45
ANEXO A.	FABRICACIÓN DE CIRCUITOS SUPERCONDUCTORES ...	46
A.1	Características de la oblea	46
A.2	Obtención del fotolito	47
A.3	Aplicación de la resina fotosensible	48
A.5	Insolado y revelado	49
A.6	Atacado del oro y del YBCO.....	49
A.7	Montaje en caja.....	50
BIBLIOGRAFÍA		52

INTRODUCCIÓN

La resistencia superficial prácticamente nula que ofrecen los materiales superconductores de alta temperatura (*high temperature superconductor*, HTS), a frecuencias de microondas, permite el diseño de dispositivos de altas prestaciones y tamaño reducido.

La tecnología superconductor permite realizar filtros altamente selectivos y con pérdidas de inserción muy bajas. Estos filtros se utilizan como filtros preseleccionadores en sistemas de comunicaciones móviles y se pueden integrar en amplificadores de bajo ruido refrigerados, de forma que se consigue a la vez una elevada selectividad y una alta sensibilidad.

Las características de los filtros HTS pueden suponer un aumento en la cobertura de las estaciones base y/o un incremento en la capacidad de los sistemas CDMA, de manera que permiten reducir la infraestructura necesaria en el despliegue de una red móvil.

Sin embargo, la respuesta no lineal intrínseca de los HTS continúa siendo un efecto importante que dificulta muchos de sus beneficios potenciales en aplicaciones de radiofrecuencia y microondas. Por ejemplo, la distorsión por intermodulación puede provocar que diferentes señales se mezclen en la banda de paso de un filtro superconductor, creando interferencias y degradando seriamente las prestaciones del filtro. Se puede mejorar la no-linealidad de los circuitos superconductores creando estructuras que reduzcan la densidad de corriente dentro del material superconductor.

En la última década, diferentes grupos han estado estudiando los efectos no lineales en dispositivos superconductores, produciendo adelantos considerables en la comprensión [2] y cuantificación [3] de estos efectos no deseados. Experimentos recientes muestran evidencias convincentes de que estos efectos no lineales son debidos a efectos intrínsecos, indicando un límite claro en la mejora de la respuesta no lineal de los materiales HTS. En [2] se demuestra que la distorsión por intermodulación (IMD), la generación de armónicos y la dependencia de la frecuencia de resonancia y el factor de calidad con la potencia son debidos a una profundidad de penetración no lineal. De este modo, es necesario aplicar nuevas técnicas con el fin de mejorar la linealidad de los dispositivos de microondas HTS. Algunas de estas aproximaciones se basan en configuraciones de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ (YBCO) multicapa [4], y en combinaciones de HTS con otros materiales (con diferentes tipos de efectos no lineales), como los ferroeléctricos. Esta última aproximación ha sido discutida de manera teórica en [10].

Los esfuerzos iniciales de este proyecto se han centrado en el estudio del origen del comportamiento no lineal de los materiales HTS, así como la familiarización con la formulación matemática que permite trabajar con los diferentes parámetros que definen el comportamiento de un superconductor.

La segunda parte del proyecto se centra en la definición de un modelo que permita simular un resonador HTS con el programa ADS de Agilent Technologies.

En el último capítulo se va un paso más allá, y se propone una topología que combina HTS con materiales ferroeléctricos con la finalidad de mitigar el efecto no lineal. Se hace uso del modelo de simulación propuesto en el capítulo anterior y se le añaden los efectos del ferroeléctrico. Por último, se presentan los resultados de las medidas de laboratorio a baja temperatura.

1. TEORÍA DE LA SUPERCONDUCTIVIDAD

La comprensión del trabajo presentado requiere una breve introducción a algunos antecedentes que definen la tecnología de la superconductividad en microondas. Por otra parte, también es necesaria la presentación de aquellos antecedentes dentro de la línea correspondiente a los efectos no lineales que se dan en dispositivos superconductores, ya que sientan las bases del trabajo que se realizará en los siguientes capítulos.

1.1 Historia de la superconductividad

Los superconductores son uno de los descubrimientos más recientes de la ciencia, y es una materia en constante evolución.

En 1911 la superconductividad fue observada por primera vez en el mercurio (Hg), por el físico holandés Heike Kamerlingh Onnes de la universidad de Leiden. Onnes observó que al enfriarse a la temperatura del helio líquido (4K) su resistencia desaparecía de repente. En 1913 Onnes recibía el Premio Nobel de Física por su investigación en este ámbito.



Figura 1.1 Heike Kamerlingh Onnes. Descubridor de la superconductividad en 1911.

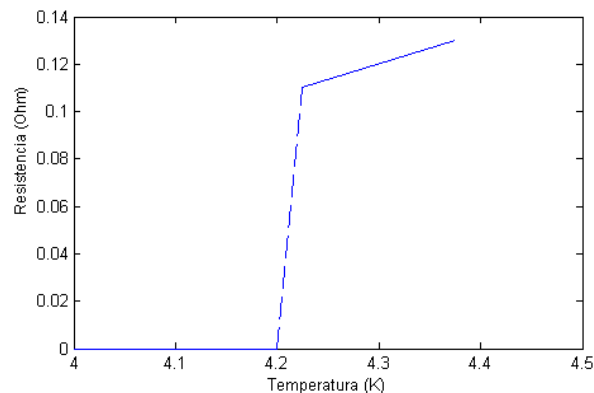


Figura 1.2 Resistencia de una muestra de mercurio (Hg) en función de la temperatura, observado por H.K. Onnes.

El siguiente gran hito en la comprensión de cómo se comportan los materiales a temperaturas extremas de frío se produjo en 1933. Los investigadores alemanes Walter Meissner y Robert Ochsenfeld descubrieron que un material superconductor expulsa el campo magnético de su interior. Un imán en movimiento induce corrientes eléctricas en un conductor, mientras que un superconductor se comporta como un espejo, rechazando que las líneas de campo penetren en su interior. Este efecto se conoce como “Efecto Meissner”, y es tan fuerte que puede hacer que un imán levite sobre el material superconductor.

En décadas posteriores otros materiales superconductores (metales, aleaciones y compuestos) fueron descubiertos. En 1941 se descubrió que el nitruro de niobio se comporta como superconductor a 16K. En 1953 se descubre que el vanadio-silicio muestra propiedades superconductoras a 17.5K. Y en 1962 los científicos desarrollaron en Westinghouse el primer cable superconductor comercial, una aleación de niobio y titanio (NbTi).

En 1957 los físicos americanos John Bardeen, Leon Cooper y John Schrieffer desarrollaron la primera teoría de la superconductividad, que se conoce como la teoría BCS. Obtuvo el Premio Nobel de Física en 1972. La teoría BCS explica la superconductividad a temperaturas cerca del cero absoluto para los elementos simples y aleaciones. Sin embargo, a temperaturas más altas y con diferentes sistemas superconductores, la teoría BCS es insuficiente para explicar cómo se produce la superconductividad.

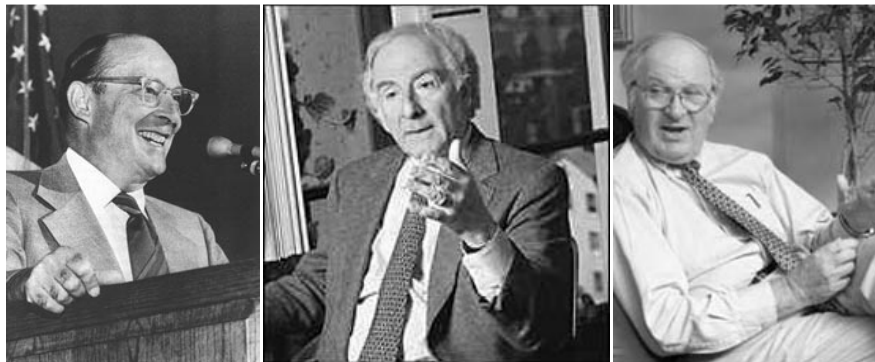


Figura 1.3 John Bardeen, Leon Cooper y John Schrieffer. Creadores de la teoría de la superconductividad o teoría BCS.

Otro importante avance teórico se produjo en 1962, cuando Brian D. Josephson, un estudiante graduado en la Universidad de Cambridge, predijo que entre dos materiales superconductores separados por un material no superconductor aparece una corriente eléctrica por efecto túnel. Sus estudios en este ámbito le valieron el Premio Nobel de Física en 1973, junto con Leo Esaki e Ivar Giaever.

La década de los 80 fue sin duda clave para el avance en el campo de la superconductividad. En 1986 se produjo un avance verdaderamente importante. Alex Müller y Georg Bednorz, investigadores del Laboratorio de Investigación de IBM en Rüschlikon, Suiza, crearon un material cerámico

quebradizo que transitaba a superconductor a una temperatura de 30K. Este descubrimiento fue muy importante, ya que por encima esta temperatura de transición (conocida como T_C), este material no conduce la electricidad en absoluto. Así, los investigadores no habían considerado muchos materiales como posibles candidatos a ser superconductores de alta temperatura. El descubrimiento del primer superconductor a base de óxido de cobre valió el Premio Nobel de Física para Müller y Bednorz. Más tarde, se descubrió que pequeñas cantidades de este material se comportan como superconductores a 58K, debido a una pequeña cantidad de plomo añadida, lo que hizo el descubrimiento aún más notable.

El descubrimiento de Müller y Bednorz desencadenó un aluvión de actividad en el campo de la superconductividad. Los investigadores de todo el mundo comenzaron a desarrollar nuevos materiales cerámicos en búsqueda de un valor más alto de T_C . En enero de 1987 un equipo de investigación de la Universidad de Alabama-Huntsville descubrió un material con una increíble temperatura de transición de 92 K. Por primera vez un material (hoy denominado YBCO) se ha descubrió que es superconductor a temperaturas más cálidas que las del nitrógeno líquido.

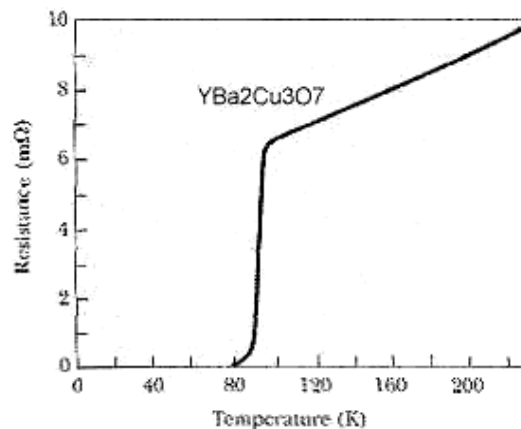


Figura 1.4 Resistencia de una muestra de YBCO en función de la temperatura.

Desde entonces se han conseguido grandes avances gracias a exóticos (y a menudo tóxicos) elementos a base de muestras cerámicas. La actual clase de superconductores cerámicos con transición a altas temperaturas son las basadas en cupratos de mercurio. La primera síntesis de uno de estos compuestos se logró en 1993 en la Universidad de Colorado, por el equipo de A. Schilling, M. Cantoni, JD Guo, y HR Ott. El récord mundial de T_C se sitúa ahora en 138K de un compuesto de mercurio, talio, bario, calcio, cobre y oxígeno. El Comité Técnico de este superconductor fue confirmado por el doctor Ronald Goldfarb del Instituto Nacional de Estándares y Tecnología de Colorado en febrero de 1994.

1.2 Principales propiedades de los superconductores

La superconductividad se define como la capacidad que tienen ciertos materiales en mostrar una resistencia nula y una expulsión completa del flujo magnético en su interior, por debajo de una temperatura crítica (T_C) determinada. De esta manera, los superconductores son capaces de transportar energía eléctrica con una pérdida de energía nula.

Aunque la resistividad eléctrica de los conductores se reduce al decrecer la temperatura, las impurezas de los materiales tradicionales hacen que, incluso cerca del cero absoluto, estos presenten una resistencia no nula.

1.2.1 Comportamiento magnético

Como hemos visto, un material superconductor tiene resistencia nula por debajo de la temperatura crítica (T_C). Sin embargo, no se puede decir que los superconductores tengan conductividad infinita.

En realidad los superconductores se comportan como un diamagnético perfecto, de manera que no permiten que el campo magnético penetre en su interior. Esto es lo que se conoce como efecto Meissner.

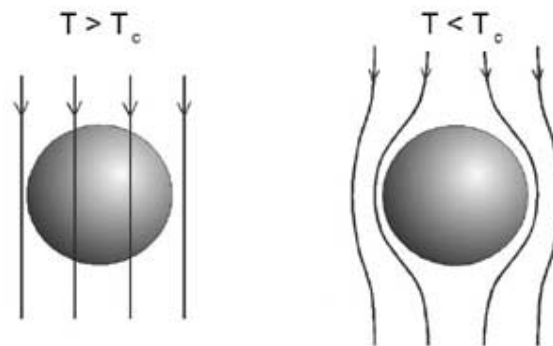


Figura 1.5 Expulsión del campo magnético en el interior de un superconductor por el efecto Meissner.

La inducción magnética en el interior de un superconductor pasa a ser 0 cuando $T < T_C$. El flujo magnético es expulsado del interior del superconductor, con tan solo una penetración en el interior. La longitud de esta penetración es lo que se conoce como profundidad de penetración (λ).

El comportamiento magnético de los superconductores permite clasificarlos en 2 tipos. Los superconductores de "Tipo 1" son aquellos que no permiten en absoluto que penetre el campo magnético externo. Esto conlleva un esfuerzo energético alto, de manera que si se supera la temperatura crítica se produce una ruptura brusca del estado superconductor. Los de "Tipo 2" son

superconductores “imperfectos”, en el sentido que el campo realmente penetra a través de pequeñas canalizaciones, denominadas vórtices de Abrikosov, o fluxones.

Existe un campo magnético límite definido a 0 K que, al superarlo, provoca que se abandone el estado de superconductor. La siguiente ecuación permite calcular el campo crítico a una determinada temperatura T:

$$H_c(T) = H(0) \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right]^2 \quad (1.1)$$

1.2.2 Profundidad de penetración

Como se ha comentado, el campo magnético en el interior de un superconductor es nulo. Sin embargo, no hay ningún motivo para que el campo sea nulo en la superficie. Así pues, la única corriente que circula por un superconductor lo hace en una pequeña porción de su superficie.

Esta corriente que penetra no puede caer bruscamente, y se expande en un cierto grosor del material. Como ya se ha comentado, esta penetración se caracterizará con el parámetro λ .

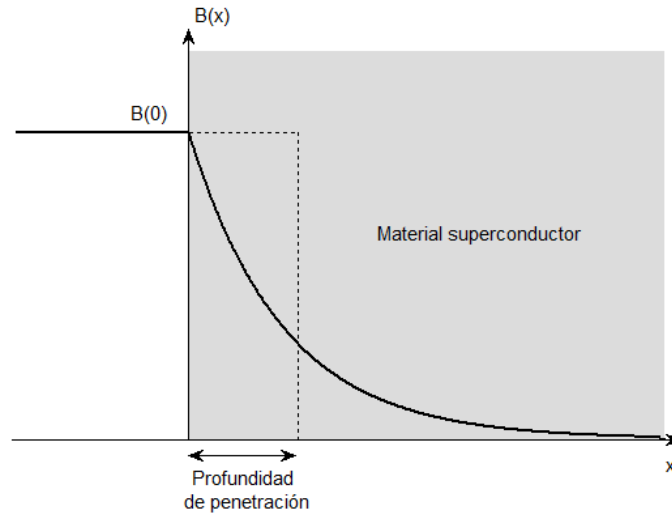


Figura 1.6 Penetración del campo magnético en el interior de un superconductor.

$$B(x) = B(0) \cdot e^{-\frac{x}{\lambda}} \quad (1.2)$$

El grosor de esta penetración de la corriente tiene un papel muy importante en la caracterización de las propiedades de los superconductores.

