

**UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID**

**FACULTAD DE ÓPTICA Y OPTOMETRÍA**

**Departamento de Óptica**



**TESIS DOCTORAL**

**Estructuras resonantes para nanofotónica**

MEMORIA PARA OPTAR AL GRADO DE DOCTOR

PRESENTADA POR

**Alexander Cuadrado Conde**

Director

Javier Alda Serrano

**Madrid, 2015**

# Universidad Complutense de Madrid

Facultad de Óptica y Óptometría

Departamento de Óptica



Tesis Doctoral

## Estructuras resonantes para nanofotónica

MEMORIA PARA OPTAR AL GRADO DE DOCTOR  
PRESENTADA POR

Alexander Cuadrado Conde

Director  
Dr. Javier Alda Serrano

---

Madrid, 2014

**UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID**

**FACULTAD DE ÓPTICA Y OPTOMETRÍA**

**Departamento de Óptica**



**TESIS DOCTORAL**

**Estructuras resonantes para nanofotónica**

MEMORIA PARA OPTAR AL GRADO DE DOCTOR

PRESENTADA POR

**Alexander Cuadrado Conde**

Director

Javier Alda Serrano

**Madrid, 2015**



Now this is not the end. It is not even the beginning of the end. But it is, perhaps, the end of the beginning.

Esto no es el fin. No es ni el principio del fin. Pero es, quizás, el final del principio.

(WINSTON CHURCHILL)

Tan decididamente son el cristal de roca  
que sólo el fuego, sólo la llama cristaliza,  
que atacan con el pómulo nevado, con la boca,  
y vuelven cuanto atacan recuerdos de ceniza.

(EL SOLDADO Y LA NIEVE. MIGUEL HERNÁNDEZ)



*A mi familia y sobre todo, a mi abuelo.*



# Agradecimientos

Vaya, ya han pasado 4 años y, ¡cómo ha cambiado la vida en ese tiempo! Aún recuerdo cuando trasasé por primera vez la puerta de la Escuela de Óptica y Óptometría. Sentí una sensación extraña, como si fuera a estar en ese lugar mucho tiempo. Hablé con Javier Alda y la verdad es que las sensaciones no pudieron ser mejores, pese a llegar tarde por confundirme de lugar. Meses después Javier Alda me llamó, yo estaba en mi casa de Bilbao y no tardé ni un segundo en aceptar. A partir de ese momento no sería Javier Alda, sería Javier y mi casa sería Madrid. Mi primer agradecimiento quiero que sea para Javier, la persona que confió en mí para acompañarle estos 4 años. Un profesor magnífico, un jefe genial, pero sobre todo le prefiero como persona.

Antes de esa llamada, hubo una vida en Bilbao. Una vida donde siempre han estado Padi, Igor, y Clemente, mis amigos, mi gente, que ahora sé que sin importar donde vivamos siempre seremos una cuadrilla de Bilbao, de Arangoiti, de toda la vida. Hubo más gente importante, Jesus, Chapa, Andújar, Casado, Lander, Meli... gracias a todos. En el instituto encontré a Bruno, mi mejor amigo, una persona única, capaz de entender cualquier cosa que le digas. No me cabe ninguna duda de que siempre podré contar con él, para lo que sea, sin importar cuándo ni dónde. Quiero acordarme de más amigos del insti: Txetxu, Yuman, Endika... gracias. En la universidad encontré a muchos: Lopa, Lucía, Miguelón, Mingo, Nora, Ester, Ibone, David, Eli, You... que grandes son Maider y las Malossis, Leyre y Sara. Encontré a mi mejor amiga, María, una persona genial a la que le puedes contar cualquier cosa, una grandísima Malossi. En la uni descubrí a Erik, uno de mis mejores amigos y que siempre estará conmigo. Es mi pareja perfecta para ver cine malo, para contarle mil cosas, me alegro de que estés con alguien como Daniela... y claro está, ¡a Joana!, menudo equipo, imparables.

En Madrid encontré a tantos... Javitxu, enorme como persona y más como amigo, uno de los más hábiles en un laboratorio que se pueden encontrar, el gurú del color que más sabe de tapas de todo Madrid. Manu, los chistes sevillanos más rápidos de occidente, un gran compañero y científico. Alfonso, mi filósofo particular, una persona de verdad y libre. Bea, nuestra chica del despacho, trabajadora y simpática, me da igual que esté en Holanda, siempre estará con nosotros. Fran, qué grande eres, nuestro físico más revolucionario. Buena persona como pocos, jamás olvidaré la dedicatoria en el concierto 100. Juanma, el último en llegar, siempre podrás contar conmigo. Darwin y sus bailes o Yudi y sus abrazos... gracias a todos y a los que me dejo.

Es momento de recordar a Jordi, mi colega catalán de tesis. A mis amigos mexicanos, Kolo, Grillo y la pandilla Telmex. Gracias infinitas. Gracias Javier Gonzalez por tu apoyo y tu experiencia.

A Mar por tantos momentos divertidos y geniales... la persona especial, la galega más importante habidas y por haber para mí.

Gracias a todos con los que he vivido. Mario, un gran amigo, el asturiano guitarrista. Eres genial, nunca cambies. Anna, eres la persona más comprensiva del mundo y de las mejores que conozco. Lucía... la alegría.

Es hora de mi familia. A mis primos, a todos, por ser tan majos. A mis abuelos, geniales en todo. A mis tíos, por tantas cosas. Pero sobre todo a mis padres, las mejores personas que conozco y conoceré. Trabajadores incansables siempre con una sonrisa, me habéis enseñado todo y espero algún día estar a vuestra altura. Gracias Yuka, gracias Joan.

Quiero recordar a mi abuelo Juan Antonio, ya no estás pero te recuerdo todos los días. Esta tesis va por ti, por lo que has sido para mí.

Gracias a los que me dejo: Juan Carlos, Dani, Infor, Agustín, Natalia, Alba, Bego, Concha, Almu... todos y claro está, a Jorge, Gari y sin olvidar a la panda de asturianos de V8 ford que se pasan por el piso.

No es sólo por ser doctor, ya es algo personal, es por toda la gente que sigue estando ahí. Soy consciente de todo lo que he aprendido estos años. Pero aún queda este último paso y hay que seguir luchando. Ha llegado el momento y es hora de enfrentar el cambio, es hora de cruzar mi propio Rubicón.

Alea iacta est!. Que empiece el juego.

# Keywords

- Nanophotonics
- Opto-electronics
- Detectors
- Sensors
- Infrared
- Antennas
- Thermoeléctrics
- MEMS



# Abstract

## Introduction

Nowadays, two of the most active research areas are photonics and nanotechnology. In recent years, the use of metallic resonant structures has attracted a growing interest in the scientific literature. These structures have paved the way for new kinds of optical elements able to modify the spectral, polarization, and phase characteristics of an incoming optical wavefront, allowing the emergence of the area of *resonant optics*. Besides, these structures can be used to enhance the electric field by several orders of magnitude while maintaining a high spatial resolution. Very interesting applications have appeared in a variety of areas: infrared antenna-coupled detectors, biomedical applications, photonic materials, field enhancement, and energy harvesting.

Optical antennas are resonant metallic structures that have been used as detectors to sense electromagnetic radiation in the infrared IR and the visible range. In these resonant structures the electric currents generated by the high-frequency electromagnetic fields are transduced by either rectifying elements such as *Metal-Insulator-Metal*, *MIM* junctions, or microbolometers. A tunneling effect rectification through an *MIM* junction provides a net signal from the currents induced in the device. This detection scheme can be used with or without an external bias. On the other hand, micro and nanobolometers produce a signal when their electric resistance varies with temperature. The thermal change is due to joule heating caused by the currents induced in the optical antenna. Bolometers and microbolometers have been used for electromagnetic detection ranging from the submillimeter regime to visible wavelengths. When coupled to resonant structures in the IR, they become nanobolometers, and their performance is boosted by the small quantity of material used in the process. In the case of optical antennas these metallic structures also present a bolometric response due to the induced currents. These mechanisms have been analyzed in this work along with a new transduction mechanism based on the thermoelectric effect. On the other hand, the use of microelectromechanical systems and nanoelectromechanical systems *MEMS* and *NEMS* has opened the way for their application in several areas, ranging from biomedicine and communications to high-resolution measurement systems, including recent contributions that report the use of *MEMS* devices for mechanical energy harvesting. These devices, if combined and functionalized with electromagnetic resonant structures, serve for sensing, and energy recollection from electromagnetic waves.

In this dissertation we show how the optical metallic resonators can be used as optical antennas or to generate mechanical excitation on *Micro Optical Electromechanical Systems, MOEMS*. Actually, the first chapter acts as an “state of the art” presentation of the current and past studies on antennas and optical antennas. Also some fundamental parameters, which are used through this work, are defined. Besides, the typical geometries of optical antennas are presented and briefly analyzed. The chapter finish reporting the current research initiatives involving optical antennas and resonant structures.

At the time of the presentation of this dissertation, the work made here has produced 10 publications in research journals, and 9 conference contributions.

## Optical antennas using distributed bolometers

The second chapter named *Improving of bolometric sensors coupled to optical antennas*, analyzes optical antennas as IR sensor based on the bolometric effect as the transduction mechanism.

Nanoantennas coupled to nanobolometers have been used in the past as detectors of optical radiation. They are typically manufactured using two different materials: one for the nanoantenna and another for the nanobolometer. However, those metals used to fabricate nanoantennas also present a bolometric response. Therefore, antenna-coupled detectors using the bolometric effect distributed along the device were compared with the results previously reported for nanobolometers coupled with dipole antennas in the infrared regime. We modeled the relevant physical mechanisms and also simulated the simple case of a dipole antenna using a multi-physics computational tool. The simulation results are compared with experimental results. The advantage in performance when using a dedicated material to enhance the bolometric effect, is balanced with the easiness of the fabrication of resonant structures involving only one material where the bolometric effect is distributed along the device.

Using the bolometric transduction mechanism we know that the electric currents induced by infrared radiation incident on optical antennas and resonant structures increase their temperature through Joule heating as well as change their electric resistance through the bolometric effect. As the thermo-electric mechanism exists throughout a distributed bolometer, a multiphysics approach was adopted to analyze thermal, electrical, and electromagnetic effects in a dipole antenna functioning as a resonant distributed bolometer. The finite element method was used for electromagnetic and thermal considerations. The results showed that bolometric performance depends on the choice of materials, the geometry of the resonant structure, the thickness of an insulating layer, and the characteristics of the external bias circuit. Materials with large skin depth and small thermal conductivity are desirable. We have found that the thickness of the  $SiO_2$  insulating layer should not exceed  $1.2\mu m$ , and a current source for the bias circuit enhances performance. An optimized device designed with the previously stated design rules provides a response increase of two orders of magnitude compared to previously reported devices using the same dipole geometry.

In this chapter we have also analyze the effect of the geometrical and material properties of lead lines and connections on the robustness and reliability of optical antennas

working as distributed bolometers. We have determined the operational limits of the biasing voltage using a mutiphysics finite element method. We demonstrate that, after evaluating the effect of the electromagnetic irradiance falling on the device, biasing voltage is the main limiting factor to maintain operative titanium optical antennas. Results have been experimentally verified by finding the biasing values needed to destroy optical antennas working as distributed bolometers. Structural damage has been identified from scanning electron microscopy images.

The last auxiliary element that we have studied in this chapter is the role of the connecting lines between optical antennas. We know that optical antennas and resonant structures have been extensively investigated due to its potential for electromagnetic detection and energy harvesting applications. However their integration into large arrays and the role of connection lines between individual antennas has drawn little attention. This is necessary if we want to exploit its potential constructively and to enable economical large-scale fabrication. In this contribution we point out some features that an efficient antenna array should address. Experimental measurements on aluminum microbolometers are compared to electromagnetic simulations, it is shown that the finite size of a real array and the interconnection lines interact and affect the global performance.

## Tunning of optical antennas using temperature

The third chapter named *Tuning of optical antennas*, studies how temperature affects the receiving figures of an optical antenna. Nowadays, phased array antennas are able to change their reception angular pattern in a fast reconfigurable fashion. The idea developed int his chapter is how to apply this technology to optical antennas and open new areas for their applications.

First we have analyzed how temperature can tune individual antennas selectively and how this active tunning can be combined into a reconfigurable phased array of optical antennas. Directional steerability can be obtained for an array of optical antennas through selective heating of the individual elements. Heating changes electrical conductivity of the heated element, which affects the phase of the generated currents. The variation in temperature can be obtained by modifying the biasing point of the individual elements of the array, which would allow fast reconfiguration. The numerical evaluation of the performance of an array of a reduced number of antennas (2 and 3) shows the feasibility of this approach.

We have also analyzed the spectral behavior of optical antennas varying their temperature individually. The amplitude of induced current generated is studied in the center of the antenna as well as the power dissipated in the entire antenna. For monochromatic radiation has been found a linear behavior between the wavelength, at which the maximum response occurs, with increasing temperature. Thus, it is possible to detect the wavelength of a monochromatic radiation.

We know that a multiband geometry allows radioelectric antennas to sense more than one frequency. This has been also adapted to the optical spectrum. This effect improves the antennas behavior as energy harvesting systems or sensor devices. In the last section of the third chapter, we have focused in Fractal geometries and compound geo-

metries related with well-known antenna designs. Fractal geometries are characterized by its self-similarity relations at different scales. When used as antennas, this self-similarity produces a multiband response. Fractal antennas have been used in the radiofrequency and microwave bands since long ago. We show how a bow-tie antenna becomes fractal with close relation with a Sierpinski triangle. On the other hand, compound geometries can use several well-known geometries as the dipole and bowtie design, to generate a more complex structure. The performance of these elements has been evaluated in the infrared region.

## Seebeck nanoantennas

The fourth chapter is devoted to the analysis of the thermoelectric effect, the Seebeck effect, as a transduction mechanism coupled to optical antennas. By using resonant structures we may heat selectively some portion of an array of optical antennas to produce an electric signal that does not requires external biasing. We have seen how the Seebeck effect applied to optical antennas opens the way to new devices and systems. We propose a different type of infrared detectors based on the combination of nanoantennas to capture radiation and metallic junctions with thermoelectric properties, these arrangements could be used to harvest and detect energy.

First of all we have presented arrays of metallic thermocouples in the shape of spiral nanoantennas as a new type of infrared detectors which use the thermoelectric properties of the metallic interfaces to generate electrical dc signals. The responsivity of these types of antennas is evaluated from both theoretical and numerical perspectives pointing out its potential as infrared sensors. Moreover, by exploiting its polarization dependence, the same structures can be used to characterize the state of polarization of the optical near fields with a spatial resolution comparable to the wavelength.

Once the thermoelectric effect has been properly simulated we have arranged optical nanoantennas made of two metals to produce a Seebeck voltage proportional to the Stokes parameters of a light beam. The analysis is made using simulations in the electromagnetic and thermal domains. Each Stokes parameter is independently obtained from a dedicated nanoantenna configuration.  $S_1$  and  $S_2$  rely on the combination of two orthogonal dipoles.  $S_3$  is given by arranging two Archimedian spirals with opposite orientations. The analysis also includes an evaluation of the error associated with the Seebeck voltage, and the crosstalk between Stokes parameters. The results could lead to the conception of polarization sensors having a receiving area smaller than  $10\lambda^2$ . We illustrate these findings with a design of a polarimetric pixel.

## Optical antennas coupled to *MEMS*

The fifth chapter of this dissertation, titled is *Resonant structures on MOEMS*, includes the design of *MOEMS* structures coupled to optical resonant elements, as an opto-thermo-mechanical transducer. In this chapter we are focus our attention to several issues related with the optical characterization of MEMS and the design of the coupled resonant structures.

We first have analyzed, theoretically and experimentally a method to determine the state of movement of MEMS. This is based on the recording and analysis of the diffraction pattern produced by the mechanical resonators when illuminated by light. The vibrational state of an array of microcantilevers piezoelectrically excited has been characterized analyzing the far-field diffraction pattern produced by the structure. A model based on the definition of a complex reflectivity window has been developed to fully understand the dynamic of the elements and the diffraction pattern produced by them. This model is parameterized by the driving voltage of the excitation, the vibration mode, and the phase correlation among cantilevers. An experimental set-up has been developed to register the far-field diffraction patterns, avoiding some undesired reflections from the surrounding structures. The experimental results have been fitted with those obtained from the simulation. This fitting allows for identifying the vibration mode and the phase relation among cantilevers.

The material and geometrical structure of MOEMS is simulated and analyzed to obtain a model able to predict the conditions for self-oscillation of the cantilevers. First, we have presented a model based on a multilayer structure. The use of optical excitation in MEMS elements triggers several mechanisms that can be properly used for enhancing its mechanical response. This is particularly interesting when MEMS components are used as the transducer element on energy harvesting applications involving opto-mechanical conversion schemes. One of the pathways is based on the thermal response of the vibrating structures. In this contribution we have analyzed how a MEMS structure consisting on a clamped-clamped beam responds mechanically to the heating of the element. This heating is produced by the partial absorption of an incident radiation at the IR band. A thin metal layer evaporated on top of the suspended beam acts as the infrared light absorber. The gap forms an optical interferometer which couples the light absorption to the mechanical deflection of the CC-beam. This effect can be enhanced by a proper design of the whole mechanical geometry. Both, the optical absorbance and the energy conversion to the thermal domain of the MOEMS device are analyzed. Additionally, the transduction to the mechanical domain in the form of beam vibrations of the optical energy absorbed by the structure and transformed into heat is also modeled. This paper focus on the analytical model that is necessary to understand the involved physical mechanisms and the results obtained from the simulation of the device.

The next step is to include optical resonant elements to the moving cantilever. We have been proposed and analyzed geometries to be able to coupling systems *MEMS* to optical antennas. One of these geometries, the geometry referred to as *Fishbone* achieves the resonance of antennas is not altered by the effect of the substrate. Also, structures based on *slot* antennas have been presented. These designs increases system robustness and enables the manufacture of long bridges are. The actual movement of these elements under self-oscillatory regime is described by a set of coupled non-linear equations. These equations have been succesfully modeled and solved. Then we have designed and manufactured structures obtained from the nonlinear model, which couples the thermal response obtained from the electromagnetic absorption system, with mechanical vibration equation governing this motion.

## Conclusions and future work

Chapter six resumes the main original contribution of this dissertation. To be more explicit we have proposed several improvements to produce a distributed bolometer having receiving figures that are two order of magnitude better than the current bolometer elements. When considering the auxiliary elements surrounding an optical antenna we could devise some suggestions to design connection lines that preserves better the integrity of the optical antenna and improve its robustness. Actually, the same parameter responsible for the destruction of the device, the temperature, can be used to fine tune the electromagnetic characteristics of optical antennas. This fact allows the design of reconfigurable phased-arrays and the proposal of an element able to be tuned at different frequencies just changing its temperature. The thermal effect can also triggers a thermoelectric response if appropriate pairs of materials are forming an optical antennas. This is the base of Seebeck nanoantennas that are arranged as a polarimetric pixel with very high spatial resolution. Finally, when optical antennas are coupled to MEMS they induce a self-oscillatory movement that can be used as a sensor or as a harvesting device.

This dissertation also includes some natural extension of the presented work that could produce new devices and elements.

# Palabras clave

- Nanofotónica
- Opto-electrónica
- Detectores
- Sensores
- Infrarrojo
- Antenas
- Termoeléctricos
- MEMS



# Resumen

Dos de las disciplinas con mayor proyección y en las que sin duda se están realizando grandes inversiones, son la Nanotecnología y la Fotónica. Las antenas ópticas son dispositivos donde se genera una corriente cuando son expuestos a una radiación electromagnética a frecuencias ópticas (rango visible e IR cercano). El tamaño de estos sistemas varía de unos pocos nm a algunos  $\mu\text{m}$ , lo que les convierte en un nexo natural entre las técnicas nanotecnológicas y las aplicaciones fotónicas.

La investigación en el campo de las antenas ópticas ha experimentado un gran auge en las últimas dos décadas. Este esfuerzo, unido a la mejora de las técnicas litográficas, han hecho posible un avance notable en esta tecnología óptica. Por consiguiente, no resulta extraño el uso de estos dispositivos en campos tan dispares como la microscopía, los sensores infrarrojos o incluso la biotecnología médica. Sin embargo, al ser una tecnología en plena investigación, no sólo se han explorado aún una cantidad reducida de aplicaciones, además, su rendimiento en ciertas áreas puede ser claramente mejorado.

En este trabajo estudiamos la aplicación de estos dispositivos a un campo novedoso como es el de los *Micro-Opto-Electro-Mechanical-Systems*, *MOEMS*, buscando también mejorar el rendimiento de las antenas en alguna de sus aplicaciones más populares. Comenzamos el primer capítulo con una breve introducción histórica sobre las antenas ópticas. Posteriormente, nos centramos en el funcionamiento de estos dispositivos, destacando sus principales características y definiendo las funciones de mérito que usaremos a lo largo del trabajo. Como sucede en las antenas cuando trabajan a radiofrecuencias, la geometría tendrá un papel destacado en la respuesta de estos sistemas, es por ello por lo que mostramos algunos de los diseños geométricos más populares, destacando los más utilizados en esta memoria. Estudiamos el estado del arte, centrándonos en las áreas de trabajo principales y destacando los grupos de investigación más notorios en esos campos. Terminamos este primer capítulo haciendo referencia a las herramientas de simulación utilizadas en esta memoria, presentando también el montaje óptico con el cual se han logrado gran parte de los resultados experimentales.

La memoria se centra en el estudio de cuatro campos destacados: mejora de sensores bolométricos acoplados a antenas ópticas, sintonización de antenas ópticas, tecnología Seebeck en antenas ópticas y estructuras resonantes en *MOEMS*.

En el segundo capítulo estudiamos las antenas como sensores fundamentados en el efecto Joule que calienta el dispositivo y en el efecto bolométrico que cambia la resistividad del material al cambiar la temperatura. Este tipo de sistemas bolométricos son más fáciles de construir que otras tecnologías de sensores basados en antenas ópticas. Comenzamos

presentando un modelo teórico multifísico, que será utilizado en la práctica totalidad de los apartados de este capítulo. Uno de los mayores problemas de este tipo de dispositivo es su escasa competitividad frente a otras tecnologías del mercado. Por ello, nos centraremos en la mejora del rendimiento de estos sensores. Los objetivos serán: abaratar sus costes, optimizar su respuesta, aumentar la fiabilidad de su señal eliminando respuestas espurias e incrementar la robustez de las antenas ante picos de voltaje.

En el tercer capítulo desarrollamos el concepto de sintonización de antenas ópticas. Actualmente no es posible variar el patrón de emisión, y por tanto de recepción de señal, en antenas ópticas. Este efecto se debe a la alta frecuencia de las corrientes generadas en la estructura y a la imposibilidad de extraer la fase de estas señales eléctricas. En este capítulo implementamos técnicas que ayuden a variar el patrón de emisión de un conjunto de antenas, logrando acoplar la fase de las corrientes generadas por varios elementos resonantes en un array de antenas. Estudiamos cómo conseguir la respuesta espectral de una onda incidente utilizando antenas ópticas. Finalmente presentamos diferentes geometrías que generan una respuesta multibanda variable.

El cuarto capítulo analiza la implementación del efecto Seebeck en antenas ópticas, con el fin de generar dispositivos más eficientes que las tecnologías actuales basadas en antenas ópticas. Tras una breve introducción, nos centramos en el diseño de sensores, que utilizan en efecto Seebeck, basados en antenas ópticas. Seguidamente se presenta el diseño de un dispositivo de tamaño comparable a la longitud de onda, basado en esta misma tecnología, capaz de obtener los parámetros de Stokes de la polarización de la radiación incidente.

El quinto capítulo presenta elementos resonantes ópticos acoplados a *MOEMS*. Tras comenzar con un estudio difractivo del movimiento de *Micro-Electro-Mechanical-Systems*, *MEMS*. Seguidamente se presenta el modelo utilizado para estudiar el movimiento de los dispositivos *MEMS* excitados mediante radiación óptica. Primeramente se utiliza un sistema de multicapas para generar la excitación necesaria que produzca el movimiento deseado en el sistema, y finalmente se acopla este tipo de elemento a resonantes ópticos.

Para finalizar, el sexto capítulo expone las conclusiones de este trabajo. Estas conclusiones se completan con un capítulo adicional donde se describen posibles ampliaciones de los temas tratados en esta tesis doctoral y que, en nuestra opinión, pueden dar lugar a nuevos dispositivos.

# Publicaciones

A continuación se muestra el listado de trabajos científicos que se han publicado en revistas científicas o presentado en congresos o conferencias y que provienen de los resultados obtenidos durante el desarrollo de esta tesis doctoral. Este trabajo ha sido posible gracias a la beca-contrato BES-2010-036582 del Ministerio de Economía y Competitividad asociada al proyecto ENE2009-14340-C02-01

## Artículos en revistas científicas

1. A. Cuadrado, J. Agustí, M. López-Suárez, G. Murillo, G. Abadal, J. Alda, “Measurement of the vibration state of an array of micro cantilevers by diffractive methods.”, *Óptica Pura y Aplicada*, **45**, 105-111, (2012).
2. A. Cuadrado, J. Alda, F. J. González, “Distributed bolometric effect in optical antennas and resonant structure”, *Journal of Nanophotonics*, **6**, 063512-1-12, (2012).
3. A. Cuadrado, J. Agustí, G. Abadal, J. Alda, “Diffractive characterization of the vibrational state of an array of microcantilever”, *Optical Engineering*, **52**, 091717-1-6, (2013).
4. A. Cuadrado, J. Alda, F. J. González, “Multiphysics simulation for the optimization of optical nanoantennas working as distributed bolometers in the infrared”, *Journal of Nanophotonics*, **7**, 073093-1-15, (2013).
5. M. Silva-López, A. Cuadrado, N. Llombart, J. Alda, “Antenna array connections for efficient performance of distributed microbolometers in the IR”, *Optics Express*, **21**, 10867-10877, (2013).
6. A. Cuadrado, M. Silva-López, F. J. González, J. Alda, “Robustness of antenna-coupled distributed bolometer”, *Optics Letters*, **38**, 3784-3787, (2013).
7. A. Cuadrado, F. J. González, J. Alda, “Steerable optical antennas by selective heating”, *Optics Letters*, Vol 38, **7**, 1957-1960, (2014).
8. A. Cuadrado, E. Briones, F. J. González, J. Alda, “Polarimetric Pixel using Seebeck Nanoantenna”. *Optics Express*, **22**, No 11, 13835-13845, (2014).

9. E. Briones, J. Briones, A. Cuadrado, J. C. Martínez-Antón, S. McMurtry, M. Hehn, F. Montaigne, J. Alda and F. J. Gonzalez, “Seebeck Nanoantennas for Solar Energy Harvesting”, *Applied Physics Letters*, **105**, 0931081-4, (2014).
10. E. Briones, A. Cuadrado, J. Briones, J. C. Martínez-Antón, S. McMurtry, M. Hehn, F. Montaigne, J. Alda, F. J. González, “Seebeck nanoantennas for the detection and characterization of infrared radiation”, *Optics Express* (aceptado, en prensa), (2014).

## Congresos

1. A. Cuadrado, J. Agustí, M. López-Suárez, G. Murillo, G. Abadal, J. Alda, “Measurement of the vibration state of an array of micro cantilevers by diffractive methods”, VII Reunión Española de Optoelectrónica Optoel, Poster, Santander (Spain), (2011).
2. A. Cuadrado, J.M, Rico-García, J. Alda, “Analysis of the optical and thermal properties of heterogeneous composites based on metal nanoparticles”, VII Reunión Española de Optoelectrónica Optoel, Poster, Santander (Spain), (2011).
3. A. Cuadrado, F.J. González, J Agustí, J. Alda, “Material dependence of the distributed bolometric effect in resonant metallic nanostructures”, *Proc. SPIE. 8457, Plasmonics: Metallic Nanostructures and Their Optical Properties X*, 845724. Poster. San Diego, California (USA), (2012).
4. J Agustí, A. Cuadrado, J.C. Martínez-Antón, J. Alda, G. Abadal, “An analytical model for the opto-thermo-mechanical conversion mechanism in a MOEMS based energy harvester”, *Proc. SPIE. 8463, Nanoengineering: Fabrication, Properties, Optics, and Devices IX*, 846313 Oral presentation, San Diego, California (USA), (2012)
5. G. Abadal, J. Agustí, M. López-Suárez, F. Torres, P. Bramon, R. Rurali, A. Cuadrado, J. Alda, “Energy harvesting from ambient mechanical vibrations and electromagnetic radiations based on MEMS and NEMS device”, Oral Presentation, *Imaginenano 2013, Trend in Nano Applications Energy*. Bilbao (Spain), (2013).
6. A. Cuadrado, J. Alda, “Multiband antennas and resonant structures working in the infrared”, Poster. VIII Reunión Española de Optoelectrónica Optoel. Alcalá de Henares (Spain), (2013).
7. A. Cuadrado, F.J. González, J. Alda, “Modelling of thermal and near field effects for resonant structures immersed in biological tissue”, Poster. VIII Reunión Española de Optoelectrónica, Optoel. Alcalá de Henares (Spain), (2013).
8. A. Cuadrado, M. Silva-López, F.J González, J. Alda, “Optimization of distributed bolometers coupled to optical antennas in the infrared”, *Proc. SPIE. 8785, 8th Iberoamerican Optics Meeting and 11th Latin American Meeting on Optics, Lasers, and Applications*, 87856W Oral presentation, Lisboa (Portugal), (2013).

9. E. Briones, J. Briones, S. McMurty, M. Hehn, F. Montaigne, A. Cuadrado, J. Alda and F.J. González, “Computational analysis of a spiral thermo-electric nanoantenna for solar energy harvesting applications”, Oral presentation, Eucap. Le Hague (Netherlands), (2014).



# Índice de figuras

1.1.	<i>Guglielmo Marconi</i> , padre de la antena de radiofrecuencias. En la imagen aparece junto a uno de sus primeros prototipos, posteriormente patentado. . . . .	2
1.2.	a) Antena pajarita, 'Bowtie', con un diodo MOM en su intersección central, esta antena fue fabricada por C.Fumeaux. b) Antena Logarítmica periódica diseñada por J. Gonzalez y G.D.Boreman, el centro de la antena muestra un microbolómetro. . . . .	4
1.3.	Patrón de radiación de potencia. Este tipo de patrones es típico en configuraciones de phased array. En él se pueden apreciar los diferentes lóbulos que se pueden dar en un patrón de radiación. . . . .	7
1.4.	Regiones de radiación. . . . .	7
1.5.	a) Patrón de campo eléctrico cercano de una antena dipolar $\frac{\lambda}{2}$ . b) Patrón de campo magnético cercano de antena dipolar $\frac{\lambda}{2}$ . . . . .	8
1.6.	Patrón de campo eléctrico lejano de una antena dipolar $\frac{\lambda}{2}$ . Típica forma toroidal. . . . .	9
1.7.	Distribución del porcentaje de potencia absorbida por un antena dipolo según el área que rodea al dispositivo $\lambda/2$ . La estructura está diseñada para resonar a $10.6\mu m$ . La imagen ha sido obtenida de [26] . . . . .	13
1.8.	Se muestran los resultados experimentales de la respuesta de una antena óptica con geometría dipolar $\lambda/2$ . Se han representado también los parámetros geométricos, $\theta$ y $l$ , de la antena bow-tie. Esta imagen pertenece al artículo de <i>F.J. González</i> y <i>G.D. Boreman</i> [28]. . . . .	16
1.9.	Distribución de corriente en una geometría dipolar, para diferentes longitudes del dipolo. Esta imagen pertenece al libro ' <i>Antenna Theory</i> ' [21]. . . . .	17
1.10.	Se muestran los resultados experimentales de la respuesta de una antena óptica con geometría pajarita o bow-tie diseñada para resonar $\lambda/2$ . Esta imagen pertenece al artículo de <i>F.J. González</i> y <i>G.D. Boreman</i> [28]. . . . .	18
1.11.	Representación esquemática para la obtención de los campos electromagnéticos en una antena. a) muestra una región donde tenemos un campo. b) muestra la misma región, donde se tiene que la fuente de radiación es la superficie, consiguiendo un campo equivalente en el exterior que el que presenta el problema a). Esta imagen pertenece al libro ' <i>Antenna Theory</i> ' [21]. . . . .	19
1.12.	Relación de equivalencia o complementariedad de antenas tipo slot. a) Campo magnético de una antena slot dipolar, este patrón de campo cercano tiene la misma forma que el patrón de campo eléctrico cercano de un dipolo clásico. b) El patrón de campo eléctrico cercano tiene la misma forma que el patrón de campo magnético cercano de un dipolo clásico (ver figura 1.5). . . . .	20
1.13.	a) geometría espiral cuadrada. b) geometría logarítmica periódica. Estas imágenes pertenece al artículo de <i>F.J. González</i> y <i>G.D. Boreman</i> [28]. . . . .	20

1.14.	Se muestra la comparación del límite de resolución entre a) microscopía óptica y b) microscopía de campo lejano. Esta imagen ha sido extraída del artículo [33]. . . . .	21
1.15.	Se muestra el módulo de campo eléctrico en la sonda <i>AFM</i> para un sistema <i>SNOM</i> , a) cuando la polarización de la radiación es paralela a la sonda y b) perpendicular a ella. Imagen extraída de <i>L. Novotny, S.J. Stranick</i> [33] . . . . .	22
1.16.	Se muestra una sonda <i>AFM</i> que contiene una antena óptica en su punta. Imagen extraída de [8]	23
1.17.	La figura muestra el modelo antena diodo <i>MOM</i> [48] . . . . .	26
1.18.	Diseño de antena pajarita (bow-tie) bolométrica, se aprecia el micro-bolómetro de <i>Nb</i> en el feed point del dispositivo [28]. . . . .	28
2.1.	Ejemplo de estructura simulada, donde se aprecia la antena, la línea de carga, la capa delgada de <i>SiO<sub>2</sub></i> y el sustrato de <i>Si</i> . . . . .	33
2.2.	La figura 18 muestra un ejemplo de estructura simulada, donde se aprecia la antena, la línea de carga, la capa delgada de <i>SiO<sub>2</sub></i> y el sustrato de <i>Si</i> . . . . .	34
2.3.	Ejemplo de estructura simulada donde se aprecian las zonas que se fijan a temperatura constante. . . . .	35
2.4.	Se muestran los dos circuitos utilizados en sistemas bolométricos, a) Circuito $V_{bias}$ , b) circuito $I_{bias}$ . . . . .	36
2.5.	Respuesta térmica temporal de una antena de <i>Au</i> que tiene una longitud de $2.8\mu\text{m}$ . . . . .	38
2.6.	Respuesta térmica temporal de una antena de <i>Au</i> que tiene una longitud de $2.8\mu\text{m}$ , esta vez con chopper. . . . .	38
2.7.	a) Respuesta frecuencial de un dipolo de <i>Au</i> de $2.8\mu\text{m}$ de longitud sobre <i>SiO<sub>2</sub></i> de longitud. b) Vista del mapa de corriente generada, generada por una onda plana incidiendo sobre la antena dipolo, en la frecuencia de resonancia. El mapa ha sido normalizado a la máxima corriente inducida $J_{xy}$ generada, $1.37 \cdot 10^6 \frac{\text{A}}{\text{m}^2}$ producida por un campo eléctrico cuya amplitud es de $1 \frac{\text{V}}{\text{m}}$	41
2.8.	Microfotografía electrónica de los dos tipos de antenas ópticas mostradas en el estudio. Se observa la diferencia entre las líneas de conexión de cada configuración. a) Configuración de los dispositivos Tipo I, los brazos del dipolo se unen a las líneas de carga por sus extremos. b) Configuración de los dispositivos Tipo II, donde las líneas de carga están aisladas de los brazos de la antena. . . . .	43
2.9.	Mapa de temperatura de los cuatro diferentes casos tratados en este apartado. a) y b) Antena dipolar Tipo I con y sin nanobolómetro de <i>Nb</i> respectivamente, donde la irradiancia utilizada es $1000\text{W}/\text{cm}^2$ , c) y d) antena dipolar Tipo II con y sin nanobolómetro de <i>Nb</i> respectivamente, donde la irradiancia utilizada es $117\text{W}/\text{cm}^2$ , acorde a los valores de irradiancia utilizados por otros autores [28] y que se emplean en este estudio. . . . .	46
2.10.	Distribución de temperatura en los cuatro diferentes casos tratados en este apartado. a) y b) distribución de temperatura de la antena dipolar Tipo I, a lo largo de la línea de carga y atendiendo a la zona dipolar respectivamente, donde la irradiancia utilizada es $1000\text{W}/\text{cm}^2$ , c) y d) antena dipolar Tipo II, a lo largo de la línea de carga y atendiendo a la zona dipolar respectivamente, donde la irradiancia utilizada es $117\text{W}/\text{cm}^2$ . . . . .	47
2.11.	Dimensiones espaciales de la antena dipolar. . . . .	53
2.12.	Dependencia espectral de la profundidad de penetración de los metales analizados en esta sección. . . . .	54

2.13. Longitud de resonancia optimizada,  $l_{\text{optimum}}$ , relacionada con la ecuación (2.14), de una antena dipolar en función de su profundidad de penetración. Asumimos que la antena está construida sobre una oblea de  $Si$ , que está de una capa aislante de  $SiO_2$ , que tiene un espesor  $t_{SiO_2} = 200\mu\text{m}$ . 56

2.14. (a) Dependencia de la longitud de resonancia de una antena dipolar de  $Ti$ , en función de su grosor. b) Distribución transversal de la densidad de corriente inducida en el 'feed point' de una antena dipolar de  $Ti$ . El estudio se lleva a cabo para tres valores diferentes de grosor,  $t$ : 100, 200 y 350 nm. . . . . 58

2.15. a) Distribución de temperatura a lo largo de la línea de carga para diferentes materiales cuando la antena dipolar presenta una longitud óptima. b) Distribución de temperatura en función del ancho de la línea de carga,  $\omega_l$ . . . . . 60

2.16. a)Potencia disipada (en %)en el dispositivo en función del grosor de la capa aislante de  $SiO_2$ , para una antena dipolar de  $Al$  cuando ésta presenta su longitud de óptima,  $l_{\text{optima}}$ . b) Distribución de la temperatura a lo largo de la línea de carga para un dispositivo de  $Al$  en función del grosor de la capa de  $SiO_2$ . . . . . 62

2.17. (a) Respuesta del sistema en función de la resistencia,  $R_{\text{in-chip}}$  para diferentes metales, fijando la  $R_{\text{ext}}$  a 3.88 k $\Omega$ . b) Respuesta del sistema en función de la resistencia externa del circuito,  $R_{\text{ext}}$ , fijando la  $R_{\text{in-chip}} = 100\Omega$ . . . . . 63

2.18. Dependencia de la respuesta respecto a la polarización de una antena bow-tie de  $Ti$ . El máximo se observa a  $0^\circ$ , que corresponde a una polarización lineal paralela a la antena. En el recuadro: Diagrama de la imagen SEM del dispositivo y circuito de polarización. . . . . 68

2.19. Densidad de corriente a lo largo de la antena Bow-tie A/m<sup>2</sup>. a) Corriente causada por la radiación electromagnética incidente 100W/cm<sup>2</sup>. b) Densidad de corriente causada por el circuito de polarización. . . . . 69

2.20. Máxima temperatura registrada por las dos configuraciones de antenas bolométricas utilizadas versus  $V_{\text{bias}}$ . La línea solida corresponde al comportamiento de un sistema de antenas ópticas actuando como un bolómetro distribuido, mientras que la línea discontinua está relacionada con el comportamiento del bolómetro clásico de  $Nb$ . El recuadro muestra para un  $V_{\text{bias}} = 11.2$  a) Distribución de temperatura en un sistema actuando como bolómetro distribuido y b) en un sistema acoplado a un micro-bolómetro. . . . . 71

2.21. Imágenes SEM de las antenas después de los test destructivos. a) Daño crítico, se observa el circuito abierto y b) Daño de oxidación donde se aprecia la textura granular. . . . . 72

2.22. a) Imagen SEM de una matriz de antenas de 10×6 elementos en serie. b) Matriz de 20×12 antenas en un arreglo serie-paralelo. En los recuadros se pueden ver las antenas pajarita, que han sido diseñadas para resonando a una radiación de longitud de onda,  $\lambda = 10.6\mu\text{m}$ . . . . . 76

2.23. a) Diagrama del montaje experimental utilizado en esta sección. El recuadro muestra un mapa a escala logarítmico de la respuesta de una matriz 10×6, después de realizar un escaneo XY. b) Sensibilidad a la polarización de la matriz mencionada, el voltaje registrado se normaliza atendiendo a la potencia medida mediante el detector. . . . . 78

2.24. Mapas a escala logarítmica de la respuesta correspondiente a un escaneo grande, entorno a: a)un dispositivo en serie de 20×12 y b) un dispositivo serie-paralelo de 38 × 24. Los diagramas de las matrices y sus conexiones se pueden observar en los recuadros insertados. . . . . 80

- 2.25. Imágenes relacionadas con el modelo electrostático desarrollado utilizando el toolbox de *Matlab 2008R*. a) Mapa de densidad de corriente eléctrica  $J$  (normalizada al máximo) valor modelo de una matriz con conexiones cuadradas y redondeadas. b) Mapa de densidad de corriente eléctrica  $J$  (normalizada al máximo) para un arreglo propuesto en la literatura para la absorción de energía solar mediante el uso de antenas. La escala de grises representa la densidad de corriente. 81
- 2.26. Comparación entre los resultados experimentales y simulados. La columna de la izquierda es un mapa de la potencia disipada, en un dispositivo en serie de  $6 \times 3$  antenas, generados mediante *Comsol MultiPhysics (v 4.3b)*. La segunda columna es el resultado de la convolución de estos resultados utilizando una distribución gaussiana. En la columna de la derecha se representan las mediciones realizadas en una matriz en series con  $20 \times 12$  antenas. Cada fila corresponde a un estado de polarización diferente al del haz entrante. . . . . 82
- 2.27. Comparación entre los resultados experimentales y simulados. La columna de la izquierda es un mapa de la potencia disipada en un dispositivo serie-paralelo  $6 \times 3$  antenas, obtenido mediante *Comsol MultiPhysics (v 4.3b)*. La segunda columna es el resultado de la convolución utilizando una distribución gaussiana. La columna de la derecha representa las mediciones realizadas en una matriz de  $20 \times 12$  antenas, con un arreglo serie-paralelo. Cada fila corresponde a un estado de polarización diferente del haz entrante. . . . . 83
- 2.28. Efecto del aumento del número de líneas conectadas en paralelo ( $N$ ) en una matriz de  $3 \times 3$  y una matriz de  $6 \times 3$  en este caso,  $N = 3$  y  $N = 6$ , respectivamente, junto con sus convoluciones. La reducción de la corriente de polarización, por motivo del aumento de líneas, disminuye la eficiencia de las antenas. En ambos casos la polarización de la luz es vertical. . . . . 85
- 2.29. Potencia disipada en los distintos tipos de conexionado donde las antenas son sustituidas por líneas en cortocircuito. Cada fila corresponde a un estado de polarización diferente del haz incidente. . . . . 86
- 3.1. Columna de la izquierda: (arriba) una antena de doble dipolo con el micro-bolómetro a la izquierda, (centro) una antena de doble dipolo con el micro-bolómetro centrado, y (abajo) una antena de doble dipolo con micro-bolómetro en la derecha de la geometría; Columna derecha: (arriba) un solo elemento, (centro) matriz de tres elementos y (abajo) matriz de cinco elementos [88]. . . . . 91
- 3.2. a) representa módulo (línea sólida) y fase (línea discontinua) de la intensidad generada en el *feed point* del dipolo, como una función de la temperatura aplicada al dispositivo. Los parámetros dimensionales de un dipolo se muestran en la figura. b) Sistema de coordenadas utilizado . . . 94
- 3.3. Sistema de calentadores, utilizados en la tesis de *B.N. Tiwari*, [97]. . . . . 95
- 3.4. Distribución de la temperatura (izquierda) y el perfil de la diferencia de temperatura (a la derecha), para dos dipolos separados una distancia de  $2.65 \mu\text{m}$  y colocados sobre un sustrato de silicio recubierto con  $200\text{nm}$  de  $\text{SiO}_2$ . . . . . 95
- 3.5. Sistema *MOEMS* fabricado y que cuenta con antenas ópticas, este tipo de geometría en suspensión podría ser utilizado para la construcción del phased array, generando temperaturas mayores a voltages de polarización menores debido al mejor aislante térmico presentado por los elementos voladizos.. . . . 96

3.6.	Zona superior: patrón de campo cercano de una disposición de dos dipolos como una función de la temperatura del dipolo 2, situado en el lado derecho de la matriz. Mientras tanto, el dipolo 1 sigue estando a una temperatura $T_1 = 293$ K. En la parte inferior, el patrón angular de la misma configuración de dipolos a la temperatura dada. Este patrón angular, proporcional al $ E ^2$ , se calcula en el plano $XZ$ (plano $H$ ) y se normalizó para el valor máximo para cada temperatura. . . . .	97
3.7.	Diferencia de fase mutua entre dipolos como una función de la temperatura de la segunda antena, $T_2$ , y la tercera, $T_3$ . La línea de puntos corresponde a la diferencia de fase entre los elementos 1 y 2, y la línea continua corresponde a la diferencia de fase entre los elementos 2 y 3. Los círculos indican el ajuste de temperaturas donde las diferencias de fase coinciden. El primer elemento siempre se mantiene a temperatura ambiente, $T_1 = 293.15$ . . . . .	99
3.8.	Distribución de campo eléctrico cercano, parte superior, y el patrón angular, parte inferior izquierda, de un conjunto de tres dipolos con temperaturas $T_1 = 293$ K, $T_2 = 846$ K, y $T_3 = 951$ K. También hemos incluido el eje de coordenadas utilizado en este caso. . . . .	100
3.9.	Aumento de la temperatura de un dispositivo de $Ni$ , unido a un circuito exterior igual al especificado en la sección 2.5. . . . .	103
3.10.	Variación de la constante dieléctrica en función de la temperatura, para el $Ni$ . . . . .	104
3.11.	Mapa bidimensional de la densidad de corriente, al incidir con un campo eléctrico de $220V/m$ , en función de la temperatura y de la longitud de onda incidente. . . . .	106
3.12.	Mapa bidimensional de la densidad de potencia disipada, al incidir con un campo eléctrico de $220V/m$ , en función de la temperatura y de la longitud de onda incidente. . . . .	107
3.13.	Temperatura a la que se da la resonancia máxima para una longitud de onda incidente dada. El estudio está realizado considerando los casos de densidad de corriente generada y potencia disipada, estudiados en esta sección. . . . .	108
3.14.	Respuesta a tres diferentes polarizaciones lineales: $X$ , $Y$ y $45^\circ$ , para una antena en forma de cruz. La respuesta del dipolo corto es menor ya que hay menos material en esta parte de la estructura. Se ha considerado que la antena trabaja como un bolómetro distribuido. Recuadro inferior: Se muestra la geometría de la antena cruz. . . . .	111
3.15.	Mapa de campo cercano eléctrico (izquierda) y disipación de potencia (derecha) respectivamente para: a) y b) polarización $X$ , c) y d) polarización $45^\circ$ , e) y f) polarización $Y$ . . . . .	112
3.16.	Geometría fractal basada en la forma de la antena pajarita, en este caso desarrollada hasta el $4^\circ$ orden. . . . .	113
3.17.	Respuesta en frecuencia de la antena fractal. . . . .	114
3.18.	Mapa de campo cercano eléctrico (izquierda) y disipación (derecha) de potencia respectivamente para: a) y b) polarización $X$ , c) y d) polarización $45^\circ$ , e) y f) polarización $Y$ . . . . .	115
4.1.	Dispositivos utilizados en el estudio. . . . .	121
4.2.	Mapa de temperatura de la espiral cuadrada, para diferentes polarizaciones. . . . .	123
4.3.	a) Perfil de temperatura de la espiral cuadrada para diferentes polarizaciones, b) Temperatura en las uniones bimetálicas, para diferentes polarizaciones, considerando las dos posibilidades para establecer los pares de unión. . . . .	124
4.4.	Respuesta de las antenas espirales. a) Mapa térmico, b) Perfil de temperatura a lo largo de la estructura. Las líneas verticales indican la posición de las uniones bimetálicas . . . . .	124

4.5.	Antenas cuadradas. a) Mapa térmico de la estructura para diferentes polarizaciones, b) Perfil de la temperatura a lo largo del sistema, c) Voltaje según las uniones. . . . .	125
4.6.	Mapa de temperatura de los dispositivos dipolares. a) Dispositivo $S_{ip}-Pt-S_{in}$ y b) dispositivo $Ni-Ti$ . . . . .	126
4.7.	Perfil de temperatura a lo largo de las líneas de extracción. a) Dispositivo $S_{ip}-Pt-S_{in}$ y b) dispositivo $Ni-Ti$ . . . . .	127
4.8.	Estructuras utilizadas en el diseño del pixel polarimétrico. a) Matriz de dipolos, b) Matriz de espirales. . . . .	131
4.9.	Parte superior: Mapa térmico del arreglo de dipolos cuando se incide con un haz que presenta una polarización: horizontal, $45^\circ$ y vertical. Parte Inferior: Mapa térmico del arreglo de espirales cuando se incide con un haz que presenta una polarización: circular dextrógira, lineal y circular levógira. . . . .	132
4.10.	Perfil de temperatura a lo largo del dispositivo para diferentes estados de polarización en función de los parametros de Stokes. . . . .	133
4.11.	Izquierda: Señal obtenida a partir de la configuración de dos dipolos como una función de $S_1$ , al iluminar con luz polarizada lineal en diferentes ángulos y teniendo $S_3 = 0$ . Centro: Tensión Seebeck obtenida a partir de las dos espirales de Arquímedes para varias combinaciones de polarización circulares, como una función del valor del parámetro $S_3$ . En este caso nos movemos a lo largo de un meridiano de la esfera de Poincaré, teniendo $S_2 = 0$ . Derecha: Señal dada por la configuración de espirales como una función lineal de $S_2$ , cuando nos movemos a lo largo del ecuador de la esfera de Poincaré $S_3 = 0$ . . . . .	134
4.12.	Mapa de temperatura en la superficie de las uniones para la disposición de las antenas dipolo. El mapa de la parte superior se corresponde con una polarización lineal alineada a lo largo de uno de los dipolos, unión caliente. La unión fría, está representada en el mapa central para la misma polarización lineal. El mapa de la parte inferior es para una polarización lineal a $45^\circ$ con respecto a los dipolos. En este último caso, los mapas de las superficies de las dos uniones son iguales. . . . .	135
4.13.	Ubicación en la esfera de Poincaré de la radiación entrante (puntos azules), y los resultados obtenidos de la evaluación de los parámetros de Stokes utilizando los elementos propuestos en esta sección (puntos rojos). También hemos representado las elipses de polarización para los casos analizados aquí. La elipse original se representa como una línea de color azul y la elipse obtenida a partir de los parámetros de Stokes dados por las nanoantenas se traza como una línea roja discontinua. . . . .	137
4.14.	Diseño del pixel polarimétrico completo. . . . .	138
5.1.	Imagen de estructura <i>MEMS</i> en estudio. . . . .	142
5.2.	Perfiles de vibración normalizados de los voladizos. Se representan los 4 primeros modos de vibración. . . . .	144
5.3.	Imagen del montaje de medición, donde se muestra la ubicación de elementos ópticos, los voladizos, y la pantalla. Esta configuración se utiliza para la eliminación la contribución espuria causada por las estructuras alrededor de los voladizos. La inserción de esta imagen muestra El patrón de difracción observado en la pantalla se muestra en un detalle. . . . .	146
5.4.	Patrones de difracción registrados experimentalmente. a) sin eliminación de la reflexión espuria, b) con eliminación de ésta. . . . .	147

5.5.	Patrones de difracción experimentales, en función de los voltajes suministrados al sistema. . . . .	147
5.6.	a) perfiles verticales y b) perfiles horizontales del patrón de difracción. las figuras muestran los patrones simulados y experimentales obtenidos. la primera fila muestra los resultados para un voltaje suministrado, 1) 0V, 2) 0.5V, 3) 1V. . . . .	148
5.7.	Sistema <i>MOEMS</i> basado en una estructura de multicapas con Ti. . . . .	151
5.8.	Variación de la absorción al variar el grosor del <i>Si</i> . . . . .	152
5.9.	Respuesta de la absorción al variar la posición del puente. . . . .	153
5.10.	Ajuste realizado de la función de Fourier de la absorción del sistema al variar la posición del puente, la serie se expande hasta los términos de quinto orden. . . . .	154
5.11.	Ciclo de la Amplitud de oscilación del sistema en función de la potencia incidente. . . . .	156
5.12.	Distribución de temperatura en el puente, se aprecia su relación con el primer modo térmico. . . . .	160
5.13.	Distribución térmica en el puente, se aprecia su relación con el primer modo térmico. . . . .	164
5.14.	Distribuciones de campo eléctrico y potencia electromagnética disipada en el puente, se aprecia su relación con el primer modo térmico. . . . .	165
5.15.	Absorción electromagnética del dispositivo al combarse el puente. . . . .	165
5.16.	Distribución de potencia electromagnética disipada en una estructura <i>slot</i> , en este caso con una apertura de 450nm de longitud. . . . .	166
5.17.	Dispositivo <i>MOEMS</i> tipo <i>fishbone</i> fabricado. . . . .	167
5.18.	Amplitud lograda por la estructura <i>fishbone</i> presentada frente a la irradiancia de la onda incidente. . . . .	168



# Índice de tablas

2.1. Nanobolómetros acoplados a nanoantenas. Comparación entre los valores experimentales (Exp.) y valores simulados (Sim.) de la diferencia de temperatura y la señal lograda por los diferentes tipos de antenas dipolos desarrolladas en esta sección. . . . .	49
2.2. Efecto del bolómetro distribuido. Comparación entre los resultados obtenidos mediante simulación <i>FEM</i> , y mediante el uso del modelo simple fenomenológico. Los errores provienen de la variación experimental de la resistencia del dispositivo. . . . .	50
2.3. Propiedades térmicas y electromagnéticas de los metales . . . . .	56
2.4. $l_{\text{óptima}}$ y potencia absorbida (%). . . . .	57
2.5. $\Delta V_{\text{out}}$ vs. $\omega_L$ . . . . .	59
2.6. Señal obtenida para 3 casos de polarización eléctrica para diferentes materiales. . . . .	64
2.7. Comparación en el rendimiento de dos sistemas, uno optimizando mediante las indicaciones dadas en esta sección y un sistema comúnmente utilizado. . . . .	65
4.1. Voltaje obtenido según las dos opciones de conexión en el caso de una espiral cuadrada iluminada por 3 estados de polarización. . . . .	123
4.2. Comparación entre termopilas metálicas y de semiconductores basadas en antenas ópticas. . . . .	128
4.3. Valores de los parámetros de Stokes del haz de iluminación, (in), y valores obtenidos a partir de las señales emitidas por los dispositivos basados en antenas (out), para varios casos de polarización etiquetados de la A a la E. La última columna corresponde a la distancia euclídea entre los dos puntos representados por los parámetros de Stokes para cada caso. . . . .	136
5.1. Frecuencia de resonancia de un voladizo de $\text{SiO}_2$ . Según los modos propios de vibración. . . . .	142
5.2. Diferentes tamaños de la estructura. . . . .	156
5.3. Parámetros del sistema calculados numéricamente. . . . .	156



# Índice general

Agradecimientos . . . . .	V
Keywords . . . . .	VII
Abstract . . . . .	IX
Palabras clave . . . . .	XV
Resumen . . . . .	XVII
Publicaciones . . . . .	XIX
<b>1. Introducción</b> . . . . .	<b>1</b>
1.1. Antecedentes . . . . .	2
1.2. Antenas ópticas y sus parámetros fundamentales . . . . .	5
1.2.1. Patrón de radiación . . . . .	6
1.2.2. Regiones del campo . . . . .	6
1.2.3. Potencias de las antenas ópticas . . . . .	9
1.2.4. Directividad . . . . .	12
1.2.5. Área efectiva . . . . .	13
1.2.6. Eficiencia de un dispositivo de antenas ópticas . . . . .	14
1.3. Tipos de antenas . . . . .	16
1.3.1. Geometría dipolar . . . . .	16
1.3.2. Geometría pajarita (bow-tie) . . . . .	17
1.3.3. Antenas slot . . . . .	17
1.3.4. Otras geometrías . . . . .	19
1.4. Estado del arte . . . . .	21
1.4.1. Microscopía . . . . .	21
1.4.2. Sensores . . . . .	25
1.4.3. Otras Áreas . . . . .	28
<b>2. Mejora de sensores bolométricos</b> . . . . .	<b>31</b>
2.1. Introducción . . . . .	32
2.2. Modelo Multifísico . . . . .	33
2.2.1. Dominio electromagnético . . . . .	33
2.2.2. Dominio térmico . . . . .	35

2.2.3.	Efecto bolométrico . . . . .	36
2.2.4.	Dominio temporal . . . . .	37
2.3.	Sistemas bolométricos distribuidos . . . . .	39
2.3.1.	Objetivos del estudio . . . . .	39
2.3.2.	Antena óptica dipolar . . . . .	40
2.3.3.	Respuesta térmica y bolométrica . . . . .	42
2.3.4.	Conclusiones de la sección . . . . .	50
2.4.	Optimización de bolómetros distribuidos . . . . .	52
2.4.1.	Objetivos del estudio . . . . .	52
2.4.2.	Dispositivos bolométricos distribuidos acoplados a antenas . . . . .	52
2.4.3.	Resultados optimizados . . . . .	57
2.4.4.	Conclusiones de la sección . . . . .	65
2.5.	Robustez de los dispositivos bolométricos. . . . .	67
2.5.1.	Objetivos del estudio . . . . .	67
2.5.2.	Modelo y resultados teóricos . . . . .	67
2.5.3.	Resultados experimentales . . . . .	71
2.5.4.	Conclusiones de la sección . . . . .	73
2.6.	Conexión de matrices de antenas ópticas . . . . .	74
2.6.1.	Objetivos del estudio . . . . .	74
2.6.2.	Matrices de antenas ópticas . . . . .	75
2.6.3.	Estación de medida y resultados experimentales . . . . .	76
2.6.4.	Simulaciones electrostáticas . . . . .	79
2.6.5.	Conclusiones de la sección . . . . .	84
<b>3.</b>	<b>Sintonización de antenas ópticas</b>	<b>89</b>
3.1.	Introducción . . . . .	90
3.2.	Sintonización de antenas ópticas . . . . .	90
3.3.	Antenas direccionales mediante variación térmica. . . . .	93
3.3.1.	Objetivos del estudio . . . . .	93
3.3.2.	Diseño de antenas direccionales . . . . .	93
3.3.3.	Resultados . . . . .	96
3.3.4.	Conclusiones de la sección . . . . .	101
3.4.	Respuesta espectral <i>vs.</i> temperatura . . . . .	103
3.4.1.	Objetivos del estudio . . . . .	103
3.4.2.	Respuesta espectral <i>vs.</i> temperatura . . . . .	105
3.4.3.	Conclusiones de la sección . . . . .	109
3.5.	Antenas ópticas de respuesta multibanda variable. . . . .	110
3.5.1.	Objetivos del estudio . . . . .	110
3.5.2.	Antenas compuestas: Sensibilidad multibanda a la polarización . . . . .	110

3.5.3.	Antenas fractales . . . . .	111
3.5.4.	Conclusiones de la sección . . . . .	114
<b>4.</b>	<b>Tecnología Seebeck en antenas ópticas</b>	<b>117</b>
4.1.	Introducción . . . . .	118
4.2.	Nanoantenas Seebeck . . . . .	120
4.2.1.	Objetivos del estudio . . . . .	120
4.2.2.	Simulaciones numéricas . . . . .	121
4.2.3.	Nanoantenas Seebeck con semiconductores . . . . .	125
4.2.4.	Conclusiones de la sección . . . . .	128
4.3.	Pixel polarimétrico basado en nanoantenas Seebeck. . . . .	129
4.3.1.	Objetivos del estudio . . . . .	129
4.3.2.	Diseños de las nanoantenas Seebeck para la medida polarimétrica . . . . .	130
4.3.3.	Detección de los parámetros de Stokes . . . . .	136
4.3.4.	Conclusiones de la sección . . . . .	137
<b>5.</b>	<b>Estructuras resonantes en MOEMS</b>	<b>139</b>
5.1.	Introducción . . . . .	140
5.2.	Medida difractométrica del movimiento de MEMS . . . . .	141
5.2.1.	Objetivos del estudio . . . . .	141
5.2.2.	Dispositivos MEMS . . . . .	142
5.2.3.	Reflectividad compleja . . . . .	143
5.2.4.	Resultados experimentales . . . . .	145
5.2.5.	Conclusiones de la sección . . . . .	149
5.3.	Modelo de multicapas para MOEMS . . . . .	150
5.3.1.	Objetivos del estudio . . . . .	150
5.3.2.	Diseño de MOEMS con una estructura multicapa . . . . .	151
5.3.3.	Principios del modelo . . . . .	153
5.3.4.	Conclusiones de la sección . . . . .	157
5.4.	Simplificación del modelo analítico para MOEMS . . . . .	158
5.4.1.	Objetivos del estudio . . . . .	158
5.4.2.	Adimensionalización de la ecuación térmica . . . . .	158
5.4.3.	Aplicación del método Garlekin . . . . .	159
5.4.4.	Parte mecánica . . . . .	161
5.5.	Estructuras resonantes acopladas a MOEMS . . . . .	163
5.5.1.	Objetivos del estudio . . . . .	163
5.5.2.	Diseño <i>fishbone</i> . . . . .	163
5.5.3.	Estructura <i>slot</i> . . . . .	166
5.5.4.	Fabricación de <i>fishbone</i> . . . . .	166

5.5.5. Respuesta de los <i>MOEMS fishbone</i> . . . . .	167
5.5.6. Conclusiones de la sección . . . . .	168
<b>6. Conclusiones</b>	<b>169</b>
<b>7. Líneas futuras de investigación</b>	<b>177</b>
<b>Bibliografía</b>	<b>180</b>

# Capítulo 1

## Introducción

## 1.1. Antecedentes

La palabra *antena* tiene su origen en un estudio del filósofo macedonio Aristoteles, siglo III a.c, quien en su libro original *De animalibus* [1], usó el vocablo griego *keraiai* para referirse a los *cuernos* de los insectos. Esta palabra fue traducida al Latín por el humanista griego Teodoro de Gaza en 1476 [2], con la palabra *antena*.

