

Escuela Técnica Superior de Ingenieros Industriales y de Telecomunicación

DETECTORES DE INDUCTANCIA CINÉTICA EN BANDA W PARA RADIOASTRONOMÍA

Trabajo de Fin de Grado para acceder al GRADO EN INGENIERÍA DE TECNOLOGÍAS DE TELECOMUNICACIÓN

> Autor: Daniel Bördner Cano Director: Beatriz Aja y Luisa de la Fuente Julio - 2022

Agradecimientos

A mi familia por el apoyo incondicional durante estos años. A la familia que uno elige, por acompañarme. A Irene.

A Beatriz y Luisa, por la oportunidad de trabajar con ellas, por su ayuda y la atención. Y al Grupo de Radiofrecuencia y Microondas por acogerme.

Al Centro de Astrobiología (CAB-CSIC) (Torrejón de Ardoz (Madrid) y al Instituto IMDEA Nanociencia (IMDEA) (Madrid) por la fabricación de los detectores KIDs y por la colaboración para el desarrollo de los diseños.

Este trabajo ha sido realizado gracias a la financiación del Proyecto I+D+i del Ministerio de Ciencia e Innovación del Programa Estatal de I+D+i Orientada a los retos de la Sociedad "Polarímetro para el Fondo Cósmico de Microondas con Detectores de Inductancia Cinética " con referencia PID2019-110610RB-C22.

Abstract

Astronomy began with observations of the lights in the sky, however, there is much information in the Universe that is not visible, because the radiation emitted is below the frequency of light visible to humans. Therefore, it is necessary to develop instruments to measure this less energetic radiation. One of these radiations is the Remnant Background Radiation, at microwave frequencies, whose light comes from only 375 thousand years after the Big Bang and provides much information about the past of the Universe.

One proposal to measure this radiation are the so-called kinetic inductance detectors (KID), whose operation is based on the impedance change of a superconducting material. These detectors are extremely sensitive and allow the creation of large arrays that are read with a single readout line. That is why in this work the design of several topologies of KIDs has been carried out, analyzing their radiation absorption, the bandwidth in which they absorb, the coupling to a readout line and how the detectors influence each other.

Keywords: Kinetic Inductance Detector (KID), Cross-talk, Crosstalk, Coupling, Matching, Resonators, Cosmic Microwave Background (CMB), Superconductors.

Resumen

La astronomía comenzó con observaciones de las luces del cielo, sin embargo, hay mucha información del Universo que no es visible, pues la radiación emitida se encuentra por debajo de la frecuencia de la luz visible para el humano. Por ello, es necesario desarrollar instrumentos que permitan medir esta radiación menos energética. Una de estas radiaciones es la Radiación Remanente de Fondo, en frecuencias de microondas, cuya luz proviene de tan solo 375 mil años después del Big Bang y aporta mucha información sobre el pasado del Universo.

Una propuesta para medir esta radiación son los denominados detectores de inductancia cinética (KID), cuyo funcionamiento se basa en el cambio de impedancia de un material superconductor. Estos detectores son extremadamente sensibles y permiten crear matrices grandes que se leen con una sola línea de lectura. Es por este motivo que en este trabajo se ha realizado el diseño de varias topologías de KIDs, analizando su absorción de radiación, el ancho de banda en el que absorben, el acoplo a una línea de lectura y cómo se influyen los detectores entre sí.

Palabras clave: Detector de Inductancia Cinética (KID), Cross-talk, Crosstalk, Acoplo, Adaptación, Resonadores, Fondo Cósmico de Microondas (CMB), Superconductores.

Índice general

1	Intr	Introducción		
	1.1	Motivación	1	
		1.1.1 Tipos de detectores superconductores	2	
		1.1.2 El Fondo Cósmico de Microondas	2	
	1.2	Aplicaciones de KIDs	5	
	1.3	Superconductividad e inductancia cinética	7	
	1.4	Resonadores	8	
	1.5	Objetivos	12	
2	Estudio en alta frecuencia			
	2.1	Impedancia de una rejilla	13	
	2.2	Adaptación en el óptico	15	
		2.2.1 Adaptación con stub de silicio	17	
		2.2.2 Adaptación con stub de vacío sobre sustrato de 125µm de silicio	18	
	2.3	Adaptación en óptico con dos KIDs	22	
	2.4	Medida de absorción en el laboratorio	24	
3	Estudio en baja frecuencia			
	3.1	Construcción de resonadores	28	
		3.1.1 Acoplo de resonadores a línea de transmisión coplanar	30	
		3.1.2 Diseño de layouts para matrices simples de KIDs	31	
	3.2	Estudio de crosstalk	32	
4	Con	nclusiones y futuras líneas de trabajo	36	
Bi	bliog	grafía	37	

Capítulo 1 Introducción

Es común que un trabajo académico que trate temas existenciales como el mismo origen del Universo comience haciendo referencia al tiempo que ha transcurrido desde que los primeros humanos han empezado a observar y cuestionar la naturaleza. Paradójicamente, este trabajo también lo hace, pues no se puede entender el origen del Universo sin poner en perspectiva nuestra situación temporal dentro de este.

Realmente he de aclarar que este trabajo no trata temas existenciales, aunque la motivación para realizarlo parta de estos. Sin embargo, tener como objetivo una causa mayor es lo que me ha llevado a aportar mi esfuerzo en este proyecto de ingeniería, tan necesaria esta para lograr recabar información que permita una mejor comprensión de los orígenes.

1.1. Motivación

Una manera de comprender los orígenes es a través de observaciones del Universo mediante instrumentos dedicados a este fin, como por ejemplo detectores de radiación. Más concretamente, las observaciones de cierta radiación conocida como Fondo Cósmico de Microondas (CMB) permite a los científicos conocer detalles del pasado del Universo. Para poder observar esta radiación, invisible a nuestro ojos, precisan de detectores de radioastronomía, como por ejemplo Detectores Superconductores de Inductancia Cinética (KIDs), que se emplean en agrupaciones de detectores formando matrices de detectores y que funcionan a temperaturas de milikelvin (mK). La unidad mínima de esta matriz es el píxel, que puede estar compuesto de un único detector o de varios, si se solapan a distintas alturas. Estos píxeles son análogos a los píxeles de una imagen, cada píxel del detector da como resultado un píxel en la imagen capturada, en el caso de los KIDs de este proyecto, la imagen sería en escala de intensidad, pues no distingue entre frecuencias.

Sin embargo, a diferencia de los KIDs, los detectores superheterodinos basados en dispositivos de estado sólido que son utilizados habitualmente en radioastronomía suelen requerir de enrutamiento y amplificación individuales para cada *pixel*, característica que para grandes matrices se vuelve un problema[1]. Por ello, parece necesario emplear detectores que permitan desarrollar sensores con una mayor resolución sin comprometer la sencillez del sistema de lectura.

Antes de explicar en detalle los detectores desarrollados en este trabajo sería de utilidad

comprender en términos generales la variedad de detectores basados en superconductores existentes y qué es el Fondo Cósmico de Microondas. Con el conocimiento de ambas, se puede ver la conveniencia de los KIDs.

1.1.1. Tipos de detectores superconductores

Los detectores de baja temperatura, dada su sensibilidad, permiten realizar exploraciones profundas del cosmos incluso con píxeles aislados o pequeñas matrices. Los más comunes son los bolómetros (en inglés *bolometers*).

Los bolómetros miden los cambios de temperatura producidos por un fotón incidente mediante el cambio de resistencia de un termistor. Es la tecnología más madura actualmente, pero presenta el inconveniente de precisar de un sistema de lectura complejo para matrices de gran tamaño.

Otro tipo de detectores son los magnetic microcalorimeters (MMCs), o en español microcalorímetros magnéticos, en los cuales un rayo X es capaz de cambiar la magnetización del sensor, pudiendo medir el cambio con un dispositivo superconductor de interferencia cuántica (SQUID, del inglés Superconducting Quantum Interference Devide). Son unos dispositivos de buenas prestaciones, sin embargo, únicamente son útiles para un solo pixel.

Los Transition Edge Sensors (TES), o sensores de transición de borde, son un tipo de bolómetros que se mantienen a una temperatura límite entre su estado superconductor y su estado normal, denominada temperatura crítica T_c , de manera que la resistencia del material sufre una gran variación en función de cambios muy pequeños de la temperatura. Es posible multiplexar estos detectores en el dominio de la frecuencia y del tiempo, aunque requieren electrónica superconductora compleja situada cerca de los detectores.

Las uniones de túnel superconductoras (Superconducting Tunnel Junctions (STJs)), son detectores de cuasipartículas medidas mediante una unión de material de dos metales superconductores separados por una fina capa de material aislante. Su principal inconveniente es que son complicados de fabricar.