No es necesario tener en cuenta los efectos producidos por λ , a no ser que se trabaje con grosores de pista muy pequeños, como es el caso de los superconductores de alta temperatura.

La profundidad de penetración es un parámetro característico del material y depende de la temperatura de trabajo, según la siguiente relación:

$$\lambda_L = \frac{\lambda(0)}{\left[1 - \left(\frac{T}{T_C}\right)^4\right]^{\frac{1}{2}}} \quad (1.3)$$

donde $\lambda(0)$ depende de la pureza del material.

Como se observa en la ecuación anterior, a diferencia de los conductores normales, la profundidad de penetración de un superconductor no depende de la frecuencia. Además, a temperaturas cercanas a T_C no podemos considerar el superconductor como un diamagnético perfecto, ya que la profundidad de penetración del campo magnético es grande.

Más adelante se verá que la profundidad de penetración también tiene una dependencia con la distribución de corriente en el superconductor, siendo este uno de los factores más importantes que causan las no linealidades de los circuitos HTS.

1.3 Conducción no lineal

En un conductor convencional la relación entre el campo eléctrico y la densidad de corriente en su interior es proporcional y viene determinada por la conductividad del metal, siendo esta independiente de la densidad de corriente. Sin embargo, en un superconductor, incluso a niveles bajos de señal, la relación entre el campo eléctrico y la densidad de corriente es una relación no lineal, debido a los propios mecanismos físicos que gobiernan el estado de superconductividad.

1.3.1 Teoría BCS y modelo de dos fluidos.

La teoría BCS, como se ha comentado anteriormente en el apartado 1.1, explica el fenómeno de la superconductividad a temperaturas cercanas al cero absoluto, y demuestra que, cuando un conductor se encuentra a $T=0K$, los electrones se ordenan formando pares de electrones, llamados "pares de Cooper" o "portadores superelectrones". Estos pares son los responsables del transporte de carga eléctrica a través de la red molecular sin presentar resistencia. Sin embargo, a medida que los pares de Cooper adquieren energía, estos se pueden romper, convirtiéndose en electrones normales. De esta forma, si se supera una determinada energía del sistema, se crean dos fluidos dentro del superconductor que coexisten, uno en forma de pares de

Cooper y otro en forma de electrones normales. Esta energía se denomina “energía de gap”, y está relacionada con la temperatura.

Considerar que existen dos fluidos coexistiendo en un superconductor da lugar a lo que se conoce como “modelo de dos fluidos”. Este modelo es comúnmente aceptado y permite describir el comportamiento electrodinámico de los superconductores.

Básicamente, el modelo de dos fluidos se basa en considerar que parte de la corriente que fluye en el material superconductor lo hace, por una parte mediante portadores superconductores (de densidad n_{sc}), y, por otra parte, mediante electrones normales, con densidad n_n . De esta manera, la densidad total de portadores será:

$$n = n_n + n_{sc} \quad (1.4)$$

Cuando un superconductor está sometido a un campo magnético externo el portador normal fluye de manera caótica, contribuyendo a la resistencia superficial, mientras que el portador superconductor viaja sin pérdidas en forma de pares de Cooper.

La densidad de corriente total puede escribirse como la contribución por parte de los electrones normales sumada a la contribución de los pares de Cooper, de la siguiente manera:

$$\vec{J} = \vec{J}_n + \vec{J}_{sc} \quad (1.5)$$

La relación entre la densidad de electrones normales y pares de electrones depende de la temperatura, y puede aproximarse de la siguiente manera:

$$\frac{n_{sc}}{n} = 1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^4 \quad (1.6)$$

$$\frac{n_n}{n} = \left(\frac{T}{T_c}\right)^4 \quad (1.7)$$

donde T_c es la temperatura umbral por debajo de la cual el material pasa a estado superconductor.

Llegados a este punto, se puede demostrar [13] que la conductividad de un superconductor, a frecuencias de microondas, se expresa como:

$$\sigma \approx \frac{n_n e^2 \tau_n}{m} - j \frac{1}{\omega \mu \lambda_L^2} \quad (1.8)$$

Como se puede observar, se trata de una conductividad compleja, $\sigma = \sigma_1 - j\sigma_2$. La parte real, σ_1 , que contribuye a las pérdidas, está relacionada con los electrones normales, mientras que la parte imaginaria, σ_2 , depende de la energía cinética de los superelectrones.

1.3.2 Modelo no lineal de conducción

En un superconductor se puede afirmar que si aumenta la densidad de corriente se produce un aumento en la energía del sistema, que provoca una reducción en el número de electrones en estado superconductor. De modo que se crea una dependencia entre el número de pares de Cooper y la densidad de corriente ($n_{sc}(j)$), lo cual provoca que la relación entre la densidad de corriente (j) y el campo eléctrico no será una relación lineal. Esta es la causa fundamental que provoca los efectos característicos de los dispositivos no lineales de radiofrecuencia: generación de productos de intermodulación, armónicos, saturación, etc. Este comportamiento se manifiesta aunque no existan imperfecciones en el material, de manera que se conoce como comportamiento o causas intrínsecas no lineales.

La función que define la variación entre el número de pares superconductores y la densidad de corriente es la siguiente:

$$f(T, j) = \frac{n_{sc}(T, 0) - n_{sc}(T, j)}{n_{sc}(T, 0)} \quad (1.9)$$

que es positiva y, en condiciones normales, muy inferior a 1.

Además, a niveles de potencia moderados, $f(T, j)$ puede aproximarse por:

$$f(T, j) = b_{\ominus}(T) \left(\frac{j}{j_c} \right)^2 \quad (1.10)$$

Donde j_c es la densidad de corriente crítica y $b_{\ominus}(T)$ un valor que depende de la temperatura, la dirección del fluido superconductor y el tipo de gap.

Se define además una dependencia fenomenológica, del siguiente modo:

$$f(T, j) = \left(\frac{j}{j_{IMD}(T)} \right)^2 \quad (1.11)$$

donde j_{IMD} es un valor determinado empíricamente que modela las no linealidades y se extrae de medidas como la intermodulación u otros parámetros no lineales. Esta expresión se usa para explicar los resultados obtenidos en las medidas no lineales, pero no puede ser usado como explicación del origen de las no linealidades en los superconductores.

A partir de aquí se definen una serie de funciones que permiten modelar el comportamiento no lineal de los superconductores.

Por una parte, las no linealidades de λ_L se pueden expresar como:

$$\lambda_L = \lambda_L(T, 0) \left[1 + \frac{1}{2} f(T, j) \right] \quad (1.12)$$

Donde $f(T, j)$ establece cómo la profundidad de penetración se desvía de su valor en pequeña señal y determina la fuerza de las no linealidades.

Por otra parte, esta variación en la profundidad de penetración se refleja en una variación en la conductividad del superconductor. Si recordamos la expresión de la conductividad (1.8), aplicando (1.9) se obtiene:

$$\sigma_1(T, j) = \sigma_1(T, 0) \left[1 + \frac{1}{\left(\frac{\lambda_L(T, 0)}{\lambda_L(0, 0)} \right)^2 - 1} f(T, j) \right] \quad (1.13)$$

De este modo se obtiene la dependencia de la parte real de la conductividad con las variaciones de corriente.

1.4 Impedancia superficial

La impedancia superficial es la impedancia característica vista por una onda plana incidente perpendicularmente sobre un material no infinito. Esta puede ser expresada como la relación entre el campo eléctrico en la superficie y el campo magnético:

$$Z_s = \frac{\vec{E}_t}{\vec{H}_t} \Big|_{\text{superficie}} \quad (1.14)$$

También se puede expresar como

$$Z_s = \sqrt{\frac{j\omega\mu}{\sigma}} \quad (1.15)$$

Aplicando la teoría de la superconductividad, se puede llegar a la siguiente expresión de la impedancia superficial de un superconductor, tal y como se muestra en [13]:

$$R_s \simeq \frac{1}{2} \omega^2 \mu^2 \lambda_L^3(0) \frac{n_n e^2 \tau_n}{m} \left(\frac{T}{T_c} \right)^4 \left(1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^4 \right)^{-\frac{3}{2}} \quad (1.16)$$

$$X_s \simeq \omega \mu \lambda_L(0) \left(1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^4 \right)^{-\frac{3}{2}} \quad (1.17)$$

Se puede ver que la resistencia superficial de un superconductor depende de ω^2 , que es muy diferente dependencia frecuencial de un conductor normal, que varía según $\sqrt{\omega}$.

1.5 Modelo de línea de transmisión no-lineal

El carácter no lineal de una línea de transmisión superconductor se puede modelar modificando los parámetros de una línea quasi-TEM de forma que sean dependientes de la intensidad que circula por ella. Los parámetros que dependen de la profundidad de penetración de los campos son la resistencia $R_d(i)$ y la inductancia interna $L_d(i)$ por unidad de longitud. El resto de parámetros distribuidos (capacidad C_d y conductancia G_d), se considerarán independientes de la corriente y pueden calcularse mediante la herramienta Linecalc de ADS.

Como se explica en [5], una línea de transmisión HTS puede modelarse como una línea cuya resistencia e inductancia son de la siguiente forma:

$$R_d(i) = R_0 + \Delta R(i) \text{ con } \Delta R(i) = \Delta R_q i^2 \quad (1.18)$$

$$L_d(i) = L_0 + \Delta L(i) \text{ con } \Delta L(i) = \Delta L_q i^2 \quad (1.19)$$

La siguiente figura muestra el modelo del telegrafista de un segmento elemental no lineal de una línea de transmisión HTS de longitud dz :

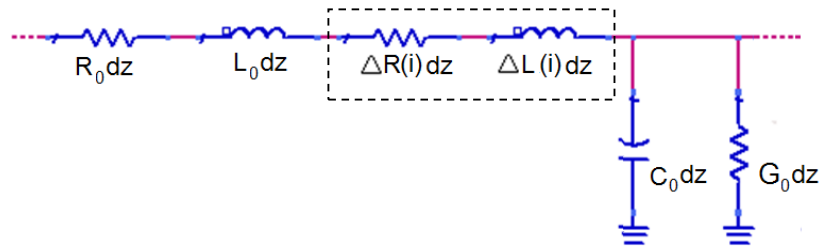


Figura 1.7 Modelo de un diferencial de longitud dz de una línea de transmisión superconductor.

Este modelo permite la simulación de líneas, resonadores y filtros planares.

En los siguientes apartados se explica un modo de obtener los parámetros distribuidos del modelo anterior. Básicamente, los parámetros lineales R_0 y L_0 se obtienen utilizando el método de Weeks, como se explicará en el apartado 2.4. Para la obtención de los parámetros no lineales $\Delta R(i)$ y $\Delta L(i)$ es necesario realizar medidas no lineales, como los productos de intermodulación de orden 3. En el apartado 2.5.2 se explica el proceso utilizado para la obtención de dichos parámetros.

1.6 Efectos de las no linealidades

Como consecuencia del comportamiento no lineal de los dispositivos HTS, se producen diferentes efectos indeseados. Estos son:

1.6.1 Distorsión por intermodulación (IMD)

La distorsión por intermodulación es un efecto indeseado que se produce en aquellos dispositivos de radiofrecuencia que tienen un comportamiento no lineal. Como consecuencia de la mezcla de dos o más señales de diferente frecuencia, se generan señales espurias en frecuencias que no son, generalmente, combinaciones armónicas (múltiplos enteros). De modo que se generan señales muy cercanas a las frecuencias fundamentales, que son difícilmente eliminables y pueden dañar seriamente las prestaciones de los dispositivos de radiofrecuencia.

La siguiente figura ilustra los productos de intermodulación generados por un dispositivo cuyas no linealidades tienen un comportamiento cuadrático.

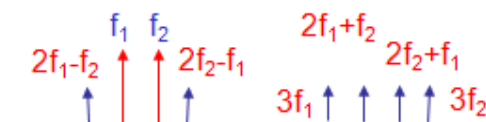


Figura 1.8 Productos de intermodulación generados en un dispositivo no lineal (cuadrático).

Normalmente, la distorsión por intermodulación que se genera en las líneas de transmisión clásicas se debe al comportamiento no lineal de las uniones metal-aislante-metal y los materiales ferromagnéticos (como los conectores).

En los dispositivos superconductores, además, la IMD es generada por la dependencia de la profundidad de penetración con la densidad de corriente.

Sin entrar en detalles, a continuación se muestran las expresiones analíticas correspondientes a un resonador de media longitud de onda, extraídas de [3].

$$I_{12} = \frac{9}{16} I_1^2 I_{12}^* \frac{Q_L}{\omega_{12} L_0} (\Delta R_2 + j\omega_{12} \Delta L_2) \sin(\pi z/l) \quad (1.20)$$

$$P_{12} = \frac{1}{4} k_2 I_{12}^2 \frac{\omega_{12} L_0 l}{Q_0} \quad (1.21)$$

A partir de estas expresiones podemos listar algunos de los aspectos más importantes de las no linealidades en dispositivos superconductores:

- Carácter distribuido: dependencia con la longitud de la línea, l .
- No linealidades cuadráticas: pendiente 3 (log-log scale) de los espurios.
- Dependencia frecuencial: viene determinada por el término $|\Delta R + j\omega \Delta L|$ y puede dar información sobre el origen resistivo o inductivo de las no linealidades.

1.6.2 Power dependence

Los efectos denominados “power dependence” son aquellos relacionados con las variaciones de potencia. Estos son: variación de la frecuencia de resonancia de resonadores HTS y variación del factor de calidad.

Estos efectos han sido estudiados en [7], obteniendo como resultado las formulaciones analíticas que permiten expresar la dependencia del factor de calidad y la frecuencia de resonancia de un resonador HTS con la potencia:

$$f_0(I_0) = \frac{f_{0,0}}{1 + \frac{\Delta L_2}{4L_d}} I_0^2 \quad (1.22)$$

$$Q_0(I_0) = 2\pi f_{0,0} \frac{L_d + \frac{1}{2} \Delta L_2 I_0^2}{R_d + \frac{3}{4} \Delta R_2 I_0^2} \quad (1.23)$$

Donde (1.22) muestra la dependencia de la frecuencia de resonancia con la intensidad máxima en el resonador, y (1.23) la dependencia del factor de calidad.

Asimismo, en [7] se muestra la evolución de los parámetros anteriores con la potencia, en forma de gráficas.

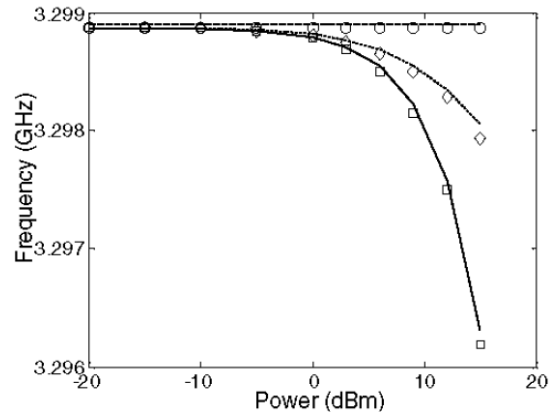


Figura 1.9 Desintonización de un resonador HTS no lineal, según (1.22) (líneas sólidas). Los símbolos corresponden a simulaciones. Se muestran 3 resultados: solo contribución resistiva (círculos), solo inductiva (cuadrados) y mixta (rombos). [7]

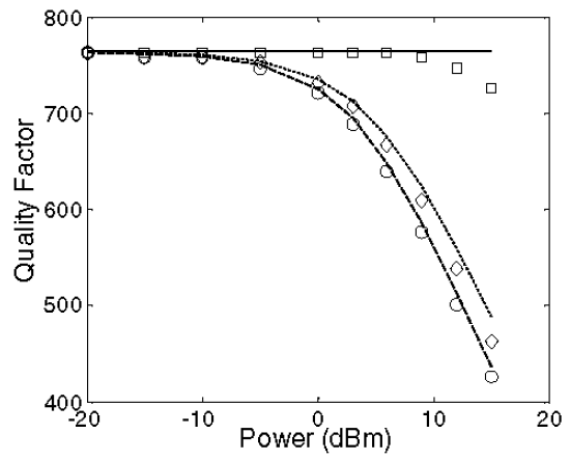


Figura 1.10 Saturación de un resonador superconductor no lineal, según (1.23) (líneas sólidas). Los símbolos corresponden a simulaciones. Se muestran 3 resultados: solo contribución resistiva (círculos), solo inductiva (cuadrados) y mixta (rombos). [7]

Tal y como se observa en la figura 1.9 y 1.10, el incremento de potencia de entrada de un resonador superconductor produce una desintonización hacia bajas frecuencias y una pérdida del factor de calidad, que se traduce en un ensanchamiento de la respuesta frecuencial.