La antena electromagnética como la conocemos surge en el siglo XIX. Ya en el año 1832, Michael Faraday, mediante su experimentos con imanes, descubrió que un campo magnético variable podía crear una corriente eléctrica. Basándose en estos indicios, el profesor de Cambridge James Maxwell estableció la interdependencia de la electricidad y el magnetismo en 1873 [3]. Sin embargo, hubo que esperar hasta 1887 para que estas relaciones pudieran ser comprobadas experimentalmente por *Henry Hertz*. El italiano *Guglielmo Marconi* (ver figura 1.1), impresionado tras leer un obituario donde se describían estos trabajos de Hertz, utilizó la primera antena en sus experimentos de emisión sin cables en Salves (Suiza), en el año 1895 [4].



Figura 1.1: *Guglielmo Marconi*, padre de la antena de radiofrecuencias. En la imagen aparece junto a uno de sus primeros prototipos, posteriormente patentado.

Marconi utilizó el término antena, tal y como hoy lo conocemos, en su discurso de agradecimiento por la entrega del premio Nobel de Física 1909. Sin embargo, el precursor del vocablo antena de radiación fue *André-Eugène Blondel*, el inventor del oscilógrafo, que lo publicó por primera vez en su artículo: ‘*Sur la théorie des antennes dans la télégraphie sans fil*’. Hoy en día, se ha convertido en un concepto totalmente extendido, la definición según el IEEE es: Dispositivo para radiar y recibir ondas de radio.

El uso de antenas en radiofrecuencias se extendió rápidamente durante los primeros años del siglo *XX*, produciendo un avance equiparable al de la imprenta. Este tipo de elementos cuyos tamaños son una fracción de la longitud de onda que detectan, no fueron utilizados en el rango óptico del espectro electromagnético. Típicamente, la radiación óptica ha sido utilizada reorientando el frente de onda de la luz incidente mediante espejos, lentes u otros elementos, sin manipular el campo a escala menor que la longitud de onda [5].

En la literatura científica y en las aplicaciones tecnológicas relacionadas con el uso de elementos resonantes existe una gran variedad de vocablos y nomenclaturas [6]. En muchas ocasiones se habla de “antenas ópticas”, “detectores acoplados a antena”, “antenas en el infrarrojo”, “nanoantenas”, “antenas plasmónicas”, “superficies selectivas en frecuencias”, “*reflectarrays*”, etc. Con todas estas etiquetas estamos refiriéndonos al mismo tipo de dispositivos, aunque aplicados a fines diversos y rodeados de elementos o subsistemas específicos. Con el fin de proporcionar un marco de estudio y una clasificación apropiada para nuestros fines hemos dividido este capítulo en dos secciones diferentes. En la primera de ellas vamos a considerar los sistemas de detección de luz asociados a estructuras resonantes. Aquí vamos a describir aquellos dispositivos cuyo fin último sea la obtención de una señal medible proporcional a los parámetros detectables de un haz de luz. Típicamente nos referiremos a detectores que proporcionan una señal eléctrica, por ejemplo en forma de un voltaje, en función de la irradiancia recibida [7]. La segunda parte de este capítulo se dedica a la presentación de las estructuras resonantes que modifican ciertos parámetros de la luz reflejada, transmitida o absorbida por la estructura. Estos elementos podemos considerarlos como pasivos ya que no proporcionan una respuesta eléctrica ni están asociados a mecanismos de transducción [8]. Sin embargo, como veremos en la descripción del proyecto, existen circunstancias en las que la modificación de ciertas propiedades del elemento resonante puede producir cambios medibles en otros parámetros mediante sistemas de interrogación apropiados.

El concepto de antena óptica surge al principio del siglo *XX*, motivado por la necesidad de mejorar ciertas técnicas microscópicas, buscando un elemento capaz de convertir la propagación óptica en energía localizada y vice-versa. Ya en 1928, *Edward Hutchinson* sugería a *Albert Einstein* en una misiva la necesidad de este tipo de concepto para desarrollar completamente el microscopio de campo oscuro. Sin embargo no fue hasta 1985, cuando *J. Wessel* mencionó por primera vez en un artículo el término *antena óptica* [6]:

*A new concept is proposed for an optical probe with spatial resolution unlimited by diffraction effects. It is based on optical-field confinement by surface plasmons of a submicrometer-sized metal particle. The particle serves as an antenna that receives an incoming electromagnetic field.*

A finales del siglo *XX*, el uso de partículas recubiertas de oro, conocidas comúnmente como *nanoshell*, en técnicas como la Espectroscopía Raman de Superficie Amplificada, *Surface-Enhanced Raman Spectroscopy, SERS*), y en la Microscopía Óptica de Escaneado de Campo Cercano, (*Near-field Scanning Optical Microscopy, NSOM*) [9] [10], aumentó el interés en las antenas ópticas.

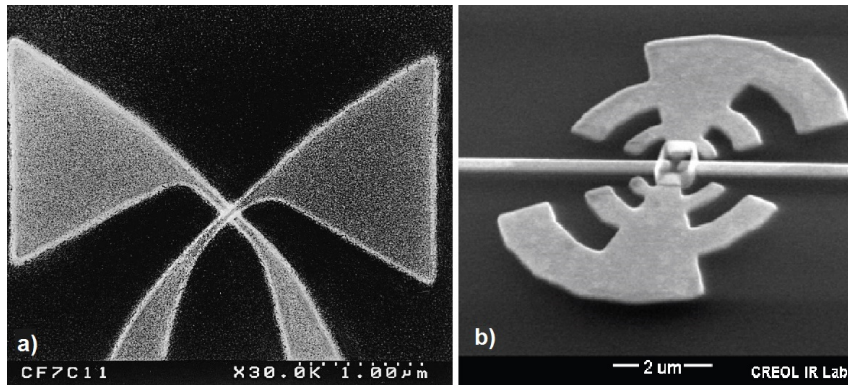


Figura 1.2: a) Antena pajarita, 'Bowtie', con un diodo MOM en su intersección central, esta antena fue fabricada por C.Fumeaux. b) Antena Logarítmica periódica diseñada por J. Gonzalez y G.D.Boreman, el centro de la antena muestra un microbolómetro.

Paralelamente al desarrollo de estos dispositivos en el área de microscopía, varios grupos comenzaron a utilizar las antenas para el mezclado de frecuencias infrarrojas. *D. B. Rutledge* fue uno de los pioneros en el uso de diodos *whisker*, Metal-Óxido-Metal, *MOM*, desarrollando los primeros sistemas en 1973 [11]. Posteriormente fue *F.K.Kneubühl* quien perfeccionó técnicas eficientes para la construcción de este tipo de dispositivos y su acoplo a diferentes tipos de antenas [12].

A finales de los años 90, tras una intensa colaboración con el grupo suizo dirigido por *F.K. Kneubühl*, *G. D. Boreman* comenzó un notable desarrollo de los sensores basados en antenas ópticas. Colaborando junto a *C. Fumeaux*, *J. Alda* o *F. J. González*, no solo mejoró los sistemas de antenas acopladas a diodos *whisker* [13] [14], también fue uno de los pionero, en el año 2000, en investigar los sensores bolométricos basados en antenas ópticas [15] [16], tecnología menos costosa de construir.

Actualmente, se trabaja en la mejora de los sensores basados en antenas ópticas, destacando la búsqueda del phased array óptico y el desarrollo de las técnicas de fabricación más sencillas.

## 1.2. Antenas ópticas y sus parámetros fundamentales

Las antenas ópticas son elementos metálicos con un tamaño menor que la longitud de onda que desean detectar. Cuando la radiación electromagnética incide sobre el dispositivo, los electrones libres del metal oscilan según la frecuencia de la onda incidente. La distribución de corriente generada interferirá de forma constructiva dependiendo de las características geométricas de la antena. A la oscilación colectiva de electrones libres se le denomina *plasmón*, es por ello que al referirnos a la respuesta de las antenas ópticas hablaremos de efecto o resonancia plasmónica, verificándose también que la constante dieléctrica del medio varía de signo en la *interfase* aire-antena o sustrato-antena [17]. No debemos confundir la frecuencia donde se da el modo constructivo de corriente con la frecuencia plasmónica del metal, presente en el modelo de Drude [18], la cual se refiere a la frecuencia donde los electrones libres no pueden seguir la radiación incidente, *frecuencia de plasma*, disminuyendo por tanto la reflectancia del metal.

El funcionamiento de las antenas trabajando a cualquier frecuencia vendrá descrito por la corriente inducida en su estructura, así como por el campo eléctrico en sus inmediaciones. Estos dos aspectos nos darán información valiosa sobre diferentes e importantes características de la antena: su forma de radiar, sus pérdidas o el campo concentrado en sus cercanías. El estudio del comportamiento electromagnético de una antena se basará en las ecuaciones de Maxwell [3], las cuales describen la propagación del campo eléctrico y magnético en un medio:

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho, \quad (1.1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{H} = 0, \quad (1.2)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (1.3)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu \mathbf{J} + \mu \epsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \quad (1.4)$$

donde  $\rho$  es la densidad de carga,  $\mathbf{J}$  es la densidad de corriente eléctrica generada en el material,  $\mathbf{E}$  hace referencia al campo eléctrico,  $\mathbf{H}$  es el vector de intensidad de campo magnético y  $\mu$  la permeabilidad magnética del medio.  $\mathbf{D}$  es el vector desplazamiento eléctrico, relacionado con el campo eléctrico a través de la siguiente ecuación:

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} = \epsilon \mathbf{E}, \quad (1.5)$$

donde  $\mathbf{P}$  hace referencia a la polarización del medio y  $\epsilon$  es la permitividad eléctrica. De forma equivalente, el vector de inducción magnética,  $\mathbf{B}$ , viene dado por la relación:

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}. \quad (1.6)$$

Las antenas ópticas muestran muchas similitudes con las antenas diseñadas para radiofrecuencia. Por ejemplo, muestran una gran sensibilidad, dependiente de su geometría, a la variación de la polarización de la onda incidente. Sin embargo, los metales a frecuencias ópticas no se pueden considerar conductores perfectos [19]. Este hecho causará que

el campo eléctrico incidente penetre notablemente en el interior de la antena óptica, afectando sensiblemente a la resonancia esperada. Pese a esta peculiaridad, la distribución de corriente longitudinal generada coincidirá en buena medida con la distribución teórica que se da en una antena radioeléctrica [20]. Es por ello que gran parte de los parámetros fundamentales de las antenas clásicas, pueden ser utilizados en antenas ópticas. A continuación presentamos algunas funciones de mérito importantes en el estudio de estos dispositivos ópticos, las cuales utilizaremos a lo largo de este trabajo.

### 1.2.1. Patrón de radiación

Uno de los aspectos más importantes de una antena es su forma de emitir radiación electromagnética, que será equivalente a su forma de recibirla [21]. Un mapa que nos muestre la radiación del dispositivo será muy útil a la hora de obtener la máxima señal de una antena configurada en *modo recepción*, o a la hora de emitir en un ángulo específico. Muchos son los diseños de antenas que buscan solucionar esta necesidad. Quizás el mejor ejemplo sea la configuración Yagi-Uda [22], la cual intenta aumentar la emisión o recepción en una zona determinada. Para un mejor estudio de este problema, definimos el patrón de radiación angular de una antena como la función matemática, usualmente representada gráficamente, que determina las propiedades radiativas del dispositivo, dadas en función de las coordenadas angulares. Típicamente se clasifican los diferentes tipos de patrones de radiación según la variable que muestren. De esta forma, el patrón de densidad de potencia radiada estará relacionado con la potencia recibida o emitida por la antena a un radio constante, tomando el centro de la antena como origen. Al tratar sobre el campo eléctrico o magnético hablaremos de patrón de campo. Dos términos muy utilizados al trabajar con este tipo de patrón son el plano E y el plano H, los cuales están relacionados con el plano que contienen la dirección donde se da el valor máximo de campo eléctrico y de campo magnético respectivamente. Es muy común al utilizar el patrón de radiación referirnos a *lóbulos* de emisión, zonas donde se da un máximo. Éstos generalmente estarán clasificados según su importancia y su posición, destacaremos: *trasero*, *lateral*, *menor* y *principal*. La figura 1.3 muestra un ejemplo donde se aprecia los diferentes lóbulos.

### 1.2.2. Regiones del campo

Las antenas son sistemas capaces de concentrar eficientemente la energía de la radiación incidente. Sin embargo, la potencia radiada y localizada por la antena en un punto depende de la distancia de éste a la antena. Diferenciamos tres zonas en torno a la antena: la región de campo cercano reactivo, de campo cercano radiativo de Fresnel o zona estática, y la región de campo lejano de Fraunhofer o radiativa.

Las fronteras entre estas regiones son aproximadas y dependen en gran medida de las características mostradas por la antena. De esta forma, la geometría de la antena o sus tamaños pueden resultar cruciales. Un ejemplo clásico es el dipolo corto, que muestra unos límites de sus regiones de radiación diferentes a los mostrados por el dipolo de media onda. Esto se debe a que el modo de corriente que se da en la estructura, cuando ésta está resonando, difiere de la distribución que se da en el dipolo de media onda.

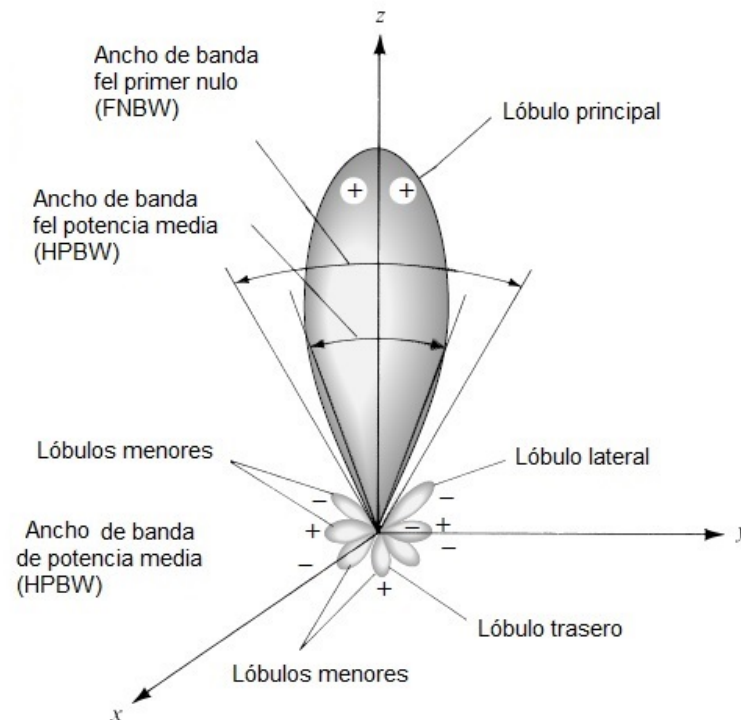


Figura 1.3: Patrón de radiación de potencia. Este tipo de patrones es típico en configuraciones de phased array. En él se pueden apreciar los diferentes lóbulos que se pueden dar en un patrón de radiación.

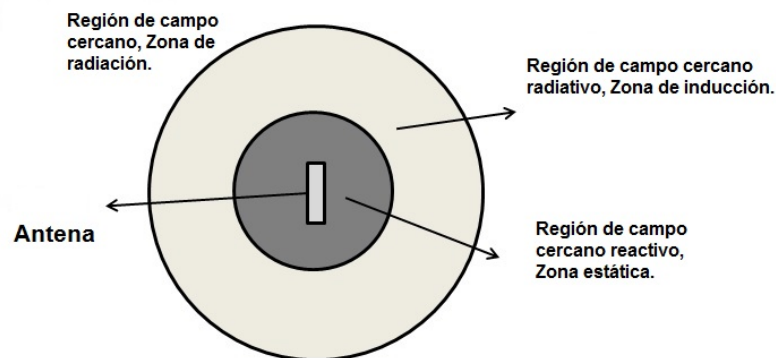


Figura 1.4: Regiones de radiación.

### Campo cercano reactivo

Es la zona más cercana a la antena. El campo eléctrico en esta región es predominantemente reactivo, esta situación se da cuando el campo eléctrico,  $\mathbf{E}$ , y el campo magnético,  $\mathbf{H}$ , están desfasados más de  $90^\circ$  entre sí. Esta zona está delimitada comúnmente en el rango siguiente,

$$R < 0.62 \sqrt{\frac{D^3}{\lambda}}, \quad (1.7)$$

donde  $R$  es la distancia desde el centro de la antena,  $\lambda$  es la longitud de onda y  $D$  es la longitud máxima de la antena. Un caso bien conocido de patrón de campo cercano reactivo es el de la antena dipolar, el cual se muestra en la figura 1.5, donde el campo eléctrico se concentra en los extremos. En esta región se encuentran los componentes evanescentes del campo eléctrico.

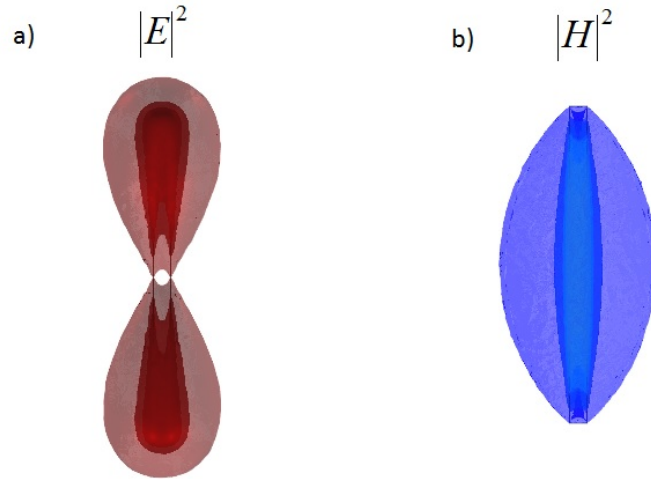


Figura 1.5: a) Patrón de campo eléctrico cercano de una antena dipolar  $\frac{\lambda}{2}$ . b) Patrón de campo magnético cercano de antena dipolar  $\frac{\lambda}{2}$ .

Una característica típica de esta zona es que, para una variación temporal armónica, el promedio temporal de la densidad de potencia, definido como  $W_{av} = \text{Re} \frac{\vec{E} \times \vec{H}^*}{2}$ , se anula al tratarse de la región reactiva [21].

### Campo cercano radiativo

La región de Fresnel o estática, es la zona espacial donde el campo comienza a ser radiativo, disminuyendo considerablemente su parte reactiva. En esta zona, tanto el patrón de campo eléctrico, como el de campo magnético, varían fuertemente con la distancia a la antena. Los límites de esta región deben cumplir que:

$$0.62\sqrt{\frac{D^3}{\lambda}} < R < \frac{2D^2}{\lambda}. \quad (1.8)$$

### Campo lejano

La región de campo lejano es la zona espacial donde la componente reactiva, la parte imaginaria del campo, se anula completamente. Ya no hay ondas evanescentes y la componente radial del campo se anula también, haciendo que la forma de este patrón sea independiente de la distancia a la antena. Esta característica hace del patrón de campo lejano el más común al referirnos al *patrón de radiación* de una antena. Uno de los patrones de campo lejanos más reconocidos es el de la antena dipolar  $\lambda/2$ , que se muestra en la figura 1.6.

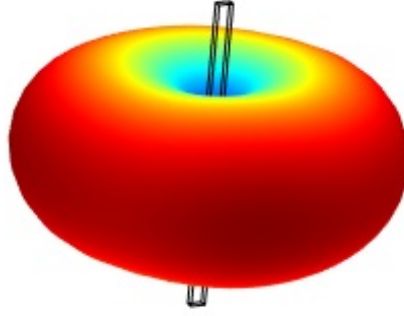


Figura 1.6: Patrón de campo eléctrico lejano de una antena dipolar  $\frac{\lambda}{2}$ . Típica forma toroidal.

### 1.2.3. Potencias de las antenas ópticas

Las ondas electromagnéticas desde los primeros experimentos de *G. Marconi* han sido utilizadas para el transporte de información donde la energía transmitida o recibida estará estrechamente relacionada con el campo eléctrico y magnético. Las antenas ópticas, al igual que las antenas a radiofrecuencia, generan una corriente a partir de la potencia incidente absorbida, o actúan como una fuente de potencia al ser excitadas por una corriente externa. Esta potencia puede clasificarse según el tipo de energía a las que esté relacionada, de esta forma podemos diferenciar entre potencia radiada, potencia reactiva y pérdidas de potencia.

Asumiremos a lo largo de este trabajo que los campos electromagnéticos y las fuentes utilizadas mostrarán una variación temporal armónica. De esta forma, el campo eléctrico será un vector complejo descrito por la siguiente relación.

$$\mathbf{E}(x, t) = \text{Re}[E(x)e^{i\omega t}] = \frac{E(x)e^{+i\omega t} + E^*(x)e^{-i\omega t}}{2}. \quad (1.9)$$

El signo elegido en la parte temporal del campo, varía dependiendo si tomamos la nomenclatura utilizada en física o en ingeniería electrónica. En este caso usaremos la nomenclatura utilizada en ingeniería. El producto escalar de dos vectores complejos con esta distribución temporal dará:

$$\mathbf{M}(x, t) \cdot \mathbf{N}(x, t) = \frac{\text{Re}[M^*(x)N(x) + M(x)N(x)e^{+2i\omega t}]}{2}. \quad (1.10)$$

Al calcular el producto de los promedios temporales, tomaremos el primer término que aparece a la derecha de la ecuación (1.10) [23], ya que la parte armónica desaparece.

Una vez que hemos definido las aproximaciones consideradas en la variación temporal de nuestras funciones, continuaremos estudiando las diferentes energías que se darán cuando se propaga una onda electromagnética. La conservación de la energía para una onda es descrita por el teorema de Poynting [23], el cual si tenemos en cuenta la variación temporal armónica de los campos electromagnéticos anteriormente mencionada,

vendrá descrito por la siguiente ecuación:

$$\frac{1}{2} \int_{V_0} \mathbf{J}^* \cdot \mathbf{E} dv = \frac{1}{2} \int_V [-\nabla \cdot (\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*) + i\omega(\mathbf{E} \cdot \mathbf{D}^* - \mathbf{B} \cdot \mathbf{H}^*)] dv. \quad (1.11)$$

El término  $\frac{1}{2} \int_{V_0} \mathbf{J}^* \cdot \mathbf{E} dv$  está relacionado con la energía disipada por efecto Joule, donde  $V_0$  es el volumen ocupado por la fuente de corriente eléctrica, el cual se puede definir como el volumen ocupado por un medio con conductividad no nula [21]. El lado derecho de la ecuación (1.11) puede simplificarse considerando la energía eléctrica,  $W_e$ , y magnética,  $W_m$ , que suponiendo campos con una variación temporal armónica, se calculan mediante las relaciones:

$$W_e = \frac{1}{4}(\mathbf{E} \cdot \mathbf{D}^*), \quad (1.12)$$

$$W_m = \frac{1}{4}(\mathbf{B} \cdot \mathbf{H}^*). \quad (1.13)$$

Definimos el vector de Poynting,  $\mathbf{S}$ , como el flujo de energía electromagnética por unidad de área con el mismo sentido al de propagación.

$$\mathbf{S} = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*}{2}. \quad (1.14)$$

Aplicando el teorema de la divergencia y las relaciones (1.12), (1.13), (1.14), la ecuación (1.11) se reduce a la siguiente expresión.

$$\frac{1}{2} \int_{V_0} \mathbf{J}^* \cdot \mathbf{E} dv - 2i\omega \int_V (W_e - W_m) dv + \oint_S \mathbf{n} \cdot \mathbf{S} ds = 0, \quad (1.15)$$

donde  $S$  será la superficie que rodea el volumen  $V$ . El signo del segundo término de la ecuación (1.16) variará según el convenio utilizado al definir el signo que presenta la exponencial de la ecuación (1.9).

Ahora, si consideremos la antena como un elemento emisor, esto es, una fuente de radiación electromagnética, su potencia será  $P_{\text{ant}} = \frac{1}{2}I^*V$ , donde  $I$  es la corriente que fluye a través de estructura y  $V$  la diferencia de potencial que se genera en ella. Nombrando el volumen de la propia antena como  $V_0$  y su superficie como  $S_0$ , tenemos la siguiente relación.

$$\frac{1}{2}I^*V = \frac{1}{2} \int_{V_0} \mathbf{J}^* \cdot \mathbf{E} dv - 2i\omega \int_{V_0} (W_e - W_m) dv + \oint_{S_0} \mathbf{n} \cdot \mathbf{S} ds. \quad (1.16)$$

Al ser  $S_0$  la propia superficie de la antena, por tanto perteneciente a la zona de campo cercano reactivo, el vector de Poynting,  $\mathbf{S}$ , tendrá parte imaginaria. Para calcular esta parte en función de las ecuaciones (1.12) y (1.13), relacionaremos el flujo de energía que sale del contorno de la antena, con el flujo de energía que obtendremos a una distancia a la cual nos hallemos en campo lejano.

$$\oint_{S_0} \mathbf{n} \cdot \mathbf{S} ds = \frac{1}{2} \int_{V-V_0} \mathbf{J}^* \cdot \mathbf{E} dv - 2i\omega \int_{V-V_0} (W_e - W_m) dv + \oint_S \mathbf{n} \cdot \mathbf{S} ds, \quad (1.17)$$

donde  $V$  es el volumen de una esfera cuyo centro está en el centro de la antena, cuya superficie se halla en la zona de campo lejano. A diferencia de las antenas clásicas, en la parte derecha de la ecuación (1.17), aparecen los términos relacionados con las pérdidas ocasionadas por efecto Joule y con la energía eléctrica y magnética total. Estos términos provienen de la existencia de campo electromagnético dentro de la antena, ya que los metales no son conductores perfectos. Por otro lado, en la región de campo lejano del espacio, la componente reactiva del campo se anula y con ella la parte imaginaria del vector de Poynting, siendo el tercer término a la derecha de la ecuación (1.17) puramente real. Finalmente, teniendo en cuenta las ecuaciones (1.16) y (1.17), la conservación de la energía en una antena emisora queda como:

$$\frac{1}{2}I^*V = \frac{1}{2} \int_V \mathbf{J}^* \cdot \mathbf{E} dv - 2i\omega \int_V (W_e - W_m) dv + \oint_S \mathbf{n} \cdot \mathbf{S} ds. \quad (1.18)$$

Nótese que la ecuación (1.18) no depende de los límites marcados por la antena, su contorno o volumen. Esta ecuación depende únicamente de los límites del volumen exterior supuesto.

El lado derecho de la ecuación (1.18) se relaciona típicamente con las diferentes potencias que se dan en la antena. De esta forma la potencia radiada promediada en el tiempo se expresa como:

$$P_{rad} = \frac{1}{2} \text{Re} \oint_S \mathbf{n} \cdot \mathbf{S} ds. \quad (1.19)$$

Mientras que la potencia reactiva estará asociada a la parte imaginaria que aparece en el lado derecho de la ecuación (1.18) [23, 24]:

$$P_{reac} = 2\omega \int_V (W_m - W_e) dv + \frac{1}{2} \text{Im} \int_V \mathbf{J}^* \cdot \mathbf{E} dv, \quad (1.20)$$

$$P_{per} = \frac{1}{2} \text{Re} \int_V \mathbf{J}^* \cdot \mathbf{E} dv \approx \frac{1}{2} \text{Re} \int_{V_0} \sigma_{ant}^* \cdot |\mathbf{E}|^2 dv, \quad (1.21)$$

donde al hacer promedio temporal de la potencia reactiva, la parte imaginaria proveniente del efecto Joule se anula.

Por último, el promedio temporal de la potencia disipada en pérdidas óhmicas está relacionado con el efecto Joule. Las pérdidas de potencia en el sistema se pueden aproximar a las que se darán en el interior de la antena óptica, considerando que el valor de conductividad de ésta es mayor que el presentado por los medios que rodean a la antena. el signo  $\approx$  en la ecuación (1.21) proviene de que los materiales que rodean a la antena tienen un valor de conductividad eléctrica no nula, aunque mucho menor que la antena. Siendo  $\sigma_{ant}$  la conductividad del material de la antena.

## Impedancia

La impedancia de la antena,  $Z = R + iX$ , donde  $R$  será la resistencia del dispositivo y  $X$  la reactancia, está relacionada con las diferentes potencias que hemos definido. La

resistencia de la antena es la suma de la resistencia de radiación y la resistencia óhmica de la antena. Mientras que la reactancia estará relacionada con la potencia reactiva. Por tanto podemos definir las siguientes impedancias:

$$R_{rad} = \frac{2P_{rad}}{|I|^2}, \quad (1.22)$$

$$R_{ohm} = \frac{2P_{loss}}{|I|^2}, \quad (1.23)$$

$$R_{reac} = \frac{2P_{reac}}{|I|^2}. \quad (1.24)$$

La impedancia de entrada se calculará suponiendo que fijamos la intensidad de entrada,  $I$ , tomando su valor en el *feed point* [25]. Si calculamos la impedancia de salida la intensidad será función de la frecuencia,  $|I(f)|$ , generalmente para un acoplamiento óptimo buscaremos que la reactancia de la antena tenga signo apuesto al presentado por la reactancia de la carga a la que esté conectada la antena y diremos que la antena está resonando cuando la reactancia del sistema se anule, acoplándose la señal eléctrica de forma óptima. Es importante apuntar que la relación de la impedancia sería negativa si atendemos al convenio usado en física.

#### 1.2.4. Directividad

La directividad de una antena se define como la relación entre la intensidad de radiación dada en una dirección con respecto a la media de intensidad de radiación en el conjunto de direcciones, siendo la intensidad de radiación,  $U$ , la potencia radiada por el dispositivo por unidad de ángulo sólido.  $U$  será un parámetro de campo lejano y se calcula como:

$$U = r^2 W_{rad}, \quad (1.25)$$

donde  $r$  es la distancia al centro de la antena y  $W_{rad}$  es el promedio temporal del vector de Poynting:

$$W_{rad} = \text{Re} \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*}{2}. \quad (1.26)$$

Por otro lado el valor medio de la intensidad de radiación se calcula como:

$$U_0 = \frac{P_{rad}}{4\pi}. \quad (1.27)$$

La relación entre la ecuación (1.26) y (1.27) dará como resultado la directividad,  $D$  [21]:

$$D = \frac{U}{U_0} = \frac{4\pi U}{P_{rad}}. \quad (1.28)$$

Generalmente el parámetro más importante al hablar de directividad, será el valor máximo que muestre el sistema.

### 1.2.5. Área efectiva

Llamamos área efectiva de la antena,  $A_{ef}$ , al ratio que relaciona la potencia generada, en modo recepción, con la densidad de potencia incidente en el plano donde se aposenta la antena, siempre para una dirección de incidencia concreta. El área efectiva se calcula mediante la siguiente relación:

$$A_{ef} = \frac{P_T}{2W_i} = \frac{|I|^2(R_{loss} + R_{rad})}{2W_i}, \quad (1.29)$$

donde  $W_i$  es la densidad de potencia incidente por unidad de área también denominado como irradiacia ( $W/m^2$ ),  $|I|$  será la máxima corriente a través de la antena, siendo  $R_{loss}$  la resistencia relacionada con las pérdidas óhmicas y  $R_{rad}$  la resistencia de radiación, ambas vistas en el apartado 1.2.3.

El término más útil al hablar de área efectiva en sistemas de antenas será la máxima área efectiva del dispositivo. Este parámetro está fuertemente ligado con la captación de potencia incidente por parte de la antena. Como usualmente en las medidas experimentales de estos dispositivos se utiliza un láser para generar la radiación incidente, este parámetro resultará importante a la hora de delimitar el spot del haz mínimo necesario, para el cual el dispositivo captará prácticamente la totalidad de la potencia que puede absorber la antena. También resultará importante para establecer la distancia entre dos o más antenas, aunque deberemos considerar siempre posibles efectos de acople entre ellas. El área eficaz máxima se calculará mediante la siguiente relación.

$$A_{efmax} = \frac{\lambda^2}{4\pi} D_{max}, \quad (1.30)$$

donde  $\lambda$  es la longitud de onda de la radiación incidente y  $D_{max}$  es la directividad máxima. Por otro lado, el área efectiva dependerá de la geometría que presente la antena. Un ejemplo es la distribución de porcentaje total de potencia absorbida por un dipolo, según el área que le rodea. Este caso se representa en la figura 1.7.

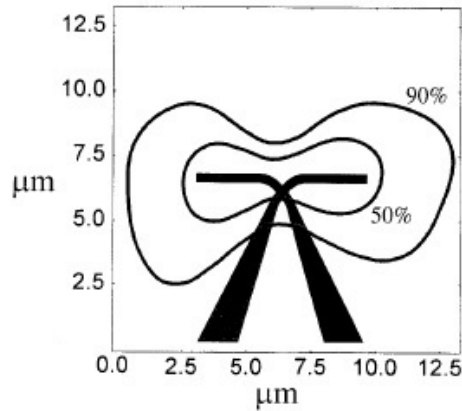


Figura 1.7: Distribución del porcentaje de potencia absorbida por un antena dipolo según el área que rodea al dispositivo  $\lambda/2$ . La estructura está diseñada para resonar a  $10.6\mu m$ . La imagen ha sido obtenida de [26]

### 1.2.6. Eficiencia de un dispositivo de antenas ópticas

Considerando que la tecnología de antenas ópticas se utiliza en el desarrollo de sensores, así como en aplicaciones de recolección energética, en este trabajo será necesario definir una figura de mérito que evalúe la eficiencia de estos dispositivos. Usualmente en radiofrecuencia, al hablar de la eficiencia de una antena hablamos de su eficiencia a la hora de radiar [5], descrita por la eficiencia de radiación,  $\eta_{rad}$ , que se calcula mediante la ecuación siguiente:

$$\eta_{rad} = \frac{P_{rad}}{P_{rad} + P_{per}}, \quad (1.31)$$

donde los términos  $P_{rad}$  y  $P_{per}$  hacen referencia a la potencia radiada y a las pérdidas de potencia respectivamente, vistas en el apartado 1.2.3. Sin embargo, las antenas ópticas son dispositivos que no se pueden excitar con una corriente externa con el fin de emitir una señal. Esto se debe a la enorme frecuencia que debe tener la corriente de excitación para usar la antena óptica en forma de dispositivo emisor. Por este motivo será más interesante definir una función de mérito relacionada con la absorción del dispositivo. Teniendo en cuenta que un dispositivo óptimo será aquel que absorba toda potencia, podemos definir la eficiencia de la absorción,  $\eta_{abs}$ , como:

$$\eta_{abs} = \frac{P_{rad} + P_{per} + P_{reac}}{P_i}, \quad (1.32)$$

siendo  $P_i$  la potencia incidente en el área efectiva y  $P_{reac}$  es la potencia reactiva. En sistemas bolométricos, donde la señal estará relacionada con el efecto Joule que se da en la antena [27], podemos definir una eficiencia bolométrica,  $\eta_{bol}$ , como:

$$\eta_{bol} = \frac{P_{per}}{P_i}. \quad (1.33)$$

Sin embargo, aunque la eficiencia de una antena nos ayuda a valorar su funcionamiento, no nos dará información sobre la señal detectada en el dispositivo donde está acoplada la antena, para ello definiremos la responsividad,  $\mathfrak{R}$ .

### Responsividad

La responsividad de una antena se define como el ratio entre el incremento de respuesta  $V$  lograda a la salida del circuito y la irradiancia o densidad de potencia incidente por unidad de superficie.

$$\mathfrak{R}_{sis} = \frac{\Delta V}{W_i}. \quad (1.34)$$

Es importante destacar que la responsividad definida en este trabajo tiene unidades de  $\frac{Vm^2}{W}$ , mientras que típicamente las unidades de responsividad se toman como,  $\frac{V}{W}$ , ya que en la ecuación (1.34) la irradiancia es sustituida por la potencia incidente. Sin embargo, a diferencia que en radiofrecuencia, el área efectiva,  $A_{efec}$ , no sólo será muy sensible a la geometría de la antena sino que también lo será al material con el que

esté fabricada, así como el espesor de la antena [28], [29]. El cálculo se simplificará si tomamos la irradiancia, no teniendo que calcular el área efectiva para cada configuración.

### 1.3. Tipos de antenas

Una característica importante a la hora de diseñar las antenas ópticas es su geometría. Las diferentes formas que pueden presentar las antenas marcarán su sensibilidad frente a la variación de la polarización y la frecuencia. En este trabajo utilizaremos dos geometrías asiduamente, dipolar y pajarita (bow-tie).

#### 1.3.1. Geometría dipolar

Se trata de la geometría más utilizada en el diseño de antenas y también una de las primeras en ser usadas en la historia de estos dispositivos. La señal obtenida por dipolos, muestra una gran dependencia con la polarización [28], como se aprecia en la figura 1.8.

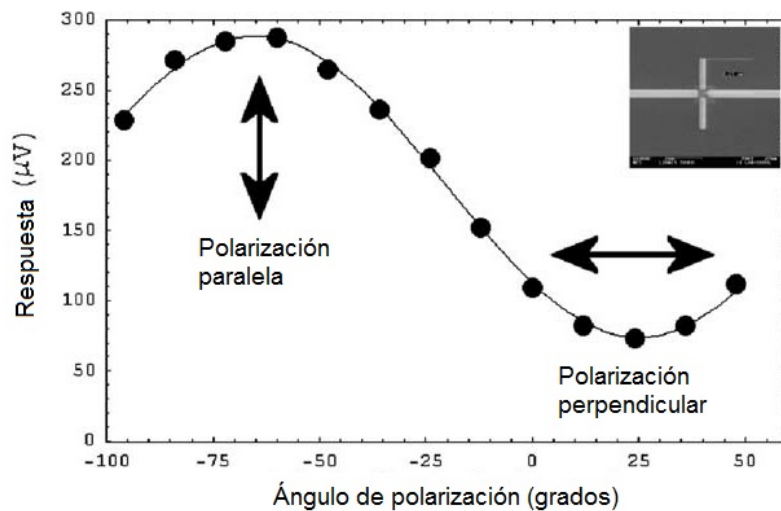


Figura 1.8: Se muestran los resultados experimentales de la respuesta de una antena óptica con geometría dipolar  $\lambda/2$ . Se han representado también los parámetros geométricos,  $\theta$  y  $l$ , de la antena bow-tie. Esta imagen pertenece al artículo de *F.J. González* y *G.D. Boreman* [28].

La geometría dipolar más extendida, y más usada en este trabajo, es el dipolo  $\lambda/2$ , siendo  $\lambda$  la longitud de onda. La resonancia de esta geometría en radiofrecuencia se dará cuando la longitud del dipolo tenga un valor cercano a la mitad de la longitud de onda incidente,  $L_{res} \approx 0.47\lambda$ . Sin embargo, como ya comentamos en la introducción del capítulo (1.2), a frecuencias ópticas los metales no actúan como conductores perfectos. Esto puede producir que la longitud necesaria para que este tipo de dipolos entren en resonancia sea notablemente menor que la esperada [19]. Este efecto, será más notorio cuando el grosor de la antena tenga un tamaño cercano al valor de profundidad de penetración,  $\delta$ , del metal.

Como geometrías dipolares también se utilizan habitualmente los dipolos cortos y largos, que muestran distribuciones de corrientes diferentes a la del dipolo  $\lambda/2$ , como se ve en la figura 1.9, produciendo un patrón de radiación diferente.

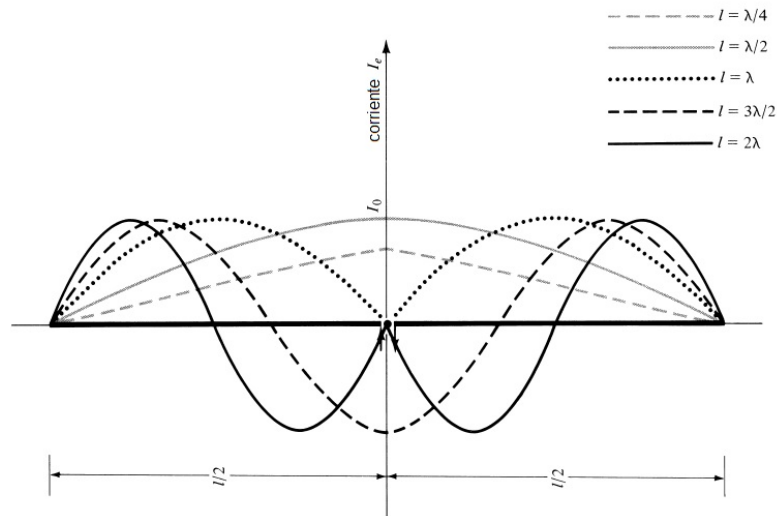


Figura 1.9: Distribución de corriente en una geometría dipolar, para diferentes longitudes del dipolo. Esta imagen pertenece al libro 'Antenna Theory' [21].

Usualmente, las antenas dipolares son estructuras cuya longitud debe ser más grande que su ancho, al menos un orden de magnitud. Al reducir la relación del *ancho-longitud* del dipolo, el ancho de banda de la antena se incrementará, volviéndose una respuesta tipo antena *patch*. Cuando se utilizan antenas ópticas, la longitud de éstas pueden ser menos de un orden de magnitud superior al ancho de la geometría. Esto involucra un aumento del ancho de banda grande en los elementos resonantes. Esto se debe a las limitaciones en la resolución de los sistemas empleados para fabricarlas.

### 1.3.2. Geometría pajarita (bow-tie)

La geometría bow-tie es una de las más utilizadas, dado que aún una gran sensibilidad a los cambios de polarización, como muestra la figura 1.10, con una mayor señal y una gran selectividad en frecuencia. Esta última dependerá de la longitud efectiva del sistema, que se puede calcular mediante la longitud de la antena,  $l$ , y el ángulo de abertura,  $\theta$ , que presentan los lóbulos saliendo del centro de la estructura:

$$L_{\text{efectiva}} = 2 \frac{l}{\cos(\frac{\theta}{2})} \quad (1.35)$$

La resonancia de la antena se dará cuando la longitud efectiva sea  $\lambda/2$ . Generalmente, la señal de las antenas bow-tie suele ser mayor que la mostrada por geometrías dipolares, ya que el área efectiva de este tipo de dispositivo será mayor [28].

### 1.3.3. Antenas slot

Este tipo de estructura se realiza generando aperturas, con la forma de la geometría deseada, en un material. Es un concepto de diseño inverso o complementario al de las antenas donde la estructura metálica son ellas mismas.

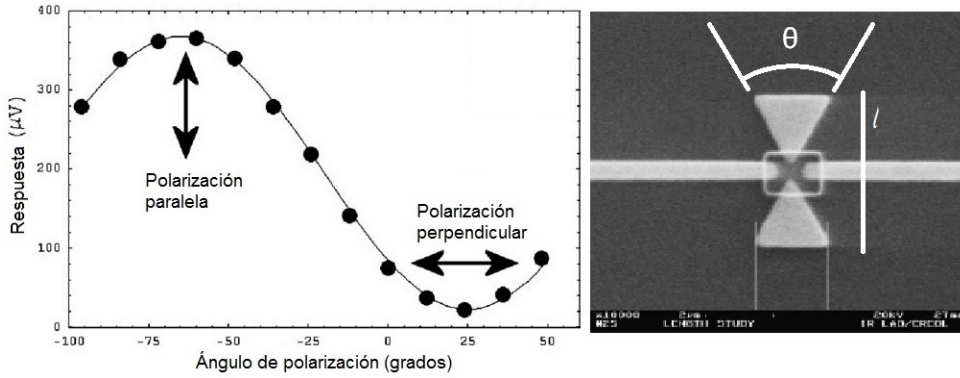


Figura 1.10: Se muestran los resultados experimentales de la respuesta de una antena óptica con geometría pajarita o bow-tie diseñada para resonar  $\lambda/2$ . Esta imagen pertenece al artículo de *F.J. González* y *G.D. Boreman* [28].

Este tipo de estructuras son muy utilizadas en microondas. Son realmente apreciadas porque pueden ser incluidas fácilmente en aplicaciones relacionadas con aviónica o sistemas aeroespaciales, manteniendo las cualidades aerodinámicas de los aparatos. Además, la apertura de estos sistemas puede ser recubierta de un material dieléctrico, que ayudará a mejorar la robustez de estos dispositivos.

El campo eléctrico y la respuesta de estas antenas puede calcularse generalmente mediante el principio de Huygens, según el cual: *Cada punto de un frente de onda primario, puede tomarse como una fuente puntual de una onda esférica secundaria. La forma del frente primario en un momento posterior, puede reconstruirse con la suma de todas estas ondas secundarias* [30]. Una versión más rigurosa del principio de Huygens es el principio de campo equivalente presentado por A. Schelkunoff [31], el cual afirma que: *El campo electromagnético, tanto en el interior como en el exterior de una región, puede ser calculado mediante las componentes tangenciales del campo eléctrico y del campo magnético en la superficie de la región.* Si tomamos la superficie de nuestra región como una fuente equivalente, las densidades de corriente de ésta vendrá descrita por la siguientes condiciones de contorno:

$$\mathbf{J}_S = \mathbf{n} \times (\mathbf{E}_1 - \mathbf{E}), \quad (1.36)$$

$$\mathbf{M}_S = -\mathbf{n} \times (\mathbf{H}_1 - \mathbf{H}), \quad (1.37)$$

donde  $\mathbf{E}$  es el campo eléctrico dentro de la región, y  $\mathbf{E}_1$  es el campo eléctrico fuera de la región. De la misma forma sucederá con el campo magnético  $\mathbf{H}$  y  $\mathbf{H}_1$  respectivamente. La figura 1.11 muestra la fuente equivalente que genera un campo electromagnético exterior idéntico al que se genera por la fuente real inicial.

Los patrones de campo, obtenidos al utilizar como fuentes de radiación las densidades de corriente de las ecuaciones (1.36) y (1.37), serán opuestos a los obtenidos por una antena clásica con la misma forma. La figura 1.12 muestra cómo el patrón de campo eléctrico y magnético de una estructura slot dipolar, tienen la forma del patrón de campo

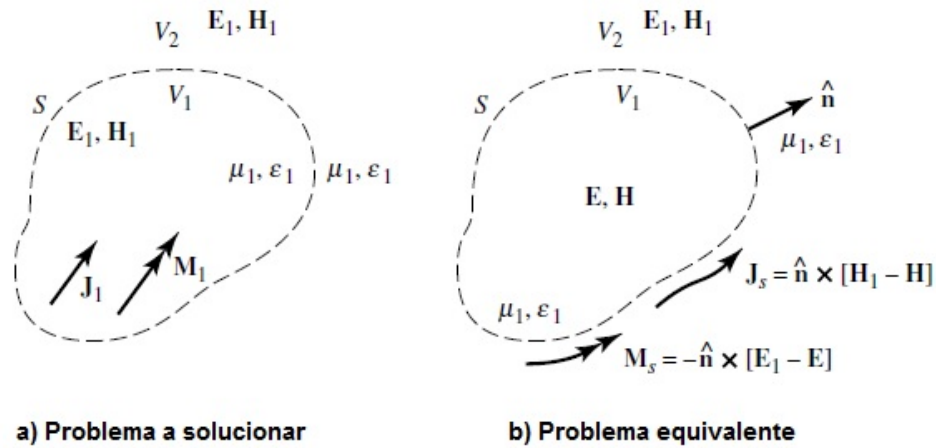


Figura 1.11: Representación esquemática para la obtención de los campos electromagnéticos en una antena. a) muestra una región donde tenemos un campo. b) muestra la misma región, donde se tiene que la fuente de radiación es la superficie, consiguiendo un campo equivalente en el exterior que el que presenta el problema a). Esta imagen pertenece al libro 'Antenna Theory' [21].

magnético y eléctrico, respectivamente, de una antena dipolar clásica, es decir, mediante la antena complementaria al slot (ver figura 1.5).