Todos estos detectores tiene una sensibilidad extrema en el rango de las ondas submilimétricas y son capaces de generar imágenes de muy bajo ruido en el óptico y ultravioleta (UV) hasta en rayos X.

Los detectores de inductancia cinética son resonadores "interrogados" por una señal sinusoidal a una frecuencia concreta, mucho más baja que la de la señal detectada. En concreto, esa señal tiene una frecuencia particular conocida, la frecuencia de resonancia del KID. Su funcionamiento se basa en modificar una componente inductiva del KID a través de la absorción de fotones. Esta componente inductiva modifica la frecuencia de resonancia, por lo que la señal sinusoidal con la que es interrogado el KID tiene características distintas a la salida en función de la radiación recibida de una onda electromagnética incidente.

1.1.2. El Fondo Cósmico de Microondas

Hace unos 13.8 mil millones de años el universo era muy diferente al que hoy se conoce. Toda la energía y materia estaba concentrada en una singularidad de muy alta densidad y temperatura. A medida que pasó el tiempo el universo se ha ido expandiendo y enfriando, permitiendo que la luz escapara cuando empezaron a formarse los primeros átomos de carga neutra.

Unos 375000 años después de la expansión se liberaron los primeros fotones (Figura 1.1). Estos siguen llegando a día de hoy a la superficie terrestre, aunque con una energía muchísimo menor, equivalente a ~ 2.7K, pues la expansión del espacio ha producido un "estiramiento" de las ondas, es decir, una reducción de su frecuencia y en consecuencia una reducción en su energía $(E = \hbar f)$, lo que se conoce como corrimiento al rojo (el espectro visible de la luz va de longitudes cortas que percibimos como azul, a longitudes largas que percibimos como rojo).



Figura 1.1: "Representación de la evolución del universo a lo largo de 13.77 mil millones de años. El extremo izquierdo representa el momento más temprano investigado, cuando un periodo de inflación produjo una expansión exponencial del universo. (El tamaño está representado por el eje vertical de la gráfica) los siguientes miles de millones de años la expansión del universo se frenó gradualmente debido a la atracción de la materia producida por la gravedad. Recientemente, la expansión ha vuelvo a acelerarse debido a que los efectos de repulsión producidos por la energía oscura se han vuelto más dominantes. La luz residual vista por WMAP se emitió unos 375.000 años después de la inflación y ha atravesado el universo en gran medida sin obstáculos desde entonces." [2]

Actualmente estas ondas electromagnéticas llegan a la tierra en el rango de las microondas, de ahí el nombre que recibe: Fondo Cósmico de Microondas (CMB, *Cosmic Microwave Background*). Por lo tanto, esta "luz primigenia" no es observable con telescopios ópticos convencionales, sino que se utilizan detectores de microondas. Ya se había observado y teorizado sobre una radiación de fondo remanente de un "Big Bang Caliente" cuyo resultado sería un universo con una temperatura distinta de cero y en 1949, Alpher y Herman calcularon que debía tener una temperatura aproximada de $T_0 = 5$ K [3]. Sin embargo, la primera medida del CMB fue entre 1964 y 1965, realizada por Arno Penzias y Robert Wilson, dos ingenieros de los laboratorios Bell, quienes detectaron que el ruido de sus antenas siempre estaba 3.5K por encima del ruido que esperaban medir. Este ruido era isótropo, no polarizado y no variaba con las estaciones del año [4]. De hecho, como curiosidad, el CMB es "observable" a través de los antiguos televisores analógicos, pues compone una pequeña parte de la imagen de ruido que reciben.

Sin embargo, el CMB que suele ser representado en imágenes no es homogéneo y regular, sino que presenta irregularidades, anisotropías, diferencias puntuales de temperatura. Además, la radiación de fondo tiene un espectro de cuerpo negro, el más perfecto medido en la naturaleza (Figura 1.2). Su temperatura es de unos 2.73K y su punto de máxima intensidad está en las frecuencias de las microondas.



Figura 1.2: Espectro del fondo cósmico de microondas a partir de los datos de COBE, superpuesto sobre el espectro de un cuerpo negro perfecto. El CMB es el cuerpo negro más perfecto que se conoce en la naturaleza.[5]

En el plasma primordial la materia y la radiación se encontraban acopladas. La materia colapsaba debido a la gravedad, aumentando su densidad y temperatura, la cual hacía que se volviera a expandir. Este proceso se conoce como oscilación acústica y ocurría en



cada punto del plasma, formando las anisotropías que se pueden fotografiar.

Figura 1.3: Fotografía del fondo cósmico de microondas con las anisotropías visibles como origen de las estructuras del futuro captado por Plank.[6]

Esta señal que nos llega del universo primordial es el objeto de este trabajo, en concreto la realización de un detector capaz de medir con la máxima sensibilidad posible sus anisotropías y su polarización sin comprometer la resolución de un futuro sensor.

1.2. Aplicaciones de KIDs

Los KIDs se han desarrollado originalmente para instrumentación de astronomía, por lo que no debe sorprender que sea en este ámbito donde su uso esté más extendido, aunque sus aplicaciones van más allá de esto.

En la revisión [7] se detallan muchos usos de KIDs en proyectos pasados, actuales y futuros. Como no es el objetivo de este trabajo, simplemente se mencionan algunos ejemplos en los que los KIDs son empleados o van a serlo.

Dentro de los experimentos de astronomía, se pueden encontrar KIDs en espectrómetros integrados en chips para radiaciones infrarrojas y de microondas, como es el caso del experimento DESHIMA (The Deep Spectroscopic High-redshift Mapper), que es un espectrómetro de microondas que opera entre 332GHz y 377GHz con 49 KIDs, uno para cada frecuencia. Este espectrómetro se ha empleado para unas primeras demostraciones en el Experimento del Telescopio Submilimétrico de Atacama (ASTE, por sus siglas en inglés), en Pampa La Bora, Chile.

Otro espectrómetro que hace uso de KIDs es el SuperSpec, que opera entre 195GHz y 310GHz y se utilizará en el LMT (Gran Telescopio Milimétrico Alfonso Serrano), en México.

En frecuencias algo más bajas opera el espectrómetro CAMELS (Cambridge Emission Line Surveyor), concretamente entre 103GHz y 114.7GHz, y cuenta con 512 canales.

Micro-Spec (μ -spec) es un proyecto basado en MKIDs (KIDs que detectan microondas) que opera en una banda entre 300GHz y 600GHz. El experimento Exclaim (The Experiment for Cryogenic Large-Aperture Intensity Mapping) pretende recurrir a seis espectrómetros μ -spec para llevar a cabo un mapeo del cielo nocturo en 420GHz a 540GHz.

Los KIDs también se emplean en cámaras de sensado. De hecho, unos de los primeros proyectos para usar MKIDs para instrumentación científica han sido la cámara fotométrica MUSIC (Multiwavelength Sub-millimeter Inductance Camera) y DemoCam, ambos creados para el Caltech Submillimeter Observatory (CSO) en Mauna Kea, Hawaii. Demo-Cam consta de 16 píxeles y opera en dos bandas centradas en 240GHz y 350GHz. MUSIC, por su parte, se diseñó para 576 píxeles y es sensible a 150, 230, 290 y 350GHz.

Experimentos ya funcionando con MKIDs como cámara de ondas milimétricas han sido las colaboraciones NIKA y NIKA-2, como por ejemplo el proyecto desarrollado en [8]. La cámara de NIKA tiene 400 píxeles y se usa en el telescopio IRAM de 30m del Pico Veleta en España. Observa en una banda entre 125GHz y 175GHz empleando 144 píxeles, y en una banda entre 200GHz y 280GHz con 256 píxeles. NIKA-2 actualizó el NIKA en 2015 y cubre una banda de 150 a 260GHz con un total de 3440 MKIDs.

El LMT tiene dos proyectos con cámaras de MKIDs, uno es el MUSCAT (Mexico UK Sub-millimeter Camera for Astronomy), un proyecto colaborativo para instalar una cámara de MKIDs de 1600 píxeles centrada en 270GHz. El segundo es TolTEC, una cámara polarímetro de ondas milimétricas de tres bandas (150, 220 y 280GHz), donde cada uno de los píxeles está constituído por dos MKIDs, habiendo un total de 6650 MKIDs.

El experimento KISS (The KIDs Interferometer Spectrum Survey) es un instrumento pionero para CONCERTO. Usa dos matrices de 316 píxeles y detecta en la banda de 80 a 300GHz. Se emplea para la observación de cúmulos de galaxias estudiando las anisotropías secundarias del CMB.

Dado que la atmósfera absorbe la mayor parte de la radiación del infrarrojo lejano hasta las microondas hay varios proyectos para adaptar MKIDs a aplicaciones en el espacio. La colaboración SPACEKIDs investigó la viabilidad de emplear MKIDs para ondas del infrarrojo lejano hasta submilimétricas en aplicaciones del espacio y diseñó una matriz de 961 píxeles de MKIDs centrados en 650GHz con niveles de ruido y tiempos de decaimiento de rayos cósmicos muy competitivos.