El efecto de desintonización se debe a la contribución inductiva de la línea de transmisión, mientras que el efecto de saturación o pérdida de factor de calidad se debe fundamentalmente a la parte resistiva.

En [6] se puede observar la respuesta en frecuencia de un resonador superconductor coplanar.

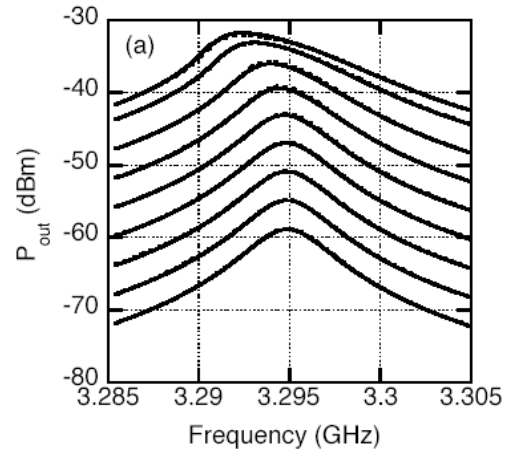


Figura 1.11 Respuesta frecuencial de un resonador HTS , a diferentes potencias de entrada.

Como se observa en la figura 1.11, conforme se incrementa la potencia de entrada de un resonador superconductor, su respuesta sufre un ensanchamiento (pérdida de factor de calidad o saturación), y una deformación de la forma lorentziana, que se traduce en una desviación de la frecuencia de resonancia hacia frecuencias bajas.

2. CARACTERIZACIÓN DE RESONADORES HTS

Este capítulo tiene como finalidad el análisis de líneas de transmisión HTS microstrip. Se utilizará el equivalente de parámetros distribuidos RLCG para obtener un modelo circuital de una línea de transmisión que sea capaz simular el comportamiento no lineal de un resonador microstrip.

En los primeros apartados se hace referencia al resonador fabricado y montado en caja.

En los siguientes apartados se explica la obtención de los parámetros que permiten el modelado del resonador fabricado.

Como resultado de este capítulo, se obtendrá un modelo de simulación para un resonador de $\lambda/2$ acoplado capacitivamente y conectado a un generador y carga de 50Ω .

2.1 Características del resonador

Se ha fabricado un resonador microstrip con la finalidad de verificar las simulaciones no lineales.

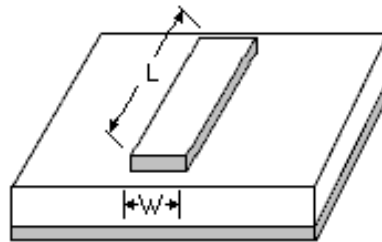


Figura 2.1 Resonador microstrip fabricado.

Las características del resonador son las siguientes:

$$L = 8.0 \text{ mm}$$

$$W = 300 \text{ }\mu\text{m}$$

$$\text{Thickness YBCO} = 700 \text{ nm}$$

$$\text{Thickness MgO} = 508 \text{ }\mu\text{m}$$

$$\text{Tamaño de la muestra} = 10 \times 10 \text{ mm}$$

En el Anexo A se muestra el proceso utilizado para la fabricación de circuitos HTS.

2.2 Montaje en caja

Con la finalidad de medir el resonador a bajas temperaturas es preciso que éste se monte en una caja a medida. Se ha fabricado una caja de latón cuyas medidas permiten que los conectores (SMA) queden separados de la muestra y tengan un pequeño juego, de modo que se puedan ajustar los acoplamientos de entrada y salida.

En una primera prueba se ha utilizado una caja cuadrada, de modo que la muestra queda totalmente inmóvil. Se ha comprobado que el acoplamiento es demasiado grande con esta configuración, ya que no se pueden alejar los conectores lo suficiente. Así que se ha pensado en utilizar una caja rectangular, que permita el movimiento lateral de la muestra. De este modo se puede controlar perfectamente el acoplo entre los conectores y el resonador.

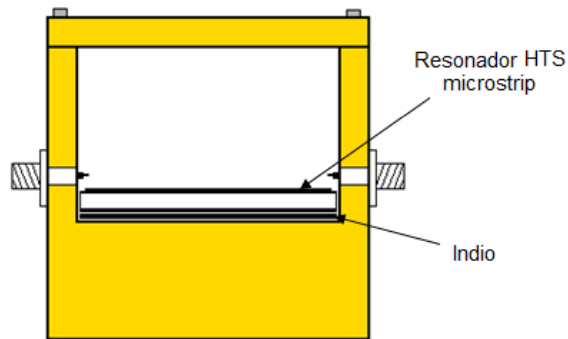


Figura 2.2 Esquema del resonador montado en caja

Para asegurar un buen contacto entre el plano de masa del resonador microstrip y la caja, se ha añadido una capa fina de indio bajo la muestra superconductora.

2.3 Medida de parámetros S del resonador fabricado

Es importante que a la hora de medir los parámetros S, el resonador esté poco acoplado, ya que cuanto más se carga, más se ensancha la respuesta frecuencial y los pequeños desplazamientos de frecuencia (desintonización) se podrían ver emmascarados. En términos de factor de calidad, a mayor acoplamiento el factor de calidad cargado (Q_L) decrece, y por lo tanto el ancho de banda crece.

Se han realizado diferentes pruebas modificando las posiciones de los conectores de entrada y salida del resonador, hasta que se ha conseguido un acoplamiento inferior a los 15dB. De esta manera, se asegura que se observarán la desintonización.

Las primeras pruebas se han realizado sumergiendo el circuito en nitrógeno líquido. De este modo, se ha observado una respuesta frecuencial inestable, seguramente debido a las pequeñas burbujas que se forman dentro del nitrógeno líquido. Además, el proceso de inmersión y extracción de la muestra dentro del nitrógeno líquido puede dañarla. Así que se ha descartado este método y se ha optado por utilizar el criostato.

2.3.1 Criostato

Para las medidas de laboratorio de los resonadores que se han fabricado, se ha hecho uso de un criostato. La función del criostato es posibilitar las medidas de dispositivos de microondas a bajas temperaturas.

El modelo utilizado es el *CS-1020* de *Janis Research Company, Inc.* Mediante un circuito cerrado de helio, el criostato permite hacer medidas desde temperatura ambiente hasta 10K.



Figura 2.3 Criostato CS-1020 de Janis Research Company.

El uso del criostato añade varias dificultades al desarrollo del proyecto. Por una parte, el proceso de enfriamiento de la muestra es lento, tardando alrededor de 2.5h en bajar a 50K. Además, el tiempo que tarda el sistema en volver a temperatura ambiente es prácticamente igual de lento. Por otra parte, una vez introducida la muestra dentro del criostato es imposible manipularla. De este modo, si se requiere un reajuste de la posición de los conectores, es necesario volver a calentar la muestra, manipular el circuito, y volver a enfriar.

2.3.2 Programa de adquisición de parámetros S

Con la finalidad de agilizar las medidas de parámetros S, se ha desarrollado una aplicación en Matlab capaz de controlar remotamente el analizador de redes PNA-X 5242A y realizar medidas de parámetros S en función de la

potencia, permitiendo capturar cada una de las trazas y observar datos como la desintonización y la variación del factor de calidad en función de la potencia.

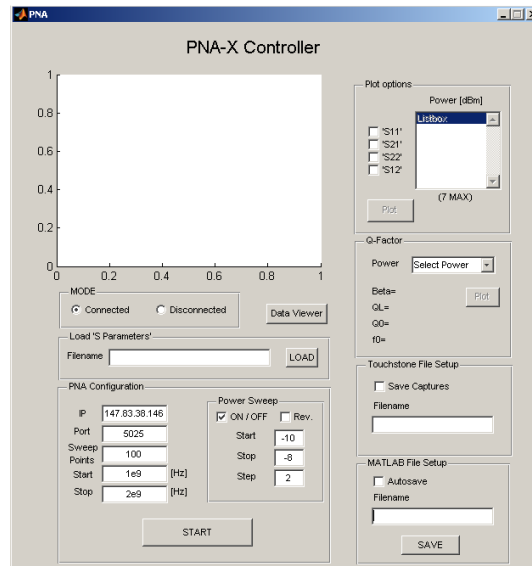


Figura 2.4 Interfaz gráfica del programa de control del PNA-X 5242A.

El programa tiene las siguientes funcionalidades:

- Control remoto del analizador de redes PNA-X mediante ethernet.
- Captura de parámetros S.
- Barrido de potencia.
- Visualización de parámetros S para cada una de las potencias. Posibilidad de superponer las diferentes trazas, hacer zoom, etc.
- Almacenamiento de todas las trazas en ficheros en formato .s2p (Touchstone) y .mat (vectores de datos Matlab).
- Cálculo de factores de calidad, acoplamientos de entrada y de salida.
- Representación del factor de calidad en función de la potencia.
- Representación de la frecuencia de resonancia en función de la potencia.

Gracias a este software es posible realizar un número grande de medidas de forma automatizada. Una vez almacenadas cada una de las medidas, es posible exportarlas y analizarlas.

2.3.3 Resultados de las medidas de parámetros S

A continuación se presentan dos medidas de laboratorio del resonador fabricado. Los parámetros interesantes a medir son aquellos que dependen de la potencia, como la desintonización y la saturación. A continuación se muestran los resultados de las medidas a dos temperaturas, 77K y 60K.

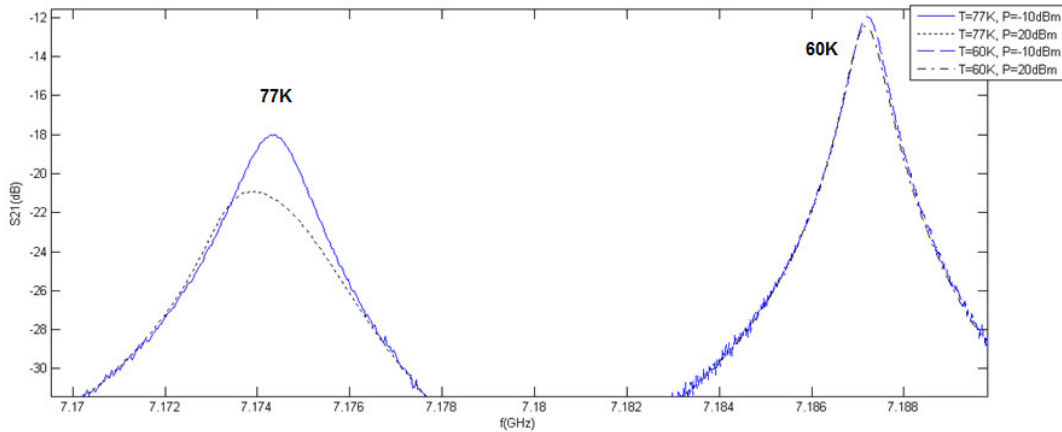


Figura 2.5 S21 del resonador en función de la potencia (T=77K y T=60K).

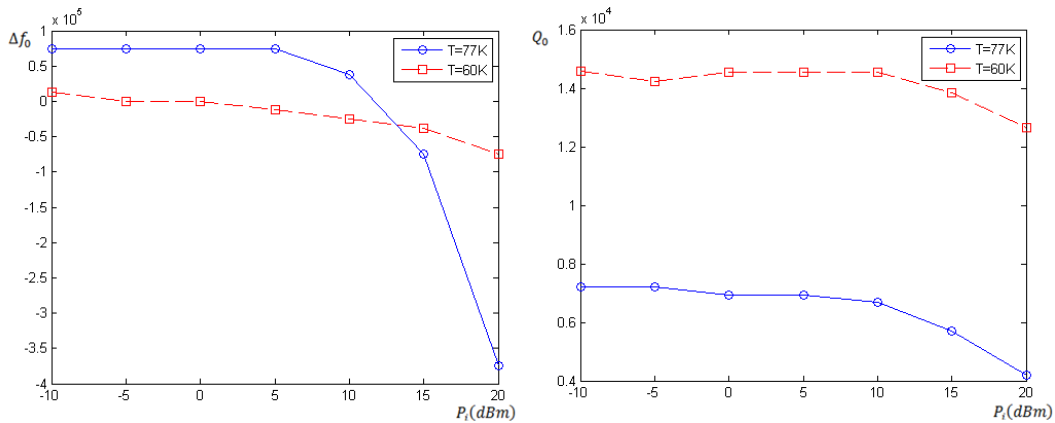


Figura 2.6 Variación del Q y f_0 en función de la potencia (T=77K y T=60K).

Como se puede observar, los resultados concuerdan (cualitativamente) con lo que se ha visto en el apartado 1.6.2. Un incremento en la potencia de entrada del resonador produce una desintonización hacia bajas frecuencias y una disminución de factor de calidad.

Por otra parte, se puede ver que el comportamiento del resonador es más lineal a menor temperatura. Recordando lo expuesto en el capítulo 1.3 *Conducción no lineal*, en un HTS a menor temperatura aumenta el número de portadores superconductores (1.6), de modo que disminuye el $f(T, j)$ (1.9), que es la función que establece cómo la profundidad de penetración se desvía de su valor en pequeña señal y determina la fuerza de las no linealidades.

2.4 Método de Weeks-Sheen

El método WSD se basa en discretizar la sección transversal de una o varias líneas de transmisión en un número elevado de líneas acopladas entre sí (segmentos) y, teniendo en cuenta las resistencias e inductancias propias y mutuas entre todos los segmentos, obtener la matriz de impedancias entre todos ellos, y posteriormente la matriz de impedancias entre líneas.

La discretización se realiza aumentando progresivamente (multiplicando por un factor constante) el tamaño de las celdas a medida que estas se alejan de los bordes de la línea. De esta forma la densidad de celdas es mayor allí donde se prevén fuertes variaciones de la densidad de corriente.

En este proyecto se hará uso de un software desarrollado en [13], que nos permitirá obtener los parámetros lineales R_0 y L_0 .

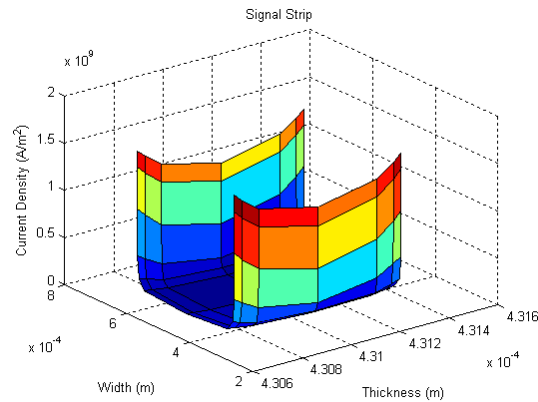


Figura 2.7 Distribución de corriente en una línea microstrip obtenida a partir de Weeks.