#### 1.3.4. Otras geometrías

Si bien este trabajo utiliza principalmente antenas dipolares y pajaritas, otras geometrías más complejas que estas dos son también valoradas en este apartado dadas sus cualidades. Generalmente, el diseño de antenas busca conseguir estructuras que presenten un gran ancho de banda en la señal recibida, una mayor sensibilidad a la variación de la polarización o simplemente un aumento de la señal captada. Típicamente estas estructuras son antenas de mayor tamaño que las antenas dipolo o bow-tie. Presentan varios ángulos y caminos que permiten que se pueden dar resonancias plasmónicas a varias frecuencias. Antenas tipo espiral, espiral cuadrada o logarítmicas periódicas son un claro ejemplo.

Además, antenas con formas fractales y estructuras basadas en varias formas simples, como geometrías dipolares o pajaritas, son estudiadas atendiendo a sus múltiples resonancias.

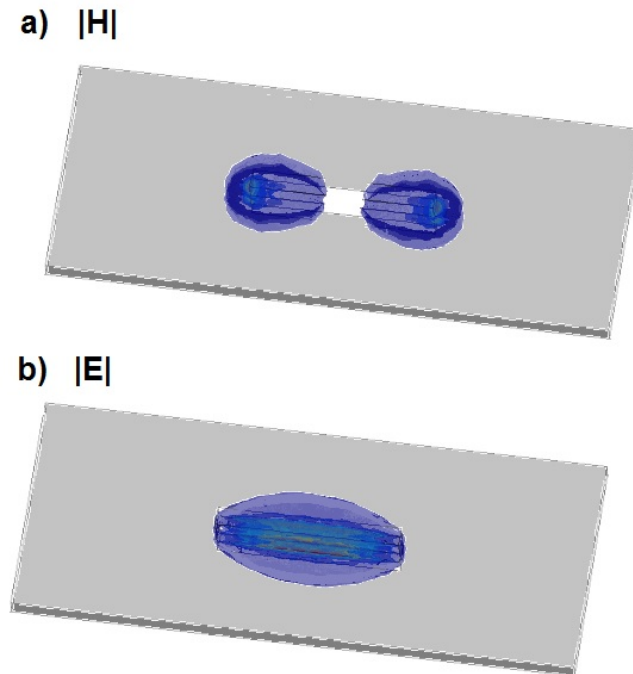


Figura 1.12: Relación de equivalencia o complementariedad de antenas tipo slot. a) Campo magnético de una antena slot dipolar, este patrón de campo cercano tiene la misma forma que el patrón de campo eléctrico cercano de un dipolo clásico. b) El patrón de campo eléctrico cercano tiene la misma forma que el patrón de campo magnético cercano de un dipolo clásico (ver figura 1.5).

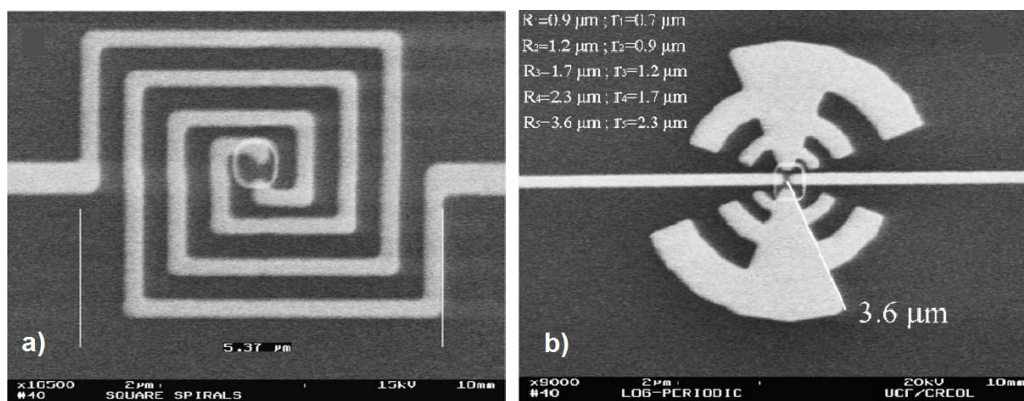


Figura 1.13: a) geometría espiral cuadrada. b) geometría logarítmica periódica. Estas imágenes pertenece al artículo de *F.J. González* y *G.D. Boreman* [28].

## 1.4. Estado del arte

El uso de antenas ópticas y estructuras resonantes en diferentes áreas de la óptica ha experimentado un gran auge en la última década [5]. Hoy en día, no resulta extraño encontrar nanoantenas en aplicaciones como: Microscopía, sensores ópticos o incluso en terapia médica. Quizás el área donde han tenido un mayor protagonismo estos nanosistemas sea la Microscopía, donde su uso es determinante en sistemas del modelo de campo cercano, *Scanning Near field Optical Microscopy*, *SNOM*. También se trabaja en aplicaciones de recolección de energía. Sin embargo, al igual que sucede con las aplicaciones relacionadas con sistemas *MEMS*, es un área novedosa y en desarrollo. En esta sección veremos el trabajo que se viene realizando en algunas de las áreas más prominentes, destacando ciertos grupos de investigación y dotando al lector de una visión generalizada de la situación en estos sistemas fotónicos.

### 1.4.1. Microscopía

#### Microscopía de campo cercano, *SNOM*

Sin duda el *SNOM/NSOM* es la técnica donde las antenas ópticas tienen una mayor repercusión. Esta tecnología surge como una solución a los límites de resolución espacial impuestos en microscopía. Típicamente la distancia de resolución espacial de la microscopía óptica,  $\Delta x$ , que viene limitada por la difracción, es fijada por el criterio de Abbe como:

$$\Delta x = 0.61 \frac{\lambda}{\text{NA}}, \quad (1.38)$$

donde  $\lambda$  es la longitud de onda y  $\text{NA} = n \sin(\alpha)$  es la apertura numérica. Siendo  $n$  el índice de refracción del medio que lo rodea y  $\alpha$  es el ángulo de aceptación. Según *E. H. Syngel* [32], si utilizamos el campo cercano de la muestra, en vez del campo lejano, la resolución espacial ya no dependerá de la longitud de onda, dependiendo sólo de la apertura del la sonda, como se observa en la figura 1.14.

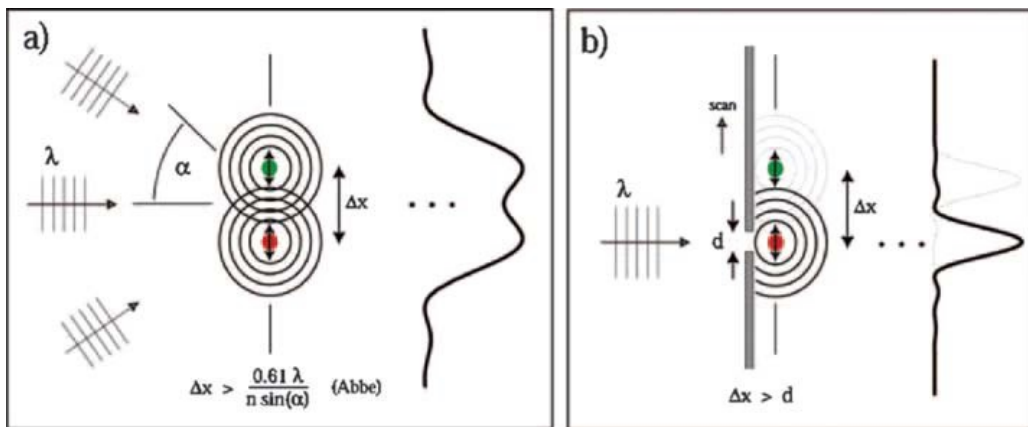


Figura 1.14: Se muestra la comparación del límite de resolución entre a) microscopía óptica y b) microscopía de campo cercano. Esta imagen ha sido extraída del artículo [33].

Sin embargo, esta idea de *Syngel* fue rechazada por la comunidad científica de comienzos del siglo *XX*, dadas las limitaciones en las técnicas de construcción para crear aperturas de tamaños micro o nanométricos. Las técnicas de *SNOM* actuales intentan convertir la onda evanescente relacionada con el campo cercano, en una onda propagante. Existen dos versiones de *SNOM*: operando con apertura y sin apertura. La técnica *SNOM*, operando con apertura, utiliza típicamente una sonda que actuará como guía de la luz incidente y de la radiación captada, la cual muestra una apertura al final de la misma. Para aumentar la eficiencia del sistema, esta sonda constará generalmente de un recubrimiento metálico y tendrá forma de cono, intentando que el ángulo de éste sea lo más grande posible. Sin embargo, una gran cantidad de luz se pierde debido a los modos que se propagan en la guía de ondas y al valor de profundidad de penetración del metal. El campo cercano se amplifica y concentra en el borde de la apertura, motivado por las cargas provenientes de la superficie. El campo cercano en la apertura, así como el generado entre la sonda y la superficie, será más grande si la apertura se hace lo más pequeña posible, teniendo su límite en una abertura puntual [6]. Otra forma de conseguir amplificar el campo es mediante el uso de nanoantenas que amplificarán el campo incidente en la superficie de la muestra. Este modo de operación de *SNOM* es el más utilizado dado su bajo precio en relación al modo sin apertura, sin embargo, aunque su eficiencia ha aumentado por el uso de nanoesferas, aún está lejos de igualarse con los resultados obtenidos mediante el método sin apertura. El método sin apertura obtiene la resolución más grande que puede conseguir la técnica *SNOM*. Generalmente, este método consiste en iluminar oblicuamente la superficie de muestra, mientras utilizamos una sonda *AFM* para interactuar con el campo cercano. Éste genera la excitación de los electrones de la punta metálica de la sonda *Atomic Force Microscopy*, *AFM*, comportándose como una especie de antena que reemite parte de la señal incidente. Esta resonancia mostrará una gran dependencia a la polarización, como muestra la figura 1.15.

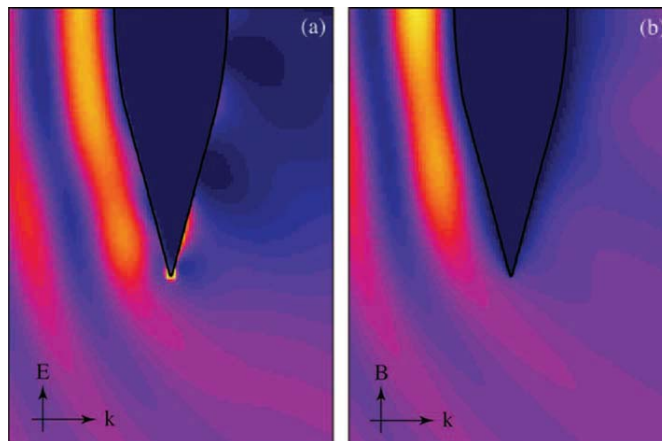


Figura 1.15: Se muestra el módulo de campo eléctrico en la sonda *AFM* para un sistema *SNOM*, a) cuando la polarización de la radiación es paralela a la sonda y b) perpendicular a ella. Imagen extraída de *L. Novotny, S.J. Stranick* [33]

La señal de campo lejano que se obtiene, estará relacionada con la frecuencia de modulación de la sonda *AFM*. El estudio de la señal recibida, como función de la distancia

sonda-superficie, atendiendo a los armónicos de la frecuencia de modulación, nos ofrece una gran cantidad de información. La componente de la señal relacionada con el campo de fondo no causará armónicos, mientras que la componente producida por el campo cercano captado sí [33].

Aunque la señal del *SNOM* sin apertura supera en resolución a la configuración con apertura, la resonancia de la punta sin apertura se ve reducida sustancialmente por el tamaño de ésta y por las pérdidas óhmicas que se dan en ella. Para mejorar la respuesta del sistema se utilizan puntas que incluyen antenas ópticas. La figura 1.16 muestra un ejemplo donde se utiliza un dipolo  $\lambda/2$  en la punta de la sonda. Este tipo de estructura conseguirá maximizar la resonancia plasmónica así como el campo radiado a la longitud de onda incidente.

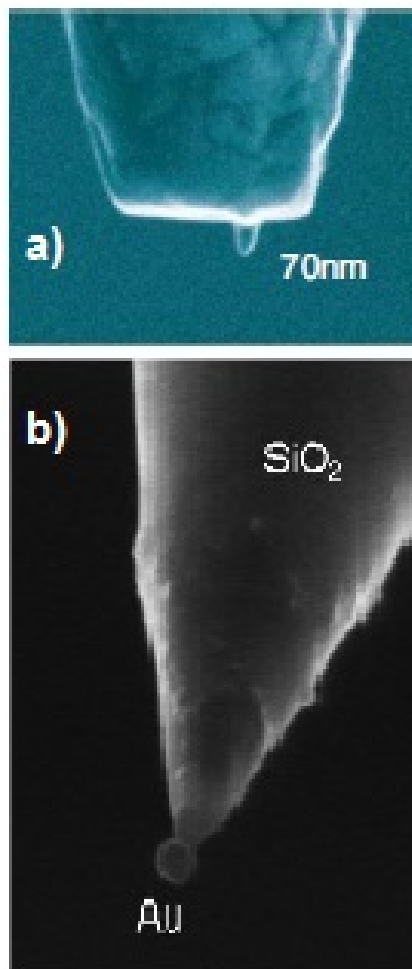


Figura 1.16: Se muestra una sonda *AFM* que contiene una antena óptica en su punta. Imagen extraída de [8]

Otros grupos de investigación utilizan la resonancia de la antena óptica para conseguir identificar las constantes dieléctricas que se dan en la superficie de la muestra y con ello identificar los diferentes materiales de la muestra, siempre estudiando el máximo de resonancia de las antenas ópticas, el cual dependerá de la constante dieléctrica de la superficie en estudio [34], [35], [36].

## Espectroscopía y Fluorescencia

El uso de antenas ópticas en medios fluorescentes se ha incrementado notablemente en la última década. Generalmente, la potencia emitida por los sistemas fluorescentes suele expresarse por la siguiente relación:

$$P_{fluo} = P_{inc} \frac{P_{rad}}{P_{rad} + P_{norad}}. \quad (1.39)$$

Donde  $P_{inc}$  es la potencia incidente,  $P_{norad}$  es la potencia no radiada, estando el término  $\frac{P_{rad}}{P_{rad} + P_{norad}}$  relacionado con la eficiencia de un dispositivo en modo emisión,  $\eta_{rad}$ , descrita mediante la ecuación (1.31). Un emisor se define como perfecto cuando  $\eta_{rad} = 1$ . Si aumentamos la potencia incidente, nuestra potencia de fluorescencia,  $P_{fluo}$ , lógicamente se verá proporcionalmente incrementada. Las antenas ópticas sobre la muestra concentrarán una gran cantidad de potencia electromagnética en algunas zonas privilegiadas de la superficie, obteniendo así el aumento de la potencia incidente sobre la misma y por tanto el incremento de la potencia relacionada con la fluorescencia. Sin embargo, las antenas también aumentan la potencia no radiada en forma de calor, haciendo que el sistema deje de comportarse como un emisor perfecto, reduciendo por tanto la potencia de fluorescencia que presenta. Para corregir este efecto se utilizan nanoantenas de “enfriamiento rápido”, sistemas que absorben menos potencia y que además la disipan rápidamente, es el caso de las bolas fabricadas con metales nobles que además presentan un recubrimiento por una capa de *poliestireno*, las conocidas como *nanoshell* [10]. Otra forma de conseguir minimizar este efecto es el uso de sondas con apertura, que cuentan con una pequeña antena óptica cerca de su apertura que no está en contacto con la superficie. Este último método consigue menos respuesta al estar la nanoantena más lejos de la muestra que al utilizar *nanoshells*.

Otro estudio espectroscópico que utiliza antenas ópticas es la espectroscopía basada en scattering Raman. La diferencia entre la frecuencia de la señal de excitación y la señal scattreada es única para cada material, convirtiéndola en su huella dactilar. Sin embargo, la señal Raman suele ser mucho más baja que la señal fluorescente, haciéndola difícil de detectar. En 1985 *J. Wessel* propuso la idea de aumentar este scattering mediante antenas ópticas amplificando notablemente la resolución espacial [6]. La señal generada por scattering Raman es proporcional a la cuarta potencia del campo eléctrico incidente, considerando que las nanoantenas pueden amplificar este campo varios ordenes de magnitud, la señal Raman detectada puede experimentar un incremento de  $10^{14}$ . La aplicación de las antenas ópticas al scattering Raman ha conseguido mejorar enormemente la detección de sustancias y moléculas [37].

## Grupos de investigación destacados

Al tratarse de la disciplina más destacada en el uso de antenas ópticas y estructuras resonantes, son muchos los grupos de investigación que se deben mencionar. Sin embargo en esta tesis mencionaremos varios grupos cuyo trabajo ha influido notablemente en el diseño de antenas ópticas.

**Rochester nano-optics group:** Es uno de los grupos más destacados en este área. Dirigido por *L. Novotny*, sus estudios incluyen prácticamente la totalidad del área de

microscopía, resaltando sus esfuerzos en el aumento de la resolución espacial [33], [38]. Destaca también su contribución al estudio sobre la longitud de onda [19], donde se realiza un estudio sobre la longitud de onda efectiva en antenas ópticas, aspecto fundamental a la hora de diseñar este tipo de dispositivos. Una faceta interesante en el trabajo de este grupo son sus artículos tutoriales [5], [39], donde se da una visión global de este tipo de dispositivos en la microscopía, mientras se ofrece al lector un estudio de los aspectos básicos referentes a las antenas ópticas.

**Nanophotonic groups of Harvard school of engineering and applied sciences:** Se trata de dos grupos con una gran trayectoria en el diseño y construcción de antenas ópticas. Dirigidos por *K.B. Crozier* y *F. Carpasso*, estudian la concentración y el aumento del campo cercano derivado de los plasmones superficiales que se dan en estos nanodispositivos [40].

**Department of Electrical and Systems Engineering, University of Pennsylvania:** *N. Engheta* junto con *A. Alú* son autores de algunos de los más conocidos artículos sobre campo cercano en antenas ópticas. Dirigidos por *N. Engheta*, y actualmente sin la participación de *A. Alú*, este grupo se ha volcado en el estudio de metamateriales.

**Plasmon nano-optics group, The Institute of Photonic Sciences, ICFO:** Liderados por el doctor *Romain Quidant*, este grupo se centra en artículos experimentales. Otras áreas relevantes de su investigación son: optomecánica, sensores biológicos y la termoplasmónica.

**Molecular Nanophotonics group, The Institute of Photonic Sciences, ICFO:** *Niek Van Hulst* lidera este grupo. Con el objetivo de controlar y estudiar la interacción de la luz a escala nanométrica, este grupo estudia en aumento de campo en nanoestructuras. Otras áreas relevantes donde trabaja este grupo son: nanoantenas, propagación de la luz en nanoestructuras y fotónica ultrarrápida en moléculas individuales.

**Grupo de espectroscopia de superficies y de fotónica de plasmones superficiales, CSIC:** Grupo dirigido por *J.A. Sanchez-Gil*. Este grupo se ha centrado en el uso de nanopartículas con resonancias plasmónicas para la mejora de la detección de sustancias mediante técnicas espectroscópicas [41].

### 1.4.2. Sensores

Los sensores basados en antenas ópticas forman una interesante opción dada la sensibilidad a la polarización de la onda incidente, así como a la sensibilidad en frecuencia, que presentan. Una de las cualidades más interesante de estos dispositivos es su rapidez de detección dado su pequeño tamaño. Los sensores IR basados en antenas ópticas cuentan además con la ventaja de no necesitar refrigeración para operar, reduciendo considerablemente el coste del sensor y simplificando su método de operación [42]. Diferenciamos dos tipos de tecnologías de sensores basados en antenas ópticas: Sensores acoplados a diodos *MOM* y sistemas bolométricos.

#### Diodos *MOM*

Como ya dijimos, se trata de una tecnología que surge como una evolución de los diodos *Whisker* en la década de los 70. Al unir las antenas a estos diodos *MOM* la corriente de

ésta puede ser rectificadora, consiguiendo un aumento de la señal de voltage de salida en el circuito donde están integradas las antenas [43]. En los diodos *MOM*, los electrones del metal pueden pasar la barrera de potencial, causada por el óxido, mediante un efecto túnel.

El sistema antena diodo puede ser modelado como muestra la figura 1.17.

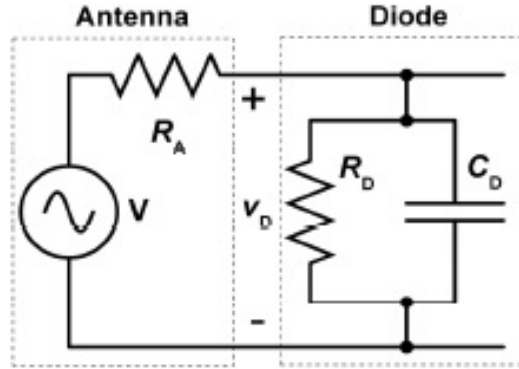


Figura 1.17: La figura muestra el modelo antena diodo *MOM* [48]

En el modelo mostrado en la figura 1.17 aparece la antena representada mediante la resistencia de la antena como  $R_A$  y el voltage de la antena como  $V$ . Este voltaje representa la excitación electromagnética debida a la radiación incidente. El diodo se modeliza mediante una resistencia de diodo,  $R_D$ , y una capacitancia del diodo,  $C_D$ . La frecuencia de corte del sistema diodo *MOM* + antena, que será esencial a la hora de considerar el diseño de nuestra antena, viene descrita por la ecuación siguiente:

$$f_c = \frac{R_A + R_D}{2\pi R_A R_D C_D}. \quad (1.40)$$

La frecuencia de corte suele ser mayor que las frecuencias infrarrojas para los sistemas *MOM* utilizados habitualmente en estos sensores. Sin embargo, en relación a frecuencias visibles los sistemas *MOM* pueden no tener una frecuencia de corte que cubra este espectro. Para aumentar esta frecuencia se intenta reducir la capacitancia del diodo [12], ésta viene descrita por:

$$C_D = \epsilon\epsilon_0 \frac{A}{d}, \quad (1.41)$$

donde  $\epsilon$  es la constante dieléctrica del óxido,  $A$  es el área de contacto metal-óxido y  $d$  el espesor del óxido. Una opción para aumentar la frecuencia de corte puede ser aumentar  $d$ , típicamente de  $35\text{\AA}$ , sin embargo esto puede reducir sensiblemente el efecto túnel que se genera en el diodo. Otra forma de aumentar esta frecuencia es reducir el área  $A$ , aunque esto pueda acarrear problemas derivados de la construcción, atendiendo a las pequeñas proporciones del diodo disminuyendo la respuesta. Por otro lado, el óxido del diodo es típicamente óxido de níquel,  $Ni_2O_3$ , también se intenta cambiar éste por óxido de platino, un compuesto que posibilita que el efecto túnel de los diodos *MOM* se dé para grosores mayores de óxido.

La intensidad rectificada por los diodos *MOM* puede deducirse mediante la expresión siguiente:

$$I_{DC} = \frac{\gamma v_D^2}{4R_D}, \quad (1.42)$$

donde el factor  $\gamma$  proviene de las mediciones experimentales de la curva I-V del dipolo al aplicar la ecuación [44]:

$$\gamma = \frac{\left(\frac{d^2 I}{dV^2}\right)}{\left(\frac{dI}{dV}\right)}. \quad (1.43)$$

Mediante esta intensidad se puede definir la eficiencia de este tipo de dispositivos, siendo ésta:

$$\eta_D = \frac{|I_{DC}|^2 R_D}{P}, \quad (1.44)$$

donde  $P$  es la potencia que llega al área efectiva de la antena. Esta eficiencia se ha evaluado realmente baja,  $10^{-6}$  [48], lo que hace del sistema un sensor ineficiente. Nótese que para el cálculo de esta eficiencia no se tienen en cuenta las pérdidas de potencia derivadas del efecto Joule, este dato podría incrementar los valores estimados de eficiencia. Por otro lado, una forma de aumentar la eficiencia puede ser mediante un array de elementos, consiguiendo un incremento de la corriente a través de las antenas debido al acoplamiento mutuo.

### Sensores Bolométricos

Se trata de una de las tecnologías de sensores que estudiaremos a lo largo de este trabajo. Es una tecnología más sencilla de construir que el diseño *MOM*, dado que no necesitamos fabricar el diodo *MOM*. El concepto de sensor bolométrico acoplado a antenas ópticas comenzó a finales de los 90, introducido por *G.D. Boreman*.

Estos dispositivos se basan en el efecto Joule que se da en el sistema, producido por la corriente que se genera en la antena. Este efecto consigue un aumento de la temperatura del sistema que incrementará la resistencia que muestra éste. Unido a un circuito de medida adecuado, podemos captar el incremento en el voltaje producido por este aumento de la resistencia. Usualmente para aumentar el cambio de resistencia producido en el sistema se añade un segundo material en el *feed point* de la antena, que presenta una resistividad y una *Temperature Coefficient of Resistance*, *TCR*, elevados. Estos dispositivos se conocen como sensores de bolómetros clásicos y presentan una señal elevada que se centra en la pieza micro-bolométrica añadida, generalmente compuesta de niobio. Se han desarrollado múltiples sistemas de antenas bolométricas, utilizando diferentes geometrías y conexiones del circuito [28]. La eficiencia de este tipo de sistemas es superior a la mostrada por los sistemas *MOM*, como muestran los resultados [45].

Actualmente se trabaja en la mejora de estos dispositivos y en el empleo de matrices de antenas para la captación de la radiación electromagnética.

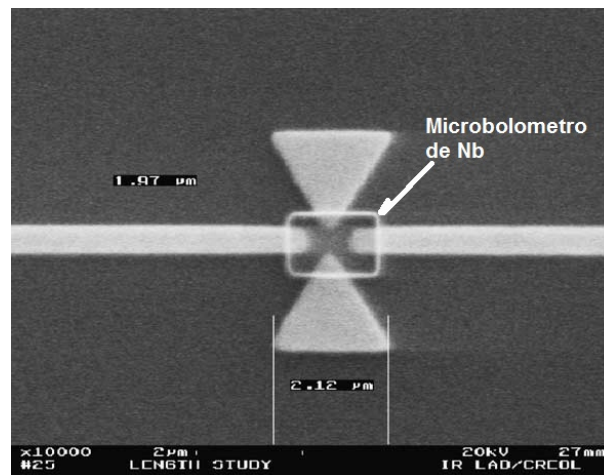


Figura 1.18: Diseño de antena pajarita (bow-tie) bolométrica, se aprecia el micro-bolometro de *Nb* en el feed point del dispositivo [28].

### Grupos de investigación destacados

La evolución de los sistemas de sensores basados en antenas ópticas está especialmente relacionado con *G.D. Boreman*, por tanto los grupos más destacados en esta disciplina están generalmente relacionados con el grupo *CREOL*, actualmente en la *University of North Carolina at Charlotte*.

**Grupo del profesor Boreman:** Es la referencia en este área de las antenas ópticas. Especializados en sensores de infrarrojos, la contribución al diseño y fabricación de estos dispositivos son su principal línea de trabajo, sin embargo de manera paralela desarrolla una línea de investigación dedicada a las antenas ópticas en el campo de las superficies selectivas en frecuencias y sistemas sensibles al cambio de polarización y de la onda incidente. Este grupo ha sido dirigido por *G.D. Boreman*, precursor de estos sensores, quien colabora con nuestro grupo de investigación ofreciendo su dilatada experiencia en este campo [46], [47].

**CIACYT laboratorio nacional de la UASLP:** Más concretamente se trata del grupo (CARIEAM). Dirigidos por *F. J. González*, quien realizó su tesis doctoral en el *Grupo del profesor Boreman*, se ha consolidado como uno de los grupos con más proyección en este campo. Sus líneas de actividad se centran en el uso de antenas ópticas para aplicaciones médicas, de recolección de energía y en la construcción de sensores infrarrojos [48].

### 1.4.3. Otras Áreas

Las antenas ópticas son también empleadas para otras aplicaciones, tales como: biomedicina, metamateriales o sistemas *MEMS*. Las antenas ópticas tienen un futuro prometedor en aplicaciones biomédicas, donde ya se han conseguido ciertos avances utilizando estos sistemas [49]. Las líneas de actuación en el ámbito médico se centran en la terapia de hipertermia y en la mejora de las técnicas de detección de enfermedades. La idea consiste en diseñar antenas que presenten su resonancia plasmónica para longitudes de onda donde el cuerpo humano presenta su menor absorción. Estas antenas pueden ser insertadas en

zonas subcutáneas, generalmente en la zona que va a ser tratada, ya que no se sabe que tipo de efectos pueden tener cuando al estar en el torrente sanguíneo son depuradas por los riñones o el hígado. Una vez que se encuentran en el área a tratar se ilumina ésta con un láser a la frecuencia de resonancia. Las antenas por un lado amplificarán el campo incidente, aumentando de esta forma el scattering Raman generado por las moléculas de su alrededor. Este efecto ayudará a la detección de ciertas patologías, pudiendo ser empleada en el análisis de muestras biológicas conseguidas mediante biopsias. Por otro lado, la potencia perdida por las antenas cuando éstas resuenan se transformará en calor, que aumentará la temperatura de las células dañadas hasta que alcancen un punto fatal para éstas [50]. Estas técnicas persiguen la tan buscada biopsia óptica, que además pueda ser utilizada como tratamiento efectivo [51].

Los sistemas *MEMS* se han vuelto muy populares en los últimos años, dadas sus grandes posibilidades. El acoplamiento de elementos ópticos con este tipo de sistemas mecánicos da como resultado los sistemas ópticos electromecánicos, *MOEMS*. Generalmente este tipo de dispositivos buscan generar movimiento en el sistema mecánico por medio de los componentes ópticos, utilizando por lo general multicapas. Éstas absorben parte de la radiación incidente convirtiéndola en calor y generando así el movimiento en la estructura mecánica fruto de las dilataciones que se dan. Actualmente se plantea sustituir estas multicapas por antenas ópticas, consiguiendo elementos *MOEMS* más pequeños y eficientes, que además manifiestan sensibilidad a la variación de frecuencia y a la polarización.

Otras áreas de interés son los sistemas basados en resonancias electromagnéticas (dispositivos de líneas de meandros y reflectarrays) y los metamateriales. El primero de ellos trata sobre la fabricación de sistemas capaces de controlar la fase y el estado de polarización de la radiación reflejada [52]. Los metamateriales son una de las líneas de investigación más fuertes en nanofotónica, ya que permite la síntesis de materiales en los cuales elegimos sus constantes fotónicas. Las antenas ópticas y los elementos resonantes permiten generar dispositivos con propiedades singulares cuando se agrupan adecuadamente. Aquí faltarían referencias.

### Grupos de investigación destacados

**LINBS, Universidad de Berna:** Grupo de investigación dirigido hasta hace unos pocos meses por *H. Altug*. Centrados en Biosensores y Biopsia óptica, sus investigaciones han desarrollado diferentes geometrías de antenas ópticas para mejorar este tipo de dispositivos [50].

**Departamento de ingeniería electrónica, UAB:** Grupo de la *Universitat Autònoma de Barcelona* especializado en la construcción de dispositivos *MEMS*. Parte del trabajo presentado en esta defensa de tesis ha sido realizado en colaboración con este grupo



## Capítulo 2

# Mejora de sensores bolométricos acoplados a antenas ópticas

## 2.1. Introducción

En esta tesis se analiza el uso de antenas ópticas acopladas a transductores que transforman una señal óptica, o electromagnética a muy altas frecuencias, en una señal eléctrica medible por un circuito externo. La mayor ventaja de este esquema de detección de señal consiste en que aúna lo mejor de dos áreas de interés en el ámbito de los detectores de radiación electromagnética. Por un lado las antenas proporcionan un mecanismo de detección de radiación con un tamaño espacial muy reducido, del orden de una fracción de la longitud de onda de unas pocas centenas de nm<sup>2</sup>. Además, presentan una alta selectividad ante propiedades espectrales y respecto al estado de polarización de la radiación recibida. Este pequeño tamaño permite que sean sistema con tiempos de respuesta extremadamente bajos que permiten a la vez un gran ancho de banda.

En el infrarrojo es relativamente común encontrar tecnologías de detección que necesitan un sistema de refrigeración con el consiguiente aumento de dificultad de manejo y de precio del dispositivo. Los sensores basados en antenas ópticas no necesitan este tipo de sistemas, lo que es una importante ventaja. Sin embargo, aunque como se explicó a lo largo del primer capítulo esta tecnología ha experimentado grandes avances, sigue resultando poco competitiva en el mercado. Los problemas más destacados son el coste económico relacionados con la construcción de este tipo de dispositivos, los valores bajos de responsividad logrados, la fragilidad de estos sistemas al variar el voltaje de polarización, y las posibles respuestas espurias que pueden aparecer.

En este capítulo intentaremos mejorar los sensores basados en antenas ópticas, y puesto que los sistemas bolométricos muestran mayor eficiencia, siendo además su construcción más sencilla y menos costosa, nos centraremos en este mecanismo de transducción. Este capítulo y el siguiente resultarán más ingenieriles que el resto del trabajo, puesto que intentaremos mejorar estos dispositivos centrándonos en: facilitar su construcción, reducir el costo del dispositivo, optimizar la respuesta de estos sistemas mediante mejoras en el diseño, aumentar la robustez del dispositivo y eliminar posibles respuestas espurias.

Comenzaremos presentando el modelo teórico multifísico que utilizaremos. En el estudio se presentarán los sistemas de bolómetros distribuidos que eliminarán la necesidad de microbolómetro clásico. Estudiaremos la influencia de ciertas características del dispositivo, por ejemplo el metal que utilizaremos, para mejorar la respuesta del sistema. También, realizaremos un estudio de la robustez del sistema bolométrico frente a la variación del voltaje y observaremos los efectos del conexionado en la respuesta obtenida. Nuestro objetivo será mejorar el rendimiento de las antenas ópticas bolométricas trabajando como detector en el rango óptico.

## 2.2. Modelo Multifísico

Los sensores bolométricos basados en antenas ópticas son sistemas que detectan la radiación incidente mediante las antenas ópticas, generando en ellas una corriente que mediante efecto Joule aumentará la temperatura del dispositivo [47]. Este incremento térmico ocasionará un cambio en la resistencia del sistema que podremos medir al estar éste conectado a un circuito de medida externo.

Además de las consideraciones que pueden extraerse de las expresiones analíticas, para completar la evaluación del comportamiento de los dispositivos propuestos utilizaremos el programa de elementos finitos *FEM*, *Comsol Multiphysics* (v 4.3b), así como el entorno de cálculo *Matlab* que nos ayudará a interpretar correctamente la información obtenida mediante *Comsol* y a construir el modelo bolométrico.

### 2.2.1. Dominio electromagnético

Cuando una onda electromagnética incide sobre la antena, su interacción con ésta vendrá descrita por la ecuación de ondas:

$$\nabla \times \left( \frac{1}{\mu_r} \nabla \times \mathbf{E} \right) - k_0^2 \left( \epsilon_r'(\omega) - i\epsilon_r''(\omega) \right) \mathbf{E} = 0, \quad (2.1)$$

donde  $\mathbf{E}$  es el vector de campo eléctrico,  $\mu_r$  es la permitividad magnética del medio,  $\epsilon_r'$  es la parte real de la constante dieléctrica del medio, mientras que  $\epsilon_r''$  es el valor imaginario de la constante dieléctrica compleja del medio, donde además  $\omega = \frac{f}{2\pi}$  siendo  $f$  la frecuencia de la onda incidente. La onda incidente es tomada como una onda plana generada mediante una fuente de corriente superficial, que se encontrará en la zona superior de la caja de cálculo. En las simulaciones consideramos generalmente la antena sobre un sustrato de *Si*, aunque típicamente entre el *Si* y la antena se crece en una fina capa de *SiO<sub>2</sub>* que actúa como aislante eléctrico y térmico. Ocasionalmente, la antena estará unida a la línea de carga que la conectará con el circuito, este detalle también se tiene en cuenta en las simulaciones, la figura 2.1 muestra un ejemplo de los sistemas simulados.

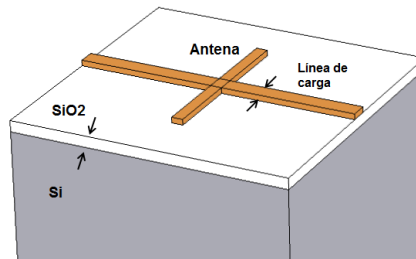


Figura 2.1: Ejemplo de estructura simulada, donde se aprecia la antena, la línea de carga, la capa delgada de *SiO<sub>2</sub>* y el sustrato de *Si*.

Típicamente las condiciones de contorno que rodean a las antenas se tomarán como *Capas de acoplamiento perfecto*, *PML*, una aproximación que simula la antena en un

medio infinito donde se eliminan las posibles reflexiones no deseadas [54]. Para ajustar correctamente esta condición de contorno utilizaremos una geometría de *PML* cartesiana. Ésta estará constituida por diferentes bloques que cubren los laterales y las aristas de la caja de cálculo. La figura 2.2 muestra la geometría *PML* utilizada en el sistema.

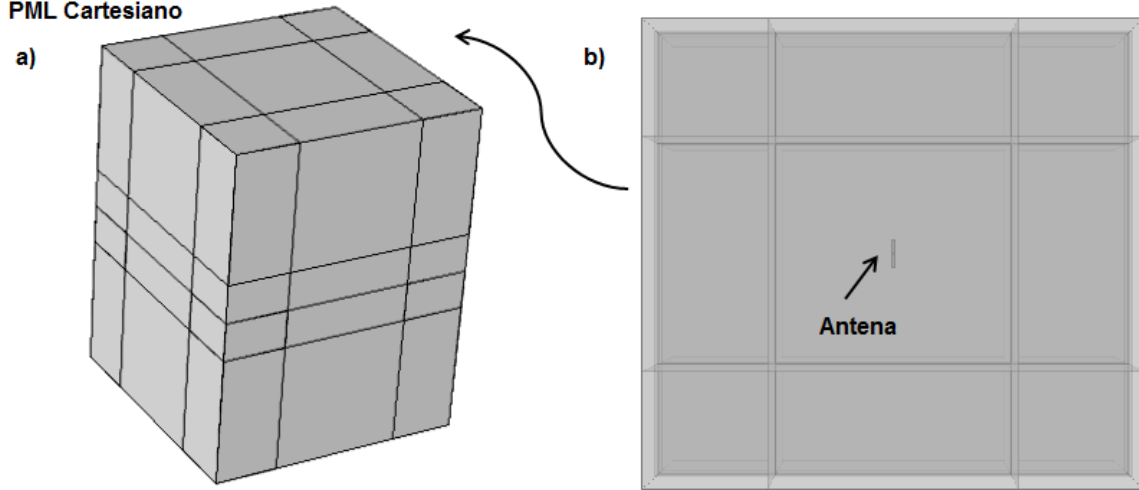


Figura 2.2: La figura 18 muestra un ejemplo de estructura simulada, donde se aprecia la antena, la línea de carga, la capa delgada de  $SiO_2$  y el sustrato de Si.

Por otro lado, en el interior de la antena, la corriente generada estará estrechamente relacionada con el campo eléctrico en la estructura. Estas dos magnitudes se ligan mediante la siguiente ecuación:

$$\mathbf{J}_{ind}(\omega) = \sigma_{\omega} \mathbf{E}_{\omega}. \quad (2.2)$$

Esta corriente tiene la misma frecuencia que el campo electromagnético que la genera. El valor de la conductividad eléctrica,  $\sigma_{\omega}$ , depende de la frecuencia del campo eléctrico y es descrita en el modelo de Drude [18]. Para implementar la conductividad en *Comsol Multiphysics 4.3b* utilizamos los datos del índice de refracción complejo,  $n = n + i\kappa$ , de los materiales presentes. La constante dieléctrica compleja,  $\epsilon_r = \epsilon'_r - i\epsilon''_r$ , se relaciona con el índice de refracción complejo, y con el valor de conductividad eléctrica compleja,  $\sigma = \sigma' - i\sigma''$  mediante las siguientes relaciones.

$$\epsilon'_r - i\epsilon''_r = (n - i\kappa)^2, \quad (2.3)$$

$$\sigma' - i\sigma'' = \omega\epsilon_0 \left( \epsilon''_r - i(\epsilon'_r - 1) \right). \quad (2.4)$$

La corriente inducida presentará un modo constructivo si la antena está diseñada de tal forma que su resonancia se produzca a la frecuencia que presenta la onda incidente. Buscaremos diseñar la geometría de la antena para que se dé esta resonancia plasmónica ya que nos interesa tener el mayor valor de corriente inducida posible. Esta corriente generará un incremento de temperatura en la antena, para dispositivos basados en efecto bolométrico. Por tanto es interesante saber la cantidad de potencia disipada por esta corriente al transitar a través de la estructura resonante.

### 2.2.2. Dominio térmico

La potencia disipada mediante efecto Joule estará a su vez relacionada con la corriente y el campo eléctrico que se da en la antena. Considerando una variación armónica temporal, esta magnitud viene descrita de la siguiente forma.

$$Q = \int_{V_0} \mathbf{J}^* \times \mathbf{E} dv = \frac{1}{2} \int_{V_0} \sigma_\omega |E_\omega(x, y, z)|^2 dv, \quad (2.5)$$

donde  $V_0$  es el volumen de la antena. Estas pérdidas de potencia se transformarán en calor, que a su vez causará un incremento de la temperatura. Este cambio térmico puede ser calculado mediante la ecuación temporal de transferencia de calor por conducción térmica.

$$dC_p \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla(k\nabla T) + q(x, y, z), \quad (2.6)$$

donde  $C_p$  es el calor específico,  $d$  es la densidad del material,  $q(x, y, z)$  es la densidad por volumen de potencia disipada en cada punto y  $k$  es la conductividad térmica del medio.

La delgada capa de  $SiO_2$  sobre la que se construyen las antenas ópticas (ver figura 2.2), nos es útil como aislante térmico y eléctrico. De esta forma, considerando el alto valor de la conductividad térmica del  $Si$ ,  $K = 148W/(K \cdot m)$ , la fina capa de  $SiO_2$  ayudará a incrementar la temperatura en el sistema reduciendo el efecto de disipación por conducción térmica ocasionado por el  $Si$ . Generalmente tomaremos la cara inferior de la oblea de  $Si$  como un foco térmico a temperatura ambiente, así como la cara exterior de extremos metálicos del conexionado. La figura 2.3 muestra las zonas donde se impone la condición de temperatura constante.

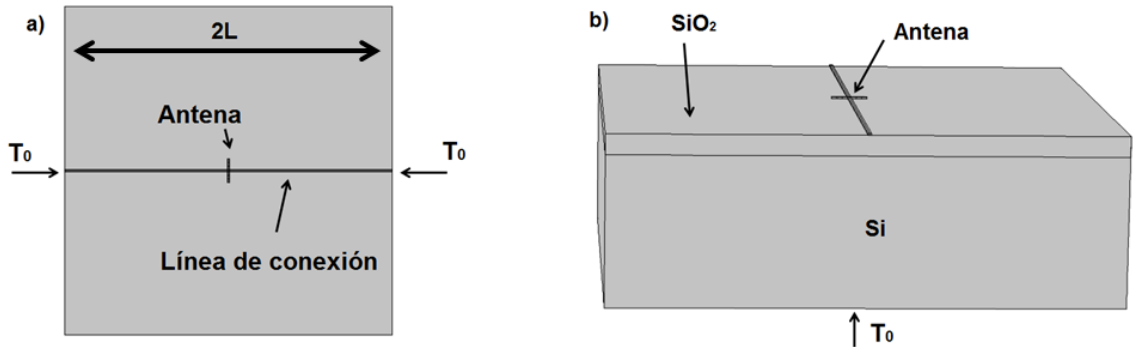


Figura 2.3: Ejemplo de estructura simulada donde se aprecian las zonas que se fijan a temperatura constante.

El medio donde se encuentra la cara superior del sistema será aire. Dado que no tenemos porqué tomar que éste se encuentra en forma estanca, en la simulación se ha tenido en cuenta el efecto de convección que causa, causando un menor incremento térmico. Los efectos convectivos se estudian mediante la siguiente ecuación:

$$-\mathbf{n} \cdot (-k\nabla T) = h \cdot (T_{ext} - T), \quad (2.7)$$

### 2.2.3. Efecto bolométrico

El incremento de temperatura varía la resistencia asociada a la línea de carga y a la antena, esta variación puede ser registrada si el sistema está incluido en un circuito de medida externo. Los dos circuitos más utilizados se diferencian en el tipo de fuente bias de la que disponen. De esta forma diferenciamos entre circuito de medida con  $I_{bias}$  y  $V_{bias}$ . La figura 2.4 muestra los dos esquemas básicos para los circuitos externos utilizados.

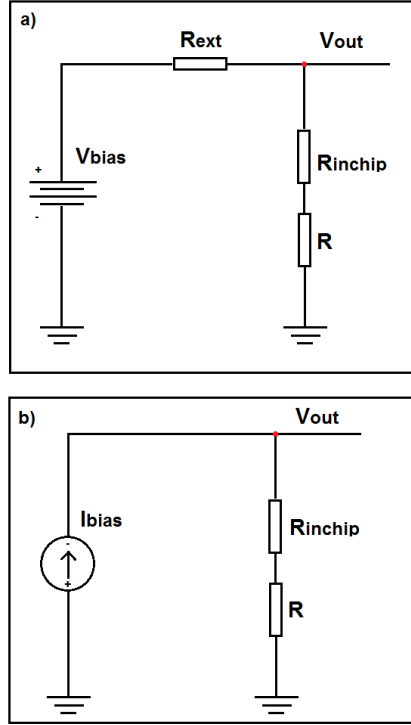


Figura 2.4: Se muestran los dos circuitos utilizados en sistemas bolométricos, a) Circuito  $V_{bias}$ , b) circuito  $I_{bias}$

En los esquemas de los circuitos, mostrados en la figura 2.4, se aprecian tres resistencias diferentes:  $R_{ext}$ ,  $R_{in-chip}$  y  $R$ .  $R_{ext}$  hace referencia a una resistencia exterior que actuará para proteger el sistema y regular el voltaje de polarización.  $R_{in-chip}$  hace referencia a la resistencia que presenta el chip que contiene la antena. Esta resistencia no tiene en cuenta la parte resistiva relacionada con la antena ni con la línea de carga que aparecen en la simulación, valor al que hace referencia la variable  $R$ .

La relación básica para materiales bolométricos puede escribirse como [55],

$$\frac{\Delta R}{R} = \alpha \Delta T, \quad (2.8)$$

donde  $R$  y  $\Delta R$  es la resistencia del bolómetro y el cambio producido en ella cuando la temperatura varía  $\Delta T$ , siendo  $\alpha$  el *Coefficiente de variación de la Resistencia con la Temperatura (TCR, Temperature Coefficient of Resistance)*. Esta expresión puede ser escrita para la resistividad  $\rho$ , reemplazando  $R$  por  $\rho$ . De esta forma podemos escribir

$$\rho = \rho_0 (1 + \alpha \Delta T), \quad (2.9)$$

donde  $\rho_0$  es la resistividad a la temperatura de referencia,  $T_0$ , a partir de la cual se produce el cambio.  $T_0$  es la temperatura ambiente.

El incremento de resistencia causada por el aumento de temperatura en la antena, se puede calcular atendiendo a la distribución de temperatura a lo largo de la línea de carga.

$$\Delta R = \int_{-L}^L \frac{\rho_0 \alpha \Delta T(l)}{S} dl, \quad (2.10)$$

donde  $L$  hace referencia a la mitad de la longitud de la línea de carga evaluada en la simulación. La longitud total se toma como  $30\mu\text{m}$ , tamaño suficiente como para que la temperatura alcance el valor ambiente antes de llegar al extremo de la línea. La variable  $\alpha$  hace referencia al valor  $TCR$  ( $\Omega/K$ ) del metal, que muestra el incremento de la resistencia al aumentar la temperatura. Por último,  $S$  se refiere a la superficie transversal de la línea de carga y  $\rho_0$  es la resistividad eléctrica del metal a temperatura ambiente. Es importante notar que la dependencia de  $\rho$  con la temperatura puede aproximarse mediante una relación lineal (ecuación (2.9)). Esta aproximación es válida ya que el rango de incremento de temperatura que se dará será reducido [56].

Considerando el incremento de resistencia en la antena y la línea de carga mostrado por la ecuación (2.10), un circuito de medida donde se fija un  $V_{bias}$ , presentará un voltage DC de salida,  $V_{out}$ , que vendrá dado por la ecuación siguiente:

$$V_{out} = V_{bias} \frac{R + R_{in-chip}}{R + R_{in-chip} + R_{ext}}, \quad (2.11)$$

teniendo en cuenta esta relación, el incremento de voltage,  $\Delta V_{out}$ , en este tipo de sistemas vendrá dado como:

$$\Delta V_{out} = V_{bias} \frac{R_{ext}}{(R + R_{in-chip} + R_{ext})^2} \Delta R. \quad (2.12)$$

Esta ecuación no es válida para circuitos que utilicen una polarización  $I_{bias}$ . En este caso la  $\Delta V_{out}$  viene descrito por la siguiente relación.

$$\Delta V_{out} = I_{bias} \Delta R, \quad (2.13)$$

en ambos modos de polarización la señal del sistema es proporcional al valor de  $I_{bias}$  y  $V_{bias}$ .

#### 2.2.4. Dominio temporal

En el estudio del dominio térmico debemos valorar la velocidad con la que responde el sistema. Dado el pequeño tamaño de la antena y la gran conductividad térmica del metal y del sustrato, la antena llegará rápidamente al estado estacionario. Basándonos en la ecuación (2.6), la respuesta temporal de una antena de  $Au$  de  $2.8\mu\text{m}$  de longitud se muestra en la figura 2.5, donde la constante de tiempo se ha evaluado, proporcionando un valor  $\tau = 2.9004\text{ms}$ .

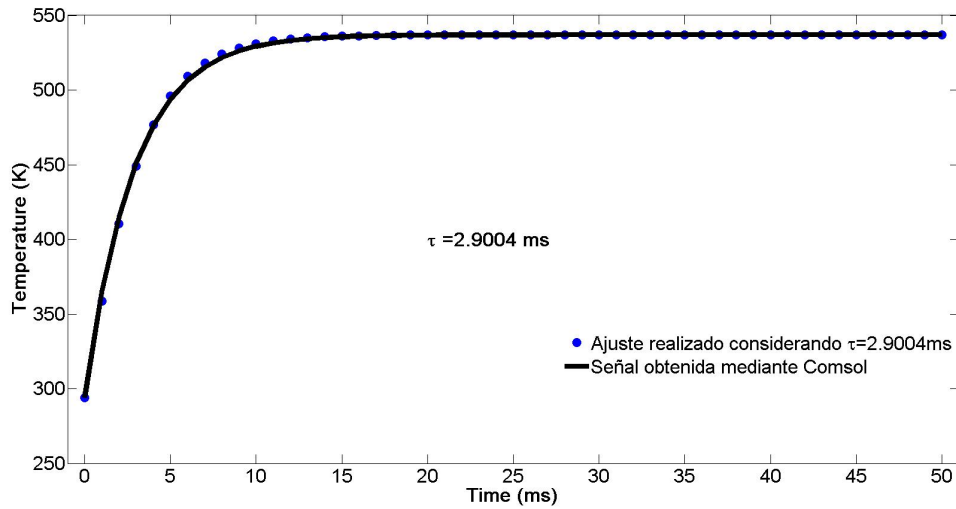


Figura 2.5: Respuesta térmica temporal de una antena de  $Au$  que tiene una longitud de  $2.8\mu\text{m}$ .

Añadiendo al dispositivo anterior un sistema de modelización de la señal óptica, con un periodo de  $20\text{ms}$  la respuesta obtenida se muestra en la figura 2.6.

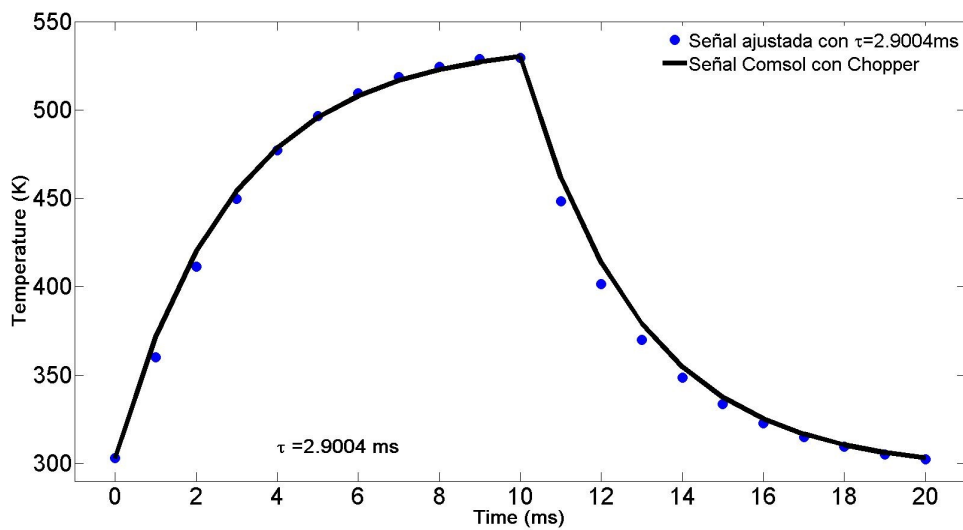


Figura 2.6: Respuesta térmica temporal de una antena de  $Au$  que tiene una longitud de  $2.8\mu\text{m}$ , esta vez con chopper.

Usualmente, la frecuencia de modulación para para estos dispositivos es en torno a ( $\sim 100\text{Hz}$ ), por lo que el sistema puede considerarse como estacionario.

## 2.3. Sistemas bolométricos distribuidos

### 2.3.1. Objetivos del estudio

Uno de los mayores lastres en la competitividad que presentan los sistemas de detección basados en antenas ópticas es su alto coste de fabricación. Si bien es cierto que la mejora de las técnicas de fabricación microelectrónica han abierto nuevas vías en el diseño de estos sistemas, éstas siguen encareciendo de forma notable los dispositivos, reduciendo sensiblemente su competitividad. Como se ha comentado en el apartado 1.4, a diferencia de los sistemas de antenas ópticas acoplados a diodos *MOM*, los sensores bolométricos muestran mayor sencillez en su construcción y un menor coste económico, es por ello que nos centraremos en este tipo de sensores.