Una alternativa entre aplicaciones del espacio y terrestres son los globos de gran altitud. Por ejemplo, BLAST-TNG utiliza MKIDs con matrices de 1836, 938 y 544 detectores para distintas bandas, donde un píxel consta de dos KIDs, para distintas polarizaciones.

Las observaciones terrestres del CMB han sido una fuerza significativa detrás del desarrollo de detectores de baja temperatura durante años. Especialmente el modo B de polarización del CMB está atrayendo interés científico dado que podría dar evidencia a la inflación cósmica poco después del Big Bang. Hay varios experimentos enfocador en la búsqueda de la detección de los modos B del CMB en curso y desarrollo, en algunos de los cuales se emplean MKIDs.

Otras aplicaciones para los KIDs se encuentran en la física de partículas, concretamente en la física de neutrinos. El primer proyecto que investigó acerca de la posibilidad de emplear MKIDs para estudiar neutrinos fue MARE.

Los MKIDs también han sido propuestos para detectar candidatos a materia oscura como por ejemplos los WIMPs (Weakly Interacting Massive Particles), o para la búsqueda de axiones. Incluso se ha propuesto el uso de MKIDs para aplicaciones relacionadas con la seguridad como el escaneo en aeropuertos.

En [7] se pueden consultar más detalles de aplicaciones de KIDs.

1.3. Superconductividad e inductancia cinética

Un KID (*Kinetic Inductance Detector*, o detector de inductancia cinética) es un dispositivo que detecta fotones gracias a un cambio de impedancia de una superficie superconductora que permite, de manera sencilla, la multiplexación en frecuencia [1].

En un material superconductor enfriado por debajo de una cierta temperatura crítica T_c , no hay resistencia a la corriente continua (DC), cuyos portadores de carga son los *Pares de Cooper*, electrones que, de manera muy simplificada, se han emparejado debido a tener una energía menor a la *energía de gap* del material $(E = h\nu = 2\Delta)[9],[10]$. Dichos Pares de Cooper están emparejados por energías muy bajas, por lo que es necesario enfriar el material a temperaturas criogénicas para eliminar la energía térmica que evita que se formen Pares de Cooper.

En 1957, Bardeen, Cooper y Schrieffer presentaron la teoría microscópica de la superconductividad, (conocida como teoría BCS)[10]. Según esta teoría, para una energía de gap mínima $E_g = 2\Delta(T)$ se rompería un Par de Cooper creando dos cuasipartículas. Esa Δ se incrementa desde $\Delta(T_c) = 0$ hasta un valor límite de

$$E_q(0) = 2\Delta(0) = 3.528kT_c \tag{1.1}$$

para $T \ll T_c$, siendo Δ la energía de gap entre el estado base y las excitaciones de cuasipartículas, del orden de kT_c .

Un fotón con una energía $\hbar f > 2\Delta$ que incide en la superficie del superconductor rompe Pares de Cooper creando un número de excitaciones de cuasipartículas $N_{qp} = \eta \hbar f / \Delta$, siendo η la eficiencia creando cuasipartículas, y será menor de 1 debido a que parte de la energía del fotón crea vibraciones en la red, denominadas fonones[11].

Al romper Pares de Cooper disminuye, lógicamente, la densidad de estos en el superconductor. Una densidad más baja de Pares de Cooper fuerza a los pares restantes a incrementar su velocidad para mantener la misma corriente superconductora, incrementando de esta manera la energía cinética de los pares de Cooper[8], la cual es

$$E_{kin} = \int \frac{m_e n_s v_0^2}{2} dV \tag{1.2}$$

donde m_e es la masa efectiva de un electrón, n_s la densidad de pares de Cooper y v_0 la velocidad media de los pares de Cooper.

Además, la densidad de corriente superconductora se define como

$$J_S = n_s e v_0 \tag{1.3}$$

donde e es la carga de un electrón. Sustituyendo (1.3) en (1.2) se puede relacionar la corriente con la energía cinética:

$$E_{kin} = \frac{m_e}{2n_s e^2} \int J_S^2 dV = \frac{1}{2} L_{kin} I^2$$
(1.4)

siendo

$$L_{kin} = \frac{m_e}{n_s e^2}.\tag{1.5}$$

El modelo de dos fluidos permite describir la coexistencia de portadores superconductores (pares de Cooper) y electrones excitados (cuasi-partículas) a través de una conductividad compleja, mediante la cual se puede obtener de una manera aproximada la impedancia superficial mediante la siguiente ecuación [8]:

$$Z_S = \frac{1}{2}\omega^2 \mu_0^2 \lambda_L^3(T) \sigma_1 + j\omega\mu_0 \lambda_L(T)$$
(1.6)

donde μ_0 es la movilidad de los portadores de carga, ω la frecuencia angular, σ_1 la conductividad y λ_L la profundidad de penetración de London[12] del campo magnético, dada por la ecuación:

$$\lambda_L = \sqrt{\frac{m_e}{\mu_0 n_s e^2}} \tag{1.7}$$

y como se puede observar, la impedancia depende directamente de la inductancia cinética, aunque para el caso de que el grosor del superconductor sea mucho menor que la profundidad de penetración de London, la impedancia se puede reducir a la expresión

$$Z_S = R_S + jX_S = R_S + j\omega L_{kin} \tag{1.8}$$

cuyo desarrollo puede consultarse con más detalle en [8].

1.4. Resonadores

Cuando un fotón de energía suficiente impacta contra la superficie del KID, este lo absorbe, cambiando su densidad de Pares de Cooper, obligándolos a aumentar su velocidad para mantener la corriente, aumentando la energía cinética de estos y con ello la inductancia cinética L_{kin} , resultando en una inductancia total mayor. Para monitorizar el aumento de inductancia se construye un resonador, que resonará a una frecuencia u otra dependiendo de su valor inductivo.

Un resonador se puede construir de varias maneras, por ejemplo con una línea $\lambda/4[13]$. En este caso se ha realizado con un inductor y un condensador. El inductor es propiamente el detector, que se realiza mediante una rejilla (más adelante se detallan las condiciones que ha de cumplir). Esta rejilla no es un inductor por sí sola (figura 1.4(a)), necesita unirse en los extremos y formar una linea serpenteada (figura 1.4(b)).

Si a este inductor L se le conecta un condensador C, forman un circuito resonante (figura 1.4(c)), que se puede modelar como un circuito RLC serie, donde la impedancia total del circuito es

$$Z_{in} = R + j \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right) \tag{1.9}$$

Para la frecuencia ω en la que las impedancias reactivas se igualan se le denomina frecuencia de resonancia:

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}} \tag{1.10}$$



(c) Resonador LC (d) Resonador LC acoplado con línea coplanar

Figura 1.4: Formación de un resonador acoplado a línea coplanar a partir de una rejilla

La resonancia se produce porque la energía eléctrica y magnética oscilan del inductor al condensador. A partir de esta energía y la potencia disipada se puede calcular el factor de calidad intrínseco Q_0 de un resonador, característica muy importante para determinar cuánto se amortigua este debido a las pérdidas óhmicas. En la práctica, sirve para determinar el "espesor" de la resonancia en parámetros de Scattering y su profundidad.

La energía en un resonador se obtiene como

$$E_{res} = \frac{1}{2}CV^2 = \frac{1}{2}LI^2$$
(1.11)

y la potencia que disipa es

$$P_{res} = \frac{1}{2} \frac{V^2}{R} = \frac{1}{2} R I^2, \qquad (1.12)$$

a partir de estas expresiones se calcula el factor de calidad intrínsec
o ${\cal Q}_0$ como

$$Q_0 = \omega_0 \frac{E_{res}}{P_{res}} \tag{1.13}$$

que en un circuito resonante serie, como el de este proyecto, es

$$Q_0 = \omega_0 \frac{L}{R} = \frac{1}{\omega_0 RC} \tag{1.14}$$

El resonador de la figura 1.4(c) se deberá acoplar a un circuito de lectura externo para monitorizar su frecuencia de resonancia. Esto se consigue con una línea de transmisión acoplada al mismo (figura 1.4(d)). Sin embargo, este acoplo introduce una impedancia externa Z_{ext} que modifica el factor de calidad intrínseco del resonador. Este nuevo factor de calidad se conoce como factor de calidad cargado Q_L , que se compone de la combinación del factor de calidad intrínseco Q_0 del propio resonador y el factor de calidad de la red exterior $Q_{ext}[8]$:

$$\frac{1}{Q_L} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_{ext}}$$
(1.15)

En la práctica, los factores de calidad se calculan como una relación entre la frecuencia de resonancia y un ancho de banda determinado

$$Q = \frac{f_{res}}{\Delta f} \tag{1.16}$$

que se obtienen del parámetro S_{21} medido en los puertos de la línea coplanar acoplada al resonador.