La figura 2.7 muestra un ejemplo de distribución de corriente en una línea microstrip HTS de $300\mu\text{m}$ de anchura. Como se puede ver, los máximos de densidad de corriente se encuentran en los bordes de la línea.

2.5 Fórmulas cerradas

En este apartado se definirá el modelo circuital utilizado para la simulación del resonador con el programa ADS.

2.5.1 Modelo y verificación de la respuesta lineal

Una vez encontrados los parámetros lineales R_0 y L_0 es posible hacer una simulación a bajas potencias. Para ello se ha construido un modelo de simulación compuesto por 100 segmentos de longitud dz como el que se aprecia en la siguiente figura 2.8.

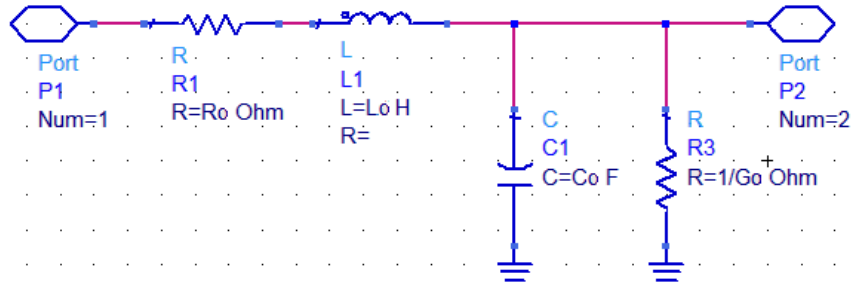


Figura 2.8 Diferencial de longitud de la línea microstrip lineal simulada con ADS.

Por otra parte, la figura 2.9 muestra la línea completa, como agrupación de 100 celdas como la que muestra la anterior figura 2.8.

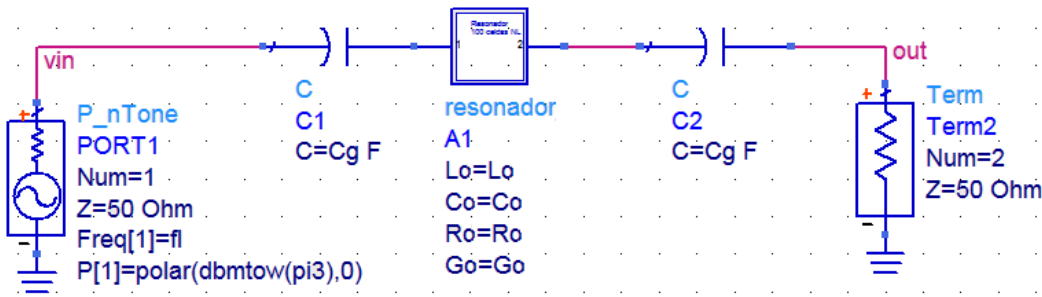


Figura 2.9 Modelo de simulación de línea microstrip.

Para una línea de 300 μm de ancho y 700 nm de espesor se obtienen los siguientes parámetros distribuidos lineales mediante Weeks:

$$R_0 = 0.01 \Omega/m$$

$$L_0 = 5.4589 \cdot 10^{-7} \text{ H/m}$$

Posteriormente encontramos C_d .

$$\epsilon_{ref} = \left(\frac{c}{2fl} \right)^2 = 6.75 \tag{2.1}$$

$$C_d = \frac{\epsilon_{ref}}{L_d c^2} = 1.38 \cdot 10^{-10} \text{ F} \tag{2.2}$$

donde $c = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$ (velocidad de la luz)

Como resultado obtenemos:

$$Z_0 = \text{Real} \left(\sqrt{\frac{R_d + j2\pi f L_d}{j2\pi f C_d}} \right) = 62.6 \Omega \tag{2.3}$$

$$Q_0 = 2\pi f \frac{L_d}{R_d} = 5243 \quad (2.4)$$

$$\beta = \frac{1}{2} \cdot \frac{|S_{21}|}{1 - |S_{21}|} = 0.0822 \quad (2.5)$$

Con esto obtenemos un modelo que simula el comportamiento lineal (a bajas potencias) del resonador superconductor construido.

Es estrictamente necesario que la simulación lineal del resonador coincida con la respuesta medida experimentalmente, ya que de otra manera la simulación no lineal quedará totalmente desviada de la experimental.

Los valores ajustados son:

$$\begin{aligned} R_0 &= 4.66054 \, \Omega/m \\ L_0 &= 5.42075 \cdot 10^{-7} \, \text{H/m} \\ C_d &= 1.37344 \cdot 10^{-10} \, \text{F} \\ G_d &= 4.5 \cdot 10^{-15} \, \text{S} \end{aligned}$$

Así como una capacidad de entrada y salida (C_g) ajustada para obtener el acoplo deseado:

$$C_g = 1.8375 \cdot 10^{-15} \, \text{F}$$

Con estos valores obtenemos la siguiente respuesta lineal:

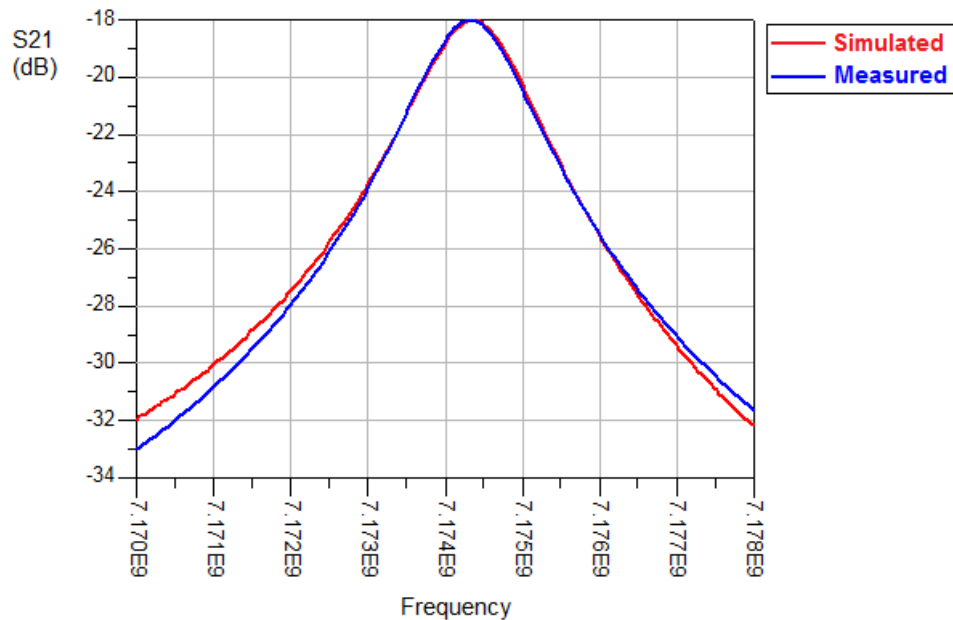


Figura 2.10 Simulación lineal y medida experimental del resonador HTS fabricado.

2.5.2 Obtención de los parámetros no lineales a partir de medidas de IMD

En el apartado anterior se han obtenido los valores necesarios para el ajuste lineal de la respuesta del resonador. El siguiente paso es obtener los parámetros no lineales que caracterizan el resonador HTS.

Para ello, es necesario modificar el modelo de simulación de modo que contenga los parámetros distribuidos no lineales, tal y como se muestra en la figura 1.7Figura 1.7.

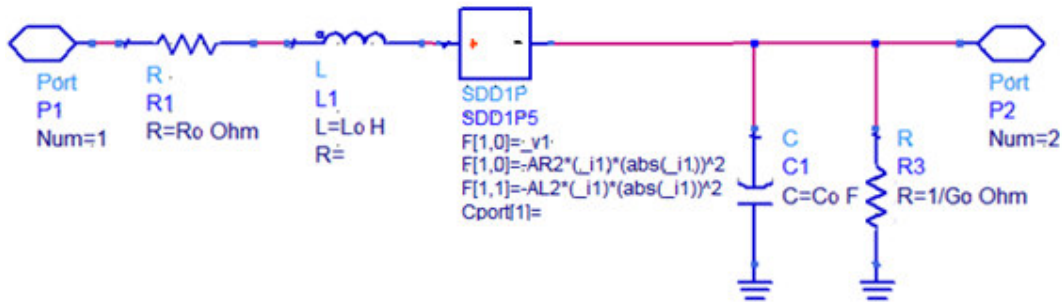


Figura 2.11 Modelo no lineal de simulación del resonador HTS con ADS.

Donde el componente SDD1P5 modela la resistencia y la inductancia distribuidas no lineales del resonador HTS.

Para obtener el valor de $\Delta R(i)$ y $\Delta L(i)$ es necesario realizar una medida no lineal sobre el resonador superconductor. En este caso, se han realizado medidas de distorsión por intermodulación.

El setup de medida utilizado es el siguiente:

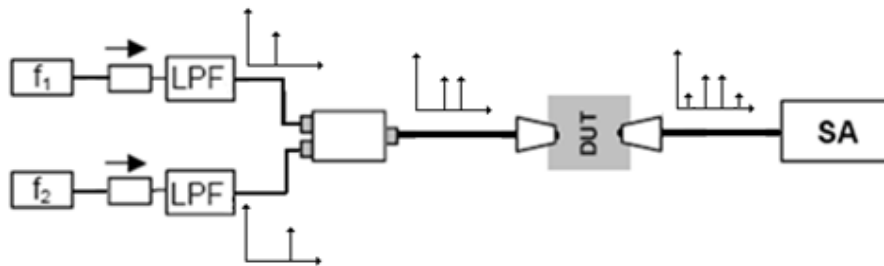


Figura 2.12 Setup de medida de IMD.

Utilizando dos sintetizadores se generan dos portadoras puras centradas en la frecuencia de resonancia del resonador HTS (7.17432GHz) y separadas un valor arbitrariamente pequeño. En este caso, se han separado 100KHz, garantizando que los tonos fundamentales y los productos de intermodulación de tercer orden estén en resonancia (caída del S21 < 1dB).

Cada sintetizador se conecta a un aislador, cuya función es bloquear las pérdidas de retorno que se produzcan en el setup, protegiendo los sintetizadores y manteniendo su comportamiento lo más lineal posible. Por otra parte, se filtran los posibles armónicos generados por los sintetizadores mediante un filtro pasa bajo con frecuencia de corte 8GHz, para mejorar su pureza espectral y asegurar que los armónicos no se mezclen con los fundamentales, cosa que generaría errores en la medida. Por último, los dos tonos generados se suman y se introducen en el resonador HTS a través del criostato, conectando a la salida un analizador de espectros donde se observa el valor de los productos de intermodulación.

2.5.2.1 Aplicación Matlab para adquisición de datos de IMD

La segunda aplicación que se ha programado es la de adquisición de datos para medidas de IMD.

Todo este proceso de medidas de IMD se ha automatizado mediante una aplicación Matlab. Se trata de un programa que controla el analizador de espectros y los dos sintetizadores.

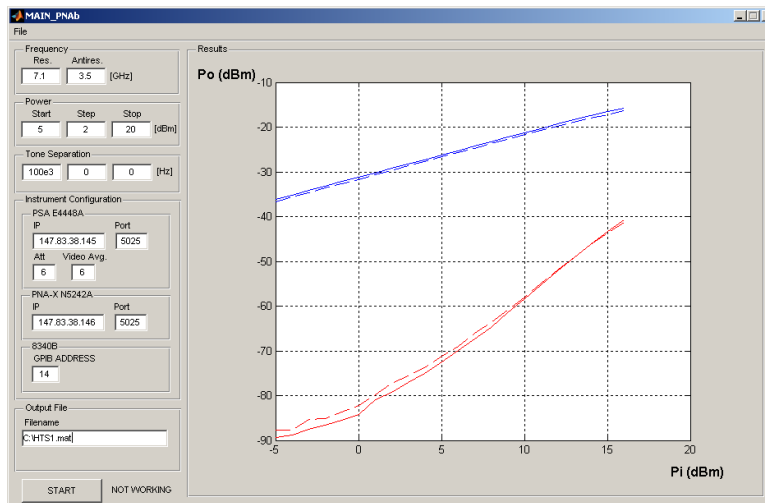


Figura 2.13 Interfaz gráfica del programa de medida de IMD desarrollado.

Sin entrar en detalles de programación, el programa permite seleccionar la frecuencia central (f_0) y la separación entre los tonos generados (Δf), así como la potencia inicial, potencia final e incremento de potencia. El programa muestra en tiempo real las capturas de pantalla del analizador de espectros, así como la gráfica que relaciona la potencia de los tonos fundamentales y los productos de intermodulación de tercer orden.

Para la adquisición del valor de los productos de intermodulación y de los tonos fundamentales, el programa utiliza un span en el analizador de espectros igual a $6 \times \Delta f$. Después, se divide la traza capturada en 6 ventanas de frecuencia. El máximo valor de cada una de las ventanas contiene la información de potencia

de cada uno de los productos de intermodulación, así como de los tonos fundamentales, tal y como muestra la figura 2.14.

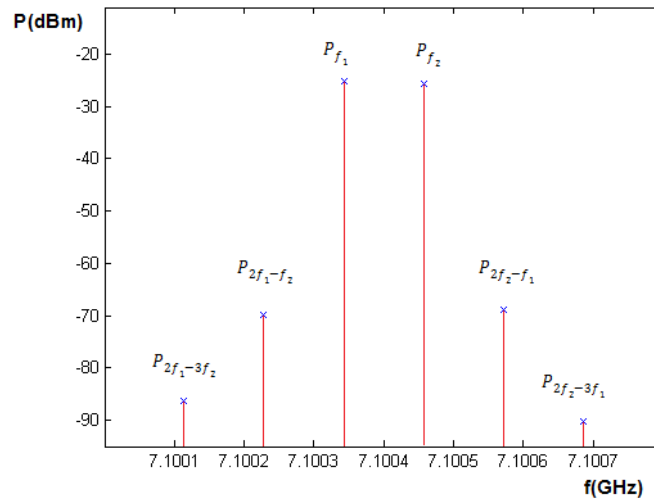


Figura 2.14 Ejemplo de medida de IMD con el programa desarrollado.

Además, el programa realiza promediado en el analizador de espectros con la finalidad de minimizar el ruido en los datos capturados.

Los datos son guardados en un fichero .mat, de manera que pueden ser exportados y analizados posteriormente.

2.5.2.2 Resultados de las medidas de IMD

Los resultados obtenidos a $T=77K$ son los siguientes:

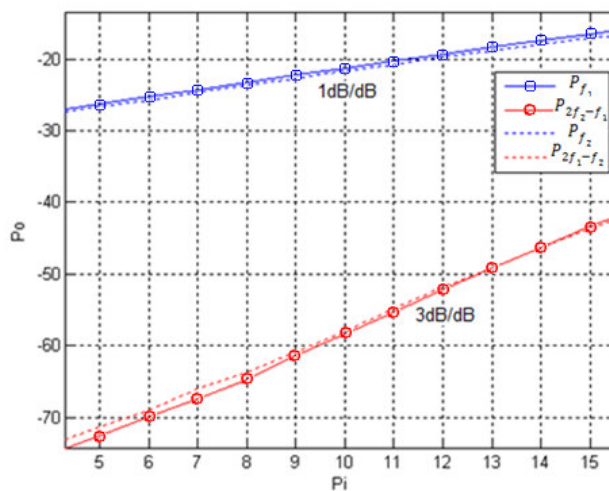


Figura 2.15 IMD medida a $T=77K$.

El valor de la potencia de entrada (P_i) de la gráfica se corresponde con la potencia de los generadores, sin tener en cuenta las pérdidas entre la salida de los generadores y la entrada al resonador.