Típicamente, las antenas ópticas se acoplan a nano-microbolómetros compuestos de materiales que presenten altos *TCR* y con valores de  $R_{\text{ant}}$  del orden de cientos de ohmios. Actualmente, la búsqueda de materiales de alto *TCR* queda fuertemente limitada a aquellos materiales que se puedan combinar con las estructuras metálicas resonantes. Por otro lado, la optimización del efecto bolométrico en estos nano-microbolómetros requiere localizarlos en la zona del dispositivo donde se dé la mayor disipación térmica. Este diseño involucra el uso de al menos dos metales, complicando por tanto la fabricación del dispositivo. Sin embargo, considerando los similares rangos de variación en el valor de *TCR* mostrado por los metales habitualmente utilizados para fabricar antenas ópticas, proponemos y analizamos el funcionamiento de los sensores bolométricos utilizando para su construcción un único metal. A estos sensores los denominaremos como bolómetros distribuidos ya que el efecto bolométrico se reparte por toda la estructura del dispositivo.

En primer lugar validamos nuestro modelo teórico presentado en la sección 2.2, comparándolo con resultados experimentales [28]. Además, teniendo en cuenta que generalmente las antenas ópticas estarán unidas a líneas mediante las cuales extraemos la señal, compararemos a través de simulaciones dos de estas configuraciones más populares. Asimismo, se realizará una comparación entre una geometría con y sin microbolómetro clásico, analizando las posibilidades de los sistemas que actúen como bolómetro distribuido. Finalmente, también se muestra un modelo térmico analítico que es comparado con las simulaciones *FEM*.

El montaje de detección incluye una señal óptica modulada que incide sobre la antena óptica y un detector electrónico síncrono para medir los cambios producidos en el voltaje. El problema presenta dos escalas temporales distintas: la primera está relacionada con la alta frecuencia presentada por la onda electromagnética, que genera las corrientes en el dispositivo, y la segunda se relaciona con la señal eléctrica de baja frecuencia que se genera por los efectos térmicos derivados en las antenas. La gran diferencia en estas frecuencias son consideradas en el modelo multifísico (ver apartado 2.2) analizando ambos mecanismos. Como se presentó en el modelo general de este mismo capítulo, la física relacionada con este dispositivo comienza con la ley de Ohm. El campo eléctrico de la onda lumínica genera una corriente en la estructura resonante que se calcula mediante la ecuación (2.2). Esta corriente muestra la misma frecuencia que la radiación incidente y fluye a través del material conductor disipando energía mediante el efecto Joule. El aumento de temperatura generado por esta pérdida de energía conlleva consigo un cambio

de la resistencia del dispositivo, que estará relacionado con el valor del  $TCR$  mostrado por el material. Aunque la resistencia mostrada por el microbolómetro es notablemente superior al valor del resto del dispositivo, lo que nos interesa es el cambio de resistencia que se dará a lo largo de gran parte de la línea de carga.

### 2.3.2. Antena óptica dipolar

Elegimos una antena dipolar por su simplicidad a la hora de fabricar esta geometría y también por la sencillez de su simulación. En esta sección vamos a obtener una relación entre la señal eléctrica dada por el dispositivo y el campo eléctrico de la onda óptica incidente usando un simple modelo fenomenológico. La antena dipolo resuena a una frecuencia relacionada con sus dimensiones, las características de los materiales que componen la estructura y los elementos que están a su alrededor. La Figura 2.7.a muestra la respuesta frecuencial de un dipolo de  $2.8\mu\text{m}$  de longitud, el cual se localiza sobre un sustrato de  $\text{SiO}_2$ , cuando incidimos normalmente con una polarización alineada según el eje principal del dipolo.

Podemos observar que el máximo de la respuesta de la antena dipolar aparece a  $28.3\text{THz}$ , valor correspondiente a una longitud de onda de  $10.6\mu\text{m}$ . Ésta se asocia con la línea de emisión del  $\text{CO}_2$ , utilizada para caracterizar estos sistemas. Por otro lado, el ancho de banda de la respuesta, atendiendo al límite de los 3dB, cubre la región comprendida de  $9$  y  $12\mu\text{m}$ . Al considerar el comportamiento de los metales a altas frecuencias y al encontrarse éstos en una interfase de dos medios, en este caso (*aire* –  $\text{SiO}_2$ ), la clásica solución para calcular la longitud de resonancia,  $L_r$  de la antena viene descrita por la ecuación,

$$L_r = \frac{\lambda}{2\sqrt{\frac{\epsilon_{\text{SiO}_2} + \epsilon_0}{2}}}, \quad (2.14)$$

resonando la antena a esta longitud efectiva [19]. Como ya se comentó en la sección 1.2, los metales a frecuencias ópticas no se comportan como conductores perfectos. Por lo tanto, la radiación electromagnética penetrará dentro de la estructura [40], este valor definido como la *profundidad de penetración* será de  $25\text{nm}$  para el oro, considerando una longitud de onda incidente de  $\lambda = 10.6\mu\text{m}$ .

La geometría dipolar es muy adecuada para ilustrar el efecto bolométrico. La figura 2.7.b muestra la distribución de la corriente generada a través del dipolo a la frecuencia de resonancia. Esta corriente se calcula mediante la ley de Ohm y está directamente relacionada con el calor generado por efecto Joule en el dispositivo. Se puede apreciar cómo el máximo de corriente generada aparece en el centro del dipolo a lo largo del eje  $Y$ . Esta característica concuerda con los mapas de corrientes obtenidos mediante la teoría clásica de antenas (ver figura 1.9). Asumiremos que el dipolo tiene una sección transversal que presenta un área  $S$ . La forma de la sección transversal no será tan importante como el hecho de que permanece constante a lo largo de la longitud  $L$  del dipolo. La potencia disipada en la estructura al incidir sobre ella un campo eléctrico vendrá descrita por la relación (2.5). Sin embargo, buscando simplificar nuestro modelo para un cálculo puramente

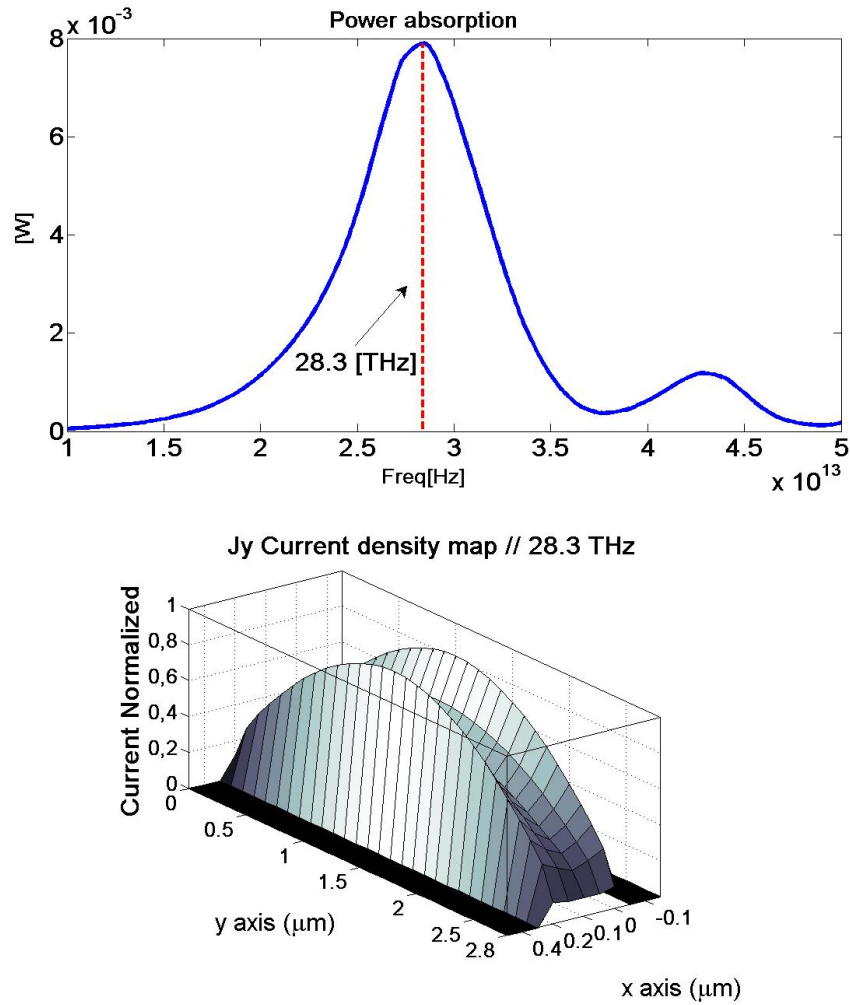


Figura 2.7: a) Respuesta frecuencial de un dipolo de  $Au$  de  $2.8\mu\text{m}$  de longitud sobre  $SiO_2$  de longitud. b) Vista del mapa de corriente generada, generada por una onda plana incidiendo sobre la antena dipolo, en la frecuencia de resonancia. El mapa ha sido normalizado a la máxima corriente inducida  $J_{xy}$  generada,  $1.37 \cdot 10^6 \frac{A}{m^2}$  producida por un campo eléctrico cuya amplitud es de  $1 \frac{V}{m}$

analítico, podemos tomar el campo eléctrico,  $E(x, y, z)$ , como una magnitud dependiente únicamente de la variable  $Y$ . Esta simplificación puede realizarse al considerar que la longitud del dipolo, en el eje  $X$  y  $Z$ , es notablemente más pequeño que en el eje  $Y$ , al tener en cuenta la polarización de la radiación incidente. Por otro lado, el mapa de potencia disipada esperado debe ser proporcional al mapa de campo eléctrico al cuadrado, esto dará un máximo en el centro de la antena.

### 2.3.3. Respuesta térmica y bolométrica

#### Modelo Fenomenológico Simple

La ecuación (2.6) describe el comportamiento térmico del sistema. Sin embargo, para los experimentos y en nuestros cálculos el sistema puede ser considerado como estacionario, para frecuencias menores que 100Hz. A nano-escala, muy cerca de la antena, la transferencia térmica actúa muy eficientemente produciendo una rápida evolución de la temperatura, que tiende a ser homogénea a lo largo del sistema. Por tanto, teniendo en cuenta el comportamiento estacionario y la aproximación mencionada de considerar la dependencia del campo eléctrico con la variable  $Y$ , la ecuación (2.6) se simplifica como:

$$k \frac{\delta^2 T}{\delta y^2} + q(y) = 0. \quad (2.15)$$

Por otro lado, consideramos la conducción térmica como el mayor mecanismo de disipación que aparece el problema. Además, en nuestras simulaciones asumimos que el sistema está sobre un sustrato de  $SiO_2$ , que actúa como aislante. Gran parte del flujo de calor se perderá por las conexiones metálicas de  $Au$  que conectan al sistema con el circuito exterior, considerando su alta conductividad térmica  $k_{Au} = 317 \frac{W}{K \cdot m}$ .

La distribución de densidad de calor,  $q(y)W/m^3$ , en la ecuación (2.15) está fuertemente relacionada con la geometría que muestra el dispositivo. Los cálculos se han realizado para dos de los tipos de geometrías más utilizadas. El Tipo I corresponde a un dipolo conectado a dos grandes líneas de carga y la conexión en este caso se realiza desde los extremos del dipolo. El Tipo II la antena se dispone de forma ortogonal a la línea de carga, formando una cruz con ésta. La figura 2.8 muestra las dos geometrías a estudio. En ellas aparecen dos estructuras nanobolométricas en el centro de los dipolos. En la figura 2.8 el eje  $Y$  se toma a lo largo del dipolo. El efecto bolométrico se evaluará en la dirección de la línea de carga del dispositivo, esto es, para los dispositivos Tipo I se evalúa según el eje  $Y$ , mientras que para los dispositivos Tipo II se evaluará a lo largo del eje  $X$ .

Los brazos de la antena Tipo I forman parte de las líneas de carga. La distribución  $q(y)$  tendrá una forma similar a la distribución de corriente generada mostrada en la figura 2.7,b. De esta forma podemos escribir la potencia disipada por efecto Joule como,

$$q_{\text{Tipo I}}(y) = \begin{cases} q_{\text{max}} \cos \frac{\pi y}{L_d} & \text{si } |y| < L_d/2 \\ 0 & \text{si } L_d/2 \leq |y| \leq L_r \end{cases}, \quad (2.16)$$

donde  $L_d$  es la longitud del dipolo y  $L_r$  es la distancia entre el centro del dipolo y donde el sistema presenta un valor de temperatura ambiente, teniendo en cuenta la simetría del problema. Sin embargo, la distribución de potencia disipada difiere en los dispositivos Tipo

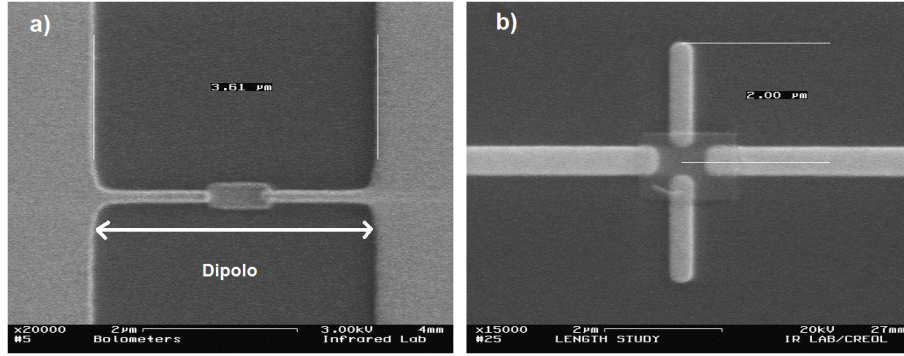


Figura 2.8: Microfotografía electrónica de los dos tipos de antenas ópticas mostradas en el estudio. Se observa la diferencia entre las líneas de conexión de cada configuración. a) Configuración de los dispositivos Tipo I, los brazos del dipolo se unen a las líneas de carga por sus extremos. b) Configuración de los dispositivos Tipo II, donde las líneas de carga están aisladas de los brazos de la antena.

II, ya que sólo la parte central de la antena está conectada a la línea de carga. La línea de carga será ortogonal al dipolo y se desarrollara a lo largo del eje  $X$ . La dependencia de la función  $q(x)$  en dispositivos Tipo II vendrá aproximada como,

$$q_{\text{Tipo II}}(x) = \begin{cases} q_b & \text{si } |x| < w/2 \\ 0 & \text{si } w/2 \leq |x| \leq L_b \end{cases}, \quad (2.17)$$

donde  $w$  es el ancho de la antena y  $Q_b$  es la potencia disipada en la región del bolómetro que también es parte de la línea de carga que une la antena con el circuito exterior. Esta contribución se calcula numéricamente mediante *Comsol Multiphysics* (v 4.3b), definiéndose como,

$$Q_b = \frac{1}{w} \int_b Q_{\text{Comsol}} dx, \quad (2.18)$$

Donde  $Q_{\text{Comsol}}$  se calcula como las pérdidas resistivas en la zona que tienen en común la antena y la línea de carga:

$$Q_{\text{Comsol}} = \frac{1}{hl} \int_{-h/2}^{h/2} dz \int_{-L/2}^{L/2} \vec{J} \cdot \vec{E} dy, \quad (2.19)$$

siendo  $h$  el espesor de la antena, la integral no se define en función de la profundidad de penetración ya que más allá de este valor también habrá corriente generada en la estructura. Finalmente  $L$  es la longitud de la línea a lo largo del eje  $Y$ .

Luego, resolviendo la ecuación (2.15) obtenemos la distribución de temperatura a lo largo del eje  $Y$  para los dispositivos Tipo I como:

$$T_I(y) = \begin{cases} A_I \cos \frac{\pi y}{L_d} + B_I & \text{si } |y| < L_d/2 \\ C_I |y| + D_I & \text{si } L_d/2 \leq |y| \leq L_r \end{cases}. \quad (2.20)$$

Para los dispositivos Tipo II la temperatura a lo largo del eje  $X$  viene descrita como,

$$T_{II}(x) = \begin{cases} A_{II} x^2 + B_{II} & \text{si } |x| < w/2 \\ C_{II} |x| + D_{II} & \text{si } w/2 \leq |x| \leq L_b \end{cases}, \quad (2.21)$$

donde:

$$\begin{aligned}
A_I &= \frac{Q_{\max} L_d^2}{k_{\text{Au}} \pi^2}, \\
B_I &= \frac{Q_{\max} L_d L_r}{k_{\text{Au}} \pi} - \frac{Q_{\max} L_d^2}{2k_{\text{Au}} \pi} + T_0, \\
C_I &= \frac{Q_{\max} L_d}{k_{\text{Au}} \pi}, \\
D_I &= Q_{\max} L_d L_r k_{\text{Au}} \pi + T_0, \\
A_{II} &= -\frac{Q(y=0)}{2k_{\text{Au}}}, \\
B_{II} &= -\frac{w^2 Q_b}{8k_{\text{Au}}} + \frac{w L_r Q_b}{2k_{\text{Au}}} + T_0, \\
C_{II} &= -\frac{w Q_b}{2k_{\text{Au}}}, \\
D_{II} &= \frac{w L_r Q_b}{2k_{\text{Au}}} + T_0,
\end{aligned}$$

siendo  $T_0$  la temperatura ambiente. Estos resultados aproximados pueden ser refinados utilizando *Comsol MultiPhysics* (v 4.3b), considerando una simulación 3D. Los resultados obtenidos mediante las ecuaciones previas serán llamados *MFS*, denotando su origen en este modelo fenomenológico simple.

## Resultados simulados

En esta sección estudiaremos los dos tipos de dipolos mediante *Comsol MultiPhysics* (v 4.3b). Comparamos los diferentes tipos de dispositivos actuando como bolómetro distribuidos. También analizaremos estos mismos diseños cuando incluyen un nanobolómetro de otro material en el centro del dipolo.

Microscópicamente, la potencia térmica evaluada en las secciones anteriores es disipada produciendo cambios de temperatura en el dispositivo que se rigen por la ecuación (2.6) o por la ecuación (2.15) en el caso estacionario. Sin embargo, la dinámica de transferencia de calor de los sistemas de antenas se ve fuertemente afectada por el tamaño del dispositivo, su geometría y el entorno alrededor del dispositivo. Típicamente, la transferencia de calor se hace mediante tres mecanismo: radiación, convección y conducción. La radiación es considerada despreciable porque la temperatura alcanzada por el dispositivo estará muy cercana al valor de temperatura ambiente. Por otro lado, los efectos conductivo y convectivo dependen de la conductividad térmica y del coeficiente de convección respectivamente [58].

El efecto convectivo se verá fuertemente reducido dada la pequeña área efectiva que muestra el dispositivo. Además, el sistema esta rodeado de aire, que cuenta con un bajo coeficiente de convección,  $h_{\text{aire}} = 1 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$ , que unido a la alta conductividad térmica de las uniones metálicas, da lugar a que el efecto convectivo resulte menos relevante que el efecto conductivo. A pesar de ello, también se tiene en cuenta en el modelo.

Las estructuras tratadas en esta sección son las mismas que han sido fabricadas y mostradas en la figura 2.7. En ambos caso el *feed point* esta localizado en el centro de la antena. Los dipolos han sido diseñados para resonar a una longitud de onda incidente de  $10.6\mu\text{m}$ , construidas en oro, sobre un sustrato de *Si* que cuenta con una capa aislante de *SiO<sub>2</sub>*. Para completar la simulación térmica seguimos los principios y aproximaciones relatadas en la sección 2.2, teniendo en cuenta que el sustrato de *Si* actuará como un foco térmico a temperatura ambiente  $T_0$ . El nanobolómetro usado en los dispositivos está hecho de *Nb*, elemento que implementado correctamente ofrece un valor elevado de resistencia,  $100\Omega$ , así como una conducción térmica adecuada,  $k_{\text{Nb}} = 53 \text{ W}/(\text{m}\cdot \text{K})$ , que permite alcanzar un mayor incremento de temperatura. Por otro lado, la polarización del circuito, considerando siempre una fuente de corriente, implica la existencia de una potencia disipada relacionada con el efecto Joule que se dará en el sistema,

$$P_{\text{bias}} = I_{\text{bias}}^2 R, \quad (2.22)$$

donde  $I_{\text{bias}}$  es la corriente de polarización que fluye a través del dispositivo, siendo  $R$  la resistencia del montaje experimental. Esta resistencia será la suma de la resistencia del circuito y del dispositivo dipolar,  $R = R_{\text{ant}} + R_{\text{in-chip}}$ . Esta potencia puede llegar a resultar peligrosa para la integridad del dispositivo, por tanto se intenta en los experimentos que el valor de la intensidad de polarización sea reducida. Por otro lado, las simulaciones tienen en cuenta esta potencia bias.

La distribución de temperatura se muestra en la figura 2.8 para los cuatro casos tratados a lo largo de esta sección, considerando que las condiciones de iluminación son iguales a las utilizadas para caracterizar los dispositivos de forma experimental. La diferencia de temperaturas evaluadas son mostradas la figura 2.9 y en la tabla 2.1. Después de obtener dicha distribución, el siguiente paso será lograr la señal extraída como un incremento de voltaje que estará causado por el aumento de resistencia que se da en el sistema. Para ello, como se explicó en la sección anterior, aplicamos la ecuación (2.10), que calculará la resistencia, obteniendo la diferencia de voltaje al multiplicar ésta por la intensidad bias,  $I_{\text{bias}}$ .

$$V_{\text{signal}} = I_{\text{bias}} \Delta R. \quad (2.23)$$

El incremento de voltaje estará relacionado con la distribución de temperatura a lo largo de la línea de carga del dispositivo. En la ecuación (2.10), esta distribución  $T(l)$  se obtendrá, realizando la media de la temperatura en el área transversal de la línea de carga, siendo  $T(y)$  para el caso de los dipolos Tipo I y  $T(x)$  para el caso de los dipolos Tipo II. Esta función  $T$ , en cualquiera de los dos casos, incluye la zona bolométrica del sistema. La Figura 2.10 muestra la distribución de temperatura,  $T(l)$ , para los diferentes casos tratados en esta sección. Igualmente, consideraremos los parámetros de la ecuación (2.10),  $\alpha = \alpha(l)$  y  $\rho_0 = \rho_0(l)$ , teniendo así en cuenta los valores de  $TCR$  y resistividad del nanobolómetro.

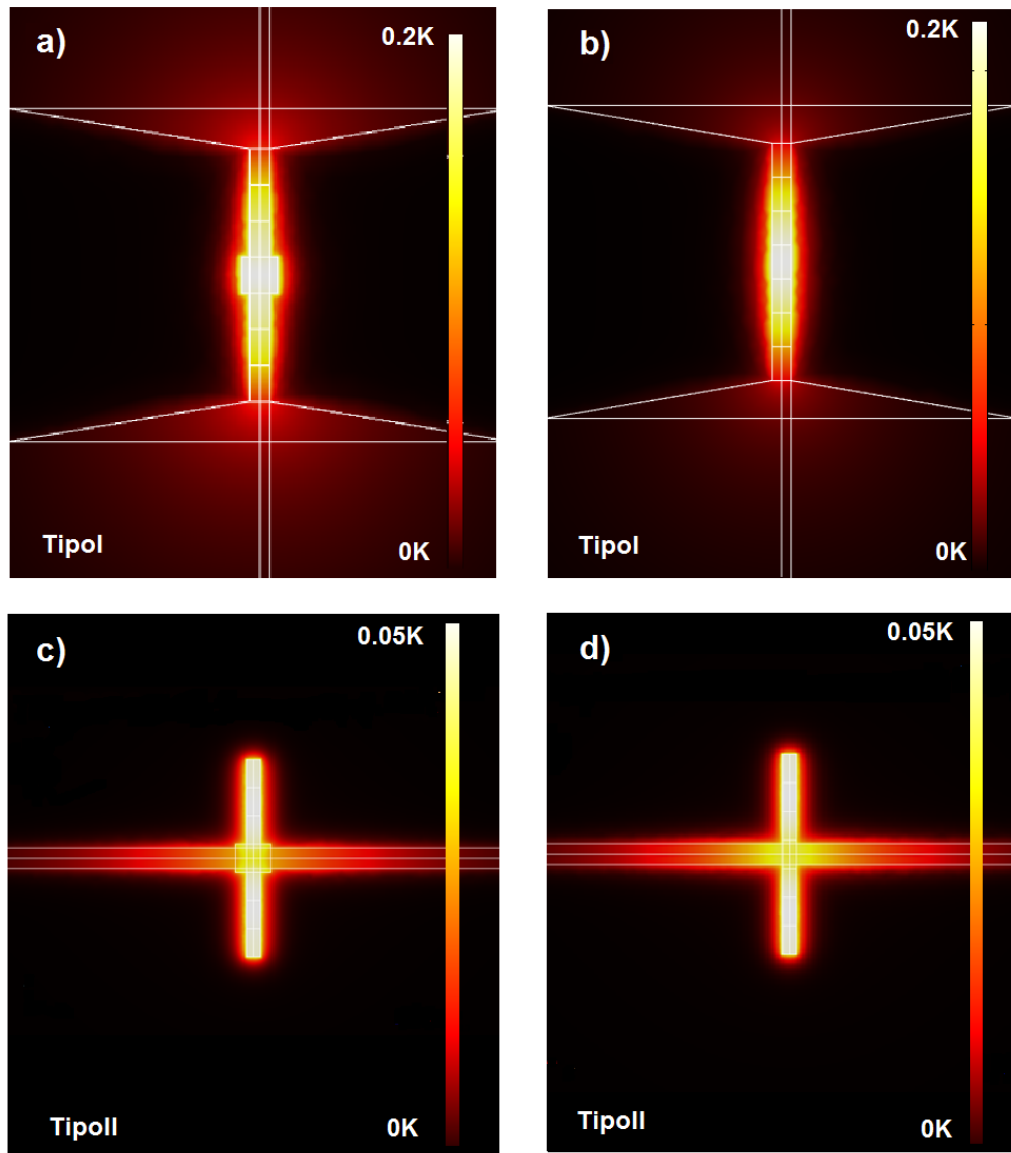


Figura 2.9: Mapa de temperatura de los cuatro diferentes casos tratados en este apartado. a) y b) Antena dipolar Tipo I con y sin nanobolómetro de *Nb* respectivamente, donde la irradiancia utilizada es  $1000\text{W}/\text{cm}^2$ , c) y d) antena dipolar Tipo II con y sin nanobolómetro de *Nb* respectivamente, donde la irradiancia utilizada es  $117\text{W}/\text{cm}^2$ , acorde a los valores de irradiancia utilizados por otros autores [28] y que se emplean en este estudio.

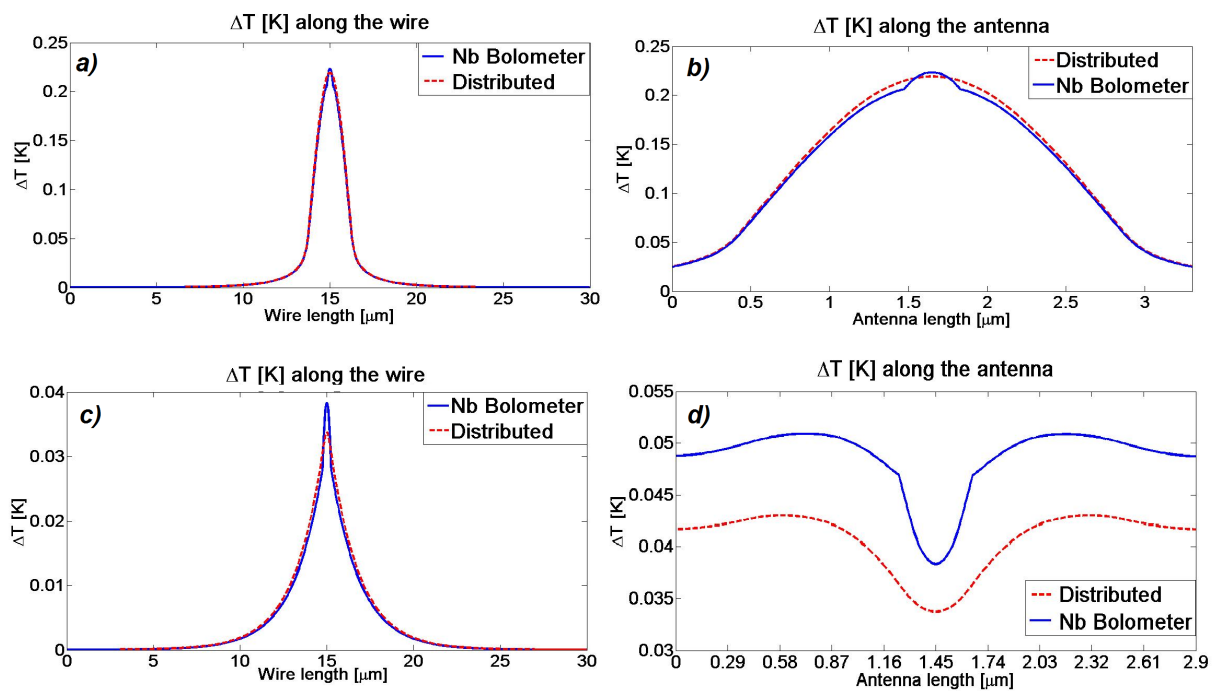


Figura 2.10: Distribución de temperatura en los cuatro diferentes casos tratados en este apartado. a) y b) distribución de temperatura de la antena dipolar Tipo I, a lo largo de la línea de carga y atendiendo a la zona dipolar respectivamente, donde la irradiancia utilizada es  $1000\text{W}/\text{cm}^2$ , c) y d) antena dipolar Tipo II, a lo largo de la línea de carga y atendiendo a la zona dipolar respectivamente, donde la irradiancia utilizada es  $117\text{W}/\text{cm}^2$ .

La Figura 2.10 muestra los cambios producidos en la distribución de temperatura cuando el bolómetro de  $Nb$  está en el centro del dipolo. Los cambios son principalmente causados por la conductividad térmica del  $Nb$ ,  $k_{Nb} = 53\text{W}/(\text{m}\cdot\text{K})$ , cuyo valor es menor que el mostrado para el  $Au$ ,  $k_{Au} = 317\text{W}/(\text{m}\cdot\text{K})$ . Esta diferencia en la conductividad térmica, produce un incremento de la temperatura cerca del *feed point* de la antena, y un cambio de la distribución,  $T(l)$ , a lo largo de la línea.

### Comparación entre resultados simulados y experimentales

En este apartado, los cálculos previos son aplicados a las diferentes estructuras dipolares estudiadas. La estructura dipolar Tipo I, mostrada en la figura 2.10.a, la cual incluye un bolómetro  $Nb$  en el centro del dipolo, muestra una impedancia cercana a  $140\Omega$ , siendo el valor  $TCR$  del  $Nb$  cercano a  $0.001\text{K}^{-1}$  [59]. En este caso, asumiendo que tenemos un dipolo con una longitud de  $2.5\mu\text{m}$ , una irradiancia de  $1000\text{W}/\text{cm}^2$ , la misma que la usada en la Fig 2.10, y  $100\text{mV}$  de voltaje de polarización que corresponde a una corriente  $I_b = 0.55\text{mA}$ , la respuesta es  $\Delta V = 15\mu\text{V}$  en el circuito externo. En el caso correspondiente a la antena dipolar Tipo II, presentada en la figura 2.10.b, esta estructura muestra una impedancia de  $80\Omega$ , mientras que el valor de corriente de polarización alcanza  $I_b = 1.25\text{mA}$ , la señal en el circuito exterior es  $\Delta V = 1.1\mu\text{V}$ . Para ambos tipos de dispositivos, los dipolos y las conexiones de extracción están fabricadas en  $Au$ , con un grosor de  $100\mu\text{m}$ . El nanobolómetro es una fina capa de  $Nb$ , de  $70\text{nm}$  de espesor. En los dispositivos fabricados que han servido para extraer los parámetros geométricos y materiales utilizados en nuestras simulaciones [28] la estructura del nanobolómetro ha sido crecida controlando su resistividad final, ajustando de esta forma las impedancias finales de los dispositivos fabricados.

Toda la estructura está fabricada sobre una oblea de  $Si$  de alta resistividad, recubierta por una fina capa de  $200\text{nm}$  de  $SiO_2$ , que actuará como aislante térmico y eléctrico. Todos los dispositivos han sido probados utilizando un laser de  $CO_2$ , que emite en una longitud de onda de  $10.6\mu\text{m}$ , valor para el cual los sistemas obtendrán su máxima respuesta. En el caso de los dispositivos Tipo I, se ha simulado una iluminación que utiliza un tren óptico  $F\#1$ , mientras que para el Tipo II se utiliza un sistema de iluminación  $F\#8$ . En ambos casos los dispositivos se colocan en la cintura del haz láser incidente, asemejando el proceso de medida a las simulaciones mediante una radiación en ondas planas. La tabla 2.1 compara los valores de la señal obtenida mediante las simulaciones con los valores experimentales.

Los datos obtenidos muestran los siguientes resultados. Para los dispositivos Tipo I los datos experimentales revelan valores cercanos al 75 % de los obtenidos a partir de las simulaciones. Los valores simulados se ajustan peor con los dispositivos de Tipo II, donde la señal experimental es cercana al 30 % del valor obtenido por simulación. Aunque del mismo orden de magnitud, la discrepancia entre las respuestas experimentales y los resultados puede explicarse por los errores de fabricación que se dan en los dispositivos, la falta de información sobre la caracterización geométrica de los dispositivos, la forma de todas las líneas de conexionado, así como por el papel que pueden desempeñar los grandes terminales de unión del circuito en las estructuras dipolares Tipo I.

Una vez que los resultados de la tabla 2.1 nos han servido para comprobar la fiabilidad

Tabla 2.1: Nanobolómetros acoplados a nanoantenas. Comparación entre los valores experimentales (Exp.) y valores simulados (Sim.) de la diferencia de temperatura y la señal lograda por los diferentes tipos de antenas dipolos desarrolladas en esta sección.

	Tipo I	Tipo II
Material del bolometro	Nb	Nb
Irradiancia [W/cm <sup>2</sup> ]	1000	117
Max $\Delta T(\text{sim})$ [K]	0.224	0.038
Exp. Señal [ $\mu\text{V}$ ]	$15.0 \pm 0.8$	$1.1 \pm 0.2$
Sim. Señal [ $\mu\text{V}$ ]	$19.8 \pm 0.8$	$3.8 \pm 0.2$

de nuestras simulaciones, comparamos los dispositivos diseñados con bolómetro clásico con los sistemas de bolómetro distribuido, aquellos donde la captación de señal se dará a lo largo de todo el sistema, sin premiar una zona de diferente material. Para completar nuestro estudio comenzamos comparando las simulaciones obtenidas mediante el modelo que utiliza el programa *FEM, Comsol MultiPhysic (v4.3b)*, con el modelo fenomenológico simple, *MFS*, presentado en el apartado 2.3.3. Este dato se muestra en la tabla 2.2.

Estos resultados reflejan una interesante información sobre el comportamiento de sistemas bolométricos fabricados con un único metal, ayudando a validar la aproximación *MFS* utilizada. En el caso de los dispositivos Tipo I, el modelo analítico muestra resultados notablemente más elevados de la señal, que los obtenidos mediante simulación *FEM* este efecto estará causado principalmente por los grandes *bond pads* que conectan los dipolos con el circuito exterior, y cuyo efecto disipativo no está contemplado en el modelo analítico. Por otra lado, el *MFS* presenta un mejor comportamiento para los dispositivos Tipo II, que se ajusta más convenientemente a la aproximación unidimensional realizada en este modelo, al darse la variación de la resistencia del dispositivo a lo largo de una fina línea de unión.

Mediante los resultados de la tabla 2.1 y 2.2, podemos comparar la señal obtenida por los dispositivos basados en bolómetros distribuidos con la configuración clásica que utiliza nanobolómetros en el centro de los dipolos. Los ratios de señal alcanzados por los bolómetros distribuidos son del 31 % para dispositivos Tipo I y 20 % para los Tipo II. Por tanto, los bolómetros distribuidos muestran señales peores que los diseños clásicos de bolómetros. La razón de este peor funcionamiento radica en que típicamente los bolómetros clásicos son fabricados de tal forma que presentan altas resistencias. Si además estos nanobolómetros son colocados en las zonas que presentan mayor aumento de temperatura, la variación de señal lograda se incrementa notablemente. En contra, en los bolómetros distribuidos la generación de señal se distribuye a lo largo de la línea de carga, no favoreciendo las zonas donde se da el mayor cambio de temperatura. Por otro lado, la *teoría de Dimmich* predice un bajo valor de *TCR* [60],  $\alpha$ , para materiales con una alta resistividad,  $\rho$ . Sin embargo, el *Nb* crecido para funcionar como nanobolómetro presenta un valor de *TCR* semejante al resto de materiales utilizados en el dispositivo, aunque muestre una resistividad mucho mayor que la esperable por el *Nb* convencional, dada la técnicas de fabricación utilizadas [28]. Otra razón destacable es la conductividad térmica del *Nb*, que es sensiblemente menor que la mostrada por el *Au*, incrementando la temperatura que se dará en el primero.

Tabla 2.2: Efecto del bolómetro distribuido. Comparación entre los resultados obtenidos mediante simulación *FEM*, y mediante el uso del modelo simple fenomenológico. Los errores provienen de la variación experimental de la resistencia del dispositivo.

	Tipo I	Tipo II
Material del bolómetro	Au	Au
Irradiancia[W/cm <sup>2</sup> ]	1000	117
Modelo simple Max $\Delta T$ [K]. MFS	3.38	0.05
FEM. Max $\Delta T$ [K]. FEM	0.224	0.038
Respuesta del modelo simple [ $\mu V$ ]. MFS	$230 \pm 30$	$2.1 \pm 0.2$
FEM. Respuesta [ $\mu V$ ]. MFS	$6.1 \pm 0.8$	$0.75 \pm 0.02$

Aunque las predicciones muestran que dispositivos fabricados con un único metal obtienen respuestas inferiores que al usar nanobolómetros clásicos, éstos presentan diferentes ventajas. La principal de ellas es su facilidad de construcción, al tener sólo un metal y eliminar el problema de alineación en la fabricadas del nanobolómetro, aunque también resulta especialmente relevante la reducción de la figura de ruido en el dispositivo al no tener la unión bolómetro-antena, ya que no se produce el desacople de impedancias esperado entre la línea de carga y el nanobolómetro, así como entre, éste y la antenna. De esta forma se elimina el problema de acoplo entre impedancias que aparece en el sistema [55].

### 2.3.4. Conclusiones de la sección

Al diseñar sensores basados en sistemas bolométricos acoplados a antenas ópticas, para obtener una respuesta óptima es necesario elegir adecuadamente tanto el material de la antena óptica como el del nanobolómetro. En esta sección se han presentado los dispositivos bolométricos distribuidos, sistemas fabricados con un único metal, donde la variación de señal vendrá asociada a la distribución de temperatura que se dará a lo largo de todo el dispositivo. La idea de utilizar un único metal se basa en el valor similar de *TCR* que presentan los metales. Esta idea facilita la fabricación de los sensores bolométricos basados en antenas ópticas, abaratando los costes de producción significativamente. Sin embargo, para analizar la viabilidad de estos elementos se ha realizado un estudio que determine si la respuesta de estos dispositivos es comparable a la obtenida mediante sistemas con bolómetros clásicos.

Para efectuar las simulaciones hemos utilizado el modelo expuesto en la sección 2.2, considerando la distribución espacial de potencia disipada por una nanoantena, cuando ésta resuena a frecuencia IR, actuando como una fuente de calor en régimen estacionario. Dos diseños experimentalmente probados han sido evaluados, considerando en ambos los casos de un nanobolómetro de *Nb*, localizado en el *feed point* de la antena, así como el de un dispositivo fabricado de un único material. Las simulaciones se han realizado mediante el programa *Comsol MultiPhysic (v 4.3b)*. Este modelo se compara con una aproximación a un modelo fenomenológico simple *MFS*, más simple de implementar, que se centra en la respuesta térmica que se da a lo largo de la línea de carga. En ambos modelos la parte más delicada es el establecimiento de las condiciones de contorno, así como las consideraciones sobre las contribuciones despreciables de la radiación térmica sobre el sistema o incluso de

la convección térmica, dada la reducida diferencia de temperatura lograda y la pequeña superficie efectiva del sistema. Por otro lado, la configuración del sistema de polarización eléctrico ha sido tomada en cuenta también.

Los resultados experimentales obtenidos para las antenas con nanobolómetro de *Nb*, han sido utilizados para comprender y validar las diferencias en las respuestas obtenidas entre sistemas con bolómetros distribuidos y bolómetros clásicos *Nb*. De esta forma, se comparan los resultados proporcionados por los modelos *FEM* y analítico con los datos previamente ajustados para las diferentes configuraciones tratadas. Las discrepancias de estas simulaciones se explican en términos de las limitaciones que los propios modelos presentan: el conocimiento del valor exacto de la resistencia exterior y el valor medido de *TCR* de una capa fina de *Nb*.

Las simulaciones muestran cómo el uso de nanobolómetro crece un factor  $\times 3$  la señal captada por el detector para el caso de los dispositivos Tipo I y  $\times 5$  para los sistemas de Tipo II con respecto al diseño de un bolómetro distribuido. Pero, pese a tener una señal menor, la tecnología de bolómetros distribuidos debe ser considerada como una opción viable dada su facilidad de manufacturación con respecto al bolómetro clásico o a los dispositivos *MOM*.

Con el fin de aumentar la señal de estos bolómetros distribuidos es necesario un estudio de materiales, atendiendo especialmente a los valores de *TCR* y de resistividad tal y cómo se aprecia en las simulaciones realizadas. Este estudio de todos los elementos que permiten mejorar la respuesta de los bolómetros distribuidos será objeto de análisis en la siguiente sección.

## 2.4. Optimización de sistemas bolométricos distribuidos basados en antenas ópticas.

### 2.4.1. Objetivos del estudio

Como vimos en la sección 2.3, la propuesta de los sensores bolométricos basados en antenas ópticas que actúan como bolómetros distribuidos, abarata y facilita la fabricación de estos sistemas, amén de reducir los posibles errores generados en la producción, incluso ofrecen una solución a los posibles desajuste de acoplo de impedancias del dispositivo [28]. Sin embargo, la señal que logran, aunque comparable con la conseguida por dispositivos que utilizan micro-bolómetros compuesto por otro material, es inferior a la conseguida por estos sistemas bolométricos clásicos [45], [47]. Habitualmente, el proceso de diseño de antenas ópticas utiliza software numérico para llevar a cabo la simulación del comportamiento de la estructura al incidir sobre esta radiación electromagnética. Utilizando el modelo presentado en la sección 2.2, y validado mediante el análisis de las medidas experimentales realizadas por otros autores [28], valoramos los efectos de variar diferentes características del diseño manteniendo la geometría de la antena.

En esta sección consideramos la mayor parte de los elementos que contribuyen a la señal del dispositivo, variando el material [61], [62], los valores de resistencia del circuito externo que proporciona la señal de la salida, y teniendo también en cuenta los efectos térmicos derivados del sustrato. Es cierto que algunos trabajos anteriores analizan el papel que juega la forma de la antena óptica, así como el efecto del sustrato, en la respuesta del sistema [63], [64]. Sin embargo, estos análisis no están interrelacionados con los diversos subsistemas involucrados en el funcionamiento de bolómetros acoplados a antenas.

### 2.4.2. Dispositivos bolométricos distribuidos acoplados a antenas

Como hemos visto en el apartado anterior, las antenas ópticas pueden producir una señal utilizando el efecto bolométrico. Generalmente, un sistema bolométrico acoplado a antenas ópticas contiene un nanobolómetro situado en el punto de alimentación de la antena. El material del nanobolómetro se selecciona buscando el valor máximo del  $TCR$ ,  $\alpha$ , junto con un buen comportamiento como conductor eléctrico. Estos dispositivos se han probado experimentalmente en el infrarrojo. Con la propuesta de sistemas de antenas funcionando como bolómetros distribuidos presentadas en la sección 2.3, se aprovechan las similitudes en el valor de  $\alpha$  que presentan los metales usados típicamente en la fabricación de antenas ópticas. De esta forma, toda la estructura resonante funciona como un bolómetro distribuido, haciendo que la simulación necesite contemplar el comportamiento electromagnético, térmico y bolométrico del sistema a través de toda la estructura del dispositivo.

Los principales parámetros de diseño se pueden clasificar en dos categorías diferentes: los parámetros geométricos y los materiales. Desde el punto de vista geométrico, los principales factores son las dimensiones del sistema, junto con la forma de la antena y de las líneas de carga para la extracción de la señal. Por otro lado, las constantes ópticas y

térmicas de los materiales utilizados para fabricar el sistema resultarán también de gran importancia. Además, el entorno del elemento resonante, especialmente el sustrato, juegan un papel decisivo en el estudio electromagnético y térmico del sistema. Los parámetros de mayor importancia al estudiar el sustrato son el espesor y el material de la capa aislante.

La geometría de las conexiones que acoplan la antena a la línea de carga es importante cuando se considera la resonancia electromagnética del dispositivo. Por ejemplo, si una antena dipolar está alineada con las líneas de carga, la geometría deja de ser dipolar, ya que la carga inducida en la estructura no se situará sólo en los brazos de ésta. En este caso, la antena pasa a tener un comportamiento de un hilo resonante. Este efecto explica la variación experimental de la resonancia esperada en este tipo de estructuras [47]. Esta configuración traslada la resonancia de la antena hacia frecuencias más bajas. En esta sección hemos seleccionado una geometría donde la antena es perpendicular a las líneas de carga. En nuestro caso, podemos desvincular en gran medida la resonancia electromagnética de la resonancia espuria y parásita de la línea de carga, simplemente alineando el campo eléctrico a lo largo del dipolo. La figura 2.11 muestra las principales dimensiones espaciales de una antena óptica dipolar, que trataremos en esta sección. Estos parámetros geométricos son: la longitud del dipolo,  $l$ , su anchura,  $w_d$ , y espesor,  $t$ . La geometría de las líneas de carga vendrá caracterizada por su longitud,  $L_l$ , y la anchura que presentan,  $w_l$ , suponemos siempre que el grosor de éstas es igual al espesor del dipolo, puesto que la fabricación se realiza con el mismo proceso de deposición. El valor de  $L_l$  se ha fijado en  $15\mu\text{m}$  para todos los dispositivos considerados en este trabajo.

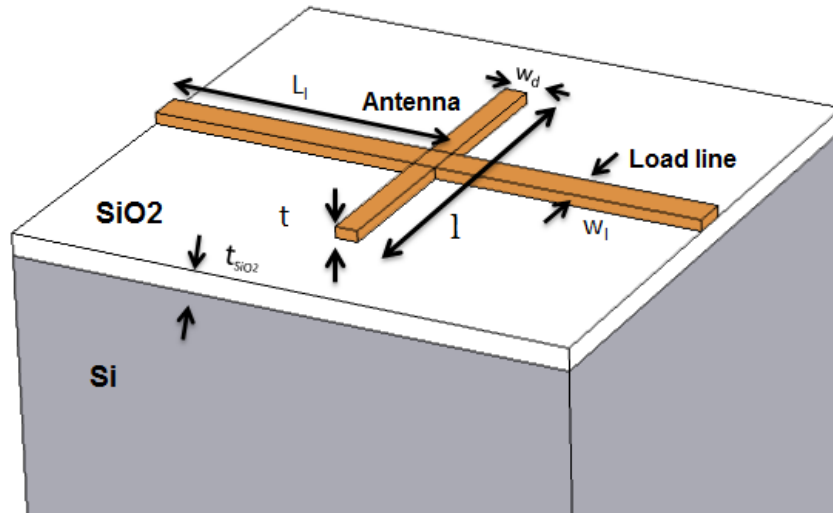


Figura 2.11: Dimensiones espaciales de la antena dipolar.

Desde un punto de vista material, el dipolo está fabricado con un metal que tiene un índice de refracción complejo,  $n(\omega) + ik(\omega)$ , siendo  $\omega$  la frecuencia angular de la radiación óptica. Electromagnéticamente, el metal muestra una conductividad a altas frecuencias,

$\sigma(\omega)$ . La relación entre estos parámetros fue explicada a través de las ecuaciones (2.3) y (2.4).

Una de las características más interesantes del material será su profundidad de penetración,  $\delta$ , atendiendo a los cambios en la resonancia de la antena que sufre ésta por la gran penetración del campo electromagnético,  $\mathbf{E}$ , en la estructura [19]. Este parámetro viene dado por la ecuación:

$$\delta(\omega) = \frac{c}{\omega k(\omega)}. \quad (2.24)$$

Dependiendo del valor de  $\delta$  podemos optimizar el espesor del dipolo,  $t$ , para acomodar mejor las corrientes que fluyen dentro de la estructura.

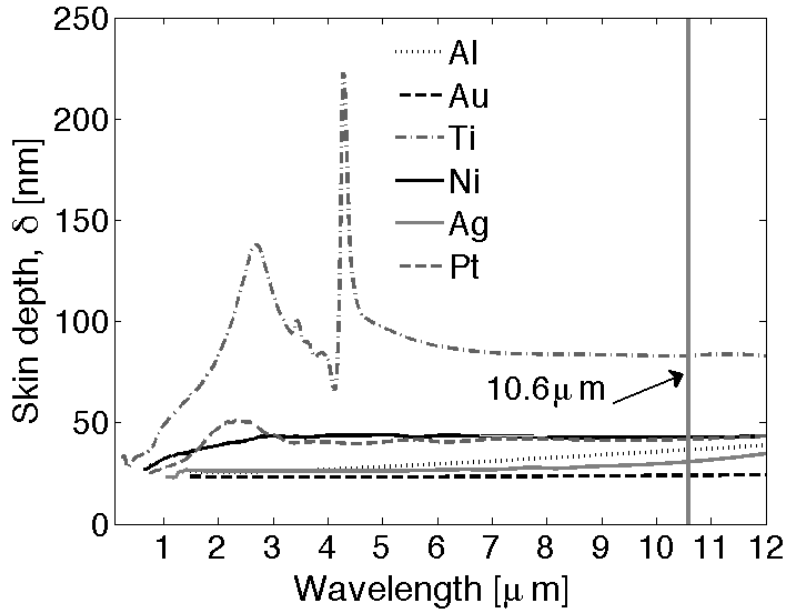


Figura 2.12: Dependencia espectral de la profundidad de penetración de los metales analizados en esta sección.

La figura 2.12 muestra las variaciones espectrales de la profundidad de penetración para varios metales. Podemos ver que el *Ti* muestra el valor más grande, lo que significa que el campo eléctrico penetra más profundamente en el metal, induciendo una mayor corriente eléctrica dentro de la estructura. Esta propiedad se aprovecha plenamente cuando se tiene en cuenta la respuesta de los dispositivos fabricados en *Ti*, como veremos más adelante. Por el contrario, el *Au* es el metal que muestra una profundidad de penetración menor, generando menos corriente eléctrica en el interior de la antena, concentrándose ésta en la superficie del dispositivo. Por otro lado, la profundidad de penetración del metal también afectará a la longitud de resonancia óptima del dipolo, ya que se sabe que la longitud a la que se obtiene la respuesta máxima,  $l_{\text{optimum}}$ , depende del valor del índice de refracción de los materiales circundantes. Esto ha sido demostrado por *L. Novotny*

[19], utilizando el concepto de longitud de onda efectiva,  $\lambda_{\text{eff}}$ . Esta es la longitud de onda a la que la antena resuena, y sigue la siguiente relación lineal:

$$\lambda_{\text{eff}} = l_1 + l_2 \frac{\lambda_0}{\lambda_p}, \quad (2.25)$$

donde  $l_1$  y  $l_2$  son constantes derivadas de las características del material,  $\lambda_p$ , un parámetro geométrico que está relacionada con las resonancia de plasmones superficiales, y  $\lambda_0$ , es la longitud de onda, con la que se incide, en el vacío. Para un dipolo  $l_{\text{optimum}} \simeq \lambda_{\text{eff}}/2$ . El concepto de longitud de onda efectiva puede también describen clásicamente cuando la estructura resonante se encuentra entre dos medios distintos, como ocurre con los elementos considerados en esta sección, mediante la ecuación:

$$\lambda_{\text{eff}} = \frac{\lambda_0}{\sqrt{\frac{\epsilon_{\text{SiO}_2} + \epsilon_0}{2}}}, \quad (2.26)$$

donde  $\epsilon_{\text{SiO}_2}$  y  $\epsilon_0$  son la permitividad dieléctrica de  $\text{SiO}_2$  y del vacío, respectivamente, esta ecuación se ha utilizado para deducir la longitud de resonancia de un dipolo en la ecuación (2.14). Sin embargo, cuando la simulación de la respuesta del dispositivo se puede parametrizar con respecto a la profundidad de penetración del material, el resultado se muestra en la figura 2.13, donde se aprecia que los dipolos más cortos resultan más adecuados para materiales con una profundidad de penetración más grandes, tal y como se esperaba de resultados previos publicados [45] [65]. Debido a las tolerancias de fabricación, este efecto parece una desventaja cuando se considera al *Ti* como material de construcción para las antenas ópticas. Sin embargo, como veremos en el siguiente apartado, la longitud resonante y la respuesta total del dispositivo también dependen del espesor de la antena, que puede ser adaptado según las características del material usado para su construcción. Las propiedades térmicas de los materiales se describen principalmente por la conductividad térmica,  $k$ , su calor específico,  $C_p$ , y la densidad del material,  $d$ . En la sección 2.2, hemos visto que el sistema se comporta como estacionario para las frecuencias del chopper utilizadas en la medida por debajo de 100 Hz. Por lo tanto,  $C_p$  y  $d$  no se incluyen como parámetros de diseño. El comportamiento bolométrico se regirá por la resistividad eléctrica a bajas frecuencias,  $\rho$ , y el parámetro *TCR*,  $\alpha$ . La tabla 2.3 resume los parámetros electromagnéticos y térmicos para varios metales de interés analizados en esta sección [66],[67].

Hasta ahora hemos descrito las características del elemento resonante. Ahora nos centramos en analizar cómo el entorno puede afectar al rendimiento del dispositivo. Ya hemos visto cómo las propiedades electromagnéticas de la capa de  $\text{SiO}_2$  cambian el valor de la longitud de onda efectiva como indica la ecuación (2.26). Ópticamente, el espesor de esta capa es una fracción de la longitud de onda y produce interferencias múltiples que determinan la distribución de la irradiancia de la luz en el plano de la antena. Además, este material es un buen aislante térmico que disminuye la fuga de calor desde el elemento resonante al sustrato, permitiendo que la temperatura aumente. Otra parte que influirá en la señal de un sistema bolométrico basado en antenas ópticas es el circuito

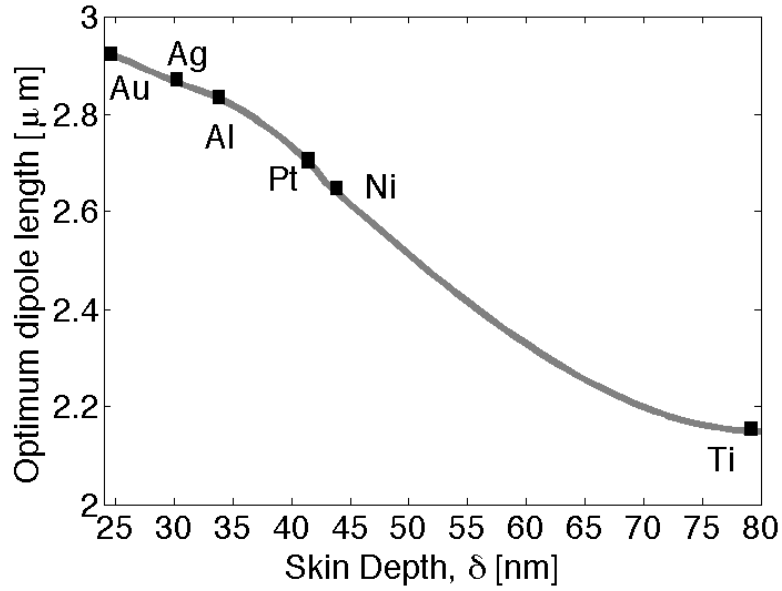


Figura 2.13: Longitud de resonancia optimizada,  $l_{\text{optimum}}$ , relacionada con la ecuación (2.14), de una antena dipolar en función de su profundidad de penetración. Asumimos que la antena está construida sobre una oblea de  $Si$ , que está de una capa aislante de  $SiO_2$ , que tiene un espesor  $t_{SiO_2} = 200\mu\text{m}$ .