Figura 1.5: Factor de calidad representado sobre la gráfica del parámetro S_{21} medido desde los puertos de la línea acoplada al resonador

El ancho de banda para calcular el factor de calidad se toma para cierto valor de S_{21} , calculado a partir del $S_{21,min}$, de la siguiente manera.

Para obtener el ancho de banda del factor de calidad cargado, se necesita calcular el $S_{21,L}$ como

$$S_{21,L} = \sqrt{\frac{1 + |S_{21,min}|^2}{2}} \tag{1.17}$$

y para el ancho de banda de resonancia en el cual el se cumpla que $S_{21} < S_{21,L}$ se calcula el factor de calidad cargado Q_L .

1.4. RESONADORES

De manera similar se obtiene el factor de calidad intrínseco. Con la ecuación

$$S_{21,0} = |S_{21,min}| \sqrt{\frac{2}{1 + |S_{21,min}|^2}}$$
(1.18)

se obtiene el valor de S_{21} que fija el ancho de banda, y con ese ancho de banda se calcula el factor de calidad.

Se puede deducir que si el mínimo de la resonancia es muy profundo $(|S_{21,min}| \ll 1)$, el parámetro $S_{21,L}$ es aproximadamente -3dB y el parámetro $S_{21,0}$ está aproximadamente 3dB por encima del mínimo.

Además, es conveniente definir el factor de acoplo κ para expresar cómo de fuerte o débil está el resonador acoplado a la línea de lectura:

$$\kappa = \frac{1 - |S_{21,min}|}{|S_{21,min}|} \tag{1.19}$$

Si el resonador está muy acoplado, su factor de calidad será muy alto, por lo que el valle de $|S_{21,min}|^2$ será muy profundo. En cambio, si el resonador está poco acoplado, este valle será poco profundo. Esto se puede comprobar si se relacionan los factores de calidad con el factor de acoplo:

$$Q_0 = Q_L(1+\kappa) \tag{1.20}$$

$$Q_{ext} = Q_0 / \kappa \tag{1.21}$$



Figura 1.6: Resonancias de dos resonadores acoplados a la misma línea. Si se juntan demasiado las resonancias se solaparían en la parte en la que se empieza a formar el valle, donde es más ancho. Además, al absorber radiación su frecuencia de resonancia y su factor de calidad disminuyen, acentuando aun más el solapamiento.

La importancia del factor de de acoplo, directamente relacionado con el factor de calidad, viene dada por el sistema de lectura. Si el valle de resonancia es muy estrecho puede saturar el sistema, y si es muy ancho no se pueden poner muy juntas las frecuencias de resonancia de los distintos resonadores que haya acoplados a la misma línea, dado que sino se solaparían.

Debido a que los resonadores tienen muy pocas pérdidas, el factor de calidad intrínseco Q_0 es muy alto y la optimización del factor de calidad cargado se puede hacer a través de un ajuste del acoplo del resonador a la línea de lectura.

1.5. Objetivos

Con este trabajo se pretende elaborar el diseño de un KID con con un gran ancho de banda en la banda W (75 a 110GHz), y que permita detectar y distinguir simultáneamente la radiación de dos ondas ortogonales linealmente polarizadas incidentes. Por otro lado, se realizará el diseño del circuito resonante para la lectura de los KIDs diseñados, con un análisis de su acoplo a la línea de lectura, así como de la interacción entre KIDs adyacentes (*cross-talk*) dentro de un array de KIDs. Adicionalmente, mediante el uso de diferentes configuraciones de forma del KID se trata de reducir el cross-talk con el fin de poder integrar un mayor número de KIDs en un área.

En alta frecuencia el objetivo es conseguir diseñar un KID que se pueda adaptar en el óptico al espacio libre y que tenga un ancho de banda de absorción mayor que los KIDs actuales. Además, se espera modelar la impedancia en el óptico de distintas configuraciones de estructura de KID.

En baja frecuencia cabría esperar un diseño que permita modelizar el acoplo a una línea de transmisión. Además, se desea reducir el crosstalk entre KIDs.

Con los diseños desarrollados, se realizarán las máscaras de arrays de KIDs, para su fabricación y posterior medida. Las medidas a temperatura ambiente se realizarán en un sistema quasi-optico en banda W, obteniendo con esta medida una estimación de la absorción.

Todos los diseños realizados tienen como fin el desarrollo de detectores ultrasensibles para la medida de polarización del fondo cósmico de microondas (CMB).

En futuros trabajos se debería continuar con la caracterización experimental de los detectores en el laboratorio, midiendo el crosstalk que presentan las estructuras de rejilla simple y analizando el crosstalk de las estructuras de rejilla doble.

Capítulo 2 Estudio en alta frecuencia

El estudio en alta frecuencia del KID se realiza, en primer lugar, mediante simuladores electromagnéticos, y finalmente midiendo la adaptación en el óptico en ambiente en el laboratorio.

Para alta frecuencia, se empieza tratando al KID como una rejilla, que tiene una cierta impedancia a frecuencias altas, en este caso en torno a unos 90GHz, y que es necesario adaptar para que tenga una absorción máxima de la radiación incidente.

En este trabajo se estudian dos topologías de rejillas distintas. Una clásica, cuyas líneas están equiespaciadas, que se ha denominado como rejilla simple, y otra en la cual las líneas están agrupadas dos a dos, y las parejas están equiespaciadas. Estas últimas se han denominado rejillas dobles.

2.1. Impedancia de una rejilla

Una rejilla, en el óptico, tiene una cierta impedancia compleja. Para este trabajo solo se estudia la impedancia en modo inductivo (con el campo incidente paralelo a la rejilla), pues en modo capacitivo (con el campo incidente perpendicular a la rejilla) apenas tiene efecto sobre los resultados.

La impedancia de una rejilla viene dada por la ecuación

$$Z_{rej,s} = R_S \frac{g}{2a} + j\eta_0 \frac{g}{\lambda_0} \ln\left(\csc\left(\pi \frac{a}{g}\right)\right)$$
(2.1)

desarrollada por R. Ulrich, T. J. Bridges, y M. A. Pollack en [14], donde *a* y *g* son las dimensiones de la rejilla mostradas en la figura 2.1(a), λ_0 la longitud de onda en el vacío, η_0 la impedancia intrínseca del vacío de valor ~ $120\pi\Omega$ y R_S depende del grosor *t* del conductor y de su conductividad eléctrica σ :

$$R_S = \frac{1}{\sigma t} \tag{2.2}$$

La ecuación 2.1 se cumple solo para

$$t \ll 2a \ll g \ll \lambda \tag{2.3}$$



Figura 2.1: Dimensiones de rejillas (a, g, t). Grosor de sustrato s_t , distancia al plano de tierra l.

La conductividad eléctrica y el grosor depende mucho del material superconductor utilizado y de su proceso de fabricación, por lo que en simulación se trabaja con valores hipotéticos que se podrían aproximar a la realidad. En este caso, se emplea un valor total de $R_S = 2\Omega/\Box$, siendo el grosor t = 35nm dado que son valores que se han obtenido en fabricaciones previas del material TiAl (Titanio-Aluminio), que es el empleado para absorber en banda W debido a su temperatura crítica.

Para el ancho de las barras de la rejilla se emplea el mínimo que permita la tecnología de fabricación del IMDEA, Madrid, que son 3μ m. El valor de g se decide en base a la ecuación 2.3 o en base a la adaptación en el óptico.

La primera rejilla que se estudia tiene las siguientes características:

Tabla 2.1: Dimensiones de la primera rejilla. Impedancia teórica. Impedancia simulada.

De estas, la impedancia simulada se obtiene a partir del modelo de Ansys HFSS mostrado en la figura 2.2, que se compone de la propia rejilla, un plano de masa a distancia $\lambda/4$ de la rejilla y un campo incidente a distancia $\lambda/2$ de la rejilla.

La simulación concuerda con la ecuación propuesta y es fiable dento de las restricciones. Seguidamente, es necesario estudiar la impedancia de la denominada "rejilla doble" (figura 2.1(b)), pues es objeto de análisis por la hipótesis de tener capacidad de reducir efectos de crosstalk en una matriz de KIDs contiguos.

Para llevar a cabo este análisis se simula una rejilla de tipo doble en Ansys HFSS para varias configuraciones de dimensiones $(a \ge g)$ con el fin de obtener suficientes datos como para realizar un modelo matemático de la impedancia de una rejilla doble (figura 2.1(b)).

A partir de estos datos se obtiene que una rejilla doble que cumple con la restricción



Figura 2.2: Setup de HFSS para la simulación de la impedancia de una rejilla.