De las medidas de IMD se puede extraer el punto de intercepción de tercer orden a la salida, calculado como:

$$IP3 = \frac{3}{2}P_{f_1} - \frac{3}{2}P_{2f_2-f_1} \quad (2.6)$$

En este caso es de $IP3_o = -3$ dBm. Este es un valor muy elevado, que refleja el comportamiento no lineal fuerte del resonador HTS y que lo descarta como dispositivo útil para trabajar a altas potencias. Cabe la posibilidad de que el valor obtenido haya sido demasiado elevado, debido a que aunque la medida se tomó a 77K, existe un gradiente térmico entre la lectura del controlador de temperatura del criostato y la temperatura real de la muestra superconductora. Es por esto que cabe la posibilidad de que la temperatura del superconductor estuviera muy cerca de T_c , lo cual provocaría un comportamiento no-lineal muy pronunciado. La temperatura de transición a superconductor observada en el controlador de temperatura del criostato ha sido de 82K.

Por otra parte, en [14] se hacen medidas de $IP3$ sobre un filtro HTS microstrip, y se llega a la conclusión de que un aumento en el espesor del superconductor se traduce en una mejora del $IP3$.

2.5.2.3 Extracción de las no linealidades

Una vez realizada la medida de IMD, la siguiente expresión nos permite obtener el módulo de las no linealidades $|\Delta R + j\omega_1\Delta L|$.

$$P_L = (4P_0)^3 \left(\frac{Q_0}{\omega_1 W_0} \right)^4 |\Delta R + j\omega_1\Delta L|^2 \frac{\beta^4}{(1 + 2\beta)^8} T^2 \Gamma^2 \quad (2.7)$$

Esta expresión es válida para no linealidades de tipo cuadráticas, que se manifiestan con una pendiente 3 (en escala log-log) de los productos de intermodulación de tercer orden.

$$W_0 = \frac{L_0 l}{4} \quad \text{para un resonador } \lambda/2 \quad (2.8)$$

$$T = \frac{3}{4}, \Gamma = \frac{3}{16} l \quad (2.9)$$

Donde $l = 8 \cdot 10^{-3}$ m es la longitud del resonador.

De la medida experimental (figura 2.15) obtenemos:

$$P_{f_1} = -16.53 \text{ dBm}$$

$$P_{2f_1-f_2} = -43.36 \text{ dBm}$$

Para calcular P_0 y P_L hay que tener en cuenta las pérdidas del cable que conecta el criostato con el analizador de espectros, que a la frecuencia de trabajo es de 2.9dB. Teniendo en cuenta estos datos y el valor de $S_{21} = -18\text{dB}$:

$$P_0 = -16.53 \text{ dBm} - (-2.9\text{dB}) - (-18\text{dB}) = 3.37\text{dBm}$$

$$P_L = -43.36 \text{ dBm} - (-2.9\text{dB}) = -40.46\text{dBm}$$

Y aplicando (2.7) extraemos:

$$|\Delta R + j\omega_1 \Delta L| = 7.8 \text{ } \Omega/\text{m}/\text{A}^2$$

A partir de ahora se explica el proceso de obtención de la fase de las no linealidades, que nos permitirá obtener el valor de ΔR y ΔL por separado.

Como en la medida de IMD se pierde la información de la fase, no es posible conocer ΔR y ΔL por separado de manera analítica. Para ello, es necesario ajustar la simulación de manera que la respuesta se asimile lo mejor posible con las medidas de laboratorio del resonador.

Para encontrar la fase de las no linealidades, lo primero que podemos hacer es simular unas no linealidades totalmente resistivas ($\Delta L = 0$), y unas no linealidades totalmente inductivas ($\Delta R = 0$).

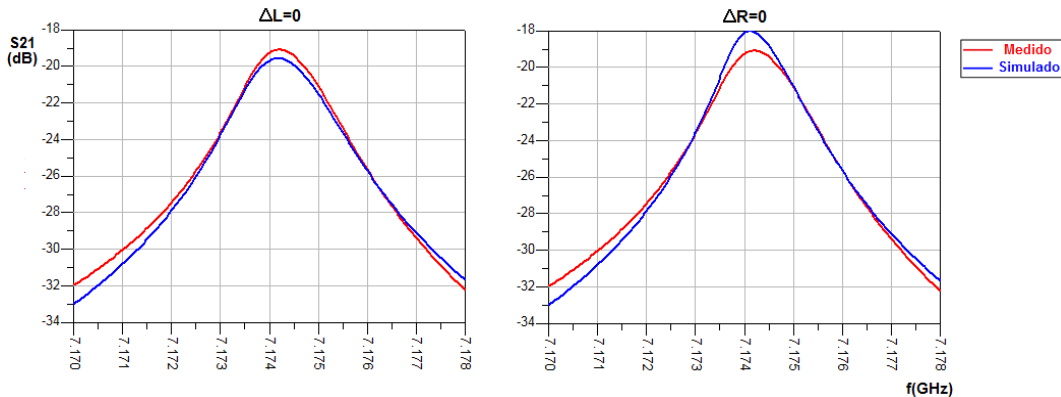


Figura 2.16 Simulaciones del resonador HTS con $\Delta L = 0$ y $\Delta R = 0$.

Como se puede observar, en el resonador fabricado (ancho de 310μm) las no linealidades resistivas tienen más peso que las inductivas.

Ajustando los valores mediante optimización con ADS, obtenemos los siguientes valores:

$$\Delta R = 4.08 \text{ } \Omega/\text{m}$$

$$\Delta L = 1.4792 \cdot 10^{-9} \text{ H/m}$$

En el siguiente apartado se muestran los resultados de las simulaciones no lineales.

2.5.3 Resultado de las simulaciones no lineales

La siguiente figura muestra el ajuste conseguido entre la respuesta medida del resonador y las simulaciones con ADS.

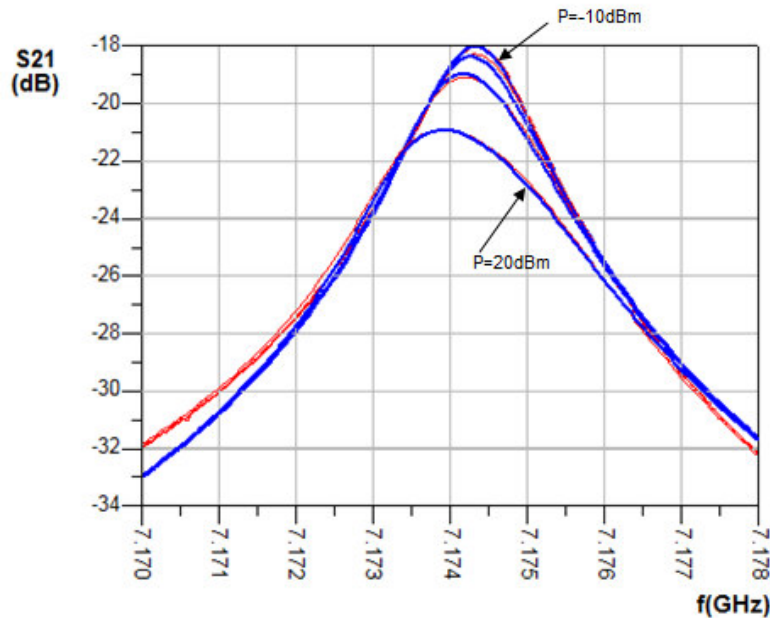


Figura 2.17 Azul: Simulación no lineal del resonador HTS . Rojo: medidas experimentales del resonador fabricado.

Llegados a este punto, disponemos de un modelo de simulación del resonador HTS fabricado. Dicho modelo nos ayudará a realizar simulaciones añadiendo nuevos elementos no lineales, con la finalidad de buscar una combinación que permita reducir o cancelar las no linealidades del HTS.

2.5.4 Conclusiones

Después de observar el comportamiento no-lineal del resonador HTS microstrip fabricado, se ha podido ver que su comportamiento no-lineal es cuadrático (pendiente 3 de los productos de intermodulación de tercer orden, figura 2.15), y que las no-linealidades son muy fuertes.

En un sistema de comunicaciones, un filtro realizado con la tecnología HTS que se ha presentado en este capítulo solamente podría ser utilizado en aplicaciones de muy baja potencia, garantizando que el comportamiento no-lineal del filtro HTS sea mínimo.

Es por esto que es necesario buscar nuevos métodos para reducir o cancelar el comportamiento no-lineal de los dispositivos HTS, ya que de otro modo sus aplicaciones potenciales quedan totalmente limitadas.

En el siguiente capítulo se hace uso del modelo de simulación desarrollado en el capítulo 2 y de la información presentada en [5] [8] [9] [10], para presentar una nueva topología que pretende reducir las no-linealidades del resonador HTS mediante el uso de materiales ferroeléctricos. Al del capítulo se presentan las medidas de laboratorio realizadas en criostato y se hace un resumen de los resultados obtenidos.

3. CANCELACIÓN DE NO LINEALIDADES EN CIRCUITOS HTS

En los capítulos anteriores se ha hablado del comportamiento no lineal de los superconductores. Además, se han podido observar experimentalmente dichas no linealidades en un resonador que se ha fabricado y medido en un criostato. Por otra parte, se ha construido un modelo de simulación que permite modelar tanto el comportamiento lineal como el no lineal, ajustándose a las medidas experimentales.

Como se ha podido observar en este caso concreto, las no linealidades tan fuertes del resonador superconductor limitan las posibles aplicaciones de este tipo de circuitos HTS para la construcción de dispositivos planares, de manera que es necesario buscar mecanismos para reducir o cancelar las no linealidades.

En esta segunda parte del proyecto se presenta un método nuevo de compensación de no linealidades mediante la combinación de HTS con materiales ferroeléctricos. Se presentarán las propiedades de los materiales ferroeléctricos, se propondrá una topología de HTS + ferroeléctrico y se evaluará su comportamiento.

3.1 Concepto de cancelación de no linealidades

La idea básica de cancelación de las no linealidades de líneas de transmisión HTS que se propone consiste en combinar los superconductores con otro material que presente no linealidades contrarias, de manera que su combinación resulte en un dispositivo lineal.

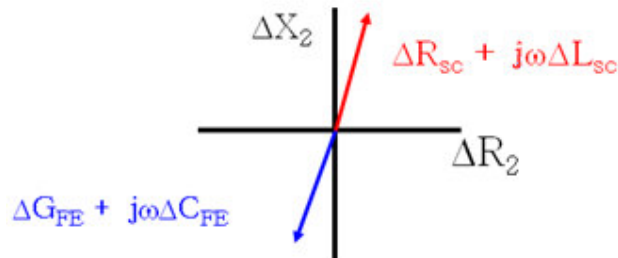


Figura 3.1 En el cuadrante superior derecho el fasor que modela las no linealidades del superconductor. En el cuadrante inferior izquierdo las del ferroeléctrico.

La figura 3.1 resume el concepto de cancelación de las no linealidades. Mientras las componentes no lineales de los superconductores son de signo positivo, las de los ferroeléctricos son de signo negativo, de modo que existe un valor para el cual se produce cancelación.

3.2 Comportamiento no lineal de los ferroeléctricos

Existen multitud de artículos que estudian los efectos no lineales de los materiales ferroeléctricos. En [11] se puede ver la siguiente gráfica que muestra el parámetro S21 en función de la potencia.

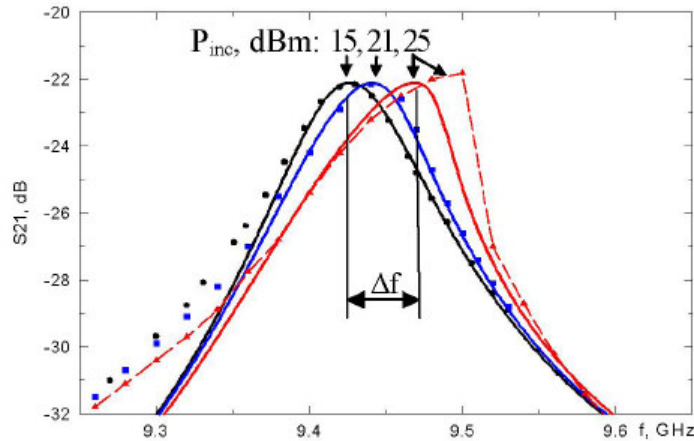


Figura 3.2 S21 medido en un resonador BSTO, en función de la potencia. Fuente: [11]

Si se compara esta figura con lo que se ha visto en los capítulos anteriores, la deformación que se produce en la forma lorentziana de la respuesta de un ferroeléctrico al trabajar con potencias altas es contraria a la que se produce en los HTS.

Por otro lado, si se observa la dependencia de la capacidad no-lineal del ferroeléctrico con la temperatura, se observa un comportamiento no-lineal máximo a una temperatura aproximada de 50K.

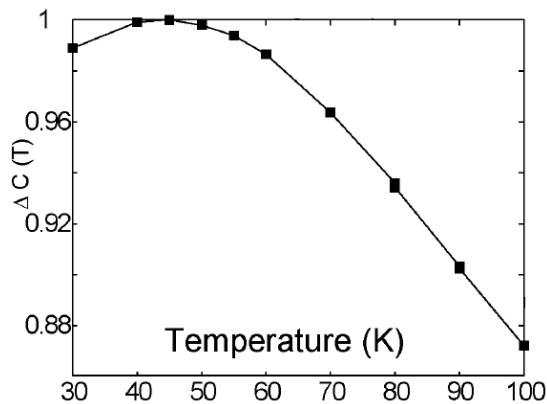


Figura 3.3 Medida de la variación de la capacidad relativa en función de la temp., ΔC(T) [9]

Por otra parte, el comportamiento no-lineal de los superconductores, que se puede ver a través de la corriente de ruptura de los pares superconductores, es la siguiente:

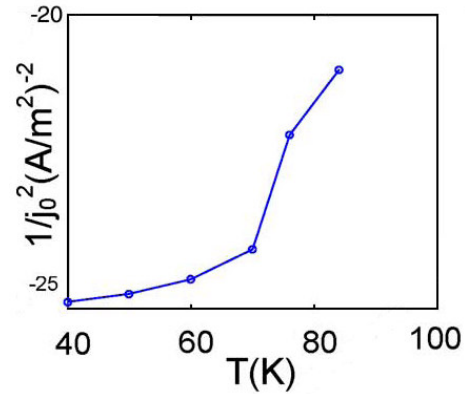


Figura 3.4 Dependencia de la corriente de ruptura con la temperatura, $j_0(T)$ [10].

Como se ve en la figura 3.4, el comportamiento no-lineal de los HTS disminuye con la temperatura.

Por lo tanto, en la combinación de HTS y ferroeléctrico es necesario hacer medidas en función de la temperatura, con la finalidad de encontrar una temperatura a la cual se iguale la contribución no-lineal de uno y de otro.

3.3 Topología propuesta

A continuación se muestra la topología propuesta:

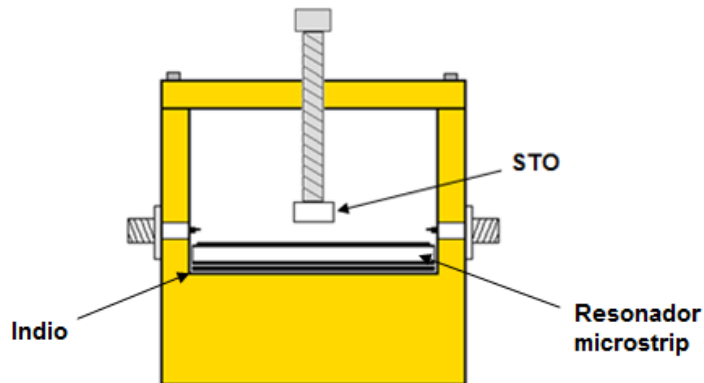


Figura 3.5 Resonador HTS con tornillo y ferroeléctrico (STO tipo *bulk*).