Tabla 2.3: Propiedades térmicas y electromagnéticas de los metales

Metal	$\delta$ (nm)	k (W/m.K)	$\rho$ ( $\Omega.\mu\text{m}$ )	TCR% ( $\alpha$ )
Ag	30.7	429	0.15e-1	0.38
Al	34	237	2.65e-2	0.39
Au	24.01	317	2.2e-2	0.34
Ni	42.9	91	0.69e-1	0.6
Pt	41.9	71.6	1.05e-1	0.4
Ti	80	0.21	4.2e-1	0.4

externo, que se utiliza para extraer la señal generada por el dispositivo. Si es una fuente de voltaje la que se utiliza a modo de circuito de polarización, el circuito externo toma la forma de un divisor de tensión (ver figura 2.4.a). Tal y como vimos en las secciones 2.2 y 2.3, la antena bolométrica, que tiene una resistencia  $R$ , está en serie con una resistencia adicional causado por las conexiones y pistas grabadas en el chip,  $R_{\text{in-chip}}$ . Además, una resistencia externa,  $R_{\text{ext}}$ , completa el divisor de tensión. En realidad,  $R_{\text{ext}}$  se puede variar para conseguir la tensión de polarización en el punto de trabajo deseado y también para limitar la corriente que fluye a través del bolómetro. La importancia de las resistencias  $R_{\text{in-chip}}$  y  $R_{\text{ext}}$  en la respuesta final se aprecia en las ecuaciones (2.11) y (2.12). Por otro lado se puede utilizar una fuente de corriente para polarizar el dispositivo, de la forma que se muestra en la figura 2.4.b. En este caso la señal viene descrita por la relación (2.13). Este caso se analiza más extensamente en el apartado siguiente.

### 2.4.3. Resultados optimizados

En este apartado centramos nuestra atención en la optimización del comportamiento del sistema bolométrico presentado en función del material seleccionado y los parámetros geométricos que intervienen en él, de forma simulada. La respuesta de los dispositivos se produce cuando una onda plana que incide normalmente sobre el sistema tiene una polarización orientada a lo largo de la dirección del dipolo. Consideramos una irradiancia de  $100\text{W}/\text{cm}^2$  a una longitud de onda de  $10.6\mu\text{m}$ .

#### Densidad de corriente distribuida

Un resultado interesante de este análisis se presenta en la tabla 2.4, donde hemos calculado la potencia absorbida para las antenas ópticas fabricadas con diferentes materiales a la longitud óptima de resonancia de cada una de ellas. Esta longitud óptima ya fue mostrada en la figura 2.13. La tabla 2.4 muestra cómo las antenas fabricadas en  $Ti$ , metal que tiene la mayor profundidad de penetración, muestran la mayor absorción de potencia. Esto es debido a que el campo eléctrico es capaz de penetrar más profundamente en la estructura, induciendo corrientes en un mayor volumen de la antena en comparación con otros materiales. También se aprecia que cuando los metales muestran valores de profundidad de penetración similares, el que presenta mayor conductividad eléctrica consigue un mejor comportamiento.

Tabla 2.4:  $l_{\text{óptima}}$  y potencia absorbida (%).

Metal	$l_{\text{óptima}}$ ( $\mu\text{m}$ )	absorción de potencia (W %)
Ag	2.86	0.78
Au	2.93	0.45
Al	2.83	1.12
Ni	2.65	1.0
Pt	2.69	1.12
Ti	2.15	1.4

Ya hemos comprobado cómo la longitud de resonancia óptima de la antena dipolo,  $l_{\text{óptima}}$ , depende de la elección del material (ver la figura 2.13). Sin embargo, el espesor del dipolo también es otro factor a tener en cuenta ya que varía la longitud total óptima. En este caso nos encontramos con que la longitud debe ser mayor al aumentar de espesor de la antena.

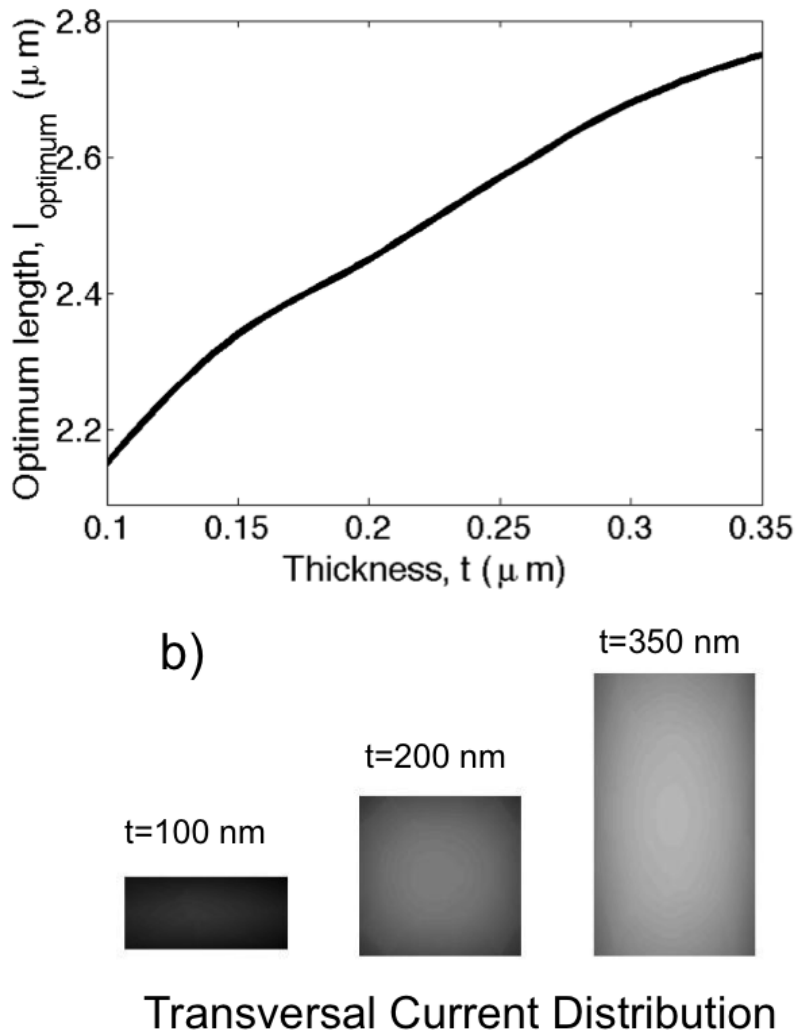


Figura 2.14: (a) Dependencia de la longitud de resonancia de una antena dipolar de Ti, en función de su grosor. b) Distribución transversal de la densidad de corriente inducida en el 'feed point' de una antena dipolar de Ti. El estudio se lleva a cabo para tres valores diferentes de grosor,  $t$ : 100, 200 y 350 nm.

La figura 2.14.a muestra esta dependencia para el caso de una antena fabricada con Ti. Por otro lado, la figura 2.14.b muestra la distribución transversal de la densidad de corriente, para un plano situado en el *feed point* de la antena. Se aprecia como la

densidad de corriente llena de forma más eficiente la sección transversal de un dispositivo más delgado.

### Distribución de temperatura

Desde el punto de vista térmico hemos visto que el parámetro físico principal es el valor de la conductividad térmica,  $k$ . En nuestro análisis se aprecia que el  $Ti$  muestra la conductividad térmica más pequeña entre los metales estudiados (ver la tabla 2.3). Este hecho produce una mayor concentración de calor en la antena óptica y sus alrededores, incluyendo las líneas de carga. En la figura 2.15.a, se muestra el perfil de temperatura para la geometría dada en la figura 2.11, para antenas construidas con diferentes metales que presentan una longitud optimizada atendiendo a los valores de la tabla 2.4. Observamos cómo las antenas de  $Au$  muestran un perfil de temperatura más constante debido al gran valor de la conductividad térmica del  $Au$ . Este comportamiento puede ser de gran interés en aplicaciones de estos nanosistemas resonantes que basan su funcionamiento en el calentamiento localizado de las estructuras biológicas o de sistemas *MEMS* [68] [69].

Al mismo tiempo, teniendo en cuenta la conducción térmica de las líneas de carga, hemos analizado la dependencia de la diferencia de temperatura como una función de la anchura de éstas. Estos resultados se muestran en la figura 2.15.b. Como era de esperar, una línea de carga más ancha da como resultado una diferencia de temperatura más baja, produciendo una señal más débil en el circuito de salida. Al mismo tiempo, la tabla 2.6 muestra el cambio en la señal producida por una antena de  $Ti$  que presenta una longitud optimizada,  $l_{\text{óptima}}$ , y un espesor  $t = 0.1\mu\text{m}$ , en función de la anchura de la línea de carga,  $\omega_l$ .

Tabla 2.5:  $\Delta V_{\text{out}}$  vs.  $\omega_l$ .

$\omega_l$ ( $\mu\text{m}$ )	$l_{\text{óptima}}$ ( $\mu\text{m}$ )	$\Delta V$ ( $\mu\text{V}$ )
0.2	2.15	21.3
0.4	2.34	7.93
0.6	2.46	3.9
0.8	2.58	2.42
1.0	2.83	1.44

### Parámetro $TCR$

Hemos visto que la diferencia de temperatura provoca un cambio en la resistividad del dispositivo. Este cambio es detectado por el circuito externo. La resistividad cambia linealmente con los cambios de temperatura como vimos en la sección 2.2. De esta forma la señal obtenida por el dispositivo es linealmente proporcional al valor del  $TCR$  del material. Como hemos visto anteriormente, la diferencia de temperatura y su distribución a lo largo del dispositivo cambia con la geometría y el material seleccionado para la estructura. Es

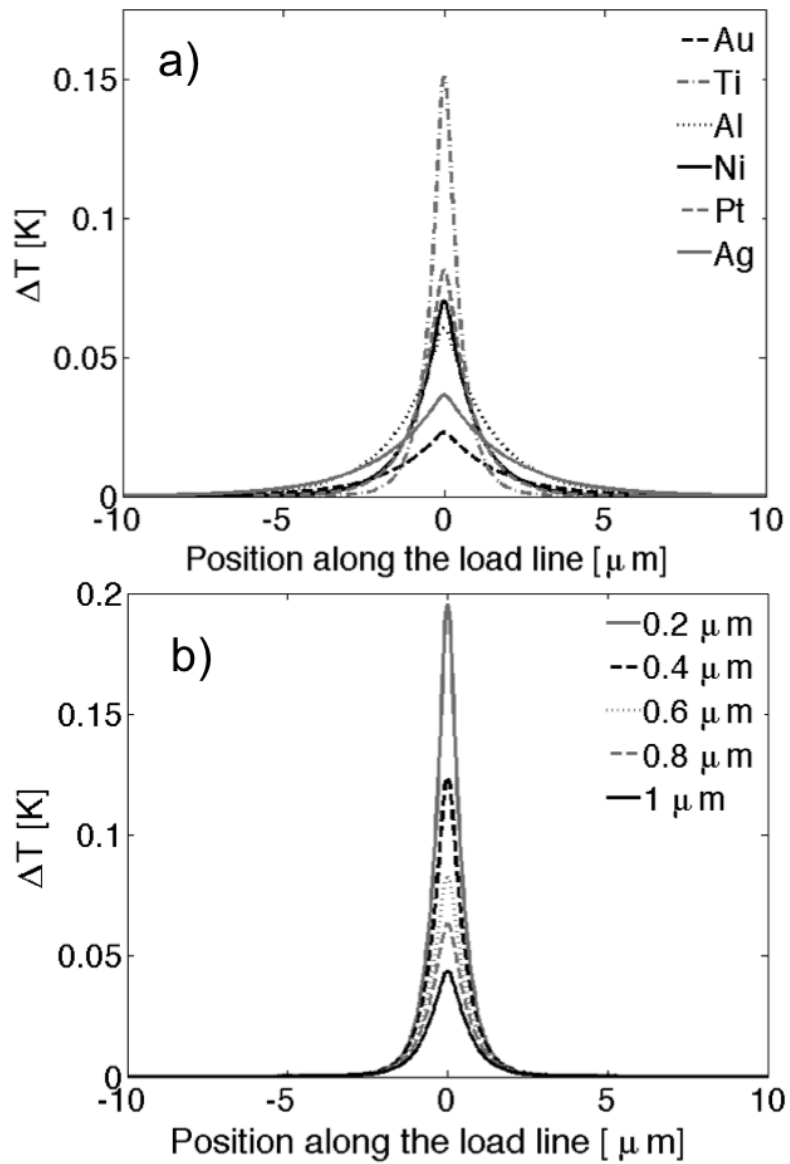


Figura 2.15: a) Distribución de temperatura a lo largo de la línea de carga para diferentes materiales cuando la antena dipolar presenta una longitud óptima. b) Distribución de temperatura en función del ancho de la línea de carga,  $\omega_l$ .

por ello que no es posible garantizar que un material con el doble de valor de  $TCR$  que otro material, consiga el doble de señal de salida del dispositivo.

### Capa Aislante

El espesor de la capa de  $SiO_2$  desempeña un papel importante en el comportamiento electromagnético y térmico del dispositivo. Desde el punto de vista óptico produce efectos interferenciales que dependen de: la longitud de onda de la iluminación, el grosor de la capa aislante, el ángulo de incidencia, el estado de polarización para condiciones no normales de incidencia y el índice de refracción del material de la capa. Para la longitud de onda a la cual se produce la resonancia de la antena, suponiendo condiciones normales de incidencia, el efecto sobre la absorción es periódico con respecto al espesor de la capa aislante. Al mismo tiempo, en el caso estudiado, el  $SiO_2$  es también un aislante térmico. Por tanto, al aumentar el grosor de la capa se observa una mayor diferencia de temperatura ya que el calor no puede fluir hacia el sustrato. Ambos efectos pueden verse en la figura 2.16, donde la absorción de energía del dispositivo y la distribución de temperatura a lo largo de las líneas de carga se representan para varios valores de espesor de la capa de  $SiO_2$ .

Desde el punto de vista térmico, se observa que al llegar a un espesor de  $SiO_2$  de  $1.2\mu\text{m}$ , se reduce significativamente el incremento térmico al aumentar el grosor de la capa aislante. Además, justo para ese grosor se obtiene la interferencia constructiva de la onda electromagnética dentro de la capa, dando lugar a un máximo de potencia absorbida. Por otro lado, hay que tener en cuenta los límites existentes para la fabricación fiable de este tipo de capas, que se sitúa en torno a  $2\mu\text{m}$ . Por tanto se concluye que para el caso estudiado, un espesor de  $1.2\mu\text{m}$  resulta óptimo.

### Circuito de polarización

Otro aspecto importante relacionado con el uso práctico de sistemas bolométricos acoplados a antenas ópticas es la elección de la fuente polarización que se encuentra en el circuito exterior encargado de extraer la señal del dispositivo. Esta fuente puede ser de voltaje o de corriente (ver figura 2.4). Aunque las fuentes de voltaje se han utilizado normalmente en la mayoría de los sistemas de laboratorio, las fuentes de corriente se presentan como una mejor opción a la hora de configurar los parámetros eléctricos, consiguiendo una mejora en el rendimiento y en la fiabilidad de la señal. Para una fuente de voltaje se obtiene un resultado interesante cuando se considera la dependencia de la señal de salida con el valor de la resistencia en el chip,  $R_{\text{in-chip}}$ . Este valor depende de la elección de los materiales, así como de la geometría real de las líneas de carga y líneas de extracción de la señal del dispositivo hacia el circuito externo. Por lo tanto, deberemos tener en cuenta esta variable a la hora de hacer el diseño de la configuración del chip, donde llevaremos a cabo la fabricación del dispositivo. La figura 2.17.a muestra esta dependencia al utilizar diferentes materiales.

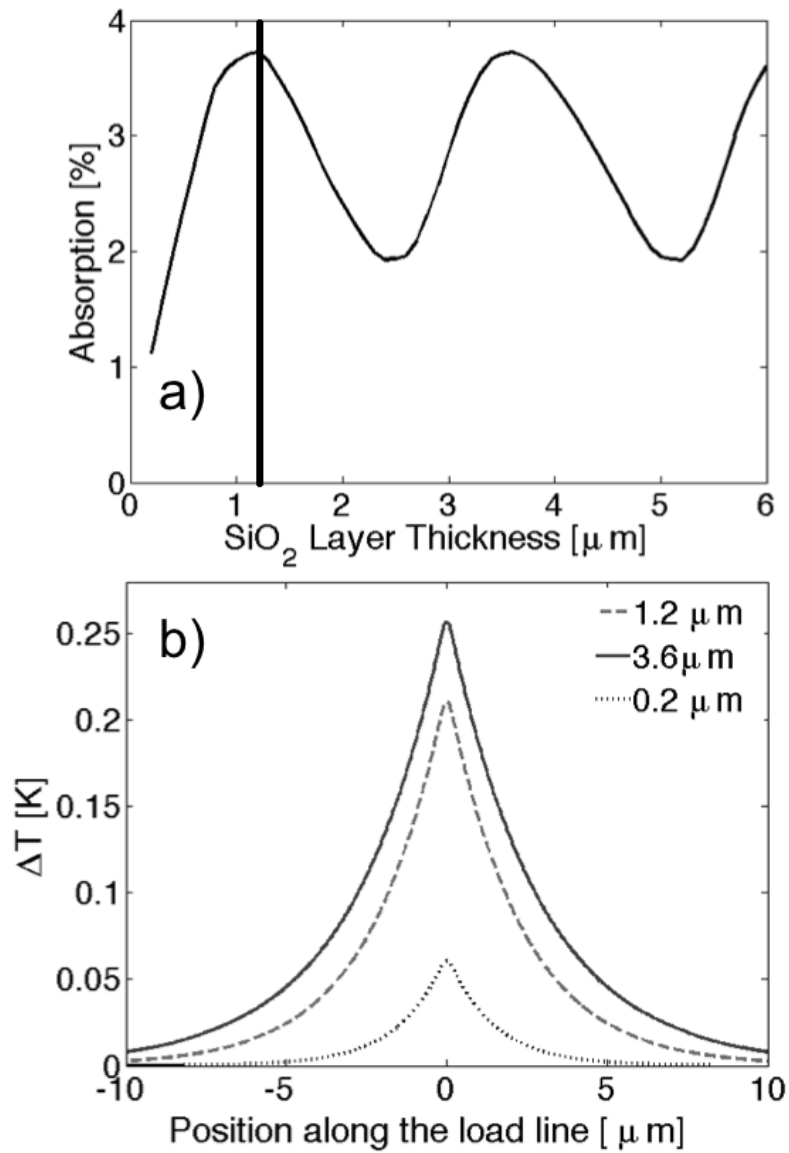


Figura 2.16: a) Potencia disipada (en %) en el dispositivo en función del grosor de la capa aislante de  $SiO_2$ , para una antena dipolar de  $Al$  cuando ésta presenta su longitud de óptima,  $l_{\text{óptima}}$ . b) Distribución de la temperatura a lo largo de la línea de carga para un dispositivo de  $Al$  en función del grosor de la capa de  $SiO_2$ .

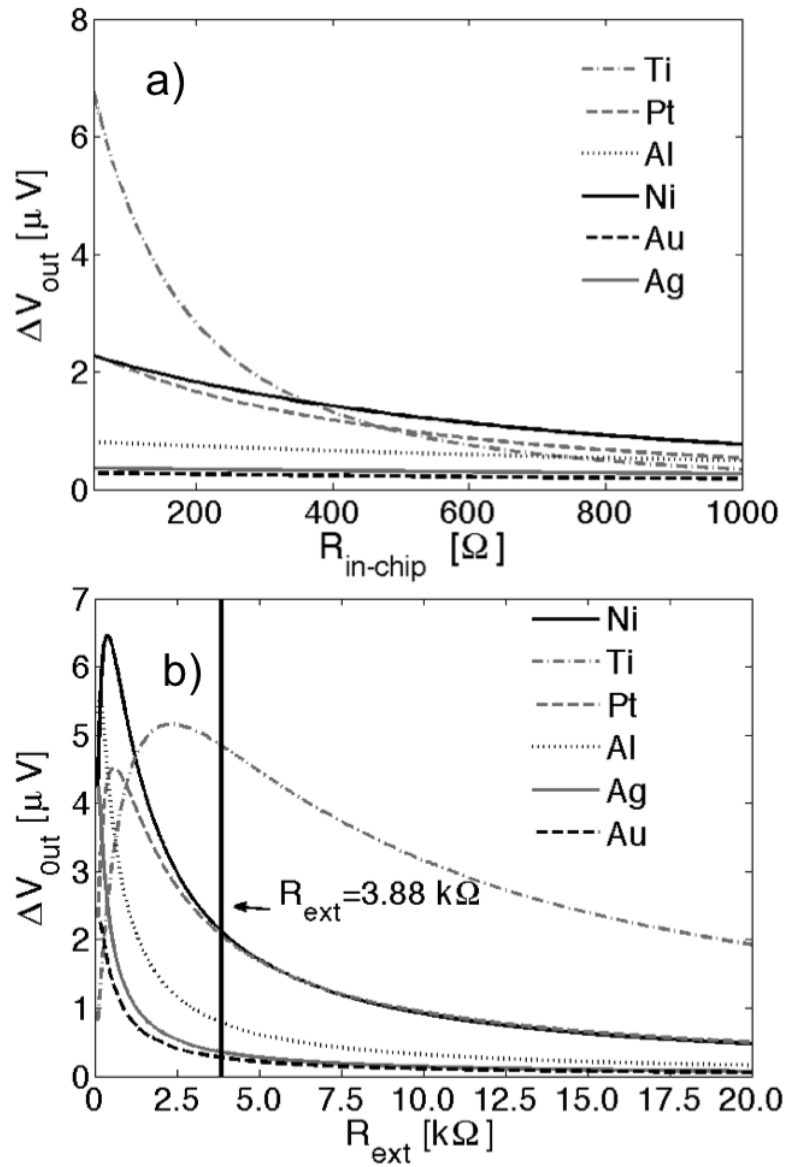


Figura 2.17: (a) Respuesta del sistema en función de la resistencia,  $R_{in-chip}$  para diferentes metales, fijando la  $R_{ext}$  a  $3.88 k\Omega$ . b) Respuesta del sistema en función de la resistencia externa del circuito,  $R_{ext}$ , fijando la  $R_{in-chip} = 100\Omega$ .

Se aprecia que el *Ti* se comporta mejor para valores más bajos de  $R_{\text{in-chip}}$ , mientras que el *Ni* produce la mayor señal cuando la  $R_{\text{in-chip}}$  es superior a  $400\Omega$ , siempre considerando en las simulaciones una  $R_{\text{ext}} = 3.88\text{k}\Omega$ , valor medido de dispositivos reales utilizados en laboratorio [28] [29]. Al mismo tiempo, se ha analizado en la figura 2.17.b la dependencia de la señal cuando variamos la resistencia del circuito externo. Mediante la ecuación (2.12) se ha calculado la señal de salida del dispositivo en función de  $R_{\text{ext}}$  para diferentes materiales. Una vez más, el *Ti* proporciona una señal mayor cuando la resistencia externa es superior a  $1500\Omega$ , considerando una  $R_{\text{in-chip}} = 100\Omega$ . Los parámetros fijos en este análisis han sido la geometría del dispositivo, y el espesor de  $\text{SiO}_2$ . La figura 2.17 muestra que existe un valor óptimo de la resistencia externa que proporciona la mayor respuesta para un material y una  $R_{\text{in-chip}}$  dados. El valor de esta resistencia óptima, fija el voltaje aplicado al dispositivo. Esta tensión tiene que estar por debajo de un valor umbral de daño para evitar la destrucción del dispositivo.

En la tabla 2.6 se compara la  $\Delta V_{\text{out}}$  de diferentes antenas, fabricadas con distintos materiales, presentando todas ellas su longitud óptima respectivamente. Por otro lado, la anchura de las líneas de carga y el espesor son los mismos para todos los dispositivos:  $\omega_l = 0.2\mu\text{m}$  y  $t = 0.1\mu\text{m}$ . De la misma forma, el espesor de la capa de  $\text{SiO}_2$  se fija como  $0.2\mu\text{m}$ . Las tres columnas representan tres situaciones de polarización eléctrica: una fuente de tensión fijada a  $V_{\text{bias}} = 5\text{V}$ , una fuente de tensión que produce el mismo valor de corriente continua que fluye a través de una antena optimizada de *Au* en un sistema del mismo material, y una fuente de corriente con el mismo valor de la corriente *DC* que en el segundo caso. De nuevo, se aprecia cómo la antena de *Ti* proporciona la mayor señal, siempre para una configuración que utilice una fuente de corriente.

Tabla 2.6: Señal obtenida para 3 casos de polarización eléctrica para diferentes materiales.

Metal	$\Delta V_{\text{out}} (\mu\text{V})$	$\Delta V_{\text{out}} (\mu\text{V})$	$\Delta V_{\text{out}} (\mu\text{V})$
	Fuente de Voltaje $V_{\text{bias}}=5\text{V}$	Fuente de Voltaje $I_{\text{bias}}=1.25 \text{ mA}$	Fuente de Corriente $I_{\text{bias}}=1.25 \text{ mA}$
Ag	0.35	0.34	0.36
Au	0.27	0.27	0.28
Al	0.78	0.79	0.82
Ni	2.11	2.25	2.47
Pt	2.05	2.28	2.62
Ti	4.83	7.50	12.02

## Dispositivos óptimos

Hemos analizado cómo los parámetros del sistema se pueden seleccionar para optimizar el rendimiento del dispositivo diseñado para actuar a una longitud de onda,  $\lambda_0 = 10.6\mu\text{m}$ . Teniendo en cuenta los resultados obtenidos a lo largo de esta sección, la estructura óptima es una antena fabricada en *Ti* que presenta una longitud de resonancia óptima,  $l_{\text{óptima}} = 2.2\mu\text{m}$ ,  $0.1\mu\text{m}$  de espesor y  $0.2\mu\text{m}$  de ancho. La línea de carga debe ser perpendicular a la antena para aumentar la resonancia que se produce en ella, teniendo una anchura de  $0.2\mu\text{m}$ . Por otro lado, teniendo en cuenta la configuración típica de las obleas de *Si*

utilizadas para la fabricación de estos dispositivos, la capa aislante debería ser de  $SiO_2$  y tener un espesor de  $1.2\mu m$ , considerando los efectos de la capa en la respuesta térmica y electromagnética del sistema. Finalmente, el circuito de polarización debe utilizar una fuente de corriente, aumentando de esta forma electrónicamente la señal de salida. En la tabla 2.7 se compara la estructura optimizada, con un dispositivo dipolar actuando como bolómetro distribuido y fabricado en  $Au$  [7], [28], [29], [45].

Tabla 2.7: Comparación en el rendimiento de dos sistemas, uno optimizando mediante las indicaciones dadas en esta sección y un sistema comúnmente utilizado.

Metal	Bias circuito	$\omega_l$ ( $\mu m$ )	$t_{SiO_2}$ ( $\mu m$ )	$\Delta T$ (K)	$\Delta V_{out}$ ( $\mu V$ )
Au	$V_{bias}=5V$	0.3	0.2	0.023	0.27
Ti	$I_{bias}=1.25\text{ mA}$	0.2	1.2	0.721	130.04

El incremento en la temperatura de la estructura optimizada es significativamente mayor que el obtenido en la estructura de oro, mientras que la respuesta bolométrica es casi 3 órdenes de magnitud mayor en el caso optimizado.

#### 2.4.4. Conclusiones de la sección

En el estudio de esta sección hemos demostrado que, con el fin de hacer una representación completa de una antena óptica, es necesario un enfoque de simulación multi-física que combine el efecto de las corrientes generadas por una onda electromagnética incidente, dentro de la estructura resonante, y el transporte de calor que se da a lo largo de ésta. El incremento de temperatura también induce un cambio en la resistividad, el cual es finalmente detectado por un circuito electrónico exterior.

El caso tratado aquí es un bolómetro distribuido en el que el efecto bolométrico no se limita al punto de alimentación de la antena, donde previamente se ha debido construir un bolómetro específico, sino que se distribuye a lo largo de toda la estructura y de las líneas de carga. Los resultados obtenidos, aunque simulados en el infrarrojo, se pueden extender correctamente al espectro visible, tan sólo teniendo en cuenta las propiedades del metal a estas frecuencias, junto con los materiales del sustrato del dispositivo.

A lo largo de la sección hemos analizado cómo los diferentes metales pueden ser elegidos a partir de los resultados obtenidos en las simulaciones. Hemos identificado los principales parámetros geométricos del diseño y cómo éstos varían de acuerdo a la elección del material. A partir de este análisis multi-físico pudimos comprobar cómo el comportamiento de las antenas ópticas difiere de la clásica respuesta obtenida en el rango radioeléctrico, donde el metal de éstas se comporta como un conductor perfecto.

Algunos de los parámetros considerados aquí: geometría de la línea de carga, espesor de la capa de aislamiento, circuito de polarización, rara vez se tratan a la hora de diseñar un sistema de antenas acopladas a bolómetros. Sin embargo, un ajuste de estos valores puede mejorar el rendimiento general del dispositivo. En cuanto a la simulación multi-física, ésta puede ser considerada como un método de diseño fiable, reduciendo el tiempo de diseño y ayudando decididamente a la mejora del dispositivo. Sin embargo, no podemos olvidar que los resultados obtenidos en la caracterización de los dispositivos fabricados son

la prueba definitiva de cualquier análisis. Resumiendo las principales conclusiones de esta sección, podemos decir que para obtener una mayor respuesta de un dispositivo basado en antenas ópticas, actuando éstas como bolómetros distribuidos, debemos elegir un metal que presente un gran valor de profundidad de penetración, consiguiendo que el campo penetre más profundamente dentro de la antena y las corrientes generadas en esa zona se disipen en forma de calor. Además, se ha verificado que la longitud óptima de resonancia del dipolo es más corta cuando se consideran los materiales con una profundidad de penetración mayor. Esta longitud óptima también aumenta proporcionalmente con el espesor del dispositivo.

Cuando los valores de profundidad de penetración son similares, el parámetro determinante para elegir el material es la conductividad eléctrica,  $\sigma$ . La selección de un metal con mayor conductividad aumenta la absorción de energía del dispositivo. Este comportamiento se observa también cuando la antena es mucho más gruesa que la profundidad de penetración. El análisis en el dominio térmico sugiere que la respuesta es mayor para materiales que tienen una conductividad térmica más pequeña ya que la disipación térmica es más difícil y la temperatura se mantiene elevada en una región más confinada que hacemos coincidir con el feed-point de la antena. Por la misma razón, las líneas de carga deben ser estrechas para concentrar el calor alrededor del punto de alimentación de la antena, produciendo una mayor variación en la temperatura. Por otro lado, la capa de aislamiento se comporta como un revestimiento óptico que afecta al comportamiento electromagnético de la antena de forma periódica en función de su espesor. Desde el punto de vista térmico, una capa de  $SiO_2$  más gruesa que  $1.2\mu\text{m}$  no mejora significativamente su comportamiento térmico. Finalmente, el circuito de polarización para mejorar el rendimiento debe utilizar una fuente de corriente, ya que para una fuente de tensión, como las utilizados generalmente en los experimentos, existe un valor de la resistencia externa que maximiza la respuesta. Mientras que una menor  $R_{\text{in-chip}}$ , incrementará la respuesta final. Por otro lado, utilizando los razonamientos mencionados, hemos obtenido un dispositivo optimizado que produce una señal de salida 485 veces mayor que la obtenida por un dispositivo de referencia de  $Au$ .

## 2.5. Robustez de los dispositivos bolométricos.

En esta sección se muestra el efecto de ciertas propiedades geométricas de la antena, así como de los materiales que forman el conexionado del dispositivo, en la robustez y fiabilidad de antenas ópticas que trabajan acopladas a sistemas bolométricos. Se demuestra cómo la radiación infrarroja no es un factor limitante para la supervivencia de los dispositivos analizados. Además, se hace un estudio sobre la tolerancia de los dispositivos a los cambios de tensión del circuito de polarización. Los resultados se han comprobado mediante un experimento destructivo en el que se han expuesto los dispositivos a valores de polarización eléctrica por encima del umbral de daño.

### 2.5.1. Objetivos del estudio

En la sección 2.2 vimos, mediante las ecuaciones (2.12) y (2.13) cómo una forma de aumentar notablemente la respuesta de un dispositivo bolométrico era incrementar el voltaje de polarización,  $V_{\text{bias}}$ , del circuito externo. Sin embargo, este aumento de voltaje, causará un incremento de la temperatura motivado por efecto Joule en el sistema, pudiendo producirse daños que pongan en peligro la integridad del dispositivo. Generalmente, ésta es una de las causas habituales de fallo del dispositivo, especialmente si es sometido a altas corrientes, tales como las presentes en las descargas electrostáticas, (*Electro Static Discharge, ESD*). Para este caso en particular, que ya ha sido analizado [70], se han establecido límites para proteger la integridad de los dispositivos bolométricos. De hecho, el número de antenas ópticas que resultan operativas una vez fabricadas y tras realizar el conexionado externo, depende del cuidado en su manipulación. Lo mismo puede decirse al trabajar con ellas para la detección de radiación electromagnética y para su caracterización en el laboratorio. Por lo tanto, una investigación que analice la robustez de los dispositivos reales fabricados es necesaria a la hora de ofrecer posibles soluciones que consigan sistemas más duraderos y un funcionamiento más fiable de las antenas ópticas fabricadas. De la misma forma, los resultados de este análisis pueden ser útiles al establecer los límites de la polarización eléctrica para un funcionamiento seguro de este tipo de elemento nanofotónicos.

### 2.5.2. Modelo y resultados teóricos

En las secciones anteriores vimos que cuando la radiación electromagnética alcanza una antena óptica se genera una corriente generada a través de la geometría. La difusión del calor producido por el efecto Joule, se describe por la ecuación de transferencia de calor (2.6). En este caso, el término independiente,  $q$ , estará relacionado con la corriente DC generada por el circuito externo:

$$Q = |J|^2 \rho_0 (1 + \alpha \Delta T), \quad (2.27)$$

donde  $\rho_0$  es la resistividad eléctrica del metal del dispositivo a temperatura ambiente,  $J$  es la densidad de corriente,  $\Delta T = T - T_0$  es el incremento de la temperatura con respecto a la temperatura ambiente,  $T_0 = 293.15\text{K}$ , y  $\alpha$  es el *TCR*. Cuando se considera una fuente

de polarización de voltaje,  $J$  está relacionada con la distribución de potencial eléctrico  $V$ , fijado en el sistema bolométrico, a través de la siguiente relación:

$$J = \frac{-\nabla V}{\rho_0(1 + \alpha\Delta T)}. \quad (2.28)$$

Como ya hemos explicado, el dispositivo bolométrico acoplado a una antena óptica utiliza un circuito eléctrico externo para extraer la señal de salida. Si el dispositivo utiliza una fuente de tensión de polarización, entonces toma la forma de un divisor de tensión [29]. Un esquema de éste se muestra en la figura 2.4, y ya fue descrito en la sección 2.2 y sus características optimizadas en la sección 2.4.

Las antenas utilizadas en el estudio de esta sección muestran una geometría de bow-tie (pajaritas) planas de titanio. Son dispositivos de 25nm de espesor, crecidos sobre una capa de 400nm de  $SiO_2$ , sobre un sustrato de silicio. La fotografía electrónica *Scanning Electron Microscopy*, *SEM*, de estas antenas se muestra en el recuadro de la figura 2.18. Las principales ventajas de las antenas pajarita es que son de diseño simple, presentan una respuesta espectral de banda ancha y una alta sensibilidad a la variación del estado de polarización [28]. Se ha analizado la respuesta al estado de polarización de estos dispositivos mediante un sistema de caracterización con un haz láser fuertemente focalizado [71]. Este sistema de medida será descrito con mayor detalle en la siguiente sección 2.6. La sensibilidad a la polarización de estos dispositivos bajo una radiación con una longitud de onda  $\lambda = 10.6\mu\text{m}$  se representa también en la figura 2.18.

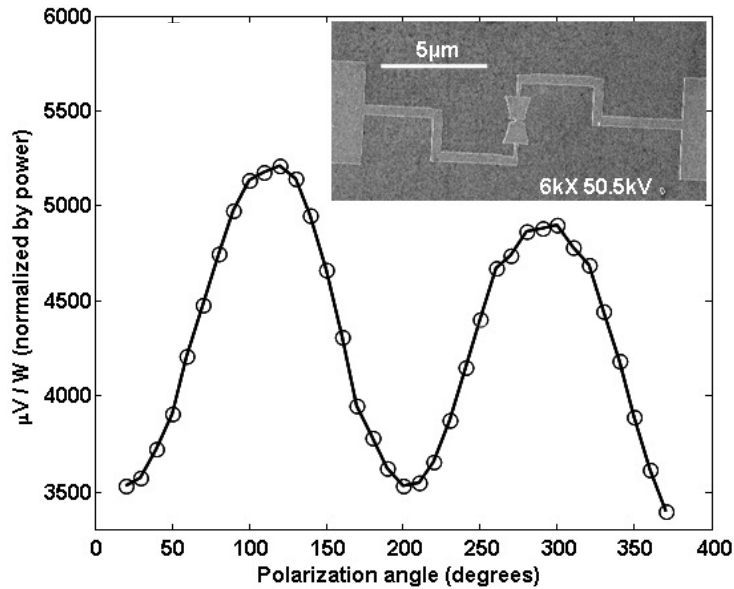


Figura 2.18: Dependencia de la respuesta respecto a la polarización de una antena bow-tie de *Ti*. El máximo se observa a  $0^\circ$ , que corresponde a una polarización lineal paralela a la antena. En el recuadro: Diagrama de la imagen SEM del dispositivo y circuito de polarización.

Para evaluar adecuadamente la respuesta de estos dispositivos, hemos realizado simulaciones utilizando *Comsol MultiPhysic (v 4.3b)* y *Matlab*, al igual que en el modelo general mostrado en la sección 2.2. En el caso estudiado aquí se ha tenido en cuenta el cambio frente a este, teniendo en cuenta el cambio de resistividad que se dará en el metal

como consecuencia del aumento de temperatura. La resistividad del titanio que habitualmente es  $\rho_0 = 4.2 \times 10^{-7} \Omega\text{m}$  pasa a ser  $\rho_0 = 1.7 \times 10^{-6} \Omega\text{m}$ , valor que se deriva de las medidas experimentales realizadas sobre los propios sistemas. La conductividad térmica se considera constante y es igual a  $K = 21.9 \text{ W/K}\cdot\text{m}$ , y el  $TCR$  es  $\alpha = 4.2 \times 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ . Teniendo estos datos en cuenta, la respuesta de los dispositivos se evalúa cuando una onda plana incide normalmente sobre la oblea, polarizada a lo largo de la dirección principal de la antena pajarita, con una irradiancia de  $I_{rr} = 100 \text{ W/cm}^2$ , considerando siempre que la longitud de onda es  $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$ .

Los valores de las resistencias del circuito de polarización se han establecido de acuerdo a las mediciones experimentales descritas en esta sección. En la figura 2.19.a se muestra la densidad de corriente generada en una antena pajarita en resonancia causada por la radiación electromagnética. Como era de esperar, el valor máximo se encuentra en el centro de la geometría, que coincide con el *feed point* de este tipo de antenas, y obtenida para una configuración sin voltaje o corriente de polarización. Para reproducir el efecto de este último, se ha calculado la distribución de densidad de corriente  $DC$  no considerando iluminación alguna y utilizando  $11 \text{ V}$  de  $V_{\text{bias}}$  como muestra la figura 2.19.b. Este voltaje de polarización está justo por debajo del valor que se ha obtenido experimentalmente para alcanzar la temperatura de fusión del metal del dispositivo.  $J$  es máxima en las secciones más estrechas de la estructura, alcanzando un valor al menos un orden de magnitud mayor que al iluminar el dispositivo, por lo tanto, la disipación de calor será al menos, 100 veces mayor. Si pretendemos utilizar potencia electromagnética para elevar la temperatura del dispositivo hasta el punto de fusión, la irradiación óptica debe tener un valor alrededor de  $I_{rr} = 7 \times 10^7 \text{ W/cm}^2$ , resultado muy elevado en las condiciones en las que habitualmente operan estos dispositivos, lo que hace suponer al sistema robusto frente a la radiación electromagnética en condiciones de iluminación de moderada y alta irradiancia.

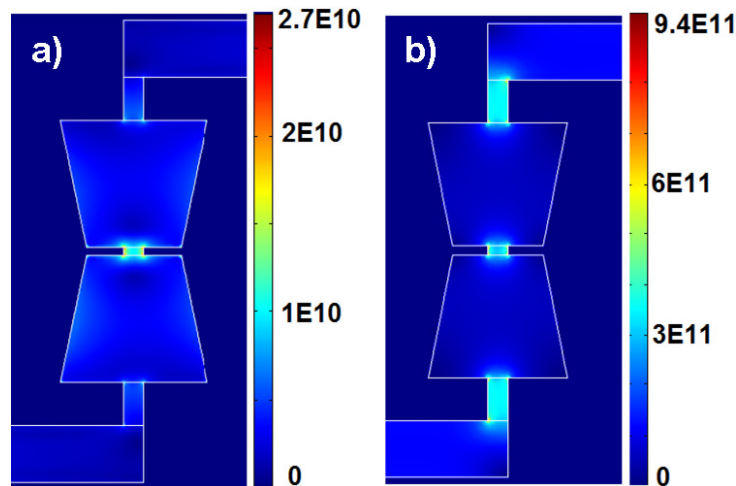


Figura 2.19: Densidad de corriente a lo largo de la antena Bow-tie  $\text{A/m}^2$ . a) Corriente causada por la radiación electromagnética incidente  $100 \text{ W/cm}^2$ . b) Densidad de corriente causada por el circuito de polarización.

Varios efectos son responsables de la robustez mostrada por la antena ante la irradiación óptica. En primer lugar, la resistividad aumenta con la temperatura, generando una disminución de la corriente inducida y por tanto de la potencia absorbida. Es cierto que la profundidad de penetración aumentará, aumentando sensiblemente el incremento

de temperatura en el sistema, como se vio en sección 2.4. Sin embargo, este efecto de aumento de la penetración alcanzará su límite, siempre dependiendo del grosor de la antena, a temperaturas notablemente menores que la necesaria para fundir el dispositivo, reduciendo su eficiencia térmica a partir de dicha temperatura. En segundo lugar, la corriente máxima generada por la radiación entrante se ve limitada a una pequeña área transversal, dada la profundidad de penetración. Por lo tanto, teniendo en cuenta el mismo valor de la corriente, la pérdida total de potencia es mayor para el caso de corriente continua, donde ésta fluye a través de toda la sección transversal de la estructura con la misma intensidad. Además, en nuestra geometría, el punto de alimentación, donde la corriente es máxima, está rodeado por los lóbulos de la pajarita, ayudando a una mayor disipación del calor generado. En consecuencia, cuando las antenas ópticas se utilizan como detectores de luz, la fuente principal de calentamiento Joule vendrá dada por la fuente externa de polarización eléctrica. Aunque, si la radiación óptica se deposita en forma de pulso muy corto, diferentes procesos de ablación puede tener lugar, generando un daño catastrófico del dispositivo [72].

Por otro lado, en la figura 2.20 se representa la temperatura máxima que se da en la pajarita, actuando con un micro-bolómetro clásico y como bolómetro distribuido, representada frente al valor de  $V_{bias}$ . Esta temperatura aumenta casi cuadráticamente con el voltaje de polarización y, teniendo en cuenta que la temperatura de fusión del  $Ti$  está cerca de 1.940K, la tensión máxima de polarización necesaria para causar el daño crítico se fija en 11.2V. La distribución de temperaturas a lo largo del dispositivo para este valor de  $V_{bias}$ , se muestra en el recuadro superior de la figura 2.20.a. En antenas bolométricas distribuidas, podemos ver que las regiones donde se alcanza la temperatura máxima se encuentran a ambos lados de la antena de pajarita, que corresponde a las zonas más estrechas de las líneas de carga. Además, el punto de alimentación de la antena muestra una temperatura más baja que estas conexiones. Esto sucede porque, para esta geometría, los elementos trapezoidales disipan el calor de forma notable fuera de la sección central. Usualmente, en muchos diseños de antenas ópticas los nanobolómetros de alta resistencia están localizados en el *feed point* de la antena para mejorar la respuesta del dispositivo [28] [47]. Sin embargo, esto puede producir un punto caliente localizado en el centro del nanobolómetro que puede aumentar notablemente la temperatura en ese punto y hacer más sensible el dispositivo frente a daños térmicos. La figura 2.20.b también muestra este caso, donde se aprecia la alta temperatura alcanzada por el nanobolómetro de  $Nb$ , claramente superior a la registrada por la configuración de bolómetro distribuido.

En las simulaciones presentadas, el nanobolómetro es una pieza de  $170\text{nm} \times 70\text{nm}$  fabricado de niobio. Con un espesor de 25nm, este elemento muestra una impedancia de  $100\Omega$  [71]. A partir de la evaluación de esta estructura, hemos comprobado que a partir de 7V la misma tensión de polarización inducirá temperaturas más altas en el nanobolómetro de  $Nb$ , que en la configuración de bolómetro distribuido. Por otro lado, el mapa de la distribución de la temperatura a lo largo del dispositivo cuando 11.2V se traza en el recuadro de la figura 2.20.b.

Otra fuente de fallo para estas estructuras metálicas de tamaño micro-nanométrico son los *ESD*, que son altas corrientes que surgen de la carga estática inducida. Las tensiones generadas por *ESD* pueden llegar incluso a 20kV en periodos muy cortos de tiempo, típicamente del orden de cientos de nanosegundos, con corrientes que van desde 1 a 10A,

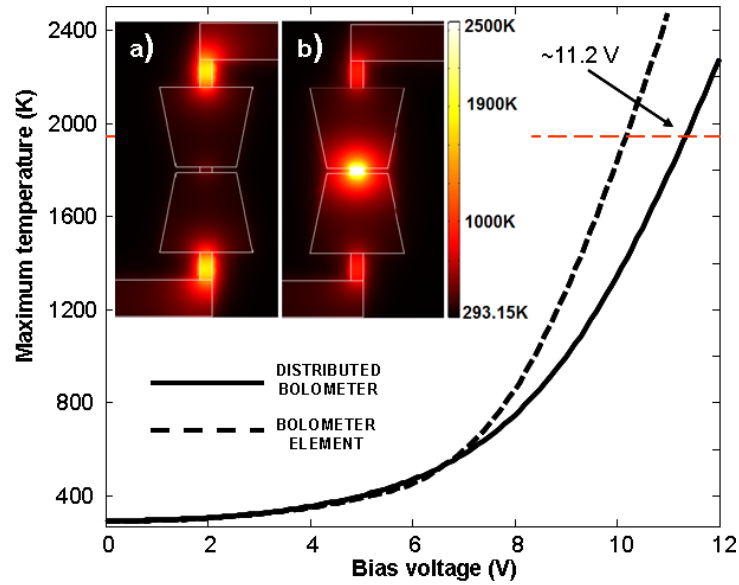


Figura 2.20: Máxima temperatura registrada por las dos configuraciones de antenas bolométricas utilizadas versus  $V_{\text{bias}}$ . La línea sólida corresponde al comportamiento de un sistema de antenas ópticas actuando como un bolómetro distribuido, mientras que la línea discontinua está relacionada con el comportamiento del bolómetro clásico de  $Nb$ . El recuadro muestra para un  $V_{\text{bias}} = 11.2$  a) Distribución de temperatura en un sistema actuando como bolómetro distribuido y b) en un sistema acoplado a un micro-bolómetro.

pudiendo fundir fácilmente el metal de las antenas micro-nanométricas. Trabajos previos en el análisis de fallos relacionados con la *ESD* en nanobolómetros, concluyen que los bolómetros no distribuidos pueden entrar en un corto eléctrico, para voltajes en torno a  $0.6V$  [70]. Además, cuando se aplica polarización de *AC* de baja frecuencia (alrededor de  $50Hz$ ) las simulaciones muestran que la polarización eléctrica es responsable de la mayor parte del aumento térmico. Sin embargo, nuestros resultados en el dominio del tiempo, muestran que el tiempo característico de la respuesta térmica, que muestran los dispositivos descritos en esta sección es de alrededor de  $30ns$ . Esto significa que la polarización *AC* pulsada a baja frecuencias puede tomarse como polarización continua, y que los resultados presentados aquí son igualmente válidas en este caso.

### 2.5.3. Resultados experimentales

Con el fin de evaluar la exactitud de nuestro modelo, se han realizado pruebas destructivas en antenas pajarita de titanio. Utilizando un sistema de puntas de las sondas, (Micromanipulador Co. Inc., modelo 7A), se ha aplicado una tensión *DC* a los dispositivos individuales. Las sondas nos han permitido medir la resistencia de las antenas individualmente y distinguirlas del  $R_{\text{in-chip}}$ , esta última de un valor de  $1.75 k\Omega$ . Por lo tanto la resistencia inicial de estos dispositivos se midió, siendo  $R_{\text{ant}} = 4.4k\Omega$ .

Para obtener los valores experimentales, la  $R_{\text{ext}}$  se fija en  $1k\Omega$ . La corriente que fluye a través del dispositivo se varía mediante el  $V_{\text{bias}}$ , en pasos de  $0.5V$ . Los resultados en 4 diferentes muestras, arrojan que para un  $V_{\text{bias}} = 10.3 \pm 0.2V$ , valor para el que el dispositivo alcanza un resistencia de  $7.2 k\Omega$ , se genera un daño crítico, y alcanzamos el estado de

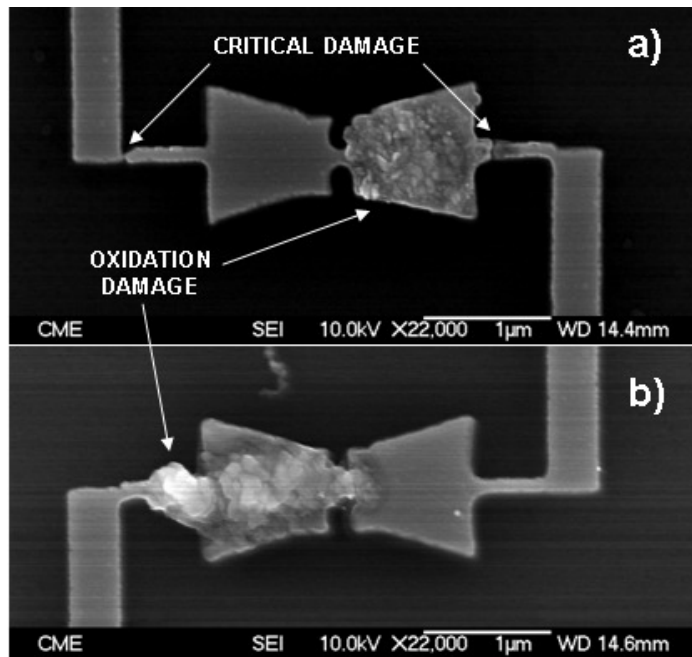


Figura 2.21: Imágenes *SEM* de las antenas después de los test destructivos. a) Daño crítico, se observa el circuito abierto y b) Daño de oxidación donde se aprecia la textura granular.

circuito abierto. Este valor coincide con nuestra simulación, donde por lo general, estos experimentos llevaron alrededor de 30 minutos. Sin embargo, se observó que en muestras en las que la  $V_{bias}$  se fijó en un valor más bajo para un tiempo más largo, la alta resistencia se mantuvo incluso cuando la  $V_{bias}$  se redujo. Esto nos obliga a pensar en la generación de un daño no crítico, así como en la aparición de otros tipos de anomalías estructurales, las cuales causan un daño permanente.

Para evaluar de una forma más precisa la naturaleza de los posibles daños inducidos, se han registrado imágenes de microscopía electrónica (*Scanning Electron Microscopy, SEM*) obtenidas después de las pruebas, y que son mostradas en la figura 2.21. Tal y como se describía anteriormente, se distinguen dos tipos de efectos: daños críticos y de oxidación. El daño crítico, que se caracteriza por una pérdida repentina de la conductividad, ya que la corriente no puede fluir por todo el circuito, se identificó como un circuito abierto por alguna grieta en la estructura metálica. El modelo predice dos áreas dañadas simétricas situadas en ambos extremos de la geometría pajarita. Sin embargo, las impurezas de materiales o inhomogeneidades geométricas y asimetrías, que se dan por motivos de construcción, favorecen una región sobre la otra. Este efecto se muestra en la figura 2.21, ya que el daño sólo se aprecia en una parte de la pajarita. Es importante destacar que, una vez generado el daño en una zona específica, las diferencias de ésta con su simétrica se incrementarán progresivamente, acentuando su debilidad y causando finalmente el deterioro de esa zona.

El daño producido mediante oxidación parece estar relacionado con cambios en la composición del material. Los dispositivos en la figura 2.21 se ven afectados por la oxidación. En particular, la figura 2.21.b muestra cómo la textura superficial cambia claramente alrededor de una de las líneas de conexión, donde se observa una estructura granular.

Este daño se interpreta como un proceso de recocido al aumentar la tensión de polarización y elevarse la temperatura. Este proceso térmico aumentará la capa de óxido, que dependiendo de la temperatura y tiempo de oxidación, será una mezcla de óxido cristalino y amorfo formando una película de rutilo  $TiO_2$ . En general, se ha observado que la rugosidad superficial aumenta durante la oxidación térmica a temperaturas alrededor de 1000K [74] ,[75]. Por otra parte, teniendo en cuenta la baja conductividad del rutilo y la estructura granular de la capa de óxido, la respuesta electromagnética de la antena óptica puede verse afectada, modificando de esta forma su resonancia.