2.3 se puede modelar mediante la ecuación

$$Z_{rej,d} = R_S \frac{3g}{4a} + j\eta_0 \frac{g}{\lambda_0} \ln\left(\csc\left(\pi \frac{a}{g}\right)\right)$$
(2.4)

según se muestra en el ajuste de la figura 2.3, donde los puntos son las impedancias simuladas para distintos valores de $a \neq g$, y el plano se corresponde a la ecuación 2.4.

La diferencia con la ecuación de la impedancia de una rejilla simple (ecuación 2.1) es la definición de las dimensiones, y en consecuencia, cómo cambia la resistencia (parte real). Pues, si 2a corresponde al ancho total del conductor en la rejilla simple, pero en la rejilla doble este ancho es tres veces mayor, y además tiene un espacio vacío en medio, la resistencia de la rejilla doble dependerá de la cantidad de metal que exista en esta, que con esta nomenclatura es 2a - 2a/3 (2a es el ancho total, 2a/3 es un tercio del ancho total, es decir, lo que mide el hueco entre dos conductores emparejados en la rejilla doble).

En la parte reactiva no existe ninguna variación, pues en el óptico las líneas contiguas se comportan como una única línea de ancho 2a, provocando que no haya diferencia con la rejilla simple.

2.2. Adaptación en el óptico

Para que la absorción de radiación incidente sea máxima, es necesario que la rejilla esté adaptada a la impedancia del espacio libre, igual que se adapta cualquier circuito de radiofrecuencia para reducir pérdidas o aumentar la absorción. Para ello se fija la frecuencia a la que se desea adaptar en 90GHz.

La impedancia característica en un circuito de microondas o radiofrecuencia suele ser de 50 Ω , sin embargo, en este caso la "línea de transmisión" es el vacío, cuya impedancia característica es de 120 $\pi\Omega$. Además, la "carga" es la propia rejilla, y la manera de adaptarla es con un *backshort*, es decir, un plano de masa a una cierta distancia *l* de la rejilla,



Figura 2.3: Ajuste de la impedancia de una rejilla de tipo doble (puntos) a una ecuación (plano)

como se mostró en la figura 2.1. En la práctica es una línea de transmisión acabada en cortocircuito (stub) con impedancia característica la del vacio (377 Ohm).

La estrategia que se sigue para adaptar la rejilla se basa en la ecuación de impedancia de entrada de líneas de transmisión

$$Z_i = Z_0 \frac{Z_L + jZ_0 \tan\beta l}{Z_0 + jZ_L \tan\beta l}$$

$$\tag{2.5}$$

donde Z_L es la carga conectada a una línea de transmisión de impedancia característica $Z_0 = 120\pi\Omega$, siendo $\beta = \frac{2\pi}{\lambda}$ la constante de fase en el vacío, y l la longitud física de la línea.

La manera de adaptar una rejilla con un stub se muestra en la figura 2.4. Es necesario determinar la longitud que debe tener el stub para que la rejilla esté adaptada.



Figura 2.4: Esquema de líneas de transmisión de una rejilla adaptada con un stub en cortocircuito de vacío.

Algunos cálculos se realizan mediante admitancias por su comodidad cuando estas están conectadas en paralelo. La admitancia de una rejilla es $Y_{rej} = Z_{rej}^{-1} = G_{rej} + jB_{rej}$,

y la admitancia del stub acabado en cortocircuito, $Z_L = 0$, según la ecuación 2.5:

$$Y_{stub} = Z_{stub}^{-1} = -jY_0 \cot\beta l \tag{2.6}$$

con Y_0 la admitancia característica del medio $1/120\pi\Omega^{-1}$.

La adaptación de la rejilla se realiza añadiendo a la admitancia de entrada $(Y_i = Z_i^{-1})$ una susceptancia, $Y_{stub} = jB_{stub}$, mediante el stub, que anula la parte imaginaria de la impedancia de la rejilla, de manera que

$$Z_{rej} \parallel Z_{stub} \Leftrightarrow Y_{rej} + Y_{stub} \tag{2.7}$$

$$\Im(Y_{rej} + Y_{stub}) = 0 \tag{2.8}$$

Sustituyendo la ecuación 2.6 en 2.8 se puede calcular la longitud que debe de tener el stub para adaptar correctamente la rejilla como:

$$l_{stub} = \frac{\arctan\left(\frac{1}{B_{rej}\eta_0}\right)}{\beta} \tag{2.9}$$

que en caso de obtener una longitud negativa, es necesario añadir $\lambda/2$ para tener un resultado físicamente realizable.

Para la rejilla en la Tabla 2.1, sin sustrato, adaptada con el stub se obtiene:

$$\frac{Z_{rej,s}(\Omega)}{296.86 + j215.71} = \frac{B_{rej}(S)}{-0.0016} = \frac{l_{stub}(m)}{0.3365\lambda} = \frac{B_{stub}(S)}{0.0016}$$

Tabla 2.2: Datos de adaptación de una rejilla con stub.

Los datos muestran que la parte imaginaria efectivamente queda anulada, por lo tanto la absorción $(1 - |S_{11}|^2)$ en 90GHz va a ser máxima (figura 2.5) y va a depender solo de la resistencia resultante en la impedancia de la rejilla.

La adaptación de una rejilla de tipo doble es análoga a esta, simplemente cambia el valor de la impedancia y con ello la longitud del stub. Sin embargo, adaptar una rejilla que flota en el vacío mediante un plano de masa a cierta distancia es algo bastante irreal y sirve solamente como primera aproximación. Un diseño que se pueda fabricar necesita un sustrato sobre el que construir el KID.

2.2.1. Adaptación con stub de silicio

Debido a que la realización de un KID flotante en el vacío es irrealizable, se ha decidido analizar cómo es la absorción de una rejilla que está adaptada con un stub de silicio. El procedimiento es similar a la adaptación con un stub de vacío, cambiando únicamente en la ecuación 2.6 la admitancia del medio por la del silicio:

$$\epsilon_{r,Si} = 11.9$$
$$Z_{Si} = \frac{\eta_0}{\sqrt{\epsilon_{r,Si}}}$$
$$Y_{Si} = 1/Z_{Si}$$



Figura 2.5: Absorción de rejilla simple con adaptación con stub acabado en cortocircuito y sin sustrato.

Por lo tanto, la admitancia de un stub de silicio es

$$Y_{stub,Si} = -jY_{Si}\cot\left(\beta_{Si}l_{Si}\right) \tag{2.10}$$

siendo $\beta_{Si} = \frac{2\pi}{\lambda_{Si}}$ la constante de fase en el silicio y l_{Si} la longitud del stub de silicio. Esta admitancia debe ser igual a la susceptancia de la rejilla, despejando la longitud del stub como

$$l_{Si} = \frac{\arctan\left(\frac{Y_{Si}}{B_{rej}}\right)}{\beta_{Si}} \tag{2.11}$$

Obteniendo una longitud de stub para la adaptación de $l_{Si} = 0.2776 \lambda_{Si} \approx 268 \mu m$, en la figura 2.6 se muestra el setup de simulación de adaptación de la rejilla sobre un stub de silicio y la absorción (rojo, línea continua) comparada con la absorción de la rejilla flotante (negro, discontinua).

El ancho de banda de absorción se ha reducido probablemente por el cambio de fase a frecuencias distintas de 90GHz presentado en el Silicio, porque tiene distinta velocidad de propagación. El Silicio se simula sin tangente de pérdidas.

La hipótesis de que a menor grosor de sustrato, mayor es el ancho de banda, motiva la siguiente subsección, que consiste en analizar la absorción de una rejilla con el sustrato más fino posible que permita la tecnología de fabricación, que en este caso son 125µm.

2.2.2. Adaptación con stub de vacío sobre sustrato de 125µm de silicio

Debido a las sospechas de que cuanto menor sea el grosor del sustrato, mayor será el ancho de banda (habiendo comparado un sustrato de grosor 0 y otro de 268µm), se



Figura 2.6: Absorción de rejilla simple con adaptación con stub de silicio en cortocircuito.

considera realizar el diseño de una rejilla adaptada que esté construida sobre un sustrato de silicio de 125µm, el menor posible según las especificaciones de IMDEA, Madrid, en el momento de diseño.

El modelo equivalente de línea de transmisión se muestra en la figura 2.7, de donde es necesario averiguar la longitud que debe de tener el tramo de línea de la derecha para que la impedancia vista desde la entrada no tenga parte imaginaria a 90GHz.



Figura 2.7: Esquema de líneas de transmisión de una rejilla sobre 125µm de silicio, adaptada con stub de vacío.

La impedancia del stub es la inversa de la ecuación 2.6, que se puede sustituir en el esquema de la figura 2.7 por una carga de valor Z_{stub} , como se muestra en la figura 2.8, de manera que el cálculo se reduce a despejar la longitud mediante la ecuación de impedancia de entrada de una línea.