La muestra de STO utilizada es de tipo *bulk*. Pegándola a un tornillo sobre la tapa del circuito, se puede modificar la posición del ferroeléctrico, permitiendo controlar su contribución.

Diferentes artículos [5] [8] [9] [11] estudian el comportamiento no lineal de ferroeléctricos como el SrTiO₃ (STO) o el BaSrTiO₃. Se ha demostrado [9] que las no linealidades del STO/BSTO son contrarias a las de los HTS, y se pueden modelar por una conductancia y una capacidad no lineales:

$$G_d(i) = G_0 - \Delta G(i) \tag{3.1}$$

$$C_d(i) = C_0 - \Delta C(i) \tag{3.2}$$

De modo que el equivalente circuital de la topología propuesta sería el siguiente:

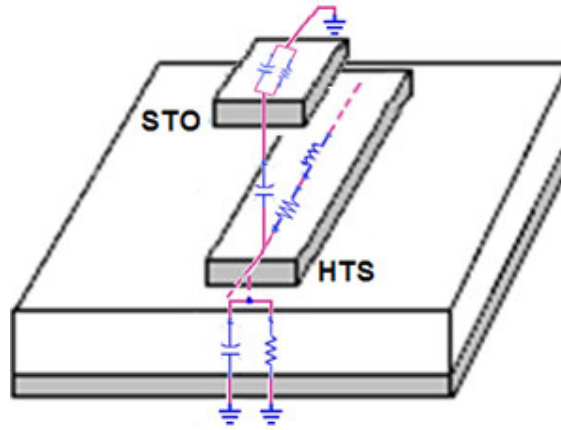


Figura 3.6 Equivalente circuital de la topología propuesta.

A continuación se muestra el modelo de parámetros distribuidos de un diferencial de longitud dz utilizando la combinación HTS y ferroeléctrico propuesta.

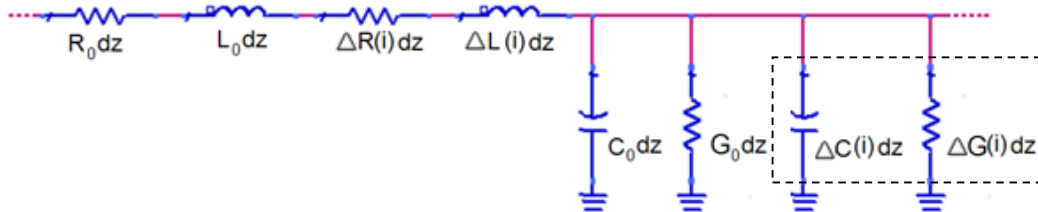


Figura 3.7 Resonador HTS con tornillo y ferroeléctrico (STO tipo bulk).

Como se puede ver en [5] se producirá cancelación total si se consiguen los siguientes valores:

$$\Delta G(i) = \frac{1}{Z_0^4} \Delta R(i) \tag{3.3}$$

$$\Delta C(i) = \frac{1}{Z_0^4} \Delta L(i) \quad (3.4)$$

3.4 Simulación del resonador HTS con ferroeléctrico

En este apartado se muestran los resultados de las simulaciones del resonador HTS linealizado mediante STO según la topología propuesta. Se muestra en primer lugar la respuesta frecuencial y posteriormente la simulación de intermodulación del resonador linealizado.

3.4.1 Parámetros S

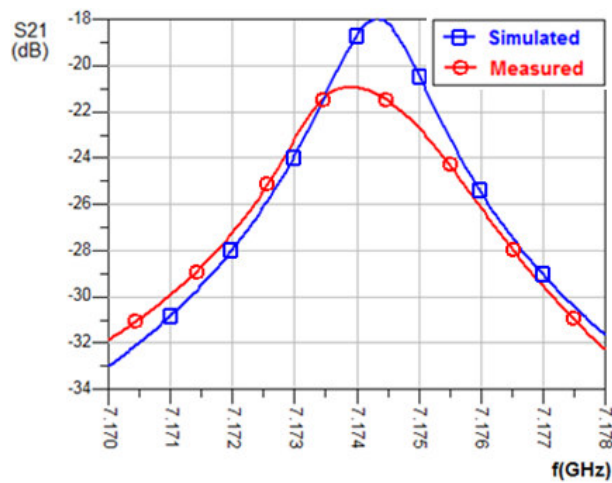


Figura 3.8 Círculos: medida del resonador HTS con P=20dBm.
Cuadrados: simulación HTS+Ferroeléctrico con P=20dBm.

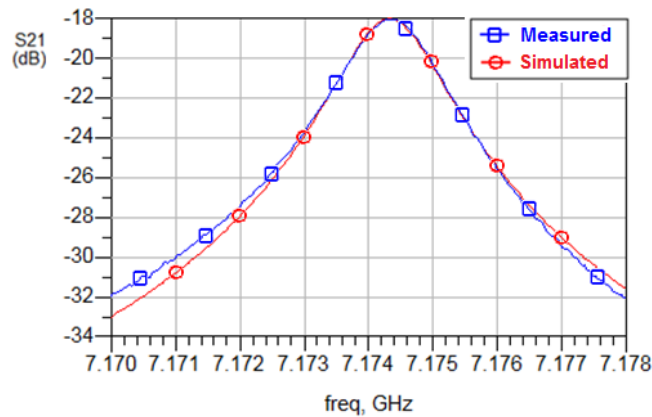


Figura 3.9 Comparación entre la respuesta a bajas potencias del resonador HTS (cuadrados, medida de laboratorio) y la simulación (círculos) con HTS+Ferroeléctrico.

En la simulación se puede ver cómo añadiendo los efectos no lineales del ferroeléctrico se consiguen disminuir las no linealidades del HTS.

Como se observa en la traza azul (simulada), a una potencia de entrada de 20dBm no se observa desintonización ni pérdida de factor de calidad. Esto es un claro indicador de que es posible la linealización de circuitos HTS utilizando ferroeléctricos.

3.4.1 IMD

Es interesante ver la repercusión del ferroeléctrico en las simulaciones de productos de intermodulación.

A continuación se muestra la simulación de los productos de intermodulación de tercer orden generados por el resonador HTS.

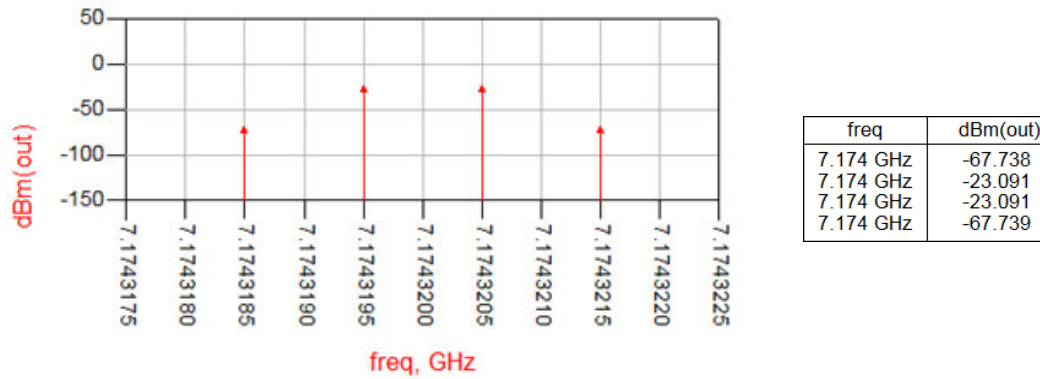


Figura 3.10 Simulación con Harmonic Balance (HB) de productos de IMD en un resonador HTS.

La siguiente figura muestra la simulación de productos de intermodulación de tercer orden generados por el resonador linealizado.

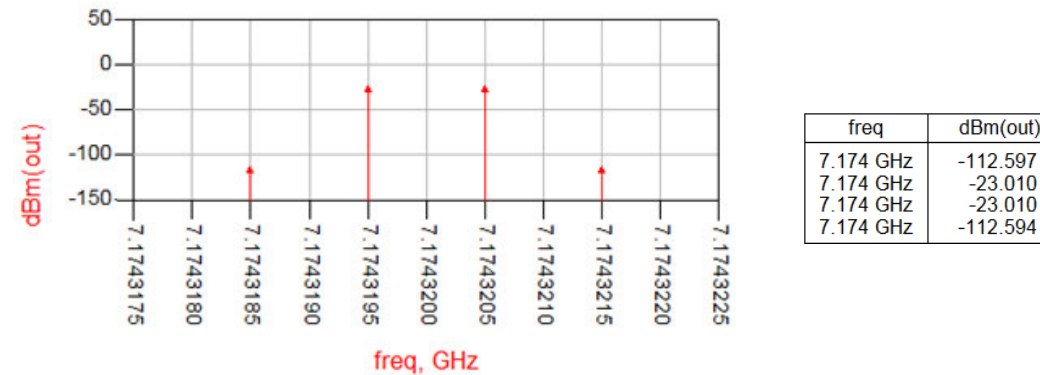


Figura 3.11 Simulación con HB de productos de IMD en un resonador HTS linealizado con ferroeléctrico.

Las simulaciones de IMD muestran una mejora en los niveles de los productos de intermodulación de aproximadamente 45dBc.

3.5 Medidas

A continuación se muestran los resultados de las pruebas de laboratorio. El resonador medido tiene las siguientes características:

$$L = 8.0 \text{ mm}$$

$$W = 350 \text{ }\mu\text{m}$$

$$\text{Thickness YBCO} = 700 \text{ nm}$$

$$\text{Thickness MgO} = 508 \text{ }\mu\text{m}$$

$$\text{Tamaño de la muestra} = 10 \times 10 \text{ mm}$$

En primer lugar, se han realizado medidas sin ferroeléctrico. Los resultados obtenidos se muestran en las gráficas mediante círculos. En segundo lugar, manteniendo los acoplamientos de entrada y de salida, se ha añadido la muestra de STO, y las medidas se muestran en las gráficas mediante cuadrados.

De esta manera, las siguientes figuras muestran la respuesta del resonador con y sin material ferroeléctrico (STO *bulk*). Los parámetros a observar son por una parte la desintonización, y por otra parte la pérdida de factor de calidad o ensanchamiento de la respuesta frecuencial.

El objetivo que se persigue es demostrar que añadiendo la muestra de STO, a una determinada temperatura, se consigue mitigar la respuesta no lineal del resonador HTS. Observando los parámetros antes mencionados, se espera encontrar una posición del STO y una temperatura donde se produzcan unos valores menores de desintonización y saturación, o bien una deformación de la forma Lorentziana de la respuesta del resonador hacia altas frecuencias. Si se produce dicha deformación hacia altas frecuencias, esto podría significar que existe una determinada configuración (posición del STO y temperatura) a la cual se produce cancelación de las no linealidades.

Cabe añadir que además de las medidas que se muestran en los siguientes apartados, durante la realización del proyecto se han realizado más medidas de resonadores con diferente grosor (150 μm , 200 μm , 250 μm , 300 μm y 350 μm), diferente acoplamiento entre el resonador y los conectores, y diferentes posiciones del ferroeléctrico. Como se explicó en el apartado 2.3.1, cada una de las modificaciones realizadas sobre la muestra (ajuste de los conectores y del tornillo que sujeta el ferroeléctrico) supone enfriar la muestra en el criostato, medir con el analizador de redes, y volver a calentar la muestra a temperatura ambiente. Dicho proceso supone que únicamente se pueda realizar una medida diaria, ya que si se extrae la muestra de HTS a una

temperatura a la cual se condense agua en el interior de la caja del resonador se corre el riesgo de que este quede totalmente inservible.

Se han escogido los resultados medidos en el resonador de 350 μ m, ya que son los que ilustran mejor los resultados de las medidas. Esto es debido a que un mayor ancho del resonador HTS disminuye la densidad de corriente en el interior de éste, disminuyendo a la vez las no linealidades del HTS y permitiendo observar los efectos que introduce el STO con mayor facilidad.

3.5.1 Medidas a HTS+STO, T=75K

A continuación se muestran los resultados obtenidos en las medidas a una temperatura de 75K.

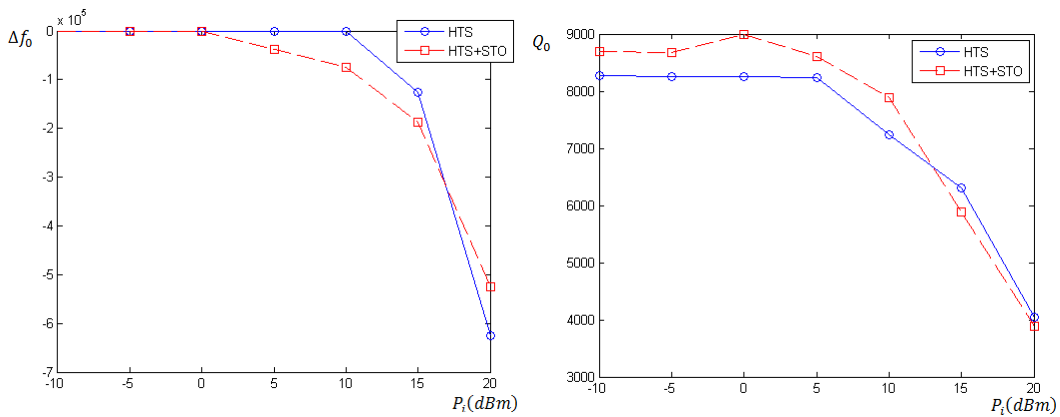


Figura 3.12 Izq.: evolución de la frecuencia de resonancia f_0 respecto a la resonancia de la respuesta lineal ($P=-10$ dBm), en función de la potencia. Derecha: Evolución del factor de calidad respecto de la potencia.

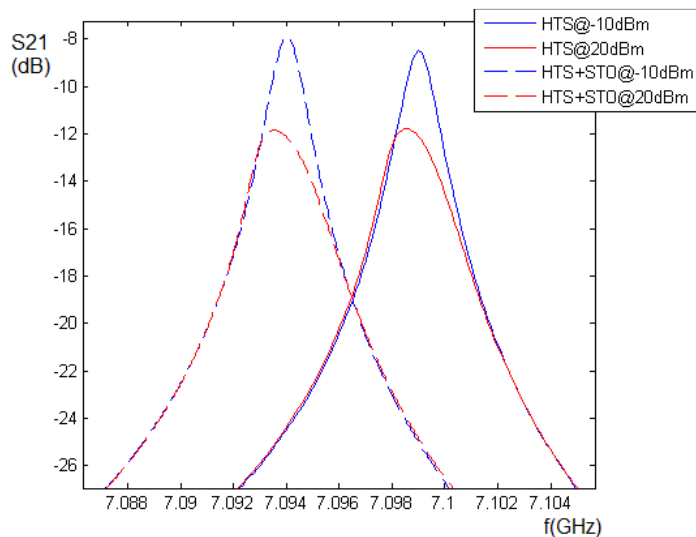


Figura 3.13 Medidas de parámetros S con y sin STO.

Las medidas a 75K no muestran compensación de las no linealidades del HTS. Como se puede ver, al aumentar la potencia la frecuencia de resonancia disminuye, de modo que predominan las no linealidades del HTS frente a las del STO. Se observa una desintonización de -600KHz y una pérdida de factor de calidad de alrededor del 50%.

Cabe añadir que a menor temperatura las no linealidades del STO se incrementan, llegando a ser máximas a 50K, de manera que es necesario seguir disminuyendo la temperatura, tal y como se dijo en el apartado 3.2.