#### 2.5.4. Conclusiones de la sección

Los resultados de las simulaciones numéricas de las antenas ópticas con geometría de pajaritas, muestran que las corrientes generadas por la radiación electromagnética son generalmente más bajas que las generados por el circuito de polarización. La geometría de las antenas es importante, debido a que algunas partes de la estructura resonante pueden actuar como disipadores térmicos y mejorar, de esta forma, la robustez del dispositivo. También se pone de manifiesto cómo los dispositivos fabricados mediante la configuración de bolómetros distribuidos son más robustos que los que utilizan nanobolómetros en el punto de alimentación de la antena. Ambas propiedades: geométricas y materiales, se combinan para establecer un límite de seguridad a la hora de operar con estos dispositivos. Las pruebas destructivas experimentales muestran una tensión de polarización crítica de  $10.3 \pm 0.2V$ . Este resultado coincide con la simulación que predice un voltage crítico de  $11.2V$  y por tanto, valida el modelo y el uso de las consideraciones multifísicas computacionales para evaluar la robustez de los dispositivos.

Por otra parte, diferenciamos entre el daño crítico y el de oxidación. El daño crítico consiste en romper la conductividad mediante la apertura de algunas partes de la conexión, como muestran las imágenes *SEM*. El daño de oxidación parece estar causado por un proceso de recocido, donde se genera óxido de *Ti* o Rutilo,  $TiO_2$ . Este proceso cambia la textura de la superficie, como muestran las imágenes de *SEM* que se han expuesto. Los experimentos muestran un incremento de la resistencia inicial mostrada por la antena, cuando previamente ésta se ha visto expuesta a valores elevados tensión. En resumen, se puede concluir que un diseño correcto de las líneas principales y líneas de carga es decisivo para establecer un método que aumente notablemente la robustez de las antenas ópticas que trabajan como bolómetros distribuidos o los que usan una configuración de nanobolómetro clásico en su punto de alimentación. Esta configuración con nanobolómetro sufre daños a voltajes más bajos que los dispositivos que trabajan como bolómetros distribuidos.

## 2.6. Conexionado de sistemas bolométricos matriciales basados en Antenas Ópticas

### 2.6.1. Objetivos del estudio

Como vimos en anteriores secciones, los sistemas bolométricos son elementos resistivos contruidos a partir de materiales con un alto  $TCR$ , de manera que la absorción de radiación producirá un cambio en la resistencia. Para operar estos sistemas es necesario establecer una corriente de polarización a través de ellos y controlar la tensión de salida. Esta tensión variará en función de los cambios producidos en la resistencia siendo estos cambios proporcionales a la irradiancia recibida. Por otro lado, los dispositivos de pequeño tamaño tienen la ventaja de ofrecer una respuesta rápida y un menor consumo de energía [76]. De hecho, considerando las cualidades ya descritas a lo largo de este trabajo, matrices de estos elementos acoplados a nanobolómetros han surgido como alternativa frente a otros detectores fotónicos basados en semiconductores para realizar mediciones de IR en sistemas formadores de imágenes no refrigerados [77].

Por otro lado, se ha demostrado a lo largo de este trabajo, que las antenas ópticas captan energía electromagnética en el rango IR y visible. De esta forma, antenas dipolares y espirales se han estudiado ampliamente, presentando cada una su propio ancho de banda y los patrones de radiación correspondiente, tal y como vimos en la sección 1.3. Los sensores basados en antenas ópticas aumentan notablemente su respuesta cuando utilizamos una matriz de éstas. Sin embargo, la señal no aumentará linealmente con el número de antenas puesto que existen resonancias mutuas, que resultará en un patrón determinado de corriente inducida a lo largo de la estructura matricial. Cuando las antenas ópticas operan en sistemas bolométricos, su respuesta puede ser evaluada mediante los cambios de voltaje bajo diferentes estados de polarización de la luz incidente. En este caso es necesario un voltaje de polarización para el buen funcionamiento del sistema. Este tipo de detectores IR basados en nanoantenas acopladas a sistemas bolométricos, dispuestas en grandes agrupaciones matriciales, se han demostrado adecuados para su uso en aplicaciones de imagen y caracterización láser [78], incluso para la captación eficiente de energía [79], [80].

Cuando las antenas están agrupadas en grandes matrices, el papel de las zonas de conexión, líneas de carga, circuitos de polarización en el chip, y otros elementos metálicos de conexión entre las antenas no resultan despreciables [81], [82]. Usualmente, estas estructuras auxiliares se convierten en zonas que resuenan con la radiación electromagnética, actuando como zonas sensibles a la radiación que no han sido diseñadas para tal efecto, pudiendo perturbar el resultado final. Más aún, teniendo en cuenta que la respuesta de estos elementos auxiliares puede competir con la señal bolométrica proveniente de las antenas ópticas, los efectos disipativos en  $DC$  podrían enmascarar la señal proporcionada por las antenas ópticas. Para solucionar este problema se han propuesto líneas de carga enterradas mediante el uso de interconexiones verticales, realizando experimentalmente las pertinentes demostraciones [83]. Sin embargo, si se utiliza una fabricación planar, las líneas de conexión deben tenerse en cuenta para entender completamente el rendimiento de los dispositivos fabricados.

En esta sección no nos centramos en figuras de mérito, tales como, la responsividad

y eficiencia de los elementos resonantes individuales, sino más bien en el rendimiento general de toda la matriz de antenas. Para ello, se ha diseñado y fabricado una geometría de antenas tipo pajarita cuyas dimensiones y parámetros se han optimizado para la detección de radiación IR con gran sensibilidad a la polarización y pensadas para formar parte de una matriz de antenas. Usando este elemento individual se fabricaron y probaron dos tipos de matrices, conectadas en serie y en una configuración paralelo-serie. Su respuesta ilustran un comportamiento colectivo complejo: las líneas de conexión resuenan con la irradiación incidente, contribuyendo a la señal de forma notable para diferentes estados de polarización de la luz. Este efecto se ve fuertemente afectado por la distribución de la corriente y el voltaje de polarización a lo largo de la matriz de antenas. Los resultados experimentales han sido satisfactoriamente modelados, proponiendo diseños alternativos, con menor influencia en la respuesta de las antenas, para producir grandes conjuntos útiles de sensores electromagnéticos. Se buscará ver las diferencias entre los diferentes tipos de conexionado que se pueden utilizar para aumentar la robustez de los sistemas bolométricos, estudiando la influencia de estos conexionados sobre la señal final.

### 2.6.2. Matrices de antenas ópticas

El diseño de las matrices se ha realizado mediante el modelado de una serie infinita de antenas bow-tie o pajaritas. Hemos utilizado el software comercial *CST Microwave Estudio* (Computer Simulation Technology AG), mediante el establecimiento de condiciones de contorno periódicas. Esto significa que desde el proceso de diseño, se desea realizar una matriz de antenas ópticas. La figura 2.22 es una imagen *ESM* de la matriz de antenas, en ella muestra la geometría de la celda unidad simulada. Estas antenas son dispositivos de aluminio de 30nm de espesor, crecidas sobre una capa de 400nm de  $SiO_2$ , con un sustrato de  $Si$  semi-infinito. La red de antenas es excitada por una onda plana incidente, con su campo eléctrico polarizado de forma controlada. Para la optimización del diseño se ha empleado la eficacia de absorción como figura de mérito. Ésta se define como el porcentaje de potencia disipada en la estructura respecto a la potencia transportada por la onda plana incidente. Las antenas muestran una dependencia con la longitud de onda casi constante, en la región comprendida entre 9.4-15 $\mu m$ . Se ha calculado la respuesta para la polarización vertical y para la polarización horizontal. Para la polarización vertical, se ha encontrado, que la matriz infinita absorbe el 19 % de la potencia de una onda incidiendo desde el aire, y el 60 % de la potencia cuando se incide desde la región de silicio. Al utilizar la polarización horizontal, la matriz absorbe el 4 % y 12 % de la potencia dependiendo de si la onda plana viene desde el aire o del silicio. El efecto bolométrico se distribuirá a lo largo de toda la estructura siendo mayor en los elementos resonantes [71].

Siguiendo los criterios extraídos de la simulación electromagnética, se han propuesto una variedad de matrices para ser fabricadas. Estas estructuras fueron construidas mediante litografía por haz de electrones, sobre una oblea de  $Si$  recubierta con 0.4 $\mu m$  de aislante de  $SiO_2$ . Para nuestro estudio, hemos fabricado matrices de 10 $\times$ 6 y 20 $\times$ 12 de antenas conectadas en serie. Las imágenes *SEM* de una matriz de 10 $\times$ 6 de antenas se muestra en la figura 2.22.a. Otras configuraciones de interconexión fabricadas, con las que se han experimentado, son las matrices de 20 $\times$ 12 y 38 $\times$ 24 dispositivos de antenas, en una disposición en paralelo-serie. La figura 2.22.b muestra una imagen *SEM* de una matriz de

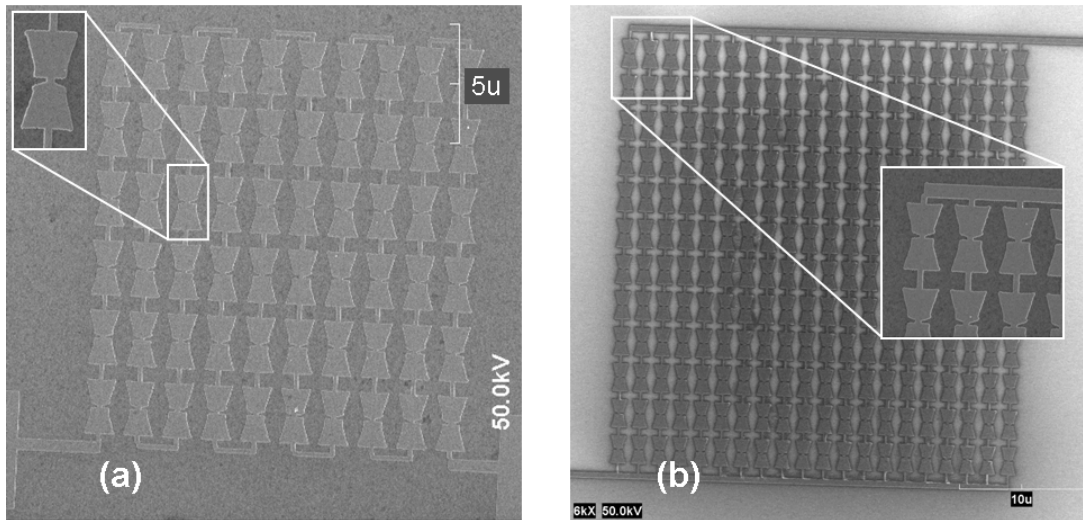


Figura 2.22: a) Imagen *SEM* de una matriz de antenas de  $10 \times 6$  elementos en serie. b) Matriz de  $20 \times 12$  antenas en un arreglo serie-paralelo. En los recuadros se pueden ver las antenas pajarita, que han sido diseñadas para resonando a una radiación de longitud de onda,  $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$ .

$20 \times 12$ . Como se ilustra en el detalle de la imagen, las filas de antenas en serie están conectadas mediante su lateral con otra fila, en una configuración paralela. Esto proporciona robustez en caso de un fallo de un dispositivo individual, aumentando así notablemente la fiabilidad del sistema.

### 2.6.3. Estación de medida y resultados experimentales

El diagrama de la configuración experimental se muestra en la figura 2.23.a. Se utiliza como fuente de luz un láser de  $\text{CO}_2$  (LAS-5), a una longitud de onda de  $10.6 \mu\text{m}$  y utilizando un chopper mecánico a una frecuencia de 1kHz. El haz polarizado se focaliza en el área de trabajo mediante una lente de distancia focal 25.4mm (*ISP, optics*). Este haz láser se caracterizó mediante la técnica de la cuchilla obteniéndose un valor de  $50 \mu\text{m}$  de diámetro del haz Gaussiano, medido en la cintura del haz [84]. De este modo, la luz incide perpendicularmente sobre la oblea y excita las corrientes en las antenas que ilumina.

Las líneas de lectura de señal están conectados a un divisor de tensión compuesto por tres resistencias:  $R$ , la resistencia de la red de antenas;  $R_{\text{ext}}$ , la resistencia externa utilizada para fijar la tensión de polarización, y  $R_{\text{in-chip}}$  que es la resistencia propia del chip sin incluir la resistencia de la matriz de antenas. Con el uso de este divisor de tensión obtenemos una resistencia de  $874 \pm 23 \Omega$  para una matriz de  $10 \times 6$  para un arreglo en serie y  $1.941 \pm 86 \Omega$  para la matriz  $20 \times 12$ . Las matrices  $20 \times 12$  y  $38 \times 24$  de la configuración serie-paralelo muestran una resistencia de  $481 \pm 12 \Omega$  y  $905 \pm 15 \Omega$  respectivamente. Esta resistencia explica todos los elementos de la matriz, las conexiones de la línea de conducción y el conexionado del chip. Sin embargo, puesto que la sección transversal del dispositivo de la matriz de antenas es tan pequeño, la mayor parte de la resistencia es debida a la matriz de antenas, es por ello que podemos tomar la  $R_{\text{in-chip}}$  como una resistencia despreciable a la hora de hacer los cálculos frente a la resistencia de la matriz,  $R$ . Esta disposición produce una señal de tensión proporcional a la irradiancia óptica en el plano de la antena.

Por lo tanto, se genera una corriente  $I$ , generada por el voltaje de polarización, ajustado mediante un  $V_{\text{bias}} = 100\text{mV}$ , que fluye a través de la matriz. Al despreciar la  $R_{\text{in-chip}}$  frente a la resistencia de la antena, la relación que obtiene el aumento de voltaje varía respecto a la ecuación (2.12), y ésta se convierte en:

$$\Delta V_{\text{out}} = V_{\text{bias}} \frac{R_{\text{ext}}}{(R + R_{\text{ext}})^2} \Delta R. \quad (2.29)$$

El chip donde son crecidos los dispositivos se monta en una placa electrónica y se conecta a un circuito utilizado para establecer el voltaje de polarización y una pre-amplificación de bajo ruido. La señal se lleva a un amplificador lock-in *7260 DSP EG & G Instruments*. Por otra parte, teniendo en cuenta que el aumento de la temperatura,  $\Delta T$ , es pequeño, se considera que el cambio de resistencia es lineal con la temperatura, luego  $\Delta R = \alpha R \Delta T$ , donde  $\alpha$  es la constante *TCR* del material. Por lo tanto, el cambio de corriente para un cambio de temperatura debido a la iluminación de la matriz es:

$$\frac{\Delta I}{\Delta T} = -I \frac{R\alpha}{(R + R_{\text{ext}})}. \quad (2.30)$$

En consecuencia, la respuesta de bolómetro depende de la corriente establecida mediante el voltaje de polarización, siendo éste un aspecto importante que debe tenerse en cuenta en determinadas configuraciones de conexionado. En nuestros experimentos, y con el fin de distinguir la resonancia electromagnética del puro efecto bolométrico, monitoreamos la señal de salida en función de la polarización de la luz, tal y como se ve en la figura 2.23.a. Para rotar el estado de polarización se emplea una lamina de media onda (Altechna Co), girando la lámina  $\lambda/2$  en pasos de  $5^\circ$ . La potencia media del láser que alcanza el dispositivo se ha fijado en  $150\text{mW}$  utilizando un detector (Thorlabs S310C) basado en tecnología de termopilas. Esta lectura se realiza para compensar la deriva temporal de la emisión láser. La alineación del haz láser con la matriz de antenas ha sido una cuestión de vital importancia. Para encontrar el centro de la matriz de antenas, es necesario realizar una exploración bidimensional en un plano  $XY$ , atendiendo a la respuesta del dispositivo en cada una de las posiciones [85]. El movimiento del dispositivo se realiza mediante un sistema  $XY$  con 2 motores de resolución sub-micrométrica, (PI M-415.DG), mientras que el tamaño de la zona a escanear depende del tamaño de las matrices de antenas. Para conocer la respuesta ante la polarización se busca la máxima señal, suponiendo que está localizada en la región resonante relacionada con la parte resonante del dispositivo, de tal forma que al terminar la exploración, el sistema de medida y posicionamiento centra el haz láser sobre esta posición. En este lugar la lectura de voltaje se almacena junto con el ángulo de polarización. El control del sistema de medida y el procesamiento de los datos se realizó mediante un ordenador, utilizando el entorno *Matlab*. El mapa de respuesta que se ha obtenido a partir de una matriz  $10 \times 6$  de antenas de aluminio, se muestra en la figura 2.23.a. La zona de escaneado tiene una superficie de  $50 \times 50 \mu\text{m}^2$ , con un paso de  $2.55 \mu\text{m}$  en las direcciones  $X$  e  $Y$ . Se ha demostrado que la señal de salida medida es, la convolución de las matrices de la respuesta espacial y la distribución de irradiancia del haz [26]. Para que los pequeños cambios se puedan ver, se ha representado el mapa de respuesta en una escala logarítmica, observando un patrón circular, donde su máximo se ubica en el centro de matriz. Para registrar la dependencia

con el estado de polarización, la lámina  $\lambda/2$  se gira  $5^\circ$  y el proceso comienza de nuevo. La lectura de voltaje de salida normalizado frente al ángulo de rotación de la lámina de  $\lambda/2$ , se muestra en la figura 2.23.b. Es evidente que la matriz muestra una dependencia con la polarización, confirmando de este modo el comportamiento esperado de las antenas pajarita. Hay que tener en cuenta, que al rotar la lámina de media onda  $45^\circ$  el plano de polarización real gira  $90^\circ$ . Un ratio adecuado para observar la sensibilidad se define como  $\delta = (V_{\max} - V_{\min}) / (V_{\max} + V_{\min})$ . Esta medida de la sensibilidad a la polarización para la matriz de  $10 \times 6$ , ha sido evaluada como 0.19.

El mapa de respuesta obtenido por una matriz de antenas de  $20 \times 12$ , dispuestas en serie y con una polarización de la luz perpendicular a las antenas, se muestra en la figura 2.24.a. Este resultado se ha obtenido mediante el escaneo de un área de  $119 \times 119 \mu\text{m}^2$ , utilizando un paso de  $3.4 \mu\text{m}$ . La matriz de antenas muestra igualmente dependencia a la polarización, con  $\delta = 0.36$ . Fijémonos que este valor es tan sólo el doble que la matriz  $10 \times 6$ , a pesar de tener un área cuatro veces mayor. Por otra parte, en este caso se manifiestan algunas características interesantes ya que, el haz de la sonda era relativamente menor que la matriz y el mapa de señal muestra algunas estructuras. Se pueden ver dos máximos en el mapa que corresponden a las regiones de conexión hacia el circuito externo. El recuadro muestra un diagrama del dispositivo en la misma escala, claramente hay un efecto bolométrico en esos lugares que enmascara las corrientes inducidas en las antenas.

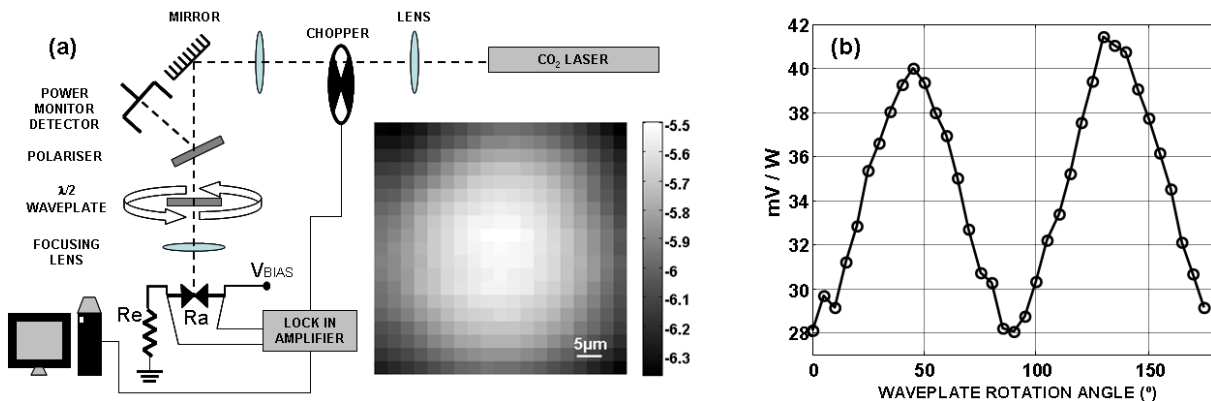


Figura 2.23: a) Diagrama del montaje experimental utilizado en esta sección. El recuadro muestra un mapa a escala logarítmico de la respuesta de una matriz  $10 \times 6$ , después de realizar un escaneo XY. b) Sensibilidad a la polarización de la matriz mencionada, el voltaje registrado se normaliza atendiendo a la potencia medida mediante el detector.

Por otro lado, el mapa de la respuesta obtenida para una matriz conectada en serie-paralelo de  $38 \times 24$  se muestra en la figura 2.24.b. Este escaneo se ha hecho considerando un área de  $765 \times 765 \mu\text{m}^2$ , utilizando un paso de  $17 \mu\text{m}$  en cada dirección. Es una exploración grande ya que la matriz en si es bastante extensa, y también se pretendía que aparecieran las líneas de carga para evaluar su comportamiento. El recuadro de la figura 2.24.b muestra la matriz de antenas en la misma escala. En ambos casos el centro de las matrices no se corresponde con la señal máxima. Sin embargo, como veremos en la siguiente subsección, una mirada más cercana a la respuesta máxima encontrada sobre las líneas de carga, expone cierta dependencia de éstas con la polarización. Estas mediciones demuestran que la configuración de la matriz y su conexionado deben ser cuidadosamente diseñados

con el fin de y aumentar la eficiencia. Estos serán evaluados mediante simulaciones. Por último, tenemos resultados preliminares con antenas bolométricas fabricadas en titanio. La resistividad y la profundidad de penetración de  $Ti$  es 15 y 3 veces mayor respectivamente, que las mostradas por el  $Al$ , y la conductividad térmica es 10 veces menor [62]. Se ha medido la sensibilidad a la polarización de una sola antena  $Ti$  y se encontró que su parámetro  $\delta$  era 0.46. Este dato ya es un factor de 1.3 veces superior a los medidos para el caso de una matriz de  $20 \times 12$  fabricada en  $Al$ . Se espera una mayor dependencia de la polarización, para las matrices de  $Ti$ , ya que se mejora notablemente el efecto bolométrica [29]. Por otro lado, si iluminamos desde el lado del sustrato también mejoraría esta cifra [15]. Por otra parte, se ha demostrado que esta sensibilidad se puede aumentar aún más mediante la mejora el aislamiento térmico del sustrato aún a costa de reducir la respuesta del sistema [86].

#### 2.6.4. Simulaciones electrostáticas

Vimos en anteriores secciones como cuando una onda electromagnética interactúa con estructuras metálicas resonantes hay varios mecanismos físicos que desencadenan la respuesta del dispositivo. La respuesta electromagnética y la transferencia de calor jugarán los papeles más importantes en la respuesta de la antena. En algunos casos se puede utilizar un modelo analítico, que incluso se puede ampliar para incluir vibraciones mecánicas, para estudiar este tipo de estructuras [69]. Sin embargo, para un estudio detallado, un enfoque numérico del modelo multi-físico es necesario para describir esta contribución múltiple de una manera adecuada considerando una configuración 3D [45].

Para comenzar con el análisis de los dispositivos, nos centraremos en una descripción  $DC$ , puramente electrostática. En estas condiciones un modelo sencillo puede predecir algunos resultados que son importantes para mejorar el rendimiento general del dispositivo. Hemos utilizado un software de elementos finitos  $FEM$  proporcionado por el *Toolbox de Ecuaciones en Derivadas Parciales* de *Matlab*. Así, en nuestro problema tenemos un medio conductor, donde  $\sigma$  es la conductividad eléctrica, y se utiliza una corriente constante como una corriente de polarización. El modelo físico para este problema consiste en resolver la ecuación de Laplace homogénea  $-\nabla(\sigma\Delta V) = 0$ . El potencial eléctrico  $V$  se define en los límites entre la matriz de antenas y las líneas de conexión de carga usadas para establecer un  $V_{\max} = 100mV$ . Para el resto de las condiciones de contorno nos propusimos fijar la componente normal de la densidad de corriente  $\mathbf{n}(\sigma\Delta V) = 0$ . También consideramos que las variaciones en el eje  $z$  son insignificantes.

De esta forma, se simuló un modelo 2D para una matriz de  $3 \times 2$  de antenas, la cual se muestra en la figura 2.25.a. Aunque ésta es una versión simplificada de nuestros diseños fabricados, nos ayudará a ilustrar el problema. En esta representación la escala de grises es proporcional al módulo de la densidad de corriente distribuida en el sistema, generada por una diferencia de tensión localizada entre los extremos de la matriz. Las conexiones entre antenas muestran un máximo de densidad de corriente, mientras que ésta es menor que en los lugares donde se sitúa las antenas tipo pajarita. En particular, las conexiones al principio y al final de cada fila de antenas, son lugares de alta densidad de corriente. Para producir estos mapas tenemos en cuenta una consideración adicional: de acuerdo con la ley de Kirchhoff, si  $I$  es la corriente de polarización que fluye a través de las líneas

de lectura, entonces la corriente que fluye a través de  $N$  líneas paralelas idénticas, es  $I/N$ . El aumento de  $N$  disminuirá la corriente de polarización en todas las antenas y, como se describe en la ecuación (2.30), reducirá su eficiencia como sistema bolométricos.

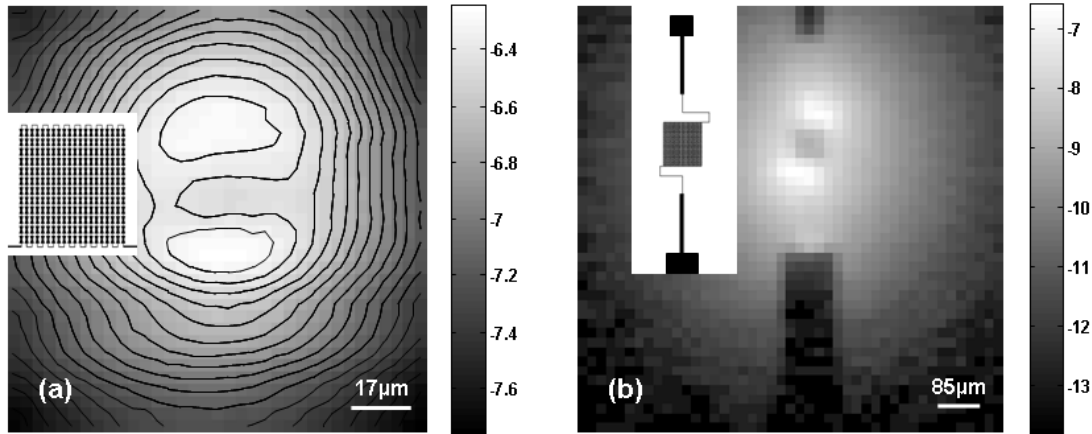


Figura 2.24: Mapas a escala logarítmica de la respuesta correspondiente a un escaneo grande, entorno a: a) un dispositivo en serie de  $20 \times 12$  y b) un dispositivo serie-paralelo de  $38 \times 24$ . Los diagramas de las matrices y sus conexiones se pueden observar en los recuadros insertados.

La conexión cuadrangular, en el lado izquierdo de la matriz ( ver figura 2.25) muestra que las esquinas interiores donde la corriente aumenta, por lo que sufrirán un fuerte calentamiento Joule, apreciándose un fuerte calentamiento Joule. Por lo tanto se espera que esos lugares muestren una fuerte respuesta bolométrica. En general, el campo eléctrico cerca de una esquina en un conductor tiende a ser muy alto. Esto se puede evitar mediante el uso de conexiones redondeadas. En el lado derecho del conexionado se han propuesto uniones redondeadas y el módulo del campo eléctrico asociado se ha reducido en casi un 40 %. De igual forma, las estructuras planas con gran anchura, también son recomendables para reducir la densidad de corriente.

Otras matrices se han analizado en la literatura [87]. En algunos casos se afirma que para cumplir con todos los criterios electromagnéticos necesarios para hacer un buen colector de energía se necesita una geometría como la que se ilustra en la figura 2.25.b [87]. Con este diseño matricial de antenas se minimiza el acoplamiento de las líneas de polarización  $DC$ . La densidad de corriente revela que en esta configuración hay puntos de máxima disipación de calor en la unión de las líneas de extracción de la señal. Más importante aún, el sistema no proporciona la misma corriente de polarización para todos los elementos, llegando menos corriente de polarización a las antenas centrales. Por lo tanto, esta disposición de conexionado no parece adecuada para una matriz de nanobolómetros ya que reduciría nuestra señal.

### Sensibilidad de las conexiones a la polarización de la luz

Una descripción completa del comportamiento de la matriz de antenas incluye necesariamente el efecto de la radiación entrante y la potencia disipada en cada dispositivo. Como mencionamos en la sección 2.6.3, se observa que las matrices de antenas ópticas son sensibles al estado de polarización de la luz, tal y como se deduce de los mapas de

respuesta obtenidos. La distribución espacial de la respuesta experimentalmente medida puede explicarse de la siguiente manera. En primer lugar, mediante el uso de *Comsol MultiPhysics* (v 4.3b) hemos modelado la siguiente estructura: una matriz de antenas fabricadas en aluminio que forma la red de antenas, una capa de  $SiO_2$  de  $0.4 \mu m$  de espesor que funciona como una capa que proporciona aislamiento térmico y eléctrico, y un sustrato de  $Si$  semi-infinito. Debido a las limitaciones en la potencia de cálculo disponible, esta matriz de prueba simulada es más pequeña que nuestros dispositivos fabricados. Sin embargo, servirá como una buena aproximación para representar la distribución de la potencia disipada. Así se han generado varios mapas con un número de antenas menor que en la configuración fabricada donde se representan la distribución de la potencia disipada. Esta energía es producida por las corrientes generadas por la radiación electromagnética incidente, que está polarizada a lo largo de una determinada dirección. Esta simulación térmica y electromagnética ofrece resultados del módulo del cálculo electromagnético que acoplado con el módulo del cálculo térmico consigue evaluar la transferencia de calor en un régimen estacionario. En segundo lugar, hacemos una convolución del mapa, con una distribución de Gaussiana de la irradiancia del haz. Esta convolución simula las mediciones obtenidas mediante el escaneo del haz láser a través de la matriz de antenas. En la sección 2.6.3 hemos visto que cuando el tamaño de la matriz es pequeño comparado con el tamaño del haz, no se pueden diferenciar estructuras en el mapa de señal, obteniendo un patrón circular. Es por ello que en nuestras simulaciones, ya que no podemos aumentar de tamaño las matrices, hemos disminuido el tamaño del haz láser en el proceso de convolución. Sin embargo mantenemos constante el ratio del tamaño del haz con el tamaño de los dispositivos. Las figuras 2.26 y 2.27 ilustran todo el proceso para diferentes configuraciones de conexionado y comparan los resultados de la simulación con los resultados obtenidos experimentalmente.

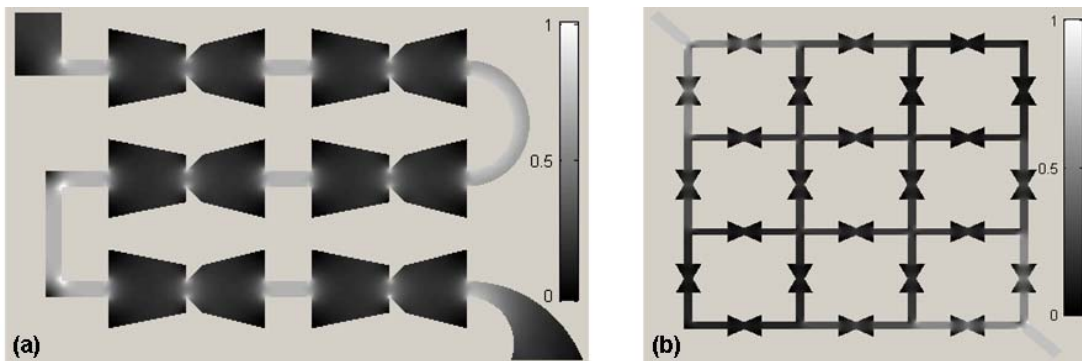


Figura 2.25: Imágenes relacionadas con el modelo electrostático desarrollado utilizando el toolbox de *Matlab 2008R*. a) Mapa de densidad de corriente eléctrica  $J$  (normalizada al máximo) valor modelo de una matriz con conexiones cuadradas y redondeadas. b) Mapa de densidad de corriente eléctrica  $J$  (normalizada al máximo) para un arreglo propuesto en la literatura para la absorción de energía solar mediante el uso de antenas. La escala de grises representa la densidad de corriente.

En la figura 2.26, la matriz simulada es una estructura de  $6 \times 3$  de antenas conectadas en serie. Mediante el uso de *Comsol MultiPhysics* (v 4.3b). Se calcula la distribución de potencia disipada en esta estructura, cuando se incide con una onda plana polarizada. Cuando la polarización es vertical las antenas están alineadas y en resonancia con

el campo. En estas condiciones, las antenas centrales de la matriz responden mejor. Estas secciones tienen fuertes corrientes inducidas. Por lo tanto, la disipación de potencia será relativamente alta. Sin embargo, el mapa es diferente cuando la polarización de la onda incidente es horizontal. En este caso, son otras las regiones de la matriz que se hacen más activas, disipando más potencia en las conexiones que en las antenas.

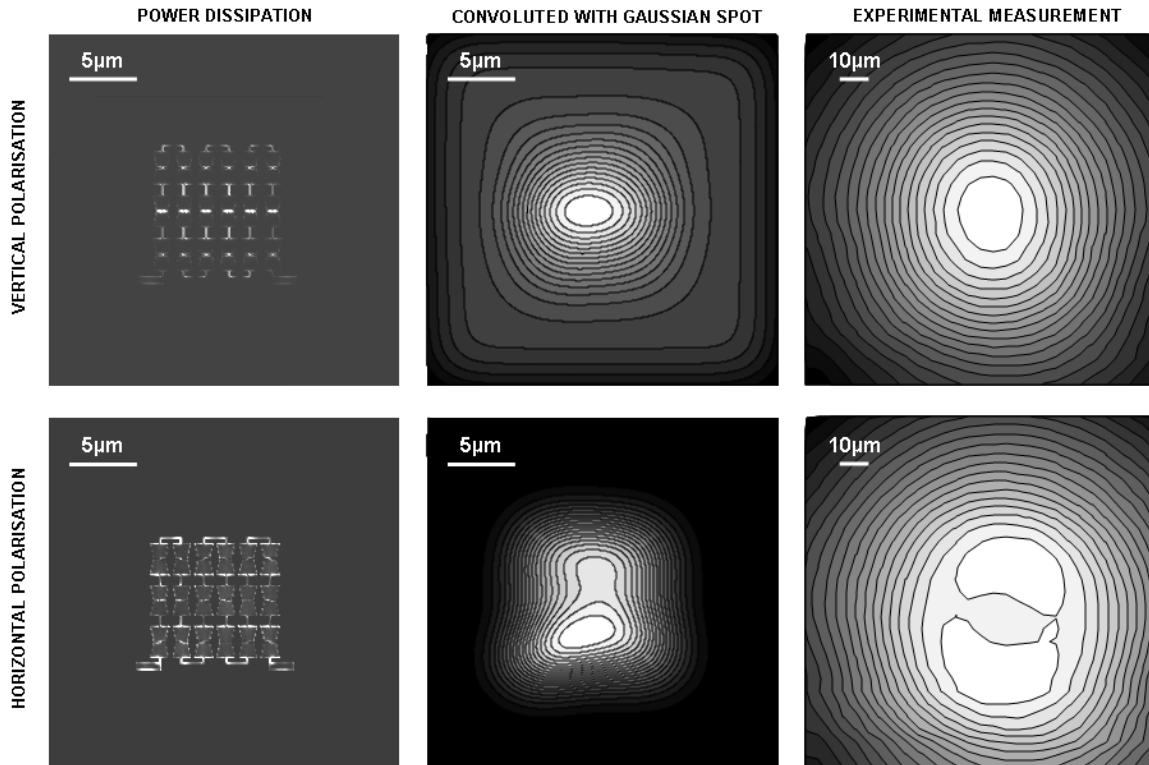


Figura 2.26: Comparación entre los resultados experimentales y simulados. La columna de la izquierda es un mapa de la potencia disipada, en un dispositivo en serie de  $6 \times 3$  antenas, generados mediante *Comsol MultiPhysics* (v 4.3b). La segunda columna es el resultado de la convolución de estos resultados utilizando una distribución gaussiana. En la columna de la derecha se representan las mediciones realizadas en una matriz en series con  $20 \times 12$  antenas. Cada fila corresponde a un estado de polarización diferente al del haz entrante.

Esas ubicaciones donde la disipación de potencia es mayor se calientan más, produciendo un aumento en la temperatura y un cambio en la señal de acuerdo con la ecuación (2.29). Es importante señalar, que los mapas generados son modulados por la corriente de polarización, que para un dispositivo con un conexionado en serie como éste, es la misma en toda la estructura. La convolución de estos mapas con una distribución Gaussiana de irradiancia de  $4\mu\text{m}$  de diámetro produce los mapas de la segunda columna de la figura 2.26. Estos mapas simulados se pueden comparar directamente con las medidas experimentales representadas en la tercera columna de la figura 2.26. Las mediciones se obtienen a partir de un dispositivo de  $20 \times 12$  antenas conectadas en serie.

Análogamente a como se ha hecho en la matriz anterior, una matriz de antenas de  $6 \times 3$  dispositivos conectados en una disposición en serie-paralelo, se ilustra en la figura 2.27. La distribución de la potencia disipada en esta estructura también es modulada por la corriente de polarización.

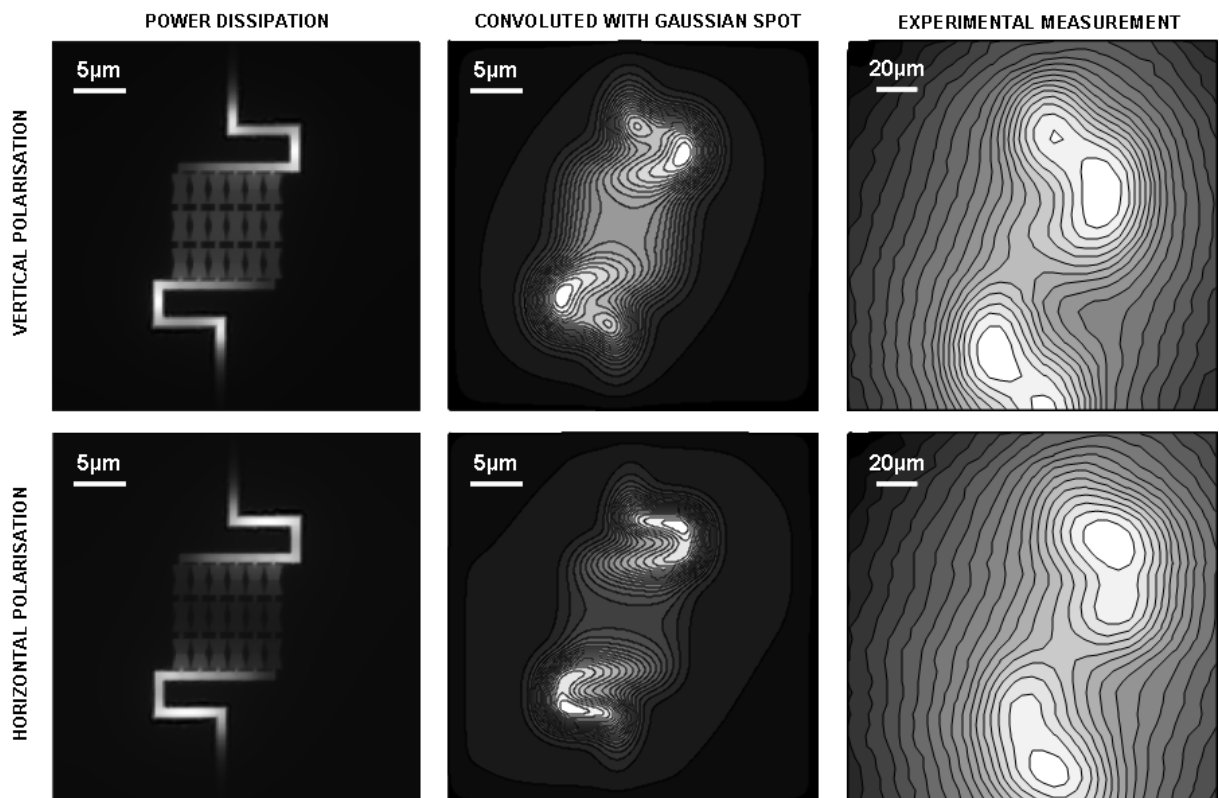


Figura 2.27: Comparación entre los resultados experimentales y simulados. La columna de la izquierda es un mapa de la potencia disipada en un dispositivo serie-paralelo  $6 \times 3$  antenas, obtenido mediante *Comsol MultiPhysics* (v 4.3b). La segunda columna es el resultado de la convolución utilizando una distribución gaussiana. La columna de la derecha representa las mediciones realizadas en una matriz de  $20 \times 12$  antenas, con un arreglo serie-paralelo. Cada fila corresponde a un estado de polarización diferente del haz entrante.

En este caso de una matriz de  $6 \times 3$ , los resultados de la simulación (ver figura 2.28), se asemejan también al mapa de respuesta obtenido experimentalmente, una vez que consideramos que la corriente se divide por veinte ( $N = 20$ ) cuando fluye a través de las antenas. Eso explica la potencia relativamente alta disipada en las conexiones en relación con la disipada en la matriz de elementos resonantes. Una vez más, la convolución de estos mapas se realiza considerando una distribución Gaussiana, la cual produce las imágenes de la segunda columna en la figura 2.27. Estas pueden ser comparadas con las mediciones obtenidas a partir de un dispositivo con configuración serie-paralelo, que presenta una matriz de antenas de  $20 \times 12$  elementos, que se muestra en la tercera columna. Las similitudes entre los mapas simulados y los medidos son evidentes, en particular para la polarización vertical, donde se espera que el mapa convolucionado parezca más circular y con un máximo en el centro, cuando el número de antenas centrales aumente. Lo mismo puede apreciarse en las condiciones experimentales reflejadas en la figura 2.28. Esta simulación muestra el efecto de un número creciente de líneas de antenas conectadas en paralelo en una matriz de antenas, con una configuración de serie paralelo.

Finalmente, la figura 2.29 muestra la sensibilidad a la polarización de las dos diferentes configuraciones de la red de conexionado analizadas en este trabajo. En estas simulaciones, con objeto de simplificar el modelo, todas las antenas se sustituyen por una línea en cortocircuito. Los mapas en la columna de la izquierda se normalizaron a un valor común, y muestran la sensibilidad a la polarización del conexionado en serie. Se puede observar que estas disposiciones tienen una mayor respuesta a la polarización vertical. Sin embargo esta resonancia se enmascara cuando las antenas están presentes, como se ilustra en la figura 2.26. Por el contrario, para la polarización horizontal, a pesar de que la respuesta es relativamente más baja, ésta es todavía significativa cuando se colocan antenas. Este efecto se debe a que las antenas no presentan su máxima resonancia para este tipo de polarización. En el caso de la configuración serie-paralelo, mostrado en la segunda columna, la pequeña cantidad de corriente que fluye a través de las líneas reduce su respuesta, como sucedió cuando las antenas estaban presentes, ver figura 2.27. Sin embargo, la sensibilidad a la polarización es aún evidente. En general, la situación es equivalente a un polarizador de tipo *wire-grid*.

Los resultados muestran claramente las resonancias parásitas y la sensibilidad a la polarización de las líneas de conexión. Además, y con el fin de tener un voltaje de polarización constante, es aconsejable que una matriz con un número de conexiones en paralelo tiene que ser cuidadosamente considerada si queremos aprovechar toda la matriz de manera eficiente. Por último, y a pesar de que los dispositivos reales y los simulados no tienen las mismas proporciones geométricas, consideramos que nuestros resultados simulados están en buen acuerdo con las mediciones experimentales.

### 2.6.5. Conclusiones de la sección

En esta sección hemos utilizado y estudiado antenas ópticas trabajando como bolómetros distribuidos que actúan como sensores para detectar radiación IR. Para ello hemos utilizado diferentes matrices de antenas que hacen que éstas se beneficien de una respuesta colectiva, en forma de modo resonante constructivo distribuido a lo largo de la matriz de estos elementos. Además, la señal producida por estas configuraciones matriciales es

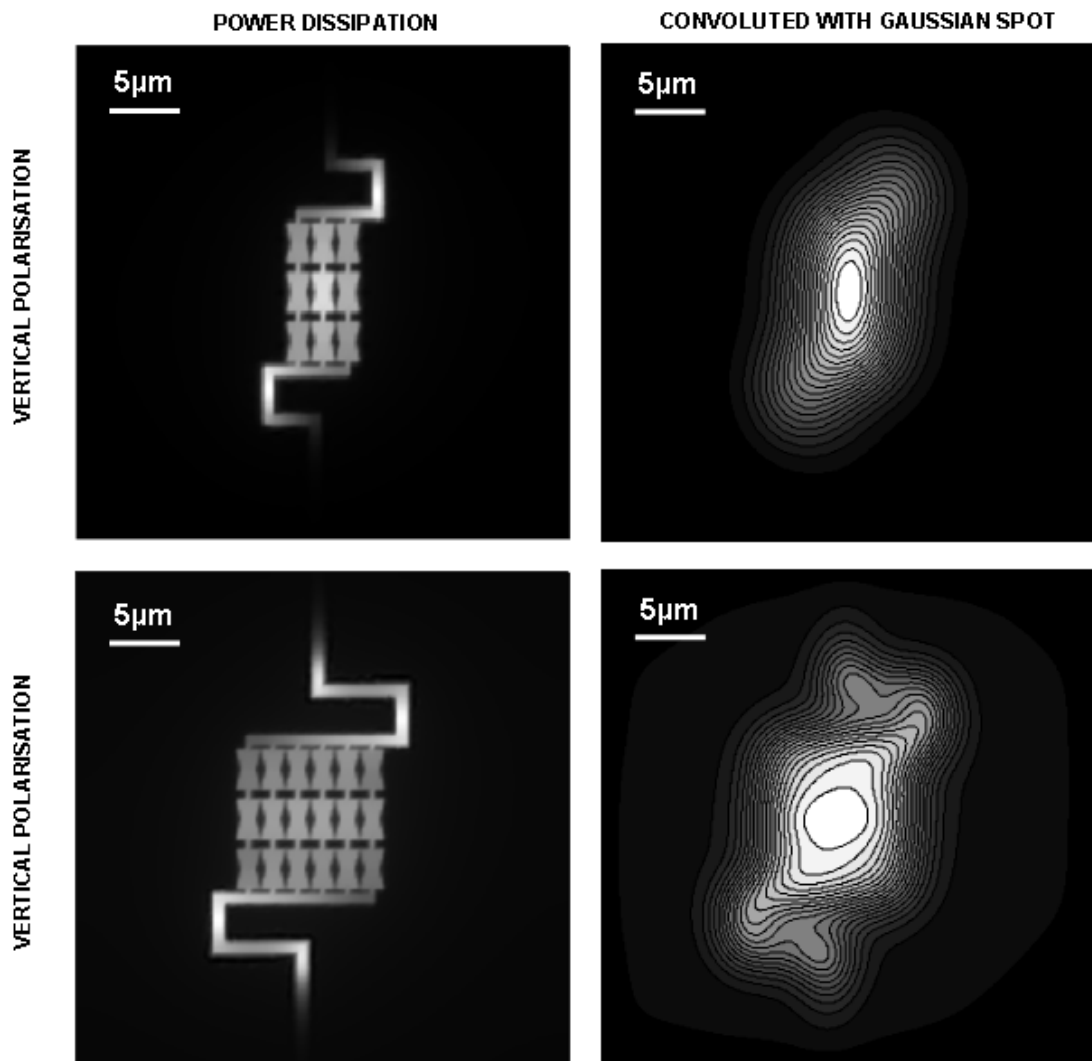


Figura 2.28: Efecto del aumento del número de líneas conectadas en paralelo ( $N$ ) en una matriz de  $3 \times 3$  y una matriz de  $6 \times 3$  en este caso,  $N = 3$  y  $N = 6$ , respectivamente, junto con sus convoluciones. La reducción de la corriente de polarización, por motivo del aumento de líneas, disminuye la eficiencia de las antenas. En ambos casos la polarización de la luz es vertical.

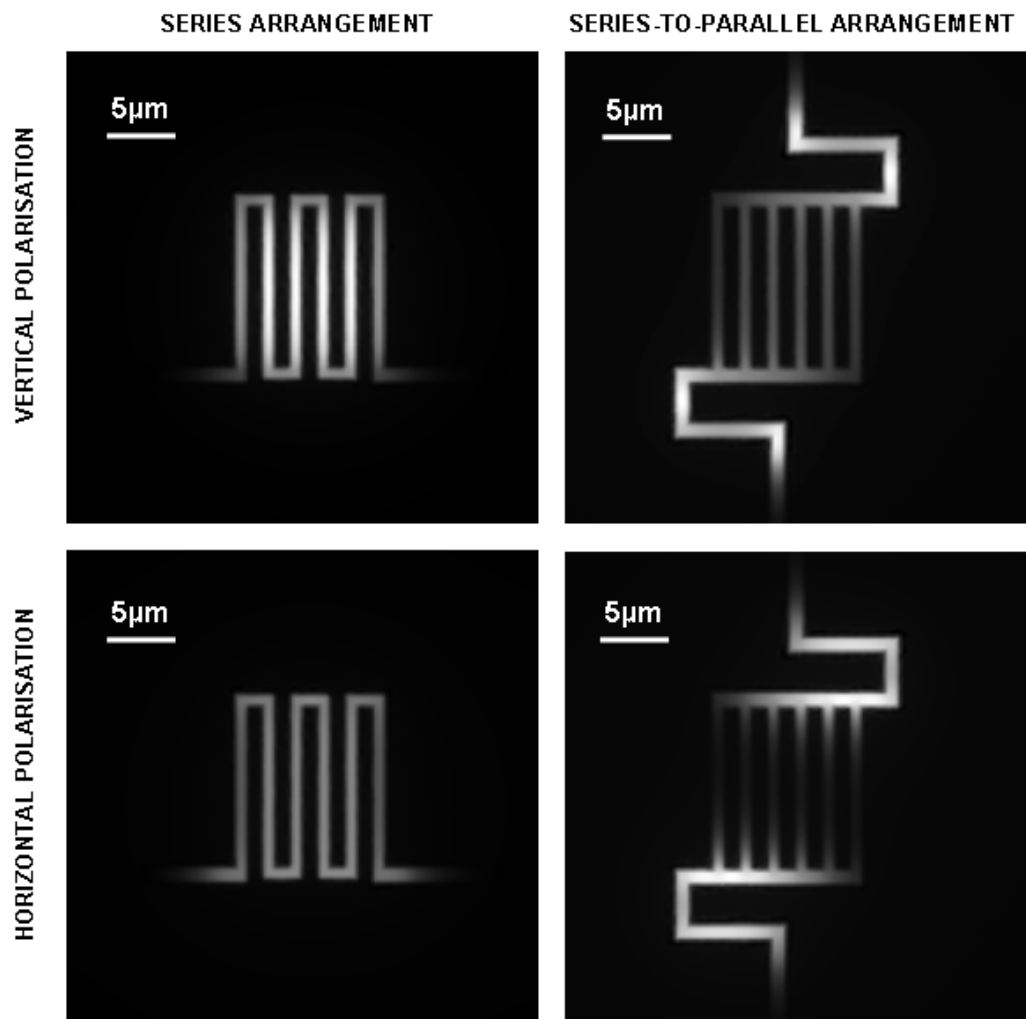


Figura 2.29: Potencia disipada en los distintos tipos de conexionado donde las antenas son sustituidas por líneas en cortocircuito. Cada fila corresponde a un estado de polarización diferente del haz incidente.

mayor y por lo tanto mejora su respuesta. Esta situación requiere el uso de líneas de conexión para recoger la señal de las estructuras resonantes. Hemos analizado el papel de las líneas de conexión desde dos puntos de vista: la distribución de corriente de polarización, y la influencia de sus resonancias parásitas. La distribución de densidad de corriente debido a la polarización en DC es no homogénea a lo largo de las líneas de conexión. Se observa la diferencia en las localizaciones de giro e intersecciones de tramos rectos. Esto es importante cuando se utiliza el efecto bolométrico como mecanismo de transducción de señal. Los resultados muestran que la geometría de las líneas de conexión influye en la cantidad de corriente vista por las antenas colocadas en diferentes lugares. También se espera un mejor comportamiento de las líneas de conexión redondeadas ya que impiden la existencia de regiones donde se concentre el campo eléctrico. Este efecto puede disparar la respuesta térmica, modificando los resultados esperados y reduciendo la robustez del sistema.

Por otra parte, la contribución de las líneas de conexión cuando son iluminadas también se ha estudiado mediante *Comsol MultiPhysics (v 4.3b)*, que muestra las resonancias parásitas que se dan en estas estructuras auxiliares. Estos resultados se han comparado positivamente con las mediciones experimentales de las antenas pajarita dispuestas como matrices rectangulares y conectadas de dos maneras diferentes: en serie, y en serie-paralelo. Esta última configuración muestra una gran sensibilidad a las respuestas parásitas dadas por las líneas de conexión, mostrándose como una configuración más débil ante el posible enmascaramiento de la señal de resonancia de las antenas, lo cual es fundamental a la hora de diseñar un detector fiable. Los resultados experimentales muestran una gran similitud de éstos con los patrones simulados.

En resumen, podemos concluir que la optimización de los detectores de antenas ópticas acoplados a bolómetros o actuando como bolómetros distribuidos requiere un análisis detallado de las líneas de conexión interna entre los elementos resonantes. Se ha demostrado que la configuración serie-paralelo de las antenas, aunque aumenta la robustez del dispositivo mediante la reducción de la corriente DC, sufre un mayor enmascaramiento de su señal de salida, haciendo este arreglo menos fiable que un dispositivo con un conexionado en serie. Este estudio debería ser ampliado a través de la medida de dispositivos fabricados para conseguir un mayor control de la densidad de corriente y evitar esquinas afiladas o giros que puedan producir resonancias parásitas, incluso en conexionados en serie. Por lo tanto, la optimización del diseño de matrices de antenas requiere un estudio del conexionado para alcanzar los objetivos de eficiencia finales. Como posible mejora se presenta la idea de las antenas no conectadas. Este tipo de diseño no requiere de conexiones entre antenas, y basan su respuesta en señales parásitas inducidas en las líneas de carga por la resonancia de antenas ópticas, así como en el calor disipado por las antenas que llega hasta estas mismas líneas. De esta forma se pueden contemplar nuevos diseños para las líneas de carga, consiguiendo reducir fuertemente la resistencia parásita que se da en éstas.