En este caso, la impedancia de entrada de la línea es vista desde $Z_{Si,stub}$, y la ecuación para el cálculo de la admitancia correspondiente es:

$$1/Z_{Si,stub} = Y_{Si,stub} = Y_{Si} \frac{Z_{Si} + jZ_L \tan(\beta_{Si}l_{Si})}{Z_L + jZ_{Si} \tan(\beta_{Si}l_{Si})}$$
(2.12)



Figura 2.8: Esquema de líneas de transmisión de una rejilla sobre 125µm de silicio, adaptada con stub de vacío, sustituido por carga equivalente.

donde Z_L es Z_{stub} la impedancia del stub cuya longitud hay que despejar y $l_{Si} = 125 \mu m$.

Para obtener la longitud, la suma de admitancias (o el paralelo de impedancias) debe anular la parte imaginaria, para que Z_i sea real:

$$\Im(Y_{rej} + Y_{Si,stub}) = 0 \tag{2.13}$$

La longitud (l) del stub se calcula a partir de la ecuación 2.12, sustituyendo Z_L por $j\eta_0 \tan{(\beta l)}$ en la expresión 2.12:

$$Y_{Si,stub} = Y_{Si} \frac{Z_{Si} + j[j\eta_0 \tan(\beta l)] \tan(\beta_{Si} l_{Si})}{[j\eta_0 \tan(\beta l)] + jZ_{Si} \tan(\beta_{Si} l_{Si})},$$
(2.14)

cuya susceptancia, sumada a la susceptancia de la rejilla debe resultar en cero:

$$B_{rej} + B_{Si,stub} = 0 \tag{2.15}$$

despejando de aquí la longitud del stub como:

$$l = \frac{atan\left(\frac{1}{\eta_0} \frac{\eta_{Si} - B_{rej} Z_{Si}^2 tan(\beta_{Si} l_{Si})}{B_{rej} Z_{Si} + tan(\beta_{Si} l_{Si})}\right)}{\beta}$$
(2.16)

Con esta ecuación se obtiene que para los datos de la tabla 2.3, la distancia entre el sustrato y el plano de masa ha de ser de $l = 0.0591\lambda \approx 196.82\mu m$, y la absorción, simulada con el setup de la figura 2.9(a), se muestra en la figura 2.9(b).

El sustrato fino de silicio junto a la adaptación con el plano de masa a casi 200µm de distancia da como resultado un ancho de banda de absorción mayor que con un sustrato más grueso.

La adaptación de rejillas de tipo doble es análoga, el único cambio es la impedancia que hay que adaptar, cambiando de esta manera la longitud de los distintos stubs.



Figura 2.9: Absorción de rejilla simple sobre 125µm de silicio adaptado con stub de vacío en cortocircuito.

$$\frac{Z_{rej,s}(\Omega)}{296.86 + j215.71} - 0.0016 \quad 0.0519\lambda \quad j146.76 \quad 0.0016$$

Tabla 2.3: Datos de adaptación de una rejilla sobre 125µm con stub de vacío.

Tipo de rejilla	$Z_{rej,s}(\Omega)$	$l_{Si}(\mu m)$	$l_{vacuum}(\mu m)$
Simple	296.86 + j215.71	0	1120.78
Simple	296.86 + j215.71	268.04	0
Simple	296.86 + j215.71	125	196.82
Doble	100.78 + j97.08	0	1299.77
Doble	100.78 + j97.08	293.35	0
Doble	100.78 + j97.08	125	271.81

Tabla 2.4: Datos de adaptación de rejillas con distintas configuraciones.



Figura 2.10: Absorción de rejillas con distintas configuraciones de sustrato.

Como resumen se aporta la tabla 2.4 y las gráficas de la figura 2.10.

La absorción en las rejillas de tipo doble se ha reducido ligeramente en comparación con las rejillas de tipo simple, aunque sigue siendo alta, pues se encuentra por encima del 90 % en su punto máximo. El ancho de banda de absorción de la rejilla doble es máximo con el sustrato de 125 μ m (figura 2.10(b)).

2.3. Adaptación en óptico con dos KIDs

Una vez adaptadas las rejillas sobre el sustrato de silicio, dado el interés de detectar dos polarizaciones, es necesario introducir una rejilla perpendicular en el diseño, teniendo dos capas de rejillas. El objetivo es conseguir un ancho de banda similar en ambas rejillas, estando las dos adaptadas en 90GHz. Se puede consultar la figura 2.1 para obtener una idea aproximada de la topología. Obsérvese como en la parte inferior del sustrato existe otra rejilla.

El análisis en esta parte se realiza mayormente con las rejillas dobles, pues es similar para las rejillas simples.

Como primer acercamiento al estudio de esta estructura se consideran dos rejillas con las mismas dimensiones. La rejilla inferior está separada una longitud óptima de adaptación del plano de masa (1299.85µm, como muestra la tabla 2.4), y la rejilla superior se ha separado $\lambda/2$ de la rejilla inferior.



Figura 2.11: Absorción de dos rejillas dobles separadas $\lambda/2$ entre ellas, y con stub de vacío.

En la gráfica de la figura 2.11(b) se aprecia que la rejilla superior está demasiado lejos del plano de masa, provocando que los desfases en frecuencias distintas a la frecuencia de diseño de 90GHz sean demasiado notables. Ambas rejillas han de estar más cerca para poder aumentar el ancho de banda de absorción. Lo mismo ocurre si el sustrato entre ambas rejillas es de longitud $\lambda/2$ (simulado con varios materiales distintos), o cualquier otra configuración que separe mucho las rejillas entre sí y del plano de tierra.

Por ello, se llega a la conclusión de que la mejor opción es tener un sustrato lo más fino posible y construir las rejillas sobre ambas caras de este, utilizando un plano de masa a una distancia que permita la adaptación de la rejilla superior, y diseñando la rejilla inferior para que presente una impedancia adaptada al sistema, ajustando los valores de $a \ge g$.



Figura 2.12: Esquema de líneas de transmisión de una rejilla sobre 125µm de silicio, adaptada con stub de vacío, y una rejilla perpendicular adaptada con sus dimensiones.

El esquema equivalente de líneas de transmisión se muestra en la figura 2.12. Cabe destacar que, dado que son rejillas perpendiculares, las impedancias de las rejillas no se afectan entre sí, analizando solamente una rejilla por cada modo.

Para la adaptación de la rejilla superior se sigue la estrategia de la sección 2.2.2, empleando un sustrato para la rejilla y un stub de vacío. La rejilla inferior se ajusta con sus dimensiones a y g para obtener una impedancia que esté adaptada a la estructura.

Para realizar el ajuste de a y g de la rejilla inferior se emplea Advanced Design Software (ADS), con una herramienta llamada tune, para ajustar valores. El valor de a se deja fijado al mínimo que se permite en fabricación que es $2a/3 = 3\mu m$ (dado que 2a se corresponde a dos líneas de metal y un hueco entre ellas, todos del mismo ancho), de manera que solamente es necesario ajustar g.

Con una rejilla superior de $a_{up} = 4.5\mu m$, $g_{up} = 460\mu m$, sobre un sustrato de silicio de 125 μ m y el plano de masa a una distancia de 271.88 μ m, se obtiene que la rejilla inferior, con $a_{down} = 4.5\mu m$ necesita tener $g_{down} = 360\mu m$.



Figura 2.13: Absorción de rejillas de tipo doble de dos polarizaciones, sobre sustrato de silicio de 125µm con stub de vacío.

La configuración mencionada se simula y la absorción que tiene la estructura se muestra en la gráfica de la figura 2.13(b). La absorción de la rejilla superior (rojo, línea continua) llega a casi el 100% en 90GHz, mientras que la rejilla inferior tiene una absorción máxima en esa misma frecuencia de algo más del 95%.

Para las rejillas de tipo simple el análisis es idéntico. Se realiza en ADS (figura 2.14) un esquemático para el ajuste de las dimensiones de las rejillas y para estudiar la adaptación que tendría con esas dimensiones para, seguidamente, utilizar esos datos en Ansys HFSS y simular la absorción en el óptico (figura 2.15(a), 2.15(b). Las rejillas simples tienen $a_{up} = 1.5\mu m$, $g_{up} = 443\mu m$, $a_{down} = 1.5\mu m$ y $g_{down} = 310\mu m$



Figura 2.14: Esquemático empleado en ADS para el ajuste de las dimensiones de la rejilla inferior. Cada esquemático corresponde a una polarización, por lo que solo está activa la rejilla que absorbe dicha polarización.



Figura 2.15: Absorción de rejillas de tipo simple de dos polarizaciones, sobre sustrato de silicio de 125µm con stub de vacío.

2.4. Medida de absorción en el laboratorio

Para concluir este capítulo, se realiza un layout de una matriz de KIDs de una cara, que se construyó en IMDEA, Madrid y que se ha medido en ambiente en el Laboratorio de Microondas del Departamento de Ingeniería de Comunicaciones de la Universidad de Cantabria, empleando el setup mostrado en la figura 2.16(b).