3.5.2 Medidas a HTS+STO 70K

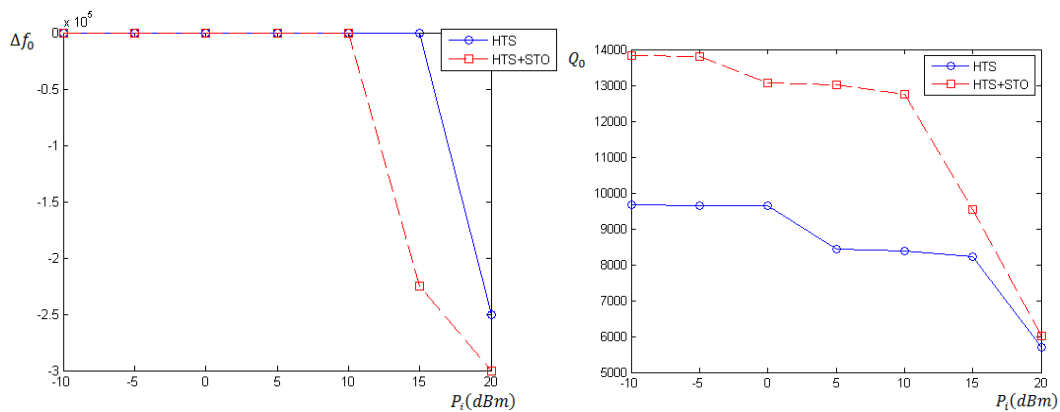


Figura 3.14 Izq.: evolución de la frecuencia de resonancia f_0 respecto a la resonancia de la respuesta lineal ($P=-10$ dBm), en función de la potencia. Derecha: Evolución del factor de calidad respecto de la potencia.

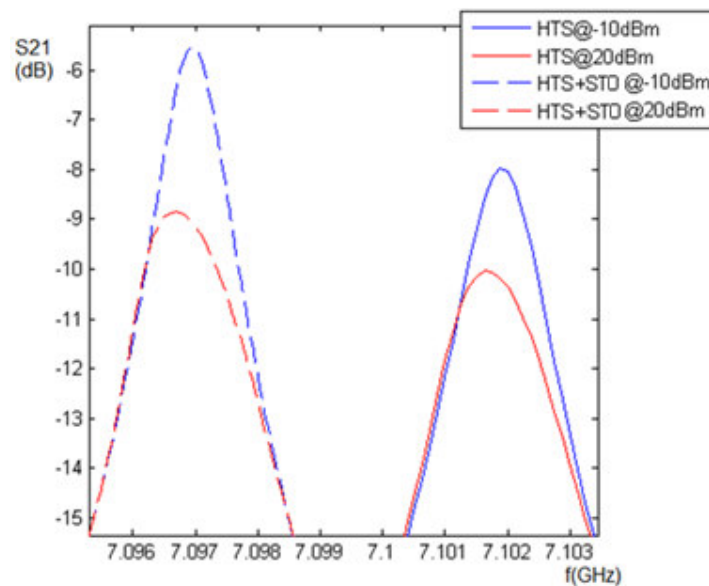


Figura 3.15 Medidas de parámetros S con y sin STO.

Igual que en el caso anterior ($T=75K$), a $70K$ no se observa una compensación de las no linealidades.

En este caso se observa una desintonización de unos $-300KHz$, que concuerda con lo esperado, ya que a menor temperatura se reduce el comportamiento no-lineal del HTS.

Por otro lado, se observa que al añadir el STO, el factor de calidad del resonador a bajas potencias ha aumentado considerablemente. Sin embargo, el incremento de potencias provoca una pérdida de factor de calidad, como ocurre en el caso anterior.

3.5.3 Medidas a HTS+STO 65K

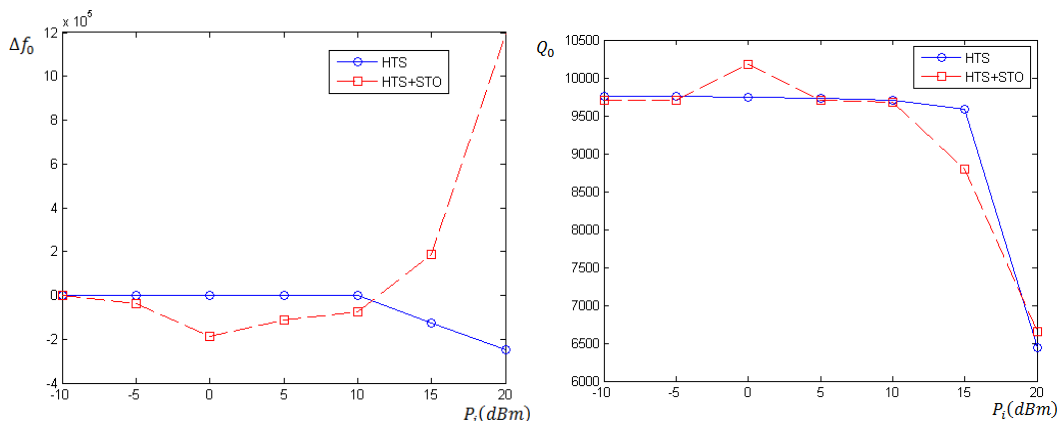


Figura 3.16 Izq.: evolución de la frecuencia de resonancia f_0 respecto a la resonancia de la respuesta lineal ($P=-10dBm$), en función de la potencia. Derecha: Evolución del factor de calidad respecto de la potencia.

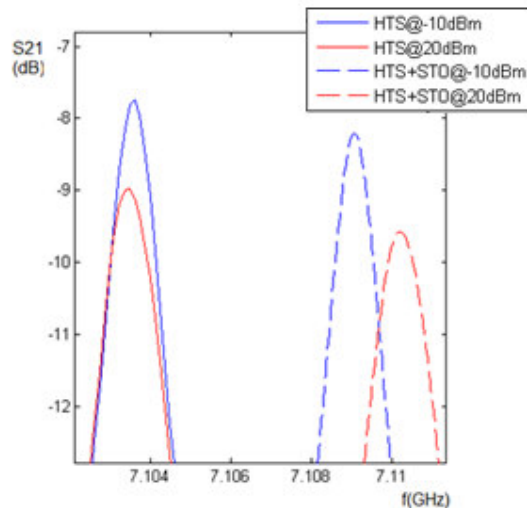


Figura 3.17 Medidas de parámetros S con y sin STO a $T=65K$.

A 65K se observa un fenómeno que revela que la contribución no lineal del STO ha aumentado. A esta temperatura, el aumento de potencia produce un desplazamiento de la frecuencia de resonancia hacia frecuencias altas.

La desintonización que se produce en el caso de solo HTS es de -200KHz aproximadamente, mientras que añadiendo el STO se observa un aumento de la frecuencia de resonancia que llega hasta 1.2MHz.

Sin embargo, si se observa la forma de la medida de S21 a una potencia de 20dBm con STO, no se produce una deformación de la forma lorentziana hacia altas frecuencias (como ocurre en la figura 3.2), sino que se produce un desplazamiento de toda la respuesta frecuencial. Esto supone que los efectos que se están observados puede que sean efectos térmicos, y no las no linealidades del STO.

3.5.4 Medidas a HTS+STO 50K

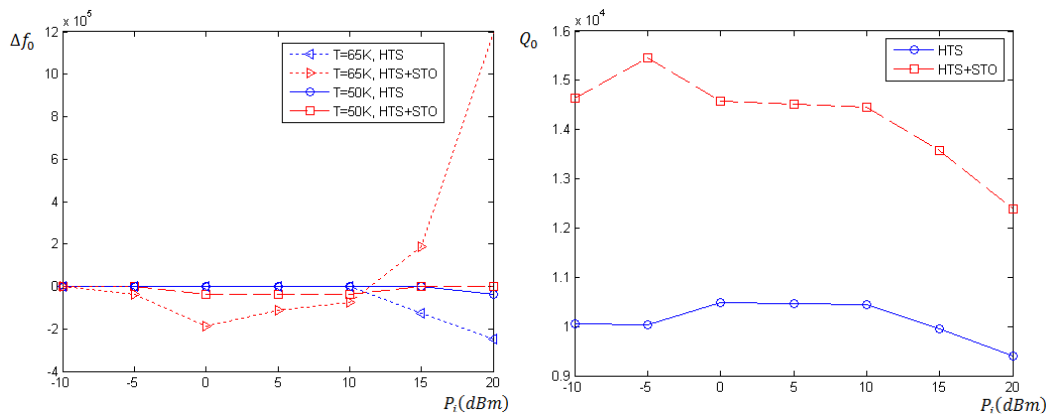


Figura 3.18 Izq.: evolución de la frecuencia de resonancia f_0 respecto a la resonancia de la respuesta lineal ($P_i = -10$ dBm), en función de la potencia (a $T=65$ K y $T=50$ K). Derecha: Evolución del factor de calidad respecto de la potencia ($T=50$ K).

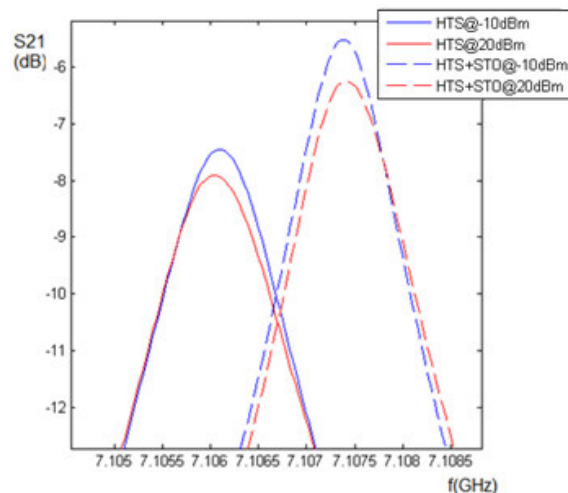


Figura 3.19 Medidas de parámetros S con y sin STO a $T=50$ K.

A 50K se sigue observando un desplazamiento de toda la respuesta frecuencial hacia altas frecuencias. No se observa una disminución de la saturación en el caso HTS+STO, ya que el factor de calidad disminuye con la potencia, incluso en mayor medida que en el caso sólo HTS.

En el siguiente apartado se hace un comentario general de las medidas realizadas.

3.5.5 Medidas HTS+STO: Conclusiones

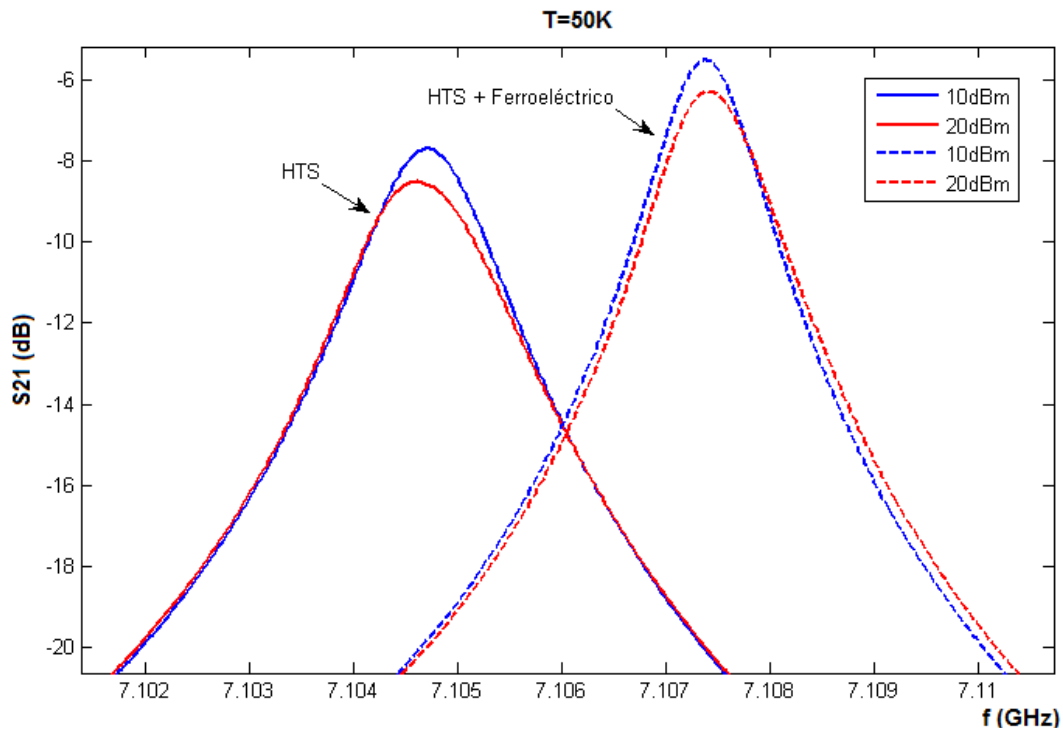


Figura 3.20 Medidas de un resonador HTS con y sin ferroeléctrico (T=50K)

Como se puede observar en las capturas de parámetros S de la figura 3.20, en el caso de solo HTS a 50K, el aumento de potencia produce una desintonización hacia bajas frecuencias.

Sin embargo, al añadir ferroeléctrico se observa un efecto contrario. Al aumentar la potencia, la respuesta del resonador se mueve hacia frecuencias mayores. Esto podría significar que existe una posición del ferroeléctrico y una temperatura a la cual se podrían cancelar las no linealidades del HTS.

Sin embargo, es necesario observar detenidamente la forma de la respuesta frecuencial del resonador HTS+STO.

La siguiente figura muestra una captura de parámetros S a T=50K del resonador HTS (líneas sólidas) y HTS+STO (líneas discontinuas). Todas trazas

se han centrado y se han superpuesto, con la finalidad de observar si se produce deformación de la forma Lorentziana hacia altas frecuencias.

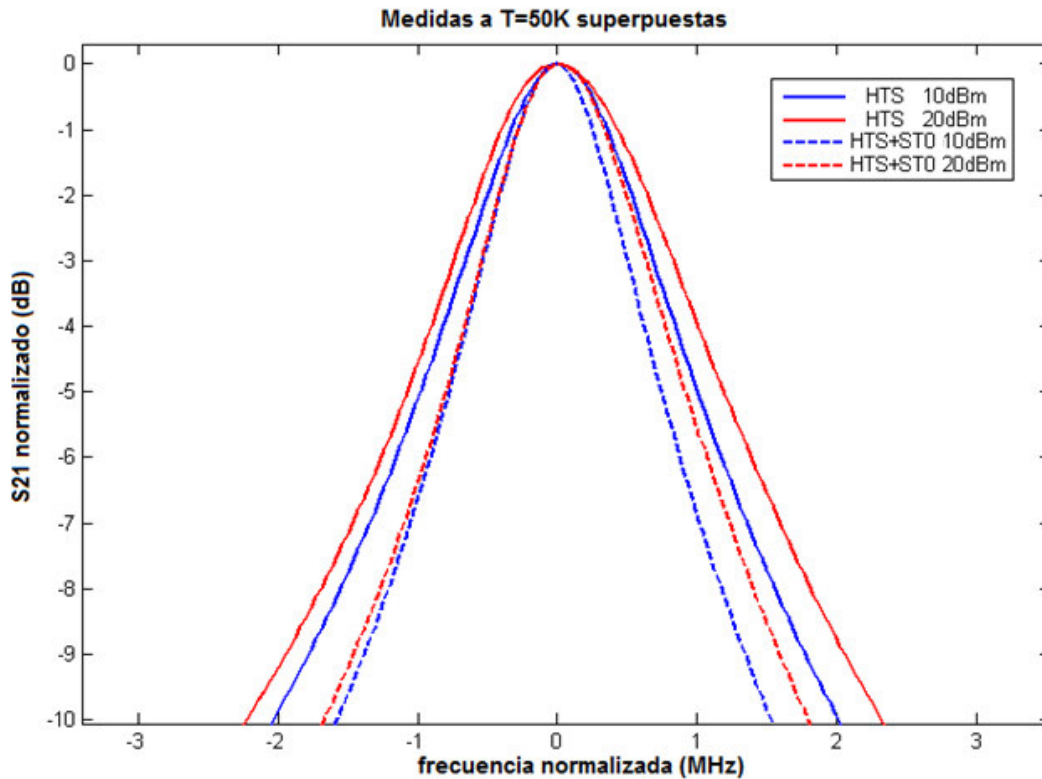


Figura 3.21 Parámetros S del resonador HTS y HTS+STO normalizados.