## Capítulo 3

# Sintonización de antenas ópticas

### 3.1. Introducción

A lo largo de este trabajo hemos visto qué son las antenas ópticas, como podemos utilizarlas para crear sensores ópticos, los cuales presentan ventajas en cuanto a su tamaño y a la ausencia de un sistema de refrigeración.

Sin embargo se mencionaron dos grandes desventajas de estos dispositivos respecto a las antenas de radiofrecuencia. Su baja respuesta y la dificultad de sintonización. El primer problema, su baja responsividad, ya se ha tratado a lo largo de este trabajo, mostrando cómo podemos optimizar los parámetros de diseño para mejorar esta figura de mérito. La dificultad de sintonización está ligada a la pérdida de la condición de conductor perfecto de los metales a frecuencias ópticas. Este efecto está relacionado con el hecho de que el campo penetra en la antena una distancia comparable al grosor de ésta [19]. En ocasiones, en ingeniería, no sólo hay que utilizar aquellos fenómenos que se presentan como grandes ventajas, o cuya utilidad es obvia. A veces, hay que ir un paso más allá, empleando a nuestro favor esa característica que dificulta a priori el empleo o incluso el diseño del dispositivo y que resulta una desventaja clara. Por ello, utilizaremos este problema, para intentar solucionar el asunto de la sintonización. Como es bien sabido, no podemos excitar nuestras antenas mediante una fuente de corriente  $AC$  que trabaje a frecuencias ópticas. Por tanto, tampoco podemos variar la fase en la excitación de dos antenas diferentes, aunque se han realizado algunos intentos geométricos [88]. El problema con estos *pseudo phased-array*, donde se varía la direccionalidad del patrón de radiación del dispositivo, así como, la directividad de éstos (ver sección 1.2), es que sólo podemos variar estos parámetros al diseñarlos y tras haber fabricado el dispositivo habrán quedado fijados. Un ejemplo de estas geometrías están representadas en la figura 3.1 [88]. Es por ello, que no podemos hablar de un *phased-array* reconfigurable diseñado mediante estas técnicas.

### 3.2. Sintonización de antenas ópticas

Como vimos en la sección 2.4, la profundidad de penetración mostrada por el material afecta a su longitud efectiva de resonancia de la antena. La profundidad de penetración depende del índice de refracción complejo del metal, por tanto de su constante dieléctrica o su conductividad, se describe en las ecuaciones (2.3), (2.4) y (2.24). Al variar la temperatura del metal, su conductividad eléctrica se reducirá, puesto que el metal mostrará una mayor resistividad eléctrica,  $\sigma(\omega, T) = 1/\rho(\omega, T)$ , siendo  $\omega = 2\pi f$ , donde  $f$  es la frecuencia. Por tanto, las propiedades ópticas se verán afectadas igualmente, afectando con ello a la profundidad de penetración del material. Este efecto es muy llamativo ya que causará una variación en la longitud de resonancia de la antena, que se produce cuando la parte imaginaria de la corriente generada en la antena se hace nula, volviéndose máxima la parte real de ésta. Si ahora variamos la temperatura de una antena, variando por tanto la longitud efectiva de resonancia, al incidir con radiación electromagnética aparecerá una corriente generada cuya parte imaginaria no será nula y por lo tanto, presentará una fase distinta de cero. Valiéndonos de este principio, al que volveremos más adelante, podemos establecer un desfase entre dos o más antenas ópticas, consiguiendo un *phased-array* [89]. Pero no sólo se puede controlar la directividad de los dispositivo, veremos cómo

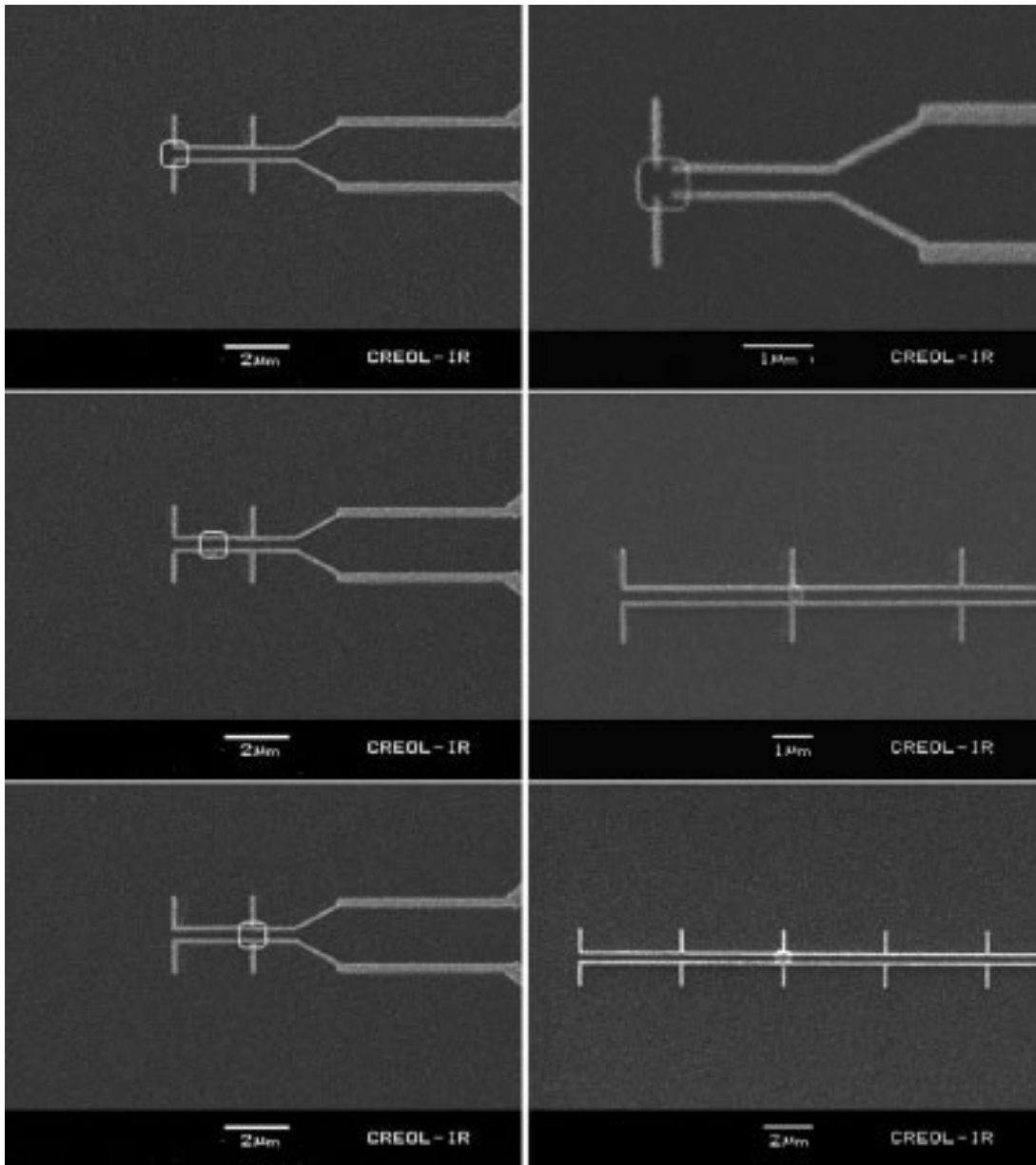


Figura 3.1: Columna de la izquierda: (arriba) una antena de doble dipolo con el micro-bolómetro a la izquierda, (centro) una antena de doble dipolo con el micro-bolómetro centrado, y (abajo) una antena de doble dipolo con micro-bolómetro en la derecha de la geometría; Columna derecha: (arriba) un solo elemento, (centro) matriz de tres elementos y (abajo) matriz de cinco elementos [88].

la variación de la resonancia de las antenas causada por efectos térmicos, es suficiente para aumentar el ancho de banda del dispositivo o variar simplemente la frecuencia de resonancia máxima para la cual ha sido diseñada la antena.

El uso de la temperatura como parámetro de control para la direccionamiento de la respuesta óptica o para el cambio de la respuesta en frecuencia de la antena es nuevo y no ha sido propuesta previamente. Por lo tanto, hemos optado por presentar la idea valiéndonos de la configuración más sencilla posible. Este enfoque se utiliza por lo general en otros trabajos que implican nanoantenas, donde los dispositivos se analizan con estructuras inmersas en medios homogéneos, o simplemente en el vacío [90], [91].

Otras vías para conseguir sistemas con respuesta a varias frecuencias, o incluso con un gran ancho de banda, es mediante la geometría de los elementos. En la sección 3.5 de este capítulo discutiremos dos tipos de diseños: las geometrías fractales y las geometrías compuestas [92]. Las primeras serán estructuras donde se darán diferentes modos de corrientes generadas a la largo de su geometría, causando resonancias a distintas frecuencias. Las segundas son estructuras que presentarán una frecuencia de resonancia, que puede ser única, y que va variando al cambiar la polarización de la luz incidente consiguiendo gran ancho de banda.

### 3.3. Antenas direccionales mediante variación térmica.

#### 3.3.1. Objetivos del estudio

En esta sección se propone el diseño de un phased-array basado en antenas ópticas mediante el cambio la temperatura de éstas. Este estudio se refiere a un concepto que ha sido resuelto hace mucho tiempo a frecuencias más bajas: el concepto de antena direccionable en fase y su capacidad reconfigurable a la hora de generar matrices de estos elementos, los llamados phased-array. Esta característica es posible debido a la capacidad de controlar las diferencias de fase entre los elementos de una matriz de antenas [93]. Estos dispositivos se concibieron por el físico estadounidense de origen español, *Luis Walter Álvarez*, que en el marco de la segunda guerra mundial, contribuyó al proyecto *Ground-Controlled Approach* para facilitar el aterrizaje de aviones con poca iluminación. En el caso de las antenas ópticas, al no poder excitar los distintos elementos resonantes del sistema con corrientes que muestran una diferencia de fase, la fase mutua entre las antenas ópticas no resulta fácilmente reconfigurable y por tanto no es sencillo diseñar un dispositivo con directividad reorientable. Además, muestran una pobre flexibilidad a la hora de modificar una reconfiguración espacial una vez que las antenas han sido fabricadas.

Se sabe que cuando los elementos resonantes están lo suficientemente cerca, su interacción mutua modifica el patrón angular, como sucede con las antenas Yagi-Uda [22]. También es posible modificar el patrón angular moviendo el punto de alimentación en las mediciones de fluorescencia mejoradas por nanoantenas plasmónicas [94]. De la misma manera, un enfoque interesante en la emisión coherente direccionable ha sido demostrado recientemente al utilizar la variación del camino óptico a lo largo de una guía de ondas dieléctricas, utilizando un calentamiento selectivo y nanoantenas dieléctricas que a su vez se comportan como acopladores sustrato-aire [95]. En esta sección, abordamos el problema de la direccionalidad del patrón de radiación mediante la modificación de las características electromagnéticas del dispositivo cambiando la temperatura de los elementos selectivamente.

#### 3.3.2. Diseño de antenas direccionales

El enfoque clásico para diseñar una antena eficaz es aplicar una condición de adaptación de impedancia que compensa la parte imaginaria de la impedancia de la carga. Sin embargo, hay situaciones en las que no se cumple esta condición. En esos casos, un desplazamiento de fase adicional aparece asociada con la parte imaginaria de la impedancia no compensada. En la práctica, es posible desintonizar la antena y crear una parte imaginaria adicional de esta impedancia compleja con sólo cambiar la temperatura. En este caso, las corrientes generadas se desplazan de la condición de resonancia, es decir, donde la parte imaginaria de la corriente generada es cero (véase la línea discontinua en la figura 3.2). Algunos trabajos previos han analizado la variación del rendimiento de la antena con la temperatura [29], [56], [62], [70]. Esta dependencia es especialmente relevante para las antenas ópticas, ya que las antenas diseñadas para detectar frecuencias menores, presentan un espesor mucho mayor que el presentado por las antenas ópticas, disminuyendo el

efecto descrito por *L. Novotny* [19] que relaciona los cambios en la resonancia de la antena con la profundidad de penetración del metal, que a su vez depende de la temperatura. Se sabe que a en el rango de radiofrecuencias el metal puede considerarse como un conductor perfecto, anulando la importancia de la profundidad de penetración en la resonancia del sistema. Por tanto, este mecanismo de sintonización es propio del rango óptico.

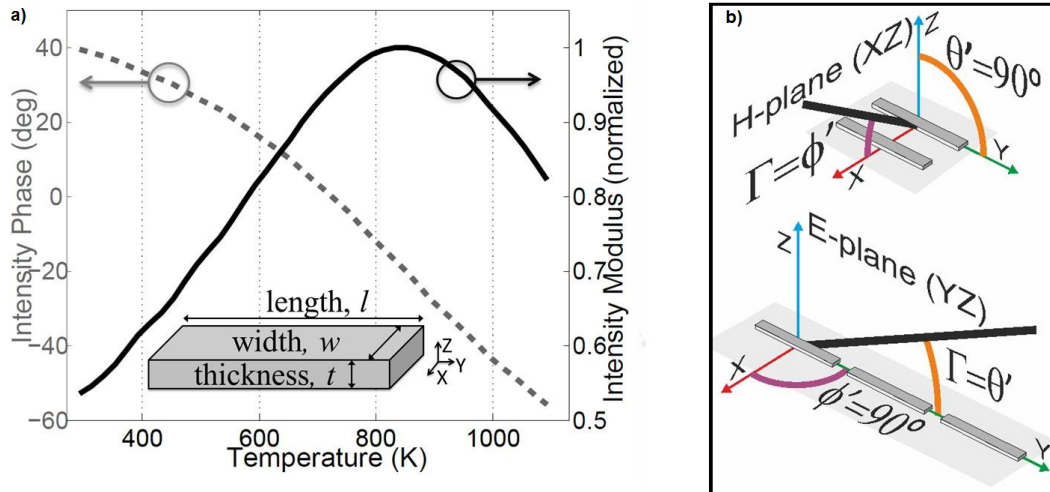


Figura 3.2: a) representa módulo (línea sólida) y fase (línea discontinua) de la intensidad generada en el *feed point* del dipolo, como una función de la temperatura aplicada al dispositivo. Los parámetros dimensionales de un dipolo se muestran en la figura. b) Sistema de coordenadas utilizado

En antenas ópticas, los valores de las partes real e imaginaria de la permitividad eléctrica de los metales cambian con la temperatura. Esto afecta al comportamiento del material como conductor y varía la profundidad de penetración, haciéndola comparable al grosor del dispositivo, con lo que aumentaremos la dependencia de la resonancia de la antena con este valor. Sin embargo, hay que tener en cuenta que cuando la profundidad de penetración adquiere cierto valor semejante al espesor de la antena, o mayor que éste, la resonancia sufre una menor variación. Además, los valores de la corriente generada empiezan a ser claramente menores que los valores obtenidos en la resonancia a temperatura ambiente. Esto es debido a la reducción de la conductividad eléctrica del metal y a la eficiente distribución de campo en el interior del dispositivo [29]. Podemos resumir todo ello diciendo que un cambio en la temperatura modifica la resistividad, o la conductividad eléctrica, del metal para las frecuencias incidentes. Debido a ello, se altera la profundidad de penetración, produciendo una variación de la impedancia compleja y por lo tanto una modificación de las características ópticas del elemento resonante. Ópticamente esto ya ha sido demostrado experimentalmente en reflectarrays [96]. Esta dependencia de la temperatura también es utilizada de forma rutinaria por los detectores bolométricos y usada por antenas ópticas trabajando como bolómetros distribuidos en el régimen de corriente continua o de baja frecuencia [45]. Sin embargo, si estamos interesados en un mayor efecto a frecuencias altas, la variación de la temperatura tiene que ser mayor. Esta variación en la temperatura puede ser producida, por ejemplo, por un aumento significativo de la corriente de polarización o tensión. Esto ya se ha estudiado en la sección 2.5, donde el efecto de la modificación de la tensión de polarización en nanoantenas se analizó experimentalmente [56] y se consiguió un aumento de la temperatura de varios cientos de grados

mediante el incremento de la tensión de polarización. Otra forma de calentar el dispositivo, es mediante el uso de calentadores exteriores. Esta tecnología se ha propuesto desde la *Universidad de Notre Dame*, donde se trabaja en el diseño de este tipo de dispositivos aumentando de forma eficaz la temperatura de los elementos deseados (ver figura 3.3).

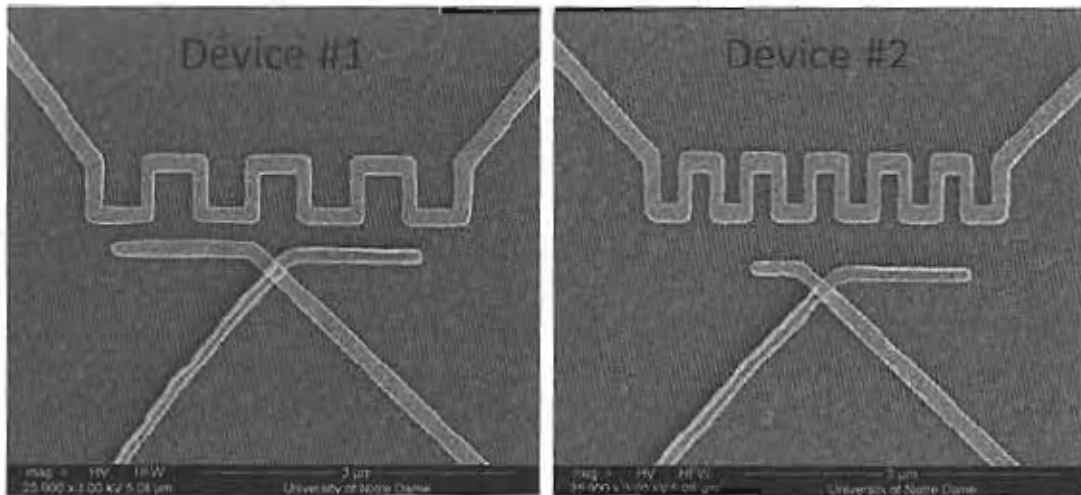


Figura 3.3: Sistema de calentadores, utilizados en la tesis de *B.N. Tiwari*, [97].

Teniendo en cuenta lo comentado anteriormente, si los elementos de la red de antenas están a diferentes temperaturas, gracias a un voltaje de polarización selectivo para cada antena, se consigue un cambio adicional de fase relativo en las corrientes creadas por el campo eléctrico incidente. Este enfoque también se puede implementar en reflectarrays si el diseño de los elementos permite también un calentamiento selectivo de elementos resonantes que presentan continuidad eléctrica y que pueden ser conectado a una polarización externa. Esto puede aplicarse a las líneas de meandros cuando son utilizados como elementos selectivos a la polarización de la radiación incidente [98]. En cualquier caso, esta corriente *DC* puede ser fácilmente controlada mediante un circuito electrónico externo, lo que permite una respuesta rápida, en base a la baja inercia térmica que muestra este tipo de dispositivos. Algunos análisis térmicos previos establecieron una constante de tiempo muy por debajo de  $1\mu\text{s}$ , al estudiar antenas individuales [70].

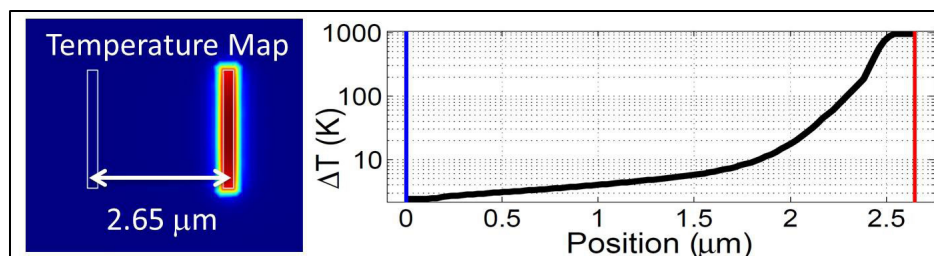


Figura 3.4: Distribución de la temperatura (izquierda) y el perfil de la diferencia de temperatura (a la derecha), para dos dipolos separados una distancia de  $2.65\mu\text{m}$  y colocados sobre un sustrato de silicio recubierto con  $200\text{nm}$  de  $\text{SiO}_2$ .

### 3.3.3. Resultados

Los resultados presentados aquí se han obtenido después de modelar el sistema tanto en el dominio electromagnético como en el térmico (ver figura 3.4), mediante la utilización de *Comsol MultiPhysics* (v 4.3b). Algunos cálculos anteriores realizados con esta misma herramienta computacional se han relacionado con éxito con los resultados experimentales que combinan características electromagnéticas y térmicas del sistema asegurando la fabricación del modelo [56], [62]. Si las antenas se depositan sobre un sustrato, las propiedades de los materiales pueden ser incluidas en el cálculo para describir situación específica. En ese caso, puede ser necesaria una optimización de las dimensiones de los dispositivos para la realización práctica de la estructura. Ya vimos que cuando una antena está entre dos medios que tienen diferentes propiedades electromagnéticas, el efecto del sustrato modifica la dimensión efectiva de la antena, y su respuesta hacia el sustrato y hacia el espacio libre, cambiando la relación de la potencia recibida por la antena en función del medio desde donde se incida.

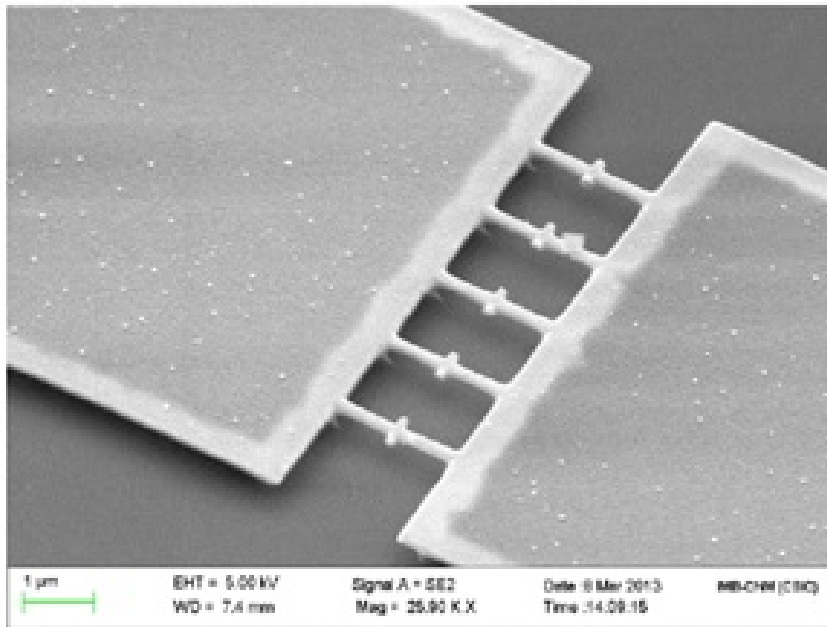


Figura 3.5: Sistema *MOEMS* fabricado y que cuenta con antenas ópticas, este tipo de geometría en suspensión podría ser utilizado para la construcción del phased array, generando temperaturas mayores a voltajes de polarización menores debido al mejor aislante térmico presentado por los elementos voladizos..

La figura 3.2 muestra la variación en el módulo y en la fase de la intensidad en el plano del *feed point* que está situado en el centro del dipolo. El material de la antena es níquel y se encuentra en el vacío. El níquel ha sido elegido por su alto valor *TCR*, por lo que muestra una variación grande de su conductividad con la temperatura. El dispositivo está iluminado por una onda plana que se propaga a lo largo de la dirección *Z* a una longitud de onda  $\lambda = 10.6\mu\text{m}$ . La geometría de la antena mostrada en esta sección, como se muestra en la figura 3.2, es un dipolo que tiene una longitud  $L = 2.3\mu\text{m}$ , longitud obtenida para que el desfase inicial entre ambos dipolos sea nulo, una anchura  $w=200\text{nm}$ ,

y un espesor  $t = 25\text{nm}$ .

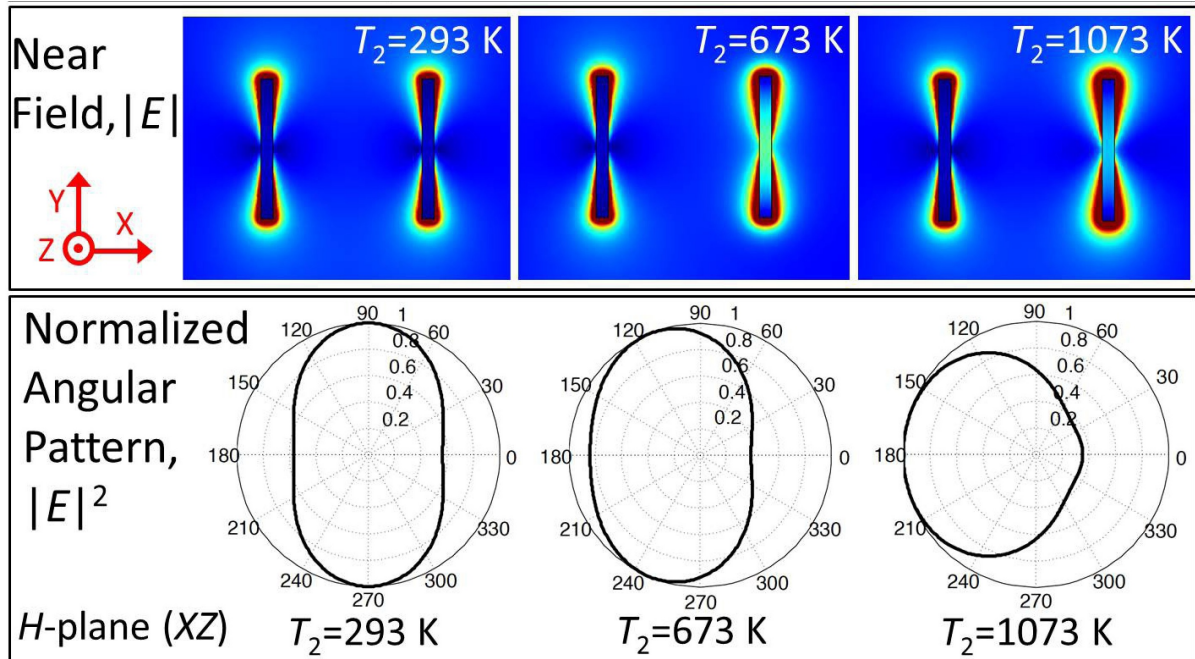


Figura 3.6: Zona superior: patrón de campo cercano de una disposición de dos dipolos como una función de la temperatura del dipolo 2, situado en el lado derecho de la matriz. Mientras tanto, el dipolo 1 sigue estando a una temperatura  $T_1 = 293\text{ K}$ . En la parte inferior, el patrón angular de la misma configuración de dipolos a la temperatura dada. Este patrón angular, proporcional al  $|E|^2$ , se calcula en el plano  $XZ$  (plano  $H$ ) y se normalizó para el valor máximo para cada temperatura.

Ahora nos vamos a centrar en la variación de la fase con la temperatura, aunque el cambio en el módulo de la intensidad también se ha tenido en cuenta en los cálculos. En nuestro caso, queremos cambiar las corrientes generadas en la antena, pero de una manera ordenada. Por lo tanto, tenemos que establecer la temperatura de los elementos de la matriz de forma selectiva para conseguir la diferencia de fase relativa deseada. Para asegurar que el incremento de temperatura en un dipolo no afecta al resto es necesario el análisis de la relación térmica entre dipolos adyacentes. Se considera que los dipolos están separados  $2.65\mu\text{m}$ , una distancia que corresponde a  $\lambda/4$ , y se sitúan sobre una oblea de  $\text{Si}$ , transparente en el infrarrojo lejano y revestido con  $200\text{nm}$  de  $\text{SiO}_2$ , que actúa como aislante térmico y eléctrico. Con esta geometría se demuestra que, cuando la diferencia de temperatura de los dipolos es alrededor de  $1000\text{K}$  la temperatura del dipolo, que se encuentra a temperatura ambiente se eleva menos de  $2\text{K}$  (ver la figura 3.4), generando un cambio insignificante en la fase del dipolo que no se calienta (ver la figura 3.2). Además, un diseño completo debe incluir también las líneas principales y las estructuras de conexión [71]. Sin embargo, estos refinamientos podrían oscurecer la explicación y el análisis de la idea principal. Es por eso por lo que se utiliza un modelo muy simple donde no se han tenido en cuenta el entorno de las antenas y los elementos auxiliares. En nuestro caso consideraremos que las antenas están sumergidas en vacío. Con el fin de mejorar el aislamiento térmico podemos considerar una matriz de antenas suspendidas en el aire, como sucede con los sistemas *MOEMS* que ya han sido fabricados

por el grupo del *Departamento de ingeniería electrónica* de la *Universitat Autònoma de Barcelona* (ver figura 3.5).

Las respuestas de los elementos de la antena se pueden combinar por varios medios. Uno de ellos ha sido ya demostrado utilizando guías de ondas, para dirigir las corrientes hacia un transductor [83]. Sin embargo, la estructura de las guías afecta a la respuesta del dispositivo y muestra grandes pérdidas de propagación que podrían comprometer la capacidad de direccionamiento de un sistema de antenas ópticas. Entonces es importante explorar métodos alternativos para combinar coherentemente las corrientes utilizando, por ejemplo, el acoplamiento mutuo a través del sustrato. En realidad, los elementos resonantes se encuentran muy cerca unos de otros, a una fracción de la longitud de onda. Por tanto estarán fuertemente acoplados, causando que los campos y corrientes eléctricas no se pueden derivar de los resultados de una sola antena aislada. Una vez que se calculan las corrientes, la respuesta angular de la matriz se obtiene mediante la combinación de éstas, utilizando la siguiente ecuación, (véanse las páginas 152 y 284 de la referencia [21]):

$$E = \sum_{n=1}^N i\mu \frac{ke^{-ikr}}{4\pi r} \sin(\theta) e^{i(d_n k \cos(\Gamma) + \beta_n(T_n))},$$

$$\times \int_{-L_n/2}^{L_n/2} I_n(T_n, l) e^{-ikl \cos(\theta)} dl, \quad (3.1)$$

donde  $T_n$  es la temperatura del elemento  $n$  de la matriz,  $\eta$  es la impedancia del medio,  $k$  es el número de onda,  $r$  es la coordenada radial desde el origen,  $L_n$  es la longitud del dipolo,  $d_n$  es la distancia entre el origen de coordenadas y el centro de cada elemento de la matriz, y  $\Gamma$  es el ángulo de observación con respecto al plano de la matriz. Como se muestra en la figura 3.2, los dipolos están orientados a lo largo del eje  $Y$ ,  $dl = dy$ . Definimos  $\phi'$  como el ángulo acimut del plano de observación con respecto al eje  $X$ , mientras que  $\theta'$  es el ángulo en la dirección de observación con respecto al eje  $Y$ . Usando esta geometría, para el plano  $H$ , encontramos que  $\Gamma = \phi'$ , y  $\theta' = 90^\circ$ . De la misma forma, para el plano  $E$ , obtenemos  $\Gamma = \theta'$  y  $\phi' = 90^\circ$  (ver figura 3.2). La distribución de la intensidad a lo largo del elemento  $n$  de la matriz es  $I_n(T_n, l)$  y  $\beta_n(T_n)$  es su diferencia de fase del elemento  $n$  [21]. La longitud de la antena se ajusta teniendo en cuenta la longitud efectiva [19] y se calcula utilizando *Comsol MultiPhysics* (v 4.3b).

La capacidad para producir un desplazamiento de fase diferencial en las corrientes generadas por la radiación electromagnética se puede utilizar para redirigir el patrón de radiación angular. Para ilustrar este efecto hemos analizado primero el caso de una matriz de dos antenas dipolo dispuestas en paralelo. Los dipolos son iguales en longitud  $l_1 = l_2 = 2.3\mu\text{m}$ , la anchura  $w_1 = w_2 = 200\text{nm}$ , y el grosor  $t_1 = t_2 = 25\text{nm}$ , colocándose los dipolos lado a lado, a una distancia  $d = \lambda/4 = 2.65\mu\text{m}$ . El módulo del campo eléctrico producido por un frente de onda incidente en la localización de los dipolos se representa en la figura 3.6. Con esta configuración evaluamos las corrientes generadas en cada dipolo.

Estas corrientes se combinan utilizando la ecuación (3.1) para calcular los patrones angulares polares en el plano  $XZ$ , plano  $H$ , que se muestran en los diagramas polares de la figura 3.6, donde se representa el módulo al cuadrado del campo eléctrico normalizado generado por la matriz de dipolos. Usando la ley de reciprocidad, estos patrones angulares que generan las corrientes calculadas previamente pueden interpretarse también como los

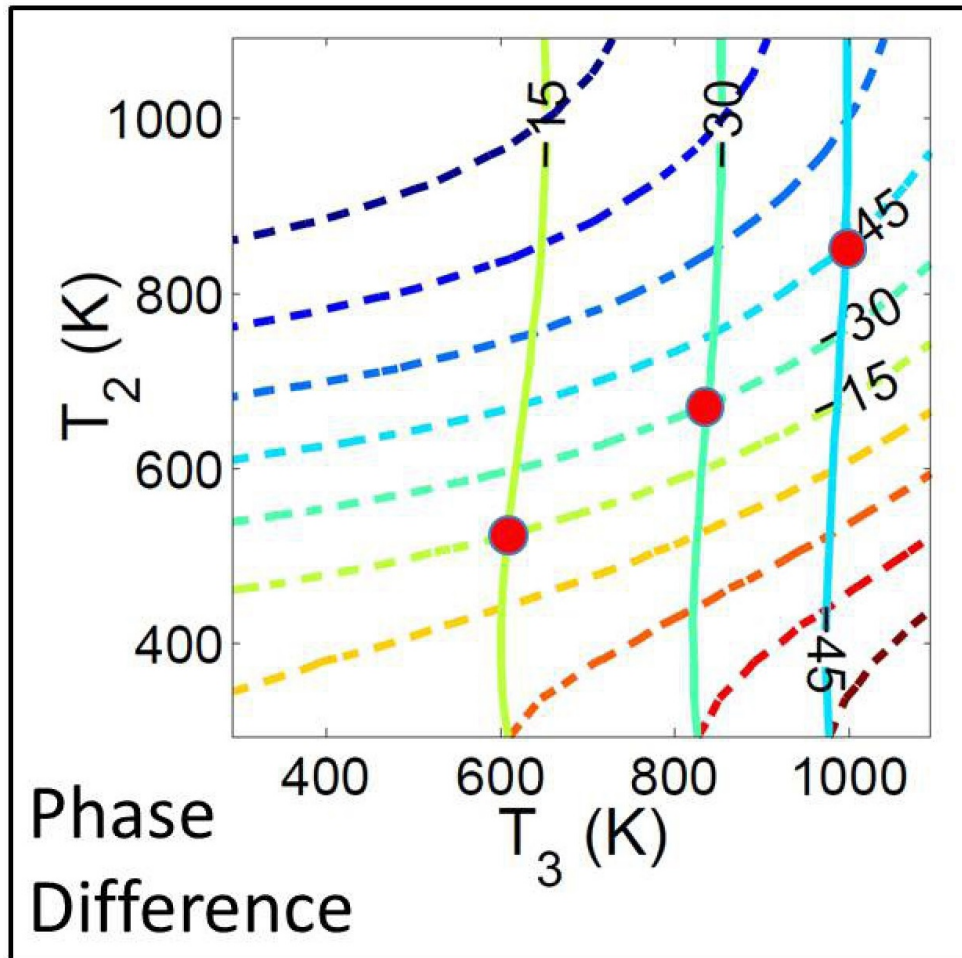


Figura 3.7: Diferencia de fase mutua entre dipolos como una función de la temperatura de la segunda antena,  $T_2$ , y la tercera,  $T_3$ . La línea de puntos corresponde a la diferencia de fase entre los elementos 1 y 2, y la línea continua corresponde a la diferencia de fase entre los elementos 2 y 3. Los círculos indican el ajuste de temperaturas donde las diferencias de fase coinciden. El primer elemento siempre se mantiene a temperatura ambiente,  $T_1 = 293.15$ .

patrones de recepción. Cuando ambos dipolos están a temperatura ambiente el patrón angular es simétrico. Al combinar coherentemente las corrientes generadas, este simple arreglo puede redirigir el patrón de recepción al cambiar la temperatura de uno de los dipolos. La figura 3.6 representa lo que sucede al establecer una temperatura,  $T_2 = 673\text{K}$  (en el diagrama central), y  $T_2 = 1073\text{K}$  (en el diagrama de la derecha), mientras se mantiene la otra antena a temperatura ambiente,  $T_1 = 293\text{K}$ . Se puede ver cómo el máximo del diagrama polar se ha movido  $90^\circ$ .

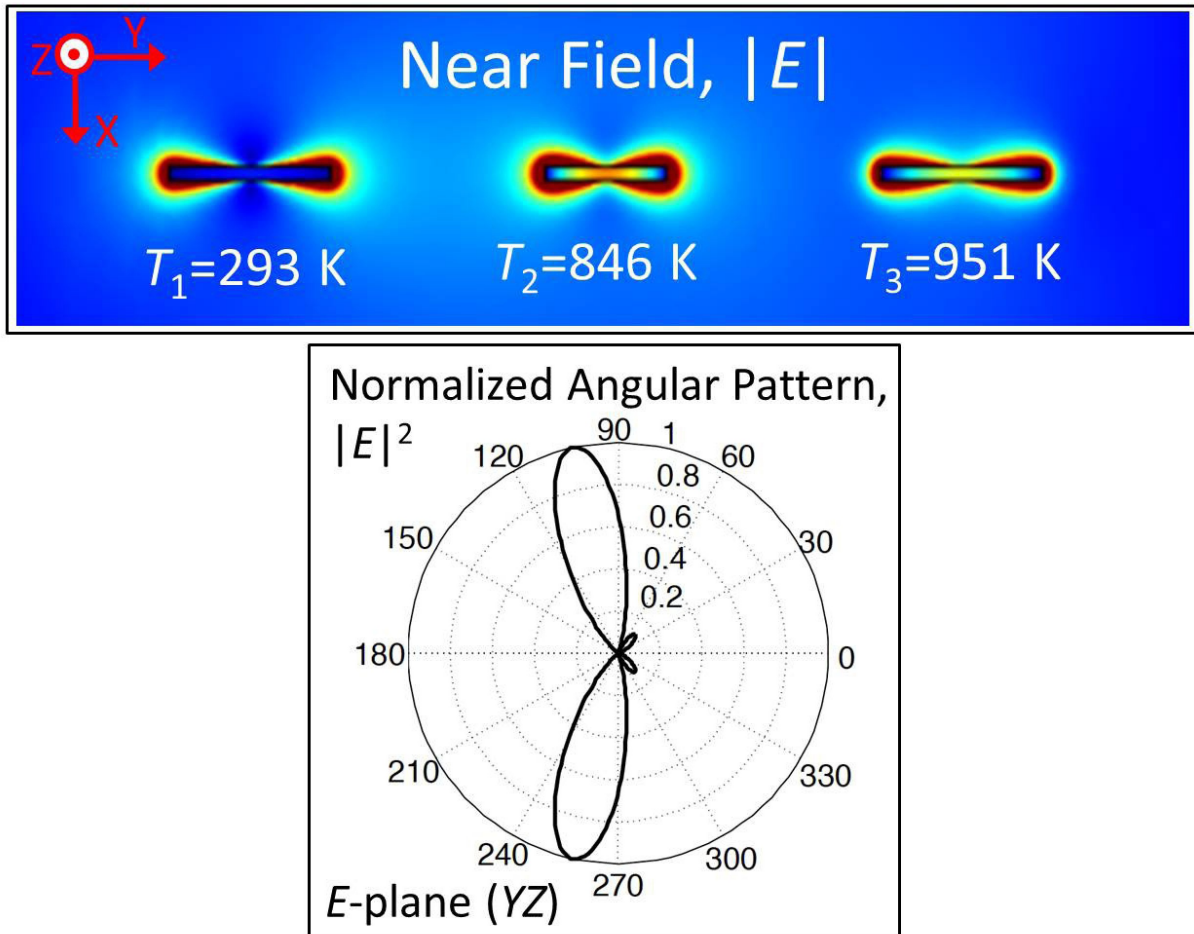


Figura 3.8: Distribución de campo eléctrico cercano, parte superior, y el patrón angular, parte inferior izquierda, de un conjunto de tres dipolos con temperaturas  $T_1 = 293\text{K}$ ,  $T_2 = 846\text{K}$ , y  $T_3 = 951\text{K}$ . También hemos incluido el eje de coordenadas utilizado en este caso.

La configuración en paralelo de dos dipolos muestra la capacidad de variar la direccionalidad de este método. Sin embargo, el patrón angular resulta muy ancho. Para que sea más estrecho es necesario incluir más dipolos en la matriz. Por ello hemos analizado el caso de tres dipolos que se disponen de forma colineal uno después del otro, ya que de esta forma los dipolos se verán menos entre sí, mostrando una menor resonancia mutua. La diferencia de fase relativa de las corrientes generadas en los dipolos debe calcularse entre elementos consecutivos. La figura 3.7 muestra la fase relativa entre los dipolos 1 y 2 (línea de puntos), junto con la fase relativa entre dipolos 2 y 3 (línea continua).

Este gráfico muestra cómo la diferencia de fase entre dipolos consecutivos depende de los demás elementos de la matriz. Ambas diferencias de fase se representan como una función de la temperatura de los dipolos, en este caso  $T_2$  y  $T_3$ , mientras que la temperatura del primer dipolo se fija a la temperatura ambiente. Este diseño ha sido optimizado teniendo en cuenta las diferencias en la respuesta electromagnética del dipolo central con respecto a los otros, fijando así el desfase inicial del sistema. Esta es la razón por la cual el dipolo central es más corto, teniendo una longitud  $l_2 = 1.8\mu\text{m}$ , mientras que los otros son  $l_1 = l_3 = 2.4\mu\text{m}$ . El desfase inicial es una característica de vital importancia a la hora de diseñar nuestro *phased-array*, ya que marcará la forma del patrón de radiación inicial y el que obtendremos para el desfase máximo. De esta forma, si comenzamos con una fase inicial de  $45^\circ$  en cada antena, teniendo un desfase mutuo entre elementos de  $0^\circ$ , podemos variar éste hasta los  $-45^\circ$ , no reduciendo sensiblemente el módulo de la corriente generada en ninguna de las antenas y además pudiendo conseguir un patrón simétrico variando la distribución de temperatura en la matriz de forma inversa, es decir, variando en este caso la temperatura de la antena 3 y no la de la 1. Debemos tener en cuenta que la fase de la corriente generada al desintonizar la antena decrecerá, por lo que deberemos jugar siempre con que la variación entre antenas colindantes sea la misma aplicando en cada antena el incremento temperatura adecuada. La anchura y el espesor, en este caso, son los mismos para los tres dipolos,  $w_1 = w_2 = w_3 = 200\text{nm}$  y  $t_1 = t_2 = t_3 = 25\text{nm}$ . La distancia entre los centros de los dipolos con respecto al elemento central es  $d_1 = d_3 = \lambda/2 = 5.3\mu\text{m}$ . La distribución de campo cercano y el patrón angular en el plano  $YZ$ , plano  $E$ , se muestran en la figura 3.8. En este caso, cuando la diferencia de fase mutua se fija en  $-45^\circ$ , el patrón angular se mueve alrededor de  $10^\circ$  y tiene una simetría de rotación alrededor del eje  $Y$ . Esto sucede para  $T_1 = 293\text{K}$ ,  $T_2 = 846\text{K}$ , y  $T_3 = 951\text{K}$ .

Para las antenas dipolo de níquel tratadas en esta sección hemos encontrado una variación de fase máxima cercana a  $120^\circ$  para una variación en la temperatura de  $1000\text{K}$ . Esto hace que sea posible disponer conjuntamente hasta tres dipolos para un direccionamiento eficiente. Hemos visto cómo la respuesta angular se estrecha cuando se incluye un nuevo dipolo. Por lo tanto, la adición de elementos debe hacer más directiva la respuesta angular, permitiendo una gama más amplia de geometrías [99] o de diferentes materiales [96]. En ambos casos tratados aquí (2 o 3 dipolos) la tensión de polarización que necesitamos dependería del metal elegido para la fabricación de los dipolos. Si estuvieran hechos de titanio podemos utilizar los resultados obtenidos en el análisis de la robustez de las estructuras de nanoantenas, mostrados en la sección 2.5. Ese estudio predice un valor de alrededor de  $9.5\text{V}$  para obtener una temperatura de  $1073\text{K}$  [56].

### 3.3.4. Conclusiones de la sección

En esta sección, se ha mostrado cómo, mediante control térmico selectivo de un conjunto de antenas, se puede dirigir la respuesta angular de una matriz de éstas, generando un *phased-array*. Este control puede ser realizado mediante la polarización eléctrica individual de cada una de las antenas. Como los elementos resonantes presentan una inercia térmica muy baja la temperatura se puede cambiar rápidamente. Sin embargo, un análisis térmico completo del diseño debe incluir líneas de carga y la conductividad térmica del

sustrato, que no se han tenido en cuenta en este trabajo y debería incorporarse para obtener un tiempo de respuesta térmico más realista. Los resultados anteriores muestran que la polarización electrónica debe permitir una reconfiguración del array a alta frecuencia (del orden de MHz). La temperatura cambia la respuesta electromagnética de la antena, desintonizándola e introduciendo un desplazamiento de fase adicional entre los elementos que se utilizan para redirigir la respuesta angular. El mismo concepto podría aplicarse a los elementos resonantes de un *reflectarray* o una línea de meandros activamente controlados por la temperatura. Para que un conjunto de antenas ópticas se utilice como detectores direccionable, es necesario añadir elementos auxiliares para transmitir la información de fase a un transductor. Esto se puede hacer, por ejemplo, usando una guía de ondas de IR. Los resultados numéricos presentados aquí han sido obtenidos utilizando un paquete de elementos finitos fiable que combina tanto los dominios electromagnético y térmico. Los resultados experimentales anteriores mostraron que se puede alcanzar una temperatura bastante alta, 1000K, en la ubicación de la antena mediante el uso de un bajo voltaje de polarización, en este caso menos de 10V. A la vez, la utilización de un sustrato aislante térmico permite confinar la temperatura a una región próxima a la antena, sin que afecte al resto de elementos resonantes. Por lo tanto, creemos que esta configuración activa se puede implementar en un práctico conjunto de antenas ópticas orientables, permitiendo construir *phased-array* de antenas ópticas.

## 3.4. Respuesta espectral de las antenas ópticas variando la temperatura.

### 3.4.1. Objetivos del estudio

A pesar de que esta sección es la más reducida de todo el capítulo, consideramos que aquí se estudia una de las aplicaciones con más futuro de los sensores basados en antenas ópticas.

Las antenas ópticas presentan sensibilidad a la polarización de la luz incidente y también, en general, una respuesta máxima a una frecuencia determinada. Estas propiedades son similares a las de las antenas que trabajan a radiofrecuencia. Sin embargo, hemos visto a lo largo de este capítulo cómo podemos variar la respuesta a frecuencia de estos dispositivos modificando la temperatura de la antena. Consideramos de nuevo antenas de  $Ni$ , metal con el mayor  $TCR$  estudiado a lo largo de este trabajo (véase la sección 2.4). Sabemos que al variar la temperatura cambiamos la conductividad eléctrica del material, Esto es equivalente a variar sus propiedades ópticas, índice de refracción y la constante dieléctrica, mediante las relaciones (2.3) y (2.4). Esta variación se muestra en la figura 3.9 donde se tiene en cuenta que la antena es dipolar y está unida a un circuito como el considerado en la sección 2.5.

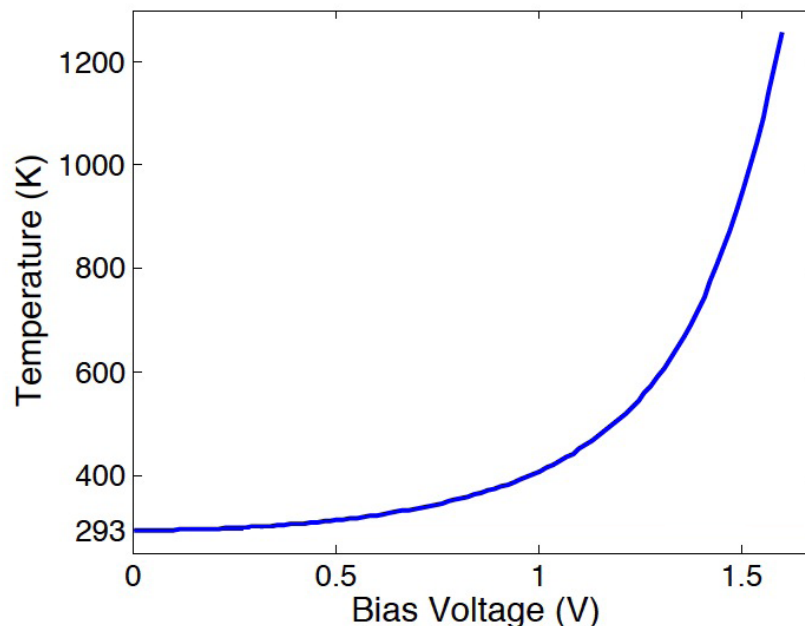


Figura 3.9: Aumento de la temperatura de un dispositivo de  $Ni$ , unido a un circuito exterior igual al especificado en la sección 2.5.

Desde un punto de vista práctico podríamos pensar en un mecanismo capaz de modificar la temperatura del dipolo de una manera controlable y fácil. A lo largo de las secciones anteriores hemos visto algunas formas de modificar esta temperatura, mediante un voltaje de polarización  $DC$  o la inducción de corriente a baja frecuencia. Esta frecuencia de modulación de la temperatura ha de ser mucho menor que las frecuencias ópticas a las

que trabaja el elemento. Otra forma, quizás la más adecuada para este tipo de estructura, es realizar el calentamiento mediante microcalentadores [97].

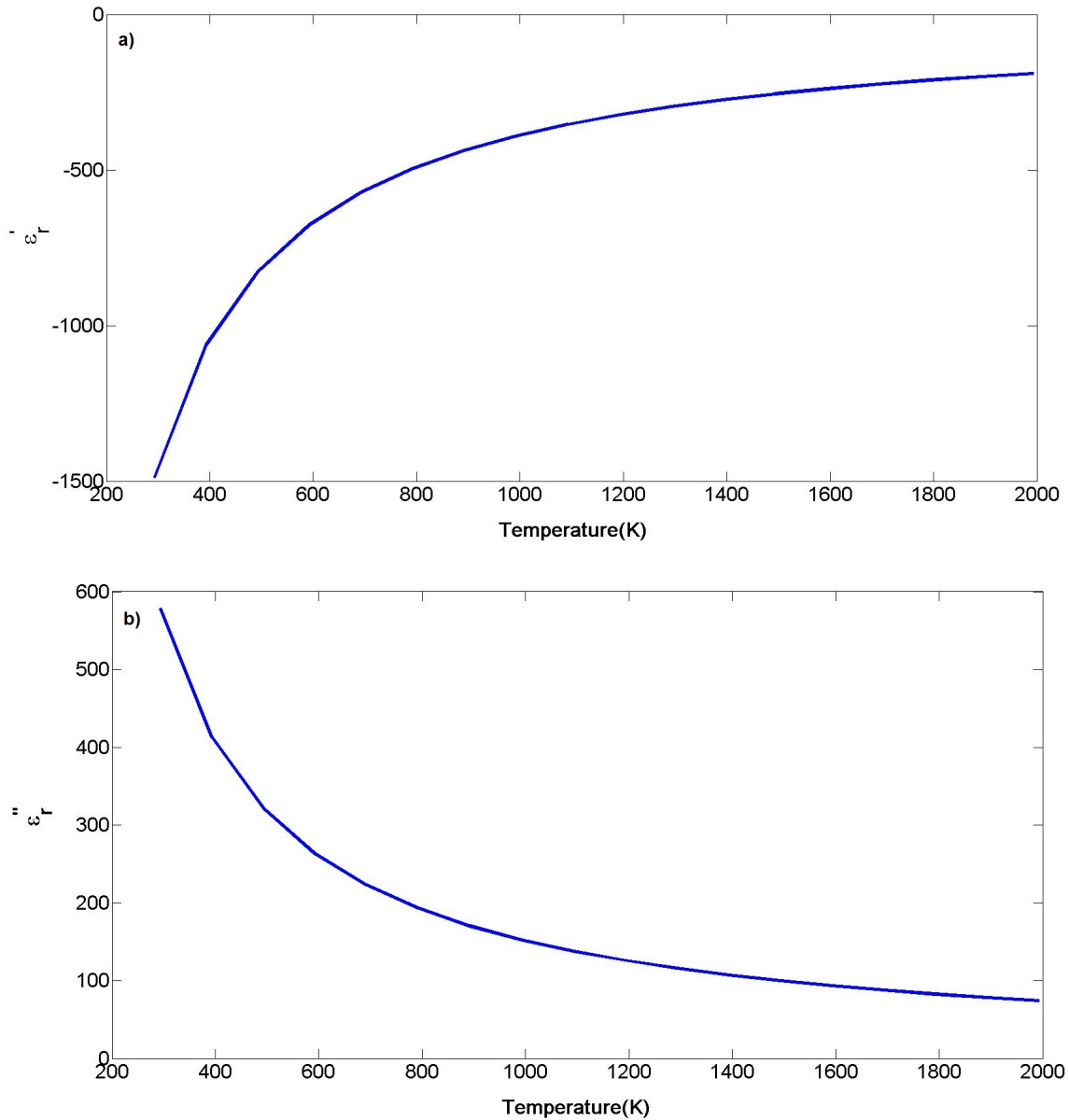


Figura 3.10: Variación de la constante dieléctrica en función de la temperatura, para el *Ni*.

En esta sección variamos la temperatura de la antena, en este caso un dipolo de *Ni* diseñado para resonar a  $10.6\mu\text{m}$ , para cambiar la frecuencia a la que se alcanza el máximo de la respuesta que presentan estos elementos. De esta forma, si consideramos una onda incidente con una cierta  $\lambda$  y variamos la temperatura de nuestra antena, al desintonizarse ésta e ir variando su resonancia, podremos detectar dónde se da el máximo de respuesta de la antena. Esto puede ser muy útil a la hora de detectar la frecuencia de la radiación incidente, sobre todo si ésta es monocromática. En estos detectores espectrales podremos utilizar un sistema bolométrico, o diodos *MOM*, para detectar la frecuencia de la radiación monocromática. Este estudio incluso se puede extender al caso policromático y obtener

el espectro de radiación total de una onda policromática.