(a) Layout

(b) Setup

Figura 2.16: Layout y setup de laboratorio para medida de absorción en ambiente. La matriz mide 40mm de lado, y tiene 15nm de titanio y 15nm de aluminio en oblea de silicio de 140µm sin backshort

Este setup se compone de dos antenas de bocina, dos lentes LAT075 de Thorlabs para concentrar el haz sobre el detector y un analizador de redes. La oblea de silicio se posiciona en un *holder* que la sostiene. En la parte posterior se colocan una serie de separadores que permiten ajustar la distancia de la matriz de KIDs al plano de masa. Cada lámina separadora tiene el grosor de 117µm.

En la figura 2.18(a) se representa la absorción de los KIDs, para una onda incidente con el campo paralelo al inductor y para una onda incidente con el campo perpendicular, cuyo backshort no está separado por ninguna lámina, mientras que en las siguientes gráficas se muestra la absorción cuando el plano de masa está separado por una, dos o tres láminas. Además, se comprueba que el grosor de la oblea es de 140µm en vez de 125µm como se había propuesto en el diseño.

Es probable que la banda de absorción se haya desplazado a frecuencias más bajas, que no permiten ser medidas con el montaje del laboratorio, si bien es cierto que en el caso de tener una única lámina separadora el pico de absorción se encuentra en torno a 75GHz con un ancho de banda razonable. El lóbulo observado en el modo perpendicular es probable que se deba a la absorción de los condensadores.

En la figura 2.18 se muestran los resultados de haber simulado esa misma matriz de KIDs en HFSS, con una $R_S = 6\Omega/\Box$, con un grosor de sustrato de 140µm y una separación al plano de masa en saltos de 117µm. Se ha simulado en un rango de frecuencias más amplio y se puede comprobar que la absorción es menor en su punto más alto, y que este punto se ha desplazado hacia frecuencias más bajas, tal y como parecían indicar las medidas.

En cuanto a la absorción cuando el campo incide en perpendicular a los detectores, se presentan unos picos de absorción que, probablemente, se deba a la absorción debida



Figura 2.17: Absorción en ambiente de la matriz de KIDs con distintas distancias al backshort, con el campo paralelo y perpendicular.

a los condensadores.



Figura 2.18: Absorción en ambiente de la matriz de KIDs con distintas distancias al backshort, con el campo paralelo y perpendicular, simulado en HFSS.

Capítulo 3

Estudio en baja frecuencia

En este trabajo se denomina baja frecuencia a las frecuencias empleadas para los resonadores formados a partir de las rejillas del capítulo anterior, que están entre 500MHz y 1.2GHz. Los resonadores se forman creando una inductancia con la rejilla y añadiendo un condensador interdigital a esta. La inductancia tiene un valor determinado fijo para todos los resonadores, de manera que la resonancia se fija y modifica mediante el diseño del condensador.

3.1. Construcción de resonadores

En primer lugar se simula el valor inductivo que tiene la línea formada por la rejilla de tipo simple superior con dimensiones $a_{up} = 1.5\mu \text{m} \text{ y } g_{up} = 443\mu \text{m}$. Para ello se crea un inductor cuyas dimensiones totales del cuadro que lo rodea sea de unos 3mm de lado, acorde con la longitud de onda que se pretende detectar.

El inductor es como el que se mostró en la figura 1.4(b), con 35nm de grosor, una resistividad por cuadro de $2\Omega/\Box$, y simulado a una frecuencia de 800MHz.

Con el valor inductivo obtenido de la línea, unos 62.88nH, si se desea una resonancia en torno a 800MHz, el condensador debe tener una capacidad de 629.5fF. Para realizar un condensador interdigital de un determinado valor se puede obtener una primera aproximación mediante el modelado realizado por Bahl I. en [15], donde la capacidad se describe como

$$C = (\epsilon_r + 1)l[(N - 3)A_1 + A_2]$$
(3.1)

en la cual N es el número de dedos del condensador, l la longitud de intercalado de dedos, ϵ_r la constante dieléctrica relativa del sustrato y A_1 y A_2 se definen como

$$A_1 = 4.409 \tanh\left[0.55 \left(\frac{h}{w}\right)^{0.45}\right] \tag{3.2}$$

$$A_2 = 9.92 \tanh\left[0.52 \left(\frac{h}{w}\right)^{0.5}\right] \tag{3.3}$$

donde h es el grosor del sustrato y w el ancho de los dedos. En definitiva, existen tres variables ajustables para obtener un valor de capacidad deseado. Para el caso actual, se

emplean N = 5 dedos, de grosor $w = 24.3 \mu m$ y longitud de intercalado $l = 2933 \mu m$. Siendo el grosor del sustrato fijo, de aproximadamente 322 μm , debido a la suma de la distancia con aire al corto (stub) y del silicio, aunque el stub tiene diferentes longitudes, el cambio es prácticamente inapreciable y se considera constante en todas las simulaciones realizadas en baja frecuencia.

Simulando esta configuración en ADS Momentum, con un marco metálico a 80µm del KID (figura 3.1(b)) y una inductancia cinética de $L_k \approx 2$ pH, y el susutrato mostrado en la figura 3.1(a) se obtiene una frecuencia de resonancia $f_{res} = 852.651$ MHz, que puede cambiar dependiendo del marco, de la línea acoplada, u otros factores.



(b) Layout

Figura 3.1: Sustrato y layout empleado para simular la frecuencia de resonancia en ADS Momentum.

En la tabla 3.1 se muestran los datos de los condensadores y las frecuencias de resonancia que se obtienen en cada tipo de KID.

KID	N	$w(\mu m)$	$l(\mu m)$	$f_{res}(MHz)$
Simple superior	5	24.3	2933	852
Simple inferior	6	28.22	2754	743
Doble superior	5	10.00	2900	747

Tabla 3.1: Datos de condensadores y resonancias producidas en los diversos KIDs.

3.1.1. Acoplo de resonadores a línea de transmisión coplanar

Los KIDs van acoplados al sistema de lectura mediante líneas de transmisión coplanares, que, como se vio en el primer capítulo, modifican el factor de calidad (y ligeramente la resonancia), por lo que es crítico tener un acoplo apropiado para cada aplicación, pues si la señal que se detecta es muy energética, la inductancia cinética va a cambiar tanto que el acoplo tiene que ser muy fuerte para no perder la resonancia en el ruido. Por el contrario, si la señal es muy débil, el acoplo ha de ser muy cercano al acoplo crítico (en la práctica, el S_{21} debe ser de unos -6dB) para una medida óptima.

En el caso del CMB, la señal no es tan débil como en física de partículas, por lo que el resonador deber estar ligeramente sobreacoplado cuando no recibe señal, para tener acoplo crítico cuando la recibe. Otros trabajos de KIDs fijaban este sobreacoplamiento en unos $10 \rightarrow 15$ dB.

En este trabajo se emplea una línea coplanar para los KIDs de rejilla simple y otra línea coplanar distinta para los KIDs de rejilla doble, ambas de 50 Ω , puesto que el acoplo de los primeros se realiza por la parte superior del inductor y la de los segundos por el lateral del inductor.

Línea	Vivo(µm)	Gap a masa(μm)	Masa entre KID y vivo (μm)
KIDs rejilla simple	20	11.9	30
KIDs rejilla doble	50	29	30

Tabla 3.2: Dimensiones de las líneas coplanares empleadas en el acoplo de KIDs.

El acoplo, y con ello el factor de calidad, se ajustan mediante la distancia de la línea de transmisión al resonador (d), de manera que cuanto más cerca estén mayor será el acoplo (figura 3.2(a)).

Para el KID simple superior se ha realizado un estudio de acoplo, obteniendo un ajuste, por el que se sabe que por cada micra más de distancia se reduce el acoplo (aumenta el S_{21}) en unos 0.5dB (figura 3.2(b)).

KID	Longitud acoplo(µm)	$d(\mu m)$	$ S_{21} (\mathrm{dB})$	Q
Simple superior	1724	12	-11.3	3.9×10^5
Simple inferior	1490	15	-12.8	3.2×10^5
Doble superior	3435	200	-15.6	1.8×10^5

Tabla 3.3: Datos de condensadores y resonancias producidas en los diversos KIDs.



Figura 3.2: Ajuste de acoplo de KID mediante línea coplanar variando la distancia (d) del KID a la línea, manteniendo un ancho de plano de masa fijo a 30µm.