Observando la gráfica anterior, se puede observar que la respuesta del resonador HTS+STO a 20dBm no se encuentra deformada hacia altas frecuencias, sino que lo hace hacia frecuencias bajas. Esto indica que las no linealidades predominantes son las del superconductor.

Lo cual significa que no se ha conseguido una compensación clara de las no linealidades. Sin embargo, se han observado efectos interesantes que antes de la realización de las medidas no se habían tenido en cuenta, como el desplazamiento de la frecuencia de resonancia hacia frecuencias altas, siendo éste mayor a T=65K.

4. CONCLUSIONES Y LÍNEAS FUTURAS

Existen diferentes trabajos donde se proponen nuevas topologías que permiten reducir la densidad de corriente en los circuitos superconductores, con la finalidad de reducir su comportamiento no-lineal. Sin embargo, aún no se ha logrado una solución al problema no-lineal, de modo que las aplicaciones potenciales de los superconductores siguen estando limitadas. Es por esto que es imprescindible continuar realizando esfuerzos en este sentido.

Como se ha podido ver en el desarrollo del proyecto, el comportamiento intrínseco no-lineal de los superconductores imposibilita su utilización para la realización de dispositivos de radiofrecuencia de media o alta potencia, por lo que es necesario encontrar fórmulas que permitan reducir o cancelar este comportamiento no lineal.

En la última parte del proyecto se ha presentado una nueva topología que permite combinar las no-linealidades de una línea resonante HTS con un fragmento de ferroeléctrico STO de tipo *bulk*. Esta topología permite controlar la posición del STO, de modo que se puede modificar su contribución no-lineal. Las pruebas realizadas revelan que el ferroeléctrico manifiesta su comportamiento no-lineal a temperaturas iguales o inferiores a 65K. Sin embargo, no se ha conseguido observar una cancelación clara de las no linealidades, por lo que es necesario proponer nuevas acciones a realizar para unas futuras pruebas de laboratorio.

Se propone utilizar un fragmento de línea de STO tipo *thin film*, de modo que se tenga bien caracterizado su comportamiento no lineal. Se propone realizar diferentes medidas en función de temperatura, modificando la posición del ferroeléctrico sobre la línea HTS. Por ejemplo, sería interesante observar la contribución no-lineal del material ferroeléctrico al ubicarlo en los extremos de una línea resonante, allí donde los campos electromagnéticos son más intensos.

Por otra parte, se deben realizar pruebas sobre líneas resonantes de diferente tecnología, como coplanar (CPW), donde los campos electromagnéticos están más controlados.

ANEXO A. FABRICACIÓN DE CIRCUITOS SUPERCONDUCTORES

Este capítulo describe el proceso general de fabricación de circuitos sobre material superconductor.

Para el diseño de los circuitos se ha utilizado el software de simulación electromagnética Momentum, del paquete Advanced Design System (ADS) de Agilent Technologies.

El proceso de fabricación de circuitos HTS es delicado y costoso, de modo que se ha dedicado una parte importante del proyecto al aprendizaje y fabricación de estos circuitos.

A continuación se detallan los pasos seguidos.

A.1 Características de la oblea

En este proyecto se ha hecho uso de una oblea de 2" cortada en forma de cuadrícula en muestras cuadradas de 10x10mm.

Las características de la oblea son las siguientes:

Generales:

Fabricante: THEVA
 Diámetro: 2" (50,8 mm)
 Substrato: MgO
 Película: Tipo M

Cara 1: (punto rojo)

Deposición: X140402B
 Espesor: 700 nm YBCO
 200 nm Au ex situ
 T_c : 87,8 K
 J_c : 2,7 MA/cm²

Cara 2:

Deposición: X170402A
 Espesor: 700 nm YBCO
 200 nm Au in situ
 T_c : 87,5 K
 J_c : 2,6 MA/cm²



Figura A.1 Oblea HTS envasada al vacío.

A.2 Obtención del fotolito

Con la finalidad de realizar diferentes medidas de desintonización e intermodulación sobre líneas resonantes superconductoras, se han fabricado diferentes fotolitos.

Para la impresión de los fotolitos se ha utilizado el photoplotter del laboratorio de microondas y antenas (D3-213) de Campus Nord.

El proceso de creación de una máscara o fotolito con el photoplotter consiste en 3 etapas:

1. Generación del diseño
2. Iluminación del material fotosensible
3. Revelado



Figura A.2 Photoplotter ubicado en el laboratorio de química del D3-213.

Existen distintas alternativas en cuanto a software para la generación del diseño. El photoplotter requiere que se le suministre un formato Bitmap propio. Para la generación de este archivo es necesario utilizar un programa suministrado por el fabricante, que acepta como formato de entrada ficheros Gerber.

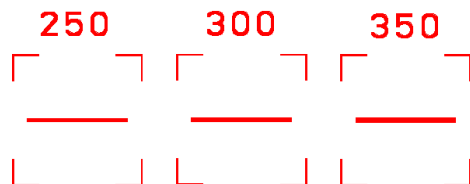


Figura A.3 Imagen de los 3 fotolitos generados.

Si disponemos de un diseño de layout en ADS existe la opción de exportar a Gerber.

El siguiente paso es iluminar el material fotosensible. El material fotosensible disponible en el laboratorio en el momento de la realización de este proyecto es positivo, de modo que al arrancar el programa del photoplotter no se debe

marcar la opción de inversión. Una vez haya acabado el proceso del photoplotter se debe llevar a cabo el revelado.

El revelado de la máscara tiene tres pasos: el revelado propiamente dicho, el fijado, y el aclarado. Los líquidos y tiempos utilizados se muestran en la tabla A.1.

	Duración	Bandeja
Revelador RA2000	55 s	Roja
Fijador RA3000	60 s	Gris
Agua (aclarado)	10 m	

Tabla A.1: Resumen de tiempos de revelado del cliché

Tras el aclarado debemos eliminar al máximo el agua de la máscara y colgarlo para su secado.

A.3 Aplicación de la resina fotosensible

Para la sensibilización de los circuitos se ha utilizado la resina fotosensible MICROPOSIT[®] S1813 Photo Resist.

Se ha utilizado la centrifugadora con el programa 1 (20 s, a una velocidad de 5000 rpm, con una aceleración/deceleración de 12000 rpm/s).



Figura A.4 Detalle de la centrifugadora.

Se han sensibilizado ambas caras del circuito, ya que de este modo el plano de masa queda protegido con la resina. Se ha sensibilizado primero el plano de masa, se ha dejado secar en el horno 30min a 100°C.



Figura A.5 Horno ubicado en el laboratorio de química.

Posteriormente se ha sensibilizado la cara superior y se ha vuelto a meter en el horno, 30min a 100°C.

A.5 Insolado y revelado

Una vez seca la resina por ambas caras y dejada enfriar en el radiador, el siguiente paso es el insolado del motivo sobre el circuito. Para ello se ha hecho uso de la insoladora del laboratorio de química.

Se ha utilizado un tiempo de insolado algo superior a lo habitual, debido a que la resina utilizada estaba caducada. Se ha insolado durante 1'45" frente al 1'20" habitual, ya que de otra manera quedaban restos de resina sobre el circuito después de revelar.

Del mismo modo, el tiempo de revelado se ha aumentado hasta los 35', frente a los 20' habituales. Después de revelar con el líquido SHIPLEY MICROPOSIT® Developer se ha bañado el circuito en agua destilada abundante y se ha secado con la pistola de nitrógeno a presión.

Se ha dejado secar en el horno nuevamente 30' a 100°C.

A.6 Atacado del oro y del YBCO

El siguiente paso ha sido el atacado de la capa de 200 nm de oro del lado de pistas, manteniendo únicamente éstas metalizadas. Para ello se ha utilizado una solución compuesta de:

KI	200 g
I ₂	50 g
H ₂ O	200 ml

Esta solución no se ha utilizado directamente, sino que se ha diluido con agua destilada en una proporción de 1:4.

Para proceder con el atacado se ha tapado primero el lado del plano de masa con cinta adhesiva de embalar que lleva entramado, para aumentar su protección.

El tiempo de atacado del oro ha sido de 1'.

Una vez finalizado el atacado se ha enjuagado la oblea con agua destilada y se ha secado con nitrógeno a presión.

Para el atacado de la capa de 700 nm de YBCO se ha utilizado una solución de ácido fosfórico al 1,12% compuesta de:

H ₃ PO ₄ (85%)	2 ml
H ₂ O	150 ml

El tiempo de atacado del YBCO ha sido de 1' 30.

Finalmente se ha enjuagado con agua destilada y se ha secado con nitrógeno a presión.

Una vez enfriada la oblea, se ha procedido a atacar el resto del oro. El proceso es idéntico al primer atacado de oro,.

En primer lugar se debe retirar la resina que protege la capa de oro, mediante un baño de acetona. Después se debe secar con nitrógeno líquido. Es posible que queden algunos restos de acetona sobre la muestra, pero esto no supondrá ningún problema.

A continuación se procede al atacado del oro restante. El tiempo de atacado ha sido de unos 40", igual que en el primer atacado.

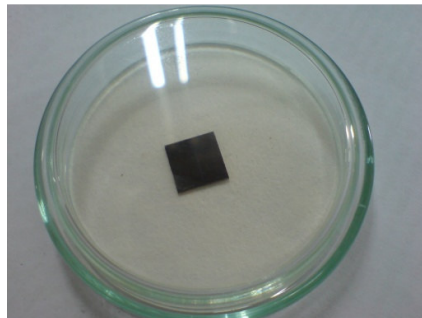


Figura A.6 Circuito superconductor en placa de 10x10mm.

A.7 Montaje en caja

Finalmente el último paso ha sido el montaje de la oblea en una caja de latón con conectores SMA, para realizar las medidas con un analizador de redes.

Las medidas de la caja son 20x10mm, permitiendo que el resonador superconductor pueda moverse, de modo que se pueda ajustar la distancia de los conectores al extremo del resonador y por lo tanto se pueda controlar el acoplamiento.

Para inmovilizar el resonador dentro de la caja se han utilizado dos pestañas de sujeción a partir de una lámina de cobre-berilio.

Con la finalidad de sujetar el material ferroeléctrico (STO bulk), se ha utilizado un tornillo y se ha pegado la muestra de STO con loctite.

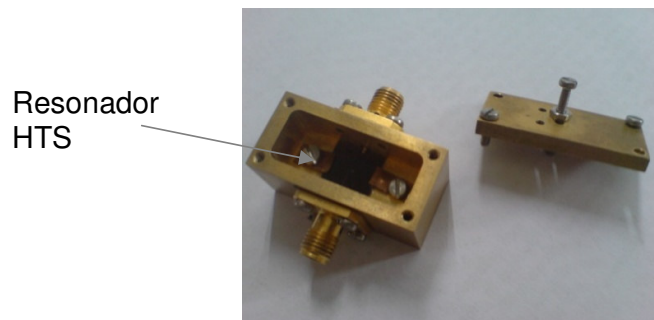


Figura A.7 Circuito superconductor en placa de 10x10mm.

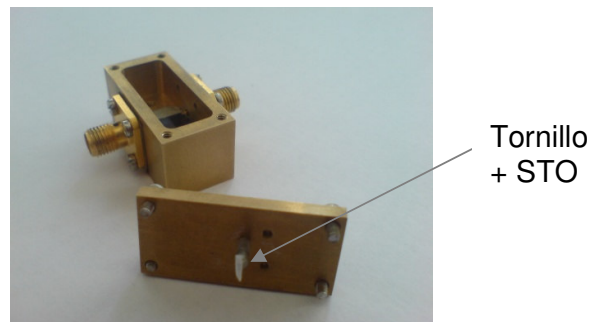


Figura A.8 Circuito superconductor en placa de 10x10mm.

BIBLIOGRAFÍA

- [1] Z. Y. Shen, *High-Temperature Superconducting Microwave Circuit*. Boston: Artech House, 1994.
- [2] D. E. Oates and H. Park *et al.*, "Temperature dependence of intermodulation distortion in YBCO: Understanding nonlinearity," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 15, no. 2, pp. 3564-3589, June 2005.
- [3] C. Collado, J. Mateu, and J. O'Callaghan, "Analysis and simulation of the effects of distributed nonlinearities in microwave superconducting devices," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 15, no. 1, pp. 26-39, 2005.
- [4] D. E. Oates, K. J. Eom, and D. Agassi, "Multilayer YBCO films with reduced microwave nonlinearity," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, June 2007.
- [5] D. Seron, C. Collado, J. Mateu, and J. M. O'Callaghan, "Analysis and simulation of distributed nonlinearities in ferroelectric and superconductors for microwave applications," *IEEE Trans. Microw. Theory and Tech.*, vol. 54, no. 3, pp. 1154-1160, 2006.
- [6] James C. Booth, Kenneth Leong, Susan A. Schima, C. Collado, J.M. O'Callaghan, and J. Mateu, "Unified Description of Nonlinear Effects in High Temperature Superconductor Microwave Devices", *Journal of superconductivity and Novel Magnetism*, Vol. 19, Nos. 7-8, November 2006.
- [7] C. Collado, J. Mateu, J. Booth, J. O'Callaghan, "Detuning and saturation of superconducting devices: formulation and measurements.", *IEEE MTT-S International Microwave Symposium, 2007. New York: Institute of Electrical and Electronic Engineers*, p. 2023-2026, 2007.
- [8] Jordi Mateu, James C. Booth, Carlos Collado, David Seron, Joan M. O'Callaghan, "High T_c Superconducting filters with ferroelectric inserted segments for mitigation of nonlinear effects.", *International Workshop on Microwave Filters*. ESA, 2006.
- [9] Jordi Mateu, James C. Booth, and Susan A. Schima, "Frequency Tuning and Spurious Signal Generation at Microwave Frequencies in Ferroelectric SrTiO₃ Thin-Film Transmission Lines.", *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 55, no. 2, February 2007.
- [10] Jordi Mateu, James C. Booth, and Brian H. Moeckly, "Nonlinear Response of Combined Superconductor/Ferroelectric Devices: First Experimental Step.", *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 17, no. 2, June 2007.
- [11] T.Samoilova, A.Ivanov, A.Kozyrev, O.Soldatenkov, M.Zelner, T.A.Bernacki, A.Cervin-Lawry, "Power Handling Capability of Ferroelectric Film Varactors and

Tunable Microwave Devices”, *Microwave Symposium Digest, 2006. IEEE MTT-S International*, June 2006 Page(s):1273 – 1276

[12] Wosik, J.; Xie, L.-M.; Grabovickic, R.; Hogan, T.; Long, S.A.; “Microwave power handling capability of HTS superconducting thin films: weak links and thermal effects induced limitation”, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, Vol. 9, Issue 2, Part 2, June 1999 Page(s): 2456 – 2459

[13] Jordi Mateu Mateu, “Comportamiento no lineal de filtros y líneas superconductoras”, *Proyecto Fin de Carrera, UPC*, Febrero 1999.

[14] Sato, H.; Kurian, J.; Naito, M., “Third-order intermodulation measurements of microstrip bandpass filters based on high-temperature superconductors”, *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, Vol. 52, Issue 12, Dec. 2004 Page(s): 2658 – 2663