3.1.2. Diseño de layouts para matrices simples de KIDs

El diseño de una pequeña matriz de resonadores se realiza mediante un KID "base" que tiene la frecuencia de resonancia más baja de la matriz. Este KID tiene un condensador con un cierto número de dedos, al que, si se le reduce la longitud de un dedo, cambia su capacidad y con ello la frecuencia de resonancia del KID. Suponiendo que la reducción de longitud de un dedo influye linealmente en el aumento de la resonancia se realizan cortes de 40µm al dedo superior del condensador para obtener 9 KIDs con frecuencias de resonancia distintas, separadas unos 2MHz en el caso del KID de rejilla simple superior, y unos 1.5MHz para el inferior (figura 3.3(b)).



Figura 3.3: Layout de 9 KIDs de rejilla simple para la fabricación en estructura coplanar. Resonancias del KID de rejilla simple de la capa inferior, con condensador original(rojo, continuo) y con condensador al que se le han eliminado 40µm del dedo superior (negro, discontinuo).

Reduciendo un dedo del condensador en trozos de 40µm cada vez, se obtienen una serie de resonadores separados una cierta frecuencia entre ellos. Para los KIDs de rejilla simple de la parte superior se ha realizado un layout para la fabricación de una matriz de 9 KIDs en estructura coplanar (figura 3.3).

Además, se realiza el layout de un detector de dos capas para medir dos polarizaciones de manera similar. Se muestra también como se realiza la distribución de resonancias a lo largo del layout (figura 3.4).

Una vez fabricado es necesario medir las resonancias en oscuridad porque no van a ser iguales a las simuladas debido a los procesos de fabricación.



Figura 3.4: Distribución de resonancias en función de la reducción de longitud de un dedo del condensador (µm) y layout de dos capas de KIDs con rejillas perpendiculares para absorción de dos polarizaciones.

3.2. Estudio de crosstalk

En una matriz de KIDs, un aspecto crítico es la distancia que hay entre estos ya sea física o en frecuencia, pues se producen efectos de crosstalk que mueven las resonancias, provocando errores en la lectura y una calibración más complicada.

El objetivo de las rejillas de tipo doble es reducir estos efector partiendo de la hipótesis de que dos líneas del inductor que estén a una distancia reducida encierren el campo magnético y este no se acople a los KIDs contiguos.

Para ello, en [16] se realiza un estudio, entre otros, en el que se analiza como se afectan dos KIDs contiguos en función de la distancia. En este trabajo, partiendo de esa idea, se analiza con una estructura coplanar el efecto que tiene la distancia entre los KIDs, con su debido plano de masa entre ambos, manteniendo una separación de 80µm entre KID y plano de masa.

La figura 3.5 muestra una tendencia: cuanto más juntos estén los KIDs, más tienden a separarse entre sí las frecuencias de resonancia. La manera de obtener los datos es la siguiente: en un marco como el de la figura 3.6 se posiciona el KID de frecuencia más



Figura 3.5: Desplazamiento de las frecuencias de resonancia de dos KIDs contiguos en frecuencia en función de la separación entre ambos.

baja en el hueco de la izquierda y se simula, para incluir también los efectos del marco en la resonancia. Esta resonancia obtenida es la frecuencia de referencia, con *shift* cero. De igual manera se realiza con el KID de frecuencia superior en el hueco de la derecha. A continuación, se incluyen los dos KIDs en el layout y se realiza la primera simulación, teniendo un plano de masa de 600µm entre ambos. La misma simulación se realiza para los demás anchos del plano de masa, de manera que los KIDs se acercan, pues el resto de distancias son constantes, siempre hay 80µm entre el KID y el marco, a excepción de la línea de lectura, que es de 12µm, como se ha mencionado.



Figura 3.6: Layout del marco que se emplea para realizar el análisis de crosstalk de KIDs contiguos en distancia y frecuencia.

Para la rejilla de tipo doble se realiza el mismo análisis. En la figura 3.7 se muestran los resultados. Si se observa la frecuencia superior se puede ver como a partir de unas 150µm de distancia los efectos de crosstalk se reducen drásticamente. Para la frecuencia inferior los resultados no son muy concluyentes, probablemente debido a errores de simulación, sin embargo, es un buen avance tener la certeza de que se pueda mejorar.



Figura 3.7: Desplazamiento de las frecuencias de resonancia de dos KIDs contiguos en frecuencia en función de la separación entre ambos.

Para realizar el estudio en físico se diseñan una serie de layouts que permitan medir, a través de una única línea de lectura, varios KIDs emparejados cuya distancia va variando. Además, se realizan dos parejas para cada distancia, con el fin de evitar posibles errores de fabricación. Se realizan parejas cuya distancia entre sus KIDs es de 50, 100, 150, 200, 250 µm. Además, cada pareja tiene frecuencias de resonancia distintas, diseñadas en función de la reducción de la longitud de un dedo del condensador. En los KIDs emparejados la diferencia de longitud es de 40µm, y la diferencia de longitud con las demás parejas es de 200µm.



Figura 3.8: Layout para la fabricación del chip para el estudio de crosstalk en laboratorio, con la distribución de frecuencias en función de la longitud del dedo del condensador. A la derecha la distancia entre KIDs. Sobre los KIDs el tramo de dedo eliminado.

Capítulo 4

Conclusiones y futuras líneas de trabajo

En este trabajo se ha realizado el diseño de varias arquitecturas de detectores de inductancia cinética, variando la forma del inductor principal, o analizando como afecta el sustrato a la detección en banda ancha. Se han obtenido las ecuaciones para la impedancia de una rejilla cuyas líneas forman parejas, para la adaptación en diversas situaciones, como por ejemplo, de un detector formado por dos KIDs perpendiculares sobre sustrato de silicio con un backshort.

Se ha mejorado el ancho de banda de detección gracias a la incorporación de un sustrato fino y a la adaptación en el óptico, que además se ha podido comprobar en el laboratorio mediante un analizador de redes.

Se ha analizado el crosstalk en estructuras de rejilla simple y rejilla doble, dejando intuir una mejora en el crosstalk a raiz de los resultados, aunque no son concluyentes.

Se han realizado layouts para la fabricación de distintas estructuras según el análisis que se quiera realizar. Por una parte, se obtuvo un layout de KIDs idénticos para medir la absorción en ambiente y corroborar el mayor ancho de banda. Seguidamente, se diseñó un layout para la fabricación de una matriz de nueve KIDs en una cara, y un layout para la fabricación de 18 KIDs en dos caras. Además, se realizó el diseño para la medida de crosstalk en el laboratorio.

En el futuro se podría realizar una matriz de KIDs grande. Además se puede mejorar el estudio del crosstalk.

Bibliografía

- P. K. Day, H. G. LeDuc, B. A. Mazin, A. Vayonakis, and J. Zmuidzinas, "A broadband superconducting detector suitable for use in large arrays," <u>Nature</u>, vol. 425, no. 6960, pp. 817–821, 2003.
- [2] N. S. Team, "Timeline of the universe," 2012.
- [3] R. B. Partridge, <u>3K: the cosmic microwave background radiation</u>, vol. 25. Cambridge: Cambridge University Press, 1995.
- [4] R. B. Partridge, <u>A measurement of excess antenna temperature at 4080 Mc/s</u>, p. 355–356. Cambridge Astrophysics, Cambridge University Press, 1995.
- [5] Q. Doughnut, "Cosmic microwave background spectrum (from COBE)," 2011.
- [6] ESA and the Planck Collaboration, "Planck CMB," 2013.
- [7] G. Ulbricht, M. De Lucia, and E. Baldwin, "Applications for microwave kinetic induction detectors in advanced instrumentation," <u>Applied sciences</u>, vol. 11, no. 6, p. 2671, 2021.
- [8] M. Rösch, <u>Development of lumped element kinetic inductance detectors for mm-wave</u> astronomy at the IRAM 30 m telescope. PhD thesis, 2013.
- [9] L. N. Cooper, "Bound electron pairs in a degenerate fermi gas," <u>Phys. Rev.</u>, vol. 104, pp. 1189–1190, Nov 1956.
- [10] M. Tinkham, <u>Introduction to superconductivity</u>. New York [etc.]: Dover, 2nd ed., 1996.
- [11] B. A. Mazin, Microwave kinetic inductance detectors. PhD thesis, 2005.
- [12] C. Kittel, Introducción a la física del estado sólido. Barcelona: Reverté, 3rd ed., 1993.
- [13] S. Doyle, Lumped Element Kinetic Inductance Detectors. PhD thesis, 2008.
- [14] R. Ulrich, T. J. Bridges, and M. A. Pollack, "Variable metal mesh coupler for far infrared lasers," <u>Applied Optics</u>, vol. 9, no. 11, p. 2511, 1970.
- [15] I. I. Bahl, <u>Lumped elements for RF and microwave circuits</u>. Boston [etc.]: Artech House, 2003.

[16] M. Naruse, M. Kuwata, T. Ando, Y. Waga, T. Taino, and H. Myoren, "Niobiumbased kinetic inductance detectors for high-energy applications," <u>IEICE transactions</u> <u>on electronics</u>, vol. E103.C, no. 5, pp. 204–211, 2020.