### 3.4.2. Respuesta espectral vs temperatura

Al analizar el efecto de la temperatura en la respuesta de una antena óptica pudimos comprobar cómo esta variación mueve su respuesta espectral. El mecanismo responsable de este cambio es la variación de la permitividad dieléctrica del metal con la temperatura. Vimos en anteriores secciones, cómo los metales se comportan como conductores no perfectos para frecuencias ópticas. Este efecto también es dependiente de la temperatura. En la figura 3.10, se puede ver que la parte imaginaria de la constante dieléctrica,  $\epsilon''$ , tiende a hacerse más pequeño al aumentar la temperatura, dando lugar a una corriente con un menor módulo. Estos cambios también modifican la profundidad de penetración dentro de las estructuras resonantes y por lo tanto la resonancia del dipolo varía en consecuencia, generando también corriente en un volumen de la antena que varía con la temperatura. Sin embargo, existe un punto óptimo a partir del cual la respuesta bolométrica generada por esta corriente empezará a reducirse notablemente, puesto que la absorción del material se reducirá.

El campo eléctrico incidente de una antena óptica se puede expresar como:

$$\mathbf{E}(t) = \int_{\Omega} \mathbf{A}(\omega) \exp(-i\omega t) d\omega = a(t) \exp[i\alpha(t)], \quad (3.2)$$

donde  $\Omega$  define el dominio espectral y  $\vec{A}(\omega)$  representar el espectro del campo eléctrico entrante. La segunda igualdad representa el módulo, mientras que  $\alpha(t)$  es la fase. Por último, la transformada de Fourier del espectro es  $A(\omega)$ . Para evaluar las corrientes debidas a los portadores libres del metal, aplicamos la ley de Ohm.

$$\mathbf{J}(t, T) = \int_{\Omega} \mathbf{A}(\omega) \sigma(\omega, T) \exp(-i\omega t) d\omega = \mathbf{b}(t, T) \exp[i\beta(t, T)], \quad (3.3)$$

donde  $\sigma(\omega, T)$  representa la variación de la conductividad con respecto a la frecuencia y la temperatura,  $T$ . La ecuación (3.3) muestra cómo depende la densidad de corriente con la temperatura. Por lo tanto, cualquier variación de ésta afectará al valor del módulo y la fase de la disipación de potencia o de la corriente generada. Para detectar este cambio primero tenemos que elegir el modo de funcionamiento de la antena. El uso de uniones metal-óxido-metal, *MOM*, implica la rectificación de las corrientes que fluyen a través del diodo. Las corrientes rectificadas producen un aumento en la tensión dada por la unión que es proporcional a la potencia del campo eléctrico a alta frecuencia que excita las corrientes [12]. Al mismo tiempo, la temperatura cambia la respuesta del diodo *MOM* [100] [101] debido al cambio en el nivel de Fermi producido por el aumento de la movilidad al elevarse la temperatura. Si la altura de la barrera de corriente es mayor que 0.8eV, la dependencia se puede modelar cuadráticamente. Estos cambios se deben combinar con la modificación de la conductividad eléctrica de los metales. En este caso, para un determinado ancho de banda, la corriente que llega a la unión podría ser dada como la componente a lo largo del eje del dipolo,  $J_z$ , evaluada en el *feed point*. La intensidad evaluada estará relacionada con la densidad de corriente así como con la superficie transversal,  $S$ .

$$I(T) = \langle \int_S \mathbf{J} d\vec{s} \rangle = \langle \int_S J_z ds \rangle = \lim_{\tau \rightarrow \infty} \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} dt \int_S ds b(t, T) \exp[i\beta(t, T)]. \quad (3.4)$$

La figura 3.11 muestra la corriente que llega al centro del dipolo en función de la longitud de onda y para varias temperaturas, cuando incidimos con un campo eléctrico monocromática de 220V/m. Esta corriente, al ser rectificada por un diodo tipo metal-óxido-metal, proporcionan una señal eléctrica en DC.

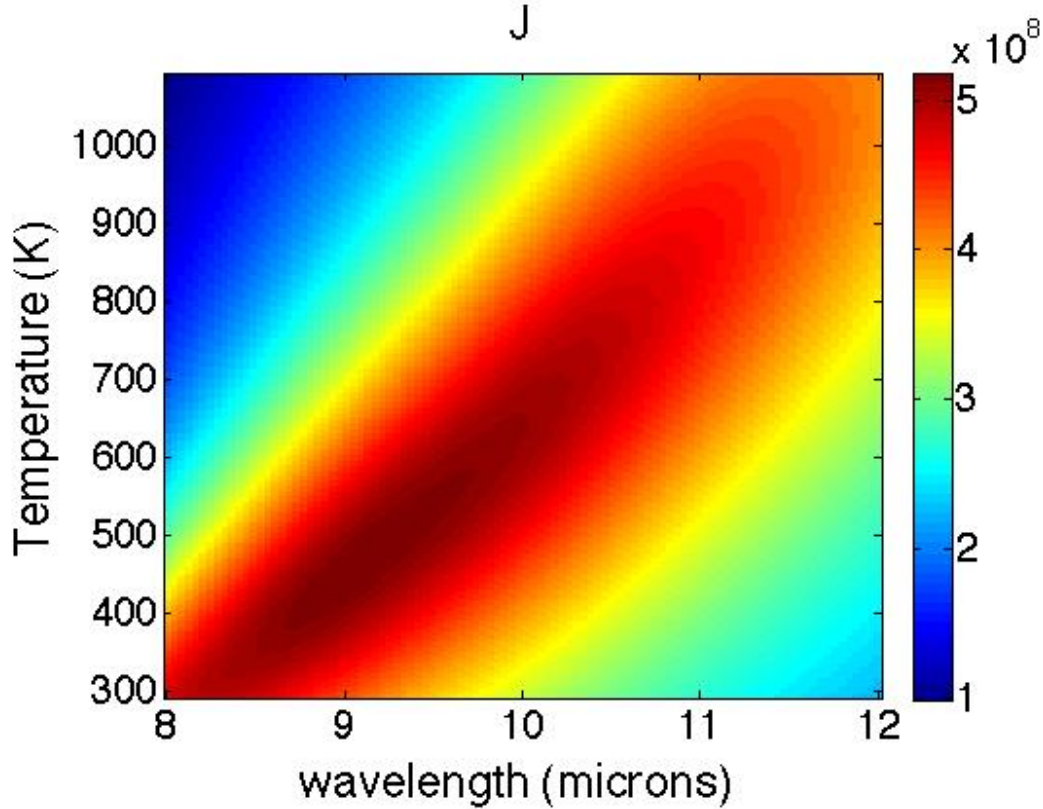


Figura 3.11: Mapa bidimensional de la densidad de corriente, al incidir con un campo eléctrico de 220V/m, en función de la temperatura y de la longitud de onda incidente.

La figura 3.11 muestra esta variación con un mapa bidimensional donde podemos ver el comportamiento de la corriente generada en función de la temperatura y la longitud de onda. Este mapa de temperatura se ha evaluado utilizando los valores de campo eléctrico en el *feed point* y el valor de la conductividad, ambos dependientes de la temperatura. Es cierto que para las antenas consideradas el máximo se dará a  $10.6\mu\text{m}$ . Sin embargo, el diseño sólo es válido a temperatura ambiente, ya que la variación de la conductividad con la temperatura acercará el máximo a longitudes de onda mayores.

Por otro lado, si el mecanismo de detección de señal en la antena es de naturaleza bolométrica, la potencia total absorbida por el elemento resonante es el parámetro que proporciona el cambio de temperatura y por tanto la respuesta de las antenas ópticas. En este caso, para bolómetros distribuidos la potencia disipada se da como:

$$Q(T) = \langle \int_V \mathbf{J}^* \mathbf{E} dV \rangle = \lim_{\tau \rightarrow \infty} \frac{1}{\tau} \int_0^\tau dt \int_V b^*(t, T) a(t) \exp \{i [\alpha(t) - \beta(t, T)]\} dv. \quad (3.5)$$

Donde la integración se lleva a cabo dentro de todo el volumen de la antena. Cuando el haz incidente es monocromático, su espectro se convierte en  $A(\omega) = \delta(\omega_0)$  y la potencia

disipada es

$$Q(T) = \int_V \sigma(T, \omega) |E(\omega_0)|^2 dV. \quad (3.6)$$

La figura 3.11 muestra el espectro de la potencia total absorbida al variar la temperatura. El cambio se produce en la localización del máximo y, de una forma más relevante que en el caso de la corriente, en el valor de potencia disipada alcanzado por éste. Esta potencia absorbida total es la responsable de la señal de las antenas ópticas al actuar como bolómetros distribuidos.

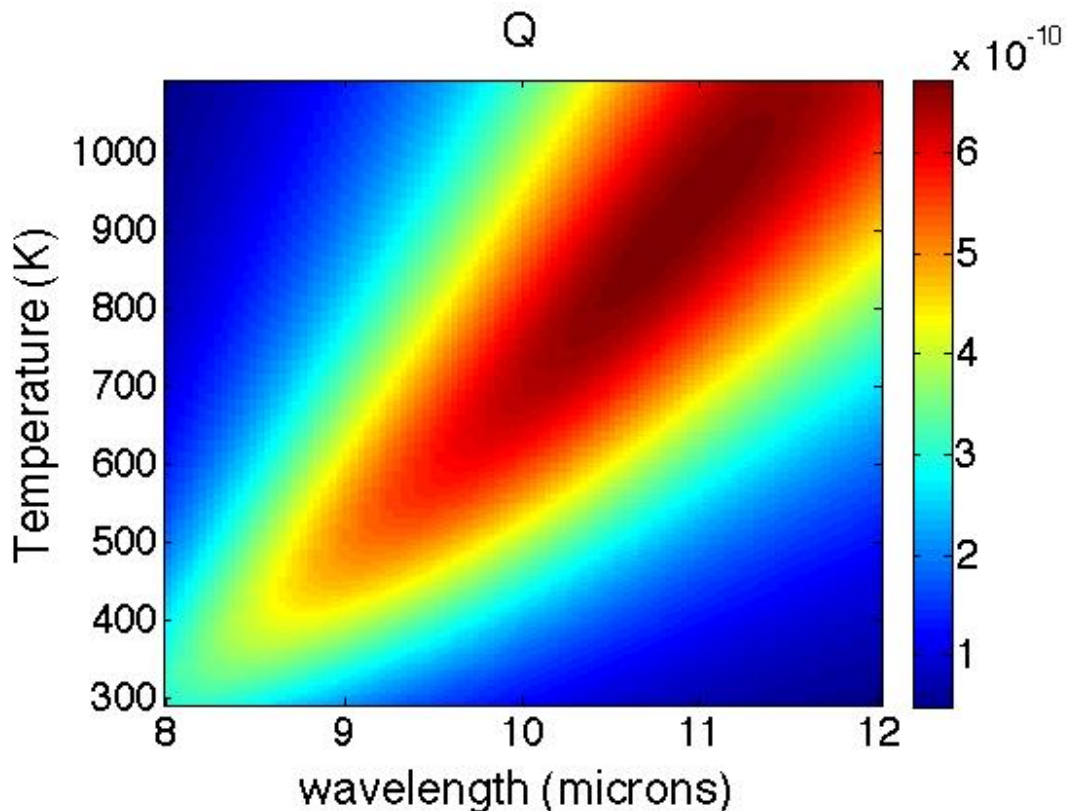


Figura 3.12: Mapa bidimensional de la densidad de potencia disipada, al incidir con un campo eléctrico de 220V/m, en función de la temperatura y de la longitud de onda incidente.

Se puede apreciar que la sintonización de la antena cambia al variar la temperatura. El aumento de la profundidad de penetración hace que la corriente se induzca en un mayor volumen de la estructura, resultando en un aumento de la señal al generar la corriente de una forma más eficiente en un mayor área transversal de la antena. Este fenómeno también depende del grosor de la antena. Sin embargo, una vez que la profundidad de penetración es lo suficientemente grande como para generar corriente en la totalidad del área transversal, es otro efecto el que adquirirá una mayor relevancia: la menor conductividad eléctrica mostrada por el material a temperaturas elevadas. Ésta hará que el módulo de la corriente se reduzca, haciendo que la señal captada sea menor. La figura 3.12 muestra el mapa bidimensional de la potencia disipada, donde vemos que se desplaza ligeramente el máximo de la respuesta a longitudes de onda superiores al compararlo con los resultados mostrados en la figura 3.11.

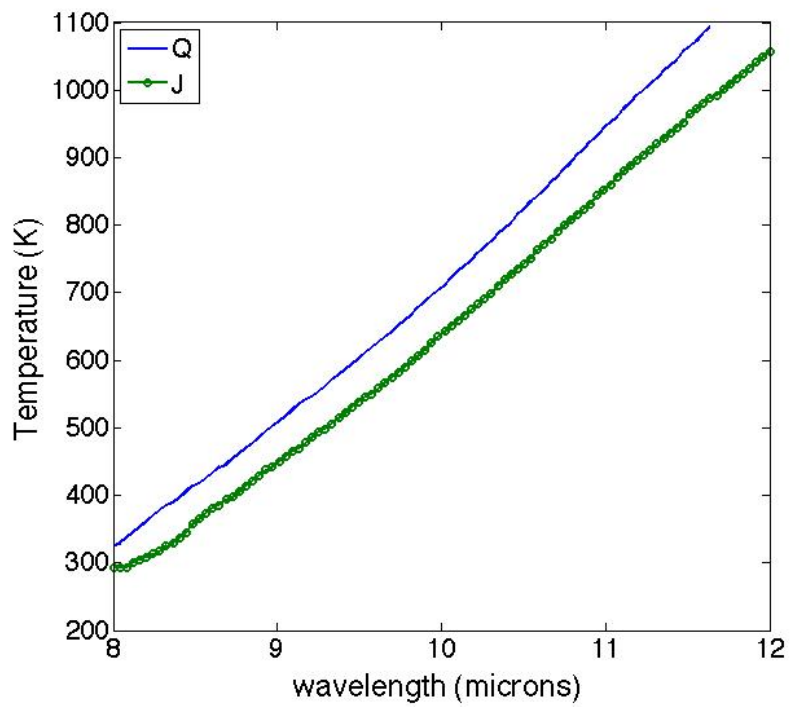


Figura 3.13: Temperatura a la que se da la resonancia máxima para una longitud de onda incidente dada. El estudio está realizado considerando los casos de densidad de corriente generada y potencia disipada, estudiados en esta sección.

Para un sistema capaz de detectar la longitud de onda de la radiación incidente, necesitamos que la longitud de onda a la que se da la respuesta cambie monótonamente al aumentar la temperatura, además debe de ser lo suficientemente sensible para detectarla, así que buscaremos que la variación de ésta sea lo mayor posible. En este caso, la figura 3.13 muestra esta información para los dos casos en estudio, utilizando diodos *MOM* o mediante un bolómetro distribuido. Lo que observamos es una dependencia lineal de la posición espectral del máximo de la respuesta en función de la temperatura para las dos tecnologías estudiadas, teniendo una respuesta similar en ambos casos. Este comportamiento hace a estos dispositivos adecuados para identificar la longitud de onda de emisión de una fuente monocromática.

### 3.4.3. Conclusiones de la sección

En esta sección se ha estudiado la respuesta de las antenas ópticas al variar su temperatura. Para ello hemos utilizado las dos tecnologías básicas empleadas en sensores tipo diodos *MOM* y bolómetros distribuidos, ambas ya analizadas profundamente a lo largo de este trabajo. Atendiendo a la primera de estas tecnologías, la corriente generada en el *feed point* se ha calculado mediante el campo eléctrico que se da en éste y la conductividad del material de la antena, ambos dependientes de la temperatura. A diferencia de la respuesta de potencia disipada, la corriente inducida en el *feed point*, no muestra dependencia en su módulo por la ocupación óptima del area transversal. La respuesta observada en los dos casos muestra un comportamiento lineal de la longitud de onda a la que se da la máxima respuesta al aumentar la temperatura. Este efecto resulta muy útil si pretendemos identificar la longitud de onda de la radiación incidente, siempre que ésta sea monocromática.

Hemos visto que la variación de la respuesta espectral de una antena óptica mediante el aumento de la temperatura puede utilizarse para crear un dispositivo capaz de medir el espectro de una radiación entrante que incide sobre la antena, incluso si ésta es radiación policromática. En este caso debemos considerar que el espectro emitido por la fuente  $\mathbf{A}(\omega)$  será una función que dependerá de la frecuencia, por lo que la densidad de corriente mostrada en la ecuación (3.3) será una función dependiente de la respuesta de la antena a diferentes frecuencias. Dependiendo del tipo de mecanismo implicado en la detección de la señal y también en función del tipo de espectro de la radiación óptica, la respuesta de la antena tiene que ser calculado de diferentes maneras. La respuesta de la antena se describe como  $R(\lambda, T)$ . De esta forma, la señal obtenida a partir de la antena puede ser calculada como:

$$S(T) = \int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} R(\lambda, T) I(\lambda) d\lambda, \quad (3.7)$$

donde  $I(\lambda)$  es el espectro incidente.

De esta forma podríamos detectar de forma fiable el espectro de la radiación incidente. Para ello deberíamos tener en cuenta las múltiples corrientes que se generan en la estructura y cómo se combinan para producir la respuesta del dispositivo.

## 3.5. Antenas ópticas de respuesta multibanda variable.

### 3.5.1. Objetivos del estudio

Hemos estudiado en anteriores secciones cómo cambiar la frecuencia de resonancia o el patrón de radiación de una antena variando la temperatura. Para ello, hemos utilizado una geometría dipolar, pero el efecto de variación térmica podría ser más útil si lo aplicamos sobre una estructura multibanda con varias frecuencias de resonancia o incluso con un ancho de banda amplio. Vayamos un paso más allá, estudiemos sistemas que puedan extender su respuesta en frecuencia, presentando múltiples frecuencias de resonancia dependientes de la geometría o bien, una variación controlada de ésta al variar la polarización de la radiación incidente. Una antena con geometría multibanda es sensible a varias frecuencias. Este efecto expande las capacidades de las antenas como sistemas de recolección de energía o como dispositivos sensores. En esta sección nos hemos centrado en geometrías compuestas relacionadas con diseños de antenas conocidas, y en geometrías fractales. Las relaciones de auto-similitud a diferentes escalas de estas últimas produce una respuesta multibanda. En esta sección se muestra cómo una antena de pajarita se convierte en una fractal mediante una estrecha relación con los triángulos de Sierpinski. Por otro lado, las geometrías compuestas pueden utilizar diseños conocidos, como formas de dipolo o pajarita, para generar estructuras más complejas. El rendimiento de estos elementos es evaluado en la región infrarroja.

### 3.5.2. Antenas compuestas: Sensibilidad multibanda a la polarización

Las geometrías compuestas tratados aquí son estructuras que combinan diseños bien conocidos, como dipolos o antenas pajarita. Los sistemas propuestos muestran diferentes frecuencias de resonancia que podemos controlar al variar la polarización de la onda plana incidente. Esta característica puede ser útil para la multiplexación óptica. En esta sección se estudia una geometría compuesta con forma de cruz (ver el recuadro de la figura 3.14). Esta antena puede ser vista como la combinación de dos dipolos ortogonales, siendo en este caso los dipolos de diferentes longitudes.

En el diseño propuesto, la longitud del dipolo largo es  $6\mu\text{m}$ , mientras que el corto tiene  $4.28\mu\text{m}$  de longitud. Ambos dipolos tienen  $0.1\mu\text{m}$  de espesor, y una anchura de  $0.2\mu\text{m}$ . Para simplificar el tratamiento hemos supuesto que la estructura se encuentra inmersa en aire y consideramos que el brazo largo se sitúa a lo largo del eje  $Y$ . La figura 3.14 muestra la potencia disipada en función de la frecuencia para diferentes estados de polarización.

La antena en forma de cruz muestra dos frecuencias de resonancia diferentes cuando la polarización está orientada a lo largo de cada uno de los dipolos. Éstas están relacionadas con la longitud del dipolo, mostrando la geometría una respuesta máxima cuando la polarización de la radiación incidente está orientada según alguno de sus brazos. Por otro lado, para una polarización de  $45^\circ$ , la respuesta de ambos dipolos se combina generando un ancho de banda más grande. El efecto del cambio de respuesta en frecuencia se puede

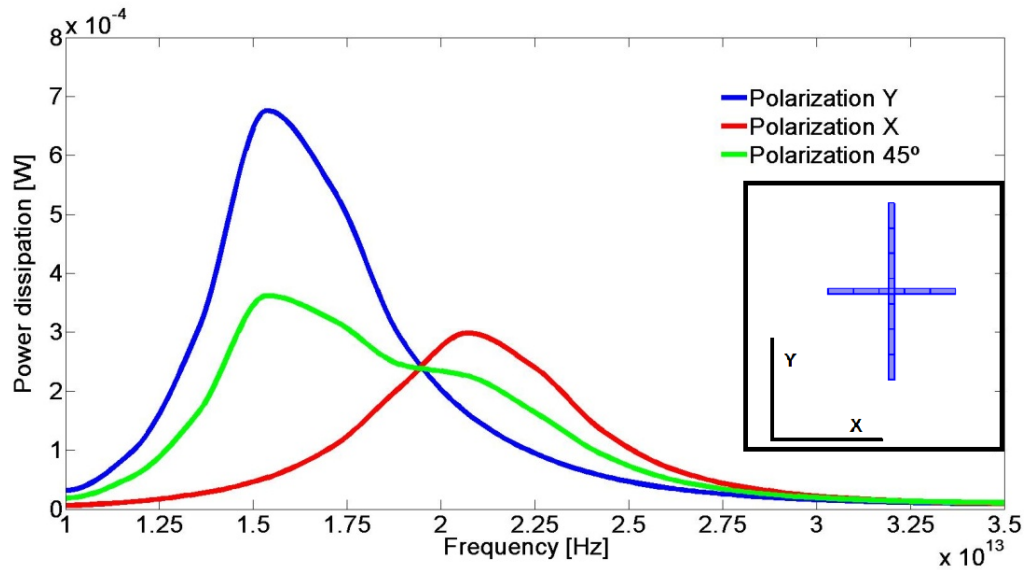


Figura 3.14: Respuesta a tres diferentes polarizaciones lineales: X, Y y  $45^\circ$ , para una antena en forma de cruz. La respuesta del dipolo corto es menor ya que hay menos material en esta parte de la estructura. Se ha considerado que la antena trabaja como un bolómetro distribuido. Recuadro inferior: Se muestra la geometría de la antena cruz.

entender mejor al observar la distribución de corriente inducida en la geometría que estará íntimamente ligada con la polarización de la radiación incidente. Generalmente este comportamiento se dará en prácticamente la totalidad de las antenas. Sin embargo, en esta ocasión podemos controlarlo diseñando la geometría adecuadamente para ello creando zonas y caminos de la longitud deseada para la corriente inducida dentro de la estructura. Para estudiar la distribución de carga nos fijaremos en el campo eléctrico que se dará en la estructura, ya que se concentrará en las zonas donde se genera la carga. De la misma forma también será interesante estudiar el mapa de distribución de potencia disipada, ya que coincidirá con la corriente inducida. Tanto el mapa del módulo de campo eléctrico, como la distribución de potencia disipada, se muestran en la columna izquierda y derecha respectivamente de la figura 3.15 para las tres polarizaciones estudiadas en la figura 3.14, a las frecuencias donde se da la máxima respuesta.

El análisis de la distribución de campo eléctrico en función de la polarización de la luz incidente puede ser muy útil a la hora de buscar métodos para modificar el patrón de campo lejano o incluso en su aplicación en microscopía [20]. Este tipo de efecto se puede utilizar por ejemplo en la excitación selectiva de la absorción en determinadas moléculas, o en la generación de respuestas fotoluminiscentes sensibles a la polarización a la frecuencia de la onda incidente.

### 3.5.3. Antenas fractales

Las geometrías fractales se caracterizan por sus relaciones de auto-similitud a diferentes escalas. A diferencia de las geometrías compuestas, las geometrías extendidas fractales muestran diferentes frecuencias de resonancia sin cambiar la polarización de la onda.

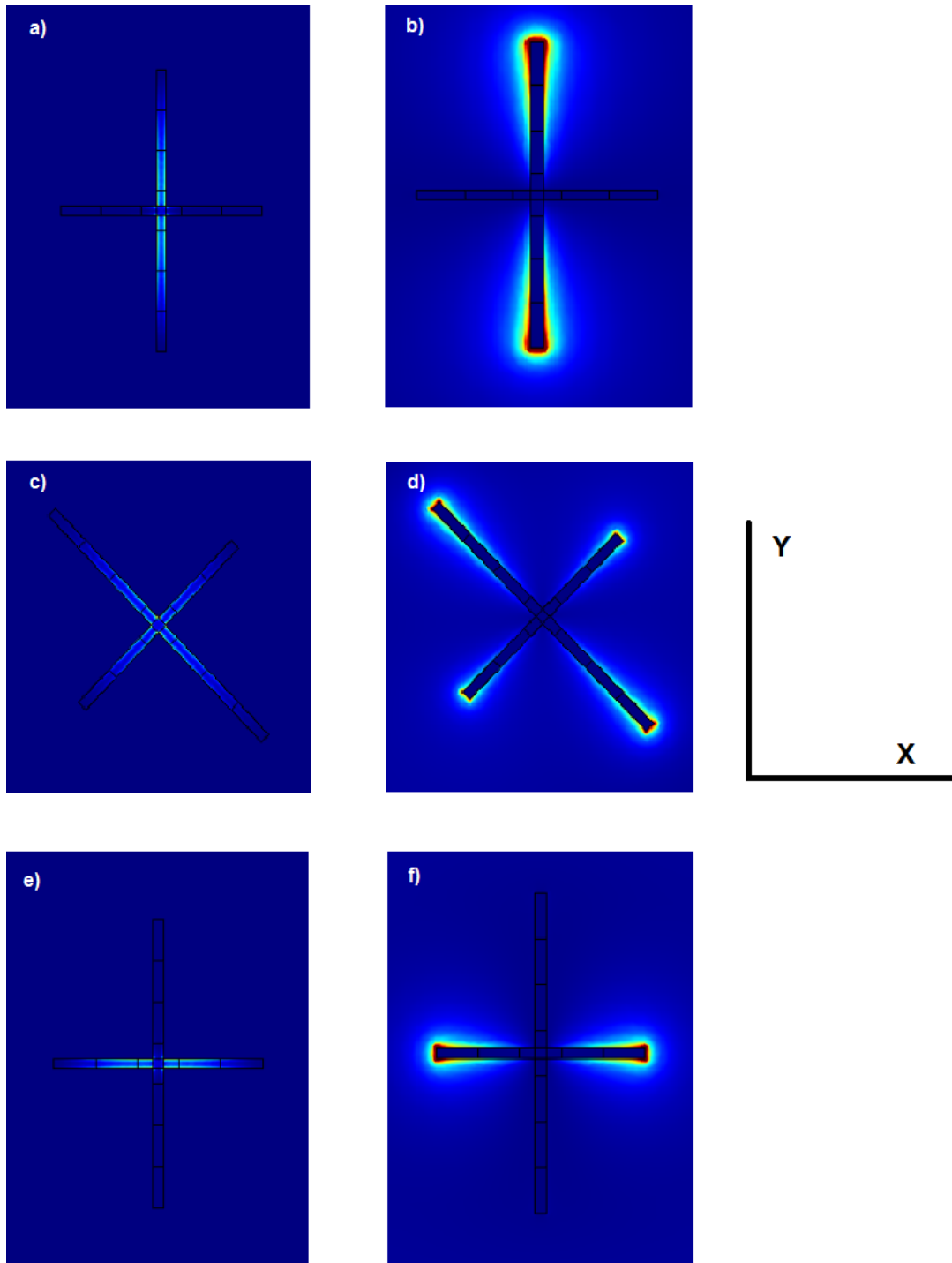


Figura 3.15: Mapa de campo cercano eléctrico (izquierda) y disipación de potencia (derecha) respectivamente para: a) y b) polarización  $X$ , c) y d) polarización  $45^\circ$ , e) y f) polarización  $Y$ .

Gracias a ello podemos proponer dispositivos que son eficientes para aplicaciones de recolección de energía, o como sensores multibanda utilizando sólo una geometría básica. En esta sección se estudia cómo una antena pajarita se convierte en una estructura fractal siguiendo un patrón similar al triángulo de Sierpinski [102]. La parte central de la antena fractal es una pajarita que tiene una longitud de su diagonal de  $4\mu\text{m}$ . La geometría se repite, subdividiendo la escala hasta el cuarto orden de fractal como muestra la figura 3.16.

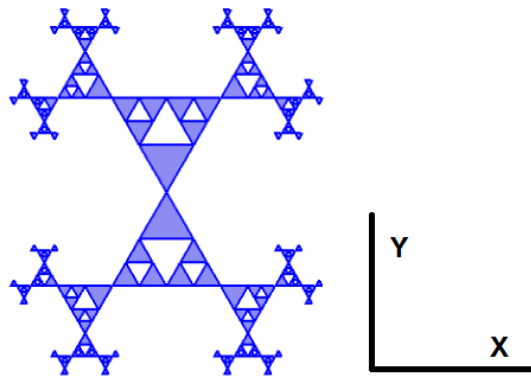


Figura 3.16: Geometría fractal basada en la forma de la antena pajarita, en este caso desarrollada hasta el 4º orden.

Como era de esperar, las frecuencias de resonancia están relacionados con el orden fractal existente en la geometría. La respuesta espectral del dispositivo se muestra en la figura 3.17. Ésta muestra tres resonancias máximas, cada una correspondiendo a diferentes caminos que se dan en la estructura y que están relacionado con el orden fractal de la geometría. El primer máximo ocurre a una frecuencia más baja que podría esperarse considerando sólo la pajarita central. Este máximo se relaciona con un modo de resonancia generada a lo largo de toda la geometría, discurriendo por la diagonal principal de la estructura fractal. Aunque el segundo máximo se produce a una frecuencia cercana a aquella a la que la estructura central resuena, se relaciona principalmente con las estructuras fractales externas, ligadas a órdenes superiores del fractal que rodean la pajarita central, o primer orden. Por último, el tercer máximo está producido por corrientes que circulan a lo largo de las estructuras externas de los ordenes fractales mayores. Los otros máximos que aparecen en la figura 3.17 están relacionados con diferentes modos estructurales, muchos de ellas causadas por resonancias autoinducidas. La figura 3.18 muestra, al igual que la figura 3.15, el patrón de campo eléctrico (columna izquierda), y el mapa de disipación de potencia para el primer, segundo y tercero máximos (columna derecha). En esta figura, el campo eléctrico de la radiación incidente está alineado a lo largo del eje vertical.

Las geometrías fractales son sensibles también a la orientación de la polarización del frente de onda incidente. Por otro lado, si añadimos ordenes superiores a la geometría fractal aparecen nuevas frecuencias de resonancia, y el máximo correspondiente a la estructura original se mueve a frecuencias más bajas. Cuando estas estructuras se combinan con ma-

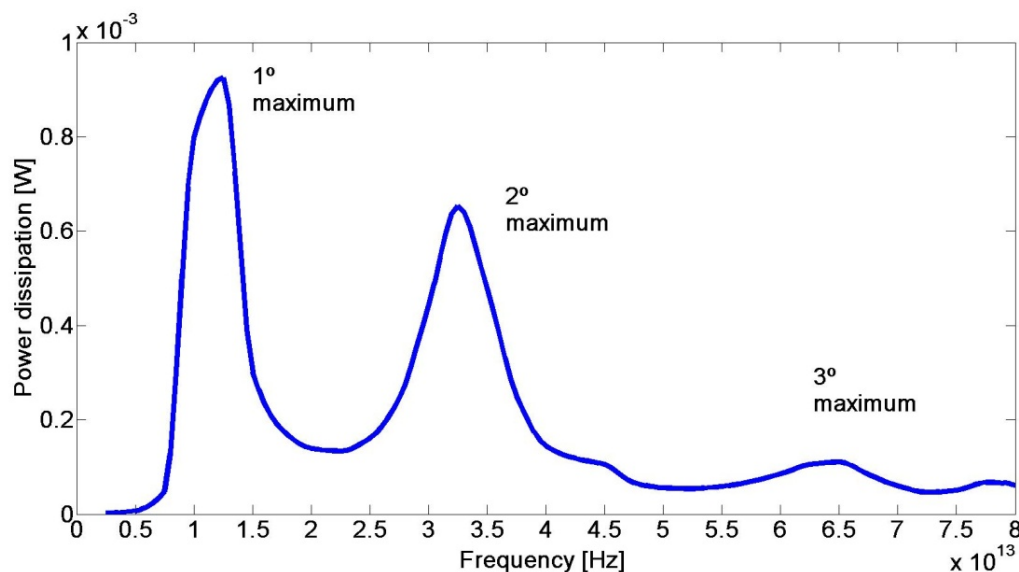


Figura 3.17: Respuesta en frecuencia de la antena fractal.

teriales fotoconductores situados en la unión de las estructuras fractales, pueden llegar a ser verdaderamente sistemas multi-banda, seleccionando la geometría de la porción que es capaz de resonar.

El comportamiento localizado de la potencia disipada que se da para cada una de las frecuencias de resonancia, generalmente en las uniones de los diferentes órdenes fractales, podría ser explotado mediante el uso de antenas no unidas, mencionados ya a lo largo de la subsección 2.6.5. Esta idea podría mejorarse, generando las líneas de extracción de señal en un nivel inferior al plano de la antena, esto implicaría crecer estas líneas en el interior de la capa aislante.

### 3.5.4. Conclusiones de la sección

En esta sección, hemos visto dos tipos de estructuras que muestran una respuesta multiespectral. También se ha estudiado la relación del mapa de la potencia disipada y el patrón de campo eléctrico cercano a las frecuencias resonantes que muestran las geometrías. La geometría dipolar en forma de cruz es un diseño simple de una antena de banda dual que también es selectiva a la polarización. Estas geometrías muestran una respuesta de gran ancho de banda para algunas polarizaciones. No es raro por tanto, pensar en la realización de conmutadores basados en la variación de la polarización incidente o incluso sistemas que jueguen con el ancho de banda mostrado por el dispositivo.

Por otro lado, las antenas fractales actúan como sistemas multiespectrales. Además, en este trabajo hemos demostrado que los caminos donde se da la corriente inducida, pueden ser claramente identificados con las diferentes escalas de la geometría, y por tanto con la longitud de onda a la que se da la resonancia. La idea de utilizar elementos fotoconductores para activar diferentes regiones fractales, o utilizar un arreglo de conexasión sin uniones, puede ser interesante la hora de utilizar estos elementos.

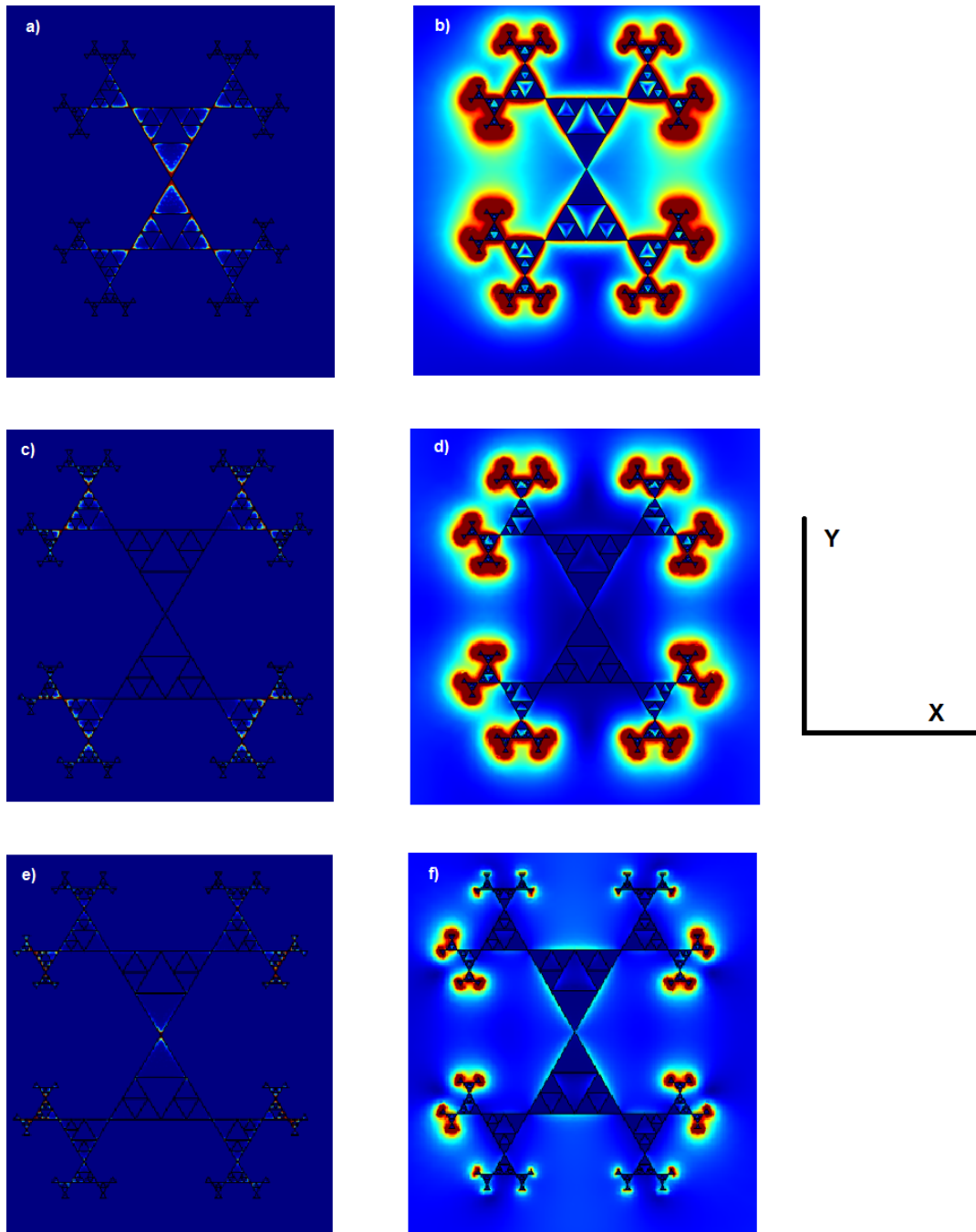


Figura 3.18: Mapa de campo cercano eléctrico (izquierda) y disipación (derecha) de potencia respectivamente para: a) y b) polarización  $X$ , c) y d) polarización  $45^\circ$ , e) y f) polarización  $Y$ .



## Capítulo 4

# Tecnología Seebeck en antenas ópticas

## 4.1. Introducción

Hemos visto cómo las antenas ópticas son sistemas que pueden ser utilizados para el diseño de sensores ópticos, teniendo un mayor protagonismo en la región IR. En el capítulo 2 de este trabajo se mencionó que, de las diferentes tecnologías usadas en el diseño de estos sensores ópticos basados en antenas ópticas, los sistemas bolométricos eran los más económicos y los que mejores prestaciones logran. Es por ello que el estudio desarrollado en dicho capítulo se centraba en la mejora de esta tecnología, estudiando su comportamiento y ofreciendo ideas para conseguir dispositivos más económicos, fabricables, robustos y con un conexionado más eficientes. Sin embargo, la tecnología bolométrica cuenta con dos grandes handicaps. El primero de ellos es la necesidad de un circuito exterior capaz de medir la señal captada. Este mecanismo utiliza un voltaje de polarización el cual es la principal causa de los problemas de robustez de estos sensores. Este problema también está presente en la tecnología de antenas ópticas acopladas a diodos *MOM*. Existe otra tecnología, llamada *KID* [103] ,[104], donde el voltaje de polarización no juega un papel importante. Esta tecnología buscará un efecto superconductor en las antenas para medir el cambio de inductancia. Al incidir radiación electromagnética sobre el detector, la inductancia generada en una matriz de estos elementos variará, modificando la señal de un circuito *RLC* que, a la postre, será la señal de salida. Sin embargo, para generar la superconductividad [105] en las antenas metálicas se necesita de un sistema de refrigeración, lo que lastra sustancialmente esta tecnología, además que su montaje no resulta fácil. Fijémonos que estas antenas no sufrirán los efectos de penetración de campo eléctrico en la antena, ampliamente estudiados y utilizados en este trabajo. La inductancia generada depende por lo general de la distancia entre antenas. Esto hace que existan reticencias al hablar de estos dispositivos como antenas ópticas.

La tecnología bolométrica no se puede utilizar para cosechar energía solar ya que estamos utilizando la disipación de energía que se da en la antena óptica para causar el incremento de resistencia en el dispositivo. Los *KIDs* tampoco se presentan como una tecnología factible, mientras que el uso de diodos *MOM* aparece como la opción a valorar. Sin embargo, esta tecnología muestra una baja eficiencia [48] y no resulta competitiva con otras técnicas basadas en semiconductores.

En este capítulo estudiaremos el efecto Seebeck aplicado a antenas ópticas. Hemos visto que el incremento de temperatura en las antenas ópticas se da de forma localizada, más aún si utilizamos materiales con una baja conductividad térmica, como puede ser el *Ti*. Si somos capaces de fabricar sistemas de dos metales, donde una de las uniones bimetalicas esté localizada en una de estas zonas *calientes*, y otra unión esté en una zona alejada de los efectos térmicos que se dan en la antena, estaremos frente a una termopila. Estos elementos se pueden conectar en serie o en paralelo, consiguiendo una respuesta en *DC* relacionada con la diferencia de temperatura que se da en ellos. Mediante la elección adecuada de los materiales y conectando estos dispositivos de una manera apropiada, amen de tener una geometría de antena adecuada en cada caso, podemos conseguir eficiencias superiores a los diodos *MOM*. Además, estos elementos no necesitarán voltaje de polarización alguno, solucionando un problema de robustez, y ya que las uniones se concentran en las antenas, también soluciona el problema de enmascaramiento de señal proveniente de las conexiones.

Además, la ventaja de variar el signo del voltaje de salida captado, al variar el or-

den de las uniones *caliente-fría*, abre una gran cantidad de oportunidades para solventar diferentes problemas fotónicos, como la detección de la polarización del haz incidente.

Esta tecnología se presenta como uno de las mayores apuestas de futuro para las antenas ópticas, y no debería resultar extraño, abogando desde este trabajo por ello, si al utilizar aplicaciones futuras relacionadas con estos elementos, éstas funcionan mediante efecto Seebeck. Claramente superior a las otras técnicas propuestas, las termopilas ópticas se presentan como elementos de fácil fabricación, robustos, que requieren subsistemas periféricos mínimos y que utilizando la tecnología, así como los diseños de termopilas a otras frecuencias ya existentes, muestran unas posibilidades enormes.

Veremos, a lo largo de este capítulo, el funcionamiento de este tipo de las termopilas ópticas, y la respuesta que se puede lograr utilizando estos elementos. Además, aplicaremos esta tecnología para diseñar dispositivos fotónicos capaces de detectar la polarización de la onda incidente, obteniendo sus parámetros Stokes.

## 4.2. Nanoantenas Seebeck

### 4.2.1. Objetivos del estudio

En esta sección estudiamos el uso de la tecnología de termopares, acopladas a antenas ópticas en el diseño y la fabricación de sensores ópticos. El análisis se centra en el IR, pero resulta extensible a frecuencias en el rango visible. El estudio considera matrices de nanoantenas diseñadas para funcionar como termopares bimetálicos. Se han propuesto como un nuevo tipo de detectores de infrarrojos que utilizan las propiedades termoeléctricas de las uniones metálicas para generar señales de corriente eléctrica continua, sin necesidad de rectificación alguna ni de sistemas de polarización eléctrica. La responsividad de estos tipos de antenas se evalúa teórica y numéricamente señalando su potencial como sensores de infrarrojos. Por otra parte, mediante la explotación de su dependencia a la polarización de la luz, las mismas estructuras se pueden utilizar para caracterizar el estado de polarización de campos ópticos con una resolución espacial comparable a la longitud de onda.

En el régimen infrarrojo medio y lejano, las nanoantenas han ganado una considerable atención ya que permiten la introducción de detectores con nuevas funcionalidades, tales como alta directividad, dependencia de la polarización y selectividad en frecuencia [106], que se pueden utilizar para diversas aplicaciones en el campo de infrarrojos, tales como la adquisición de imágenes y la recolección de energía de las longitudes de onda subutilizadas [28]. En este contexto se han propuesto varios dispositivos optoelectrónicos que consisten en nano-antenas acopladas a micro-bolómetros o trabajando como bolómetros distribuidos [45], [107], [108] y a rectificadores de alta frecuencia basado en diodos *MOM* y mediante diodos túnel *MIIM* [109], [110]. Sin embargo, todavía no se ha logrado un uso amplio de estos dispositivos de rectificación, debido a su baja eficiencia, derivada de baja transferencia de energía entre las antenas y elementos de carga a altas frecuencias [48].

En esta sección proponemos un nuevo tipo de detectores infrarrojos basado en la combinación de nano-antenas para capturar la radiación con uniones bimetálicas con propiedades termoeléctricas. Estas disposiciones podrían ser incluso utilizadas para recolectar energía [111], [112]. Los detectores consisten en la combinación de termopares metálicos en forma de nanoantenas que captan las longitudes de onda en infrarrojo lejano mediante la inducción de una corriente resonante cuando se ilumina la estructura. La señal detectada es debida al calentamiento local de las interfases metálicas que permite generar un voltaje Seebeck *DC* [113], [114]. La ecuación que describe el voltaje logrado por efecto Seebeck es:

$$V_{\text{oc}} = \sum_{n=1}^N (S_A - S_B) \cdot \Delta T_n, \quad (4.1)$$

donde  $N$  es el número de termopares en la pila, la diferencia de temperatura entre los puntos calientes y fríos del termopar  $n$ -ésimo viene descrita como,  $\Delta T_n = T_{\text{Hn}} - T_{\text{Cn}}$ , donde  $T_{\text{Hn}}$  y  $T_{\text{Cn}}$  son las temperaturas de las uniones calientes y frías respectivamente mientras que  $S_A$  y  $S_B$  son los coeficientes Seebeck de los materiales utilizados en el termopar [113]. Para llevar a cabo este estudio, elegimos como prueba de concepto tres tipos de nanoantenas, que pueden utilizarse para detectar y para la recolección de energía óptica, dado el ancho de banda mostrado por estos elementos [79] y su respuesta a diferentes polarizaciones de

la luz [115] a una longitud de onda de  $10.6\mu\text{m}$ . Estos dispositivos pueden ser construidos mediante la conexión de termopares en serie consiguiendo un mayor voltaje de salida, o en paralelo, amplificando de forma idónea la corriente para la recolección de energía.

### 4.2.2. Simulaciones numéricas

#### Dispositivos simulados

Los detectores de infrarrojos simulados se muestran en la figura 4.1. Los diseños constan de una espiral cuadrada 4.1.a y un conjunto de antenas espirales de Arquímedes 4.1.b que detectan la radiación polarizada circularmente. También se estudia una nanoantena bucle cerrado (ver figura 4.1.c) que es sensible a la radiación con luz polarizada lineal.

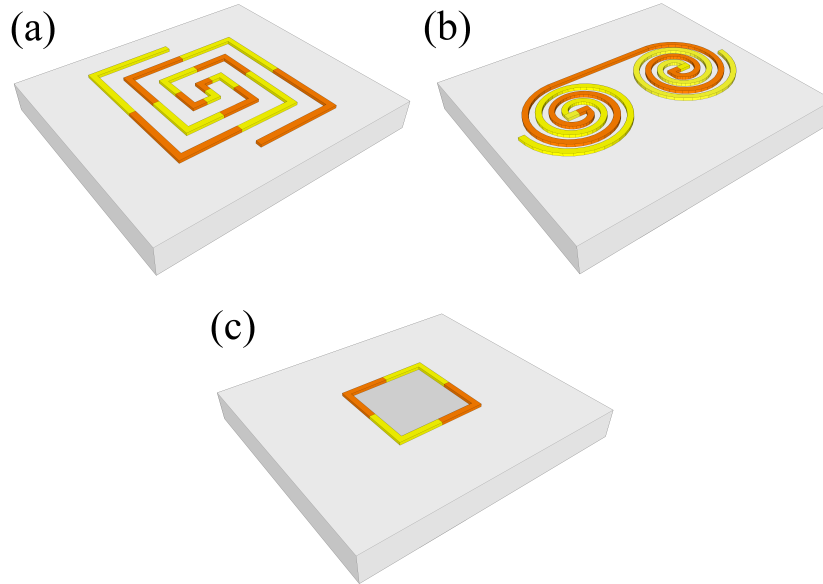


Figura 4.1: Dispositivos utilizados en el estudio.

La espiral cuadrada, mostrada en la figura 4.1.a está compuesto por dos brazos simétricos de  $2.4\mu\text{m}$  de largo y de  $200 \times 100\text{nm}^2$  de sección transversal, que es igual en los siete elementos lineales  $L_n$ , cuya longitud viene dada por:

$$L_n = \begin{cases} a & \text{si } n = 1, \\ 2a(n - 1) & \text{si } n = 2, 3, \dots \end{cases}, \quad (4.2)$$

donde  $a = 400\text{nm}$  mientras que el 8º elemento tiene  $2.8\mu\text{m}$  de largo. Todos los elementos lineales se dividieron en dos partes, excepto el primero y el último, con el fin de formar los termopares con los brazos en forma de  $L$ , cuyas interfaces son paralelos a los ejes. La matriz de antenas de espirales de Arquímedes (ver figura 4.1.b), se compone de una espiral orientada a izquierdas y otra a derechas, conectadas por los extremos y con una separación entre centros de  $4\mu\text{m}$ . Los brazos de las espirales son descritos por las siguientes relaciones:

$$r = \begin{cases} r_0\varphi + r_1, \\ r_0(\varphi - \pi) + r_1, \end{cases} \quad (4.3)$$

En nuestro caso  $w$  se fija en 200nm,  $r_0$  es la constante proporcional determinada por la anchura  $w$  de cada brazo a través de la relación,  $r_0 = w/2\pi$ , mientras que  $r_1$  denota el radio interior de las espirales, fijado en 200nm. Los brazos de las dos espirales se fabrican con dos metales con el fin de formar la disposición mostrada en la figura 4.1.b. Finalmente, la figura 4.1.c muestra una antena cuadrada que forma un circuito cerrado compuesto por cuatro elementos lineales de  $2.8\mu\text{m}$  de largo y una sección transversal de  $200 \times 100\text{nm}^2$  [21]. En estos tres diseños los materiales que se consideran son níquel y titanio, representados en las figuras con colores amarillo y naranja respectivamente. Los coeficientes Seebeck son  $-19.5 \mu\text{V/K}$  y  $7.2\mu\text{V/K}$  para el  $Ni$  y el  $Ti$  respectivamente. La diferencia en estos valores determina el rendimiento del termopar para generar tensión eléctrica a partir de una diferencia de temperatura (ver ecuación (4.1)). Estos metales son usualmente utilizados en termopilas comerciales, dada su facilidad de fabricación y la ya mencionada diferencia de coeficientes Seebeck. Por otro lado, los metales utilizados muestran una baja conductividad térmica [29] si lo comparamos con otros metales, lo que permite a los termopares alcanzar un aumento sustancial de temperatura y así mejorar la respuesta. Las estructuras han sido simuladas sobre un sustrato de  $SiO_2$  semi-infinito, donde se incide con una onda plana de una longitud de  $10.6\mu\text{m}$ , siendo la irradiancia de  $117\text{W/cm}^2$ .

Para completar el análisis necesitaremos una figura de mérito capaz de darnos información acerca del rendimiento de los dispositivos como sensores. Para ello definimos la responsividad como:

$$\mathfrak{R}_V = V_{OC}/P_{inc}, \quad (4.4)$$

donde  $P_{inc} = A_{efec}I_{rr}$ , siendo  $A_{efec}$  es el área efectiva de la antena y  $I_{rr}$  la irradiancia de la onda incidente. Para comprobar su funcionamiento, las nanoantenas Seebeck presentadas en la figura 4.1 se iluminan con varios estados de polarización manteniendo la irradiancia constante.

El primer elemento a considerar es la antena espiral cuadrada. Su respuesta se ha obtenido para tres polarizaciones diferentes: polarización circular a derechas,  $RHC$ , polarización lineal a lo largo del  $X$ ,  $LP0^\circ$ , y polarización a lo largo del eje  $Y$ ,  $LP90^\circ$ . El dispositivo contiene 13 uniones de  $Ni-Ti$ . Como era de esperar, el carácter térmico (unión fría o unión caliente) de las uniones cambia con la polarización. La figura 4.2 muestra el mapa de temperatura para estos tres estados de polarización en una antena espiral cuadrada.

En la figura 4.3 hemos representado el perfil de temperatura a lo largo de la estructura. Las ubicaciones de las uniones están marcados con líneas verticales, teniendo en cuenta que los lugares #1 y #15 son los puntos terminales de conexión exterior y no se consideran. Hay dos opciones posibles,  $A$  y  $B$ , para establecer los pares de uniones que serán utilizados para determinar la tensión dada de la espiral cuadrada. La opción  $A$  comienza con el par 2 – 3 y la opción  $B$  comienza con el par 3 – 4. La diferencia de temperatura para estas dos opciones posibles se representa gráficamente en la figura 4.3.b para los tres estados de polarización simulados y atendiendo a los resultados térmicos que se dan en cada uno de

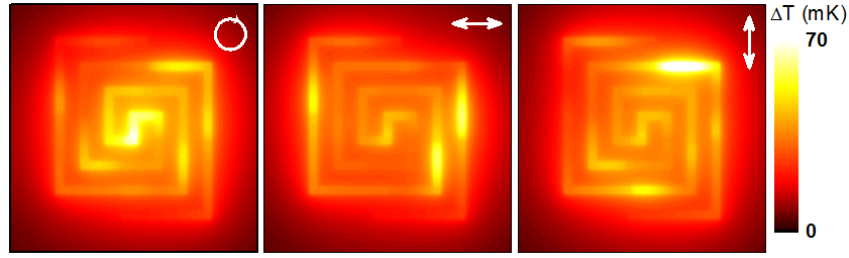


Figura 4.2: Mapa de temperatura de la espiral cuadrada, para diferentes polarizaciones.

Tabla 4.1: Voltaje obtenido según las dos opciones de conexión en el caso de una espiral cuadrada iluminada por 3 estados de polarización.

Voltaje( $\mu V$ )	RHC	$LP0^\circ$	$LP90^\circ$
Opción A	-0.2126	0.8178	-1.1907
Opción B	0.0297	-0.7849	0.8228

los pares de la estructura. Esta diferencia de temperatura es la responsable de la tensión Seebeck obtenida a partir de la contribución sucesiva de termopares conectados en serie.

De la figura 4.3 podemos ver que el diseño puede ser optimizado para tener todas las diferencias de temperatura del mismo signo para la misma polarización, por ejemplo mediante la eliminación de algunas de las uniones en el centro de la estructura. Ambas opciones mencionadas, *A* y *B*, contienen diferencias de temperatura, ubicados en la región central de la antena, que disminuye la magnitud de las tensiones de Seebeck. Si este sistema se emplease para proporcionar una señal sensible a la polarización lineal necesitaremos calcular las tensiones proporcionadas por esta disposición. Los resultados se resumen en la tabla 4.1.

La figura 4.4 muestra el perfil de temperatura para el sistema de dos elementos con una geometría de espiral de Arquímedes, sensible a la polarización circular. Las uniones termoeléctricas se localizan en el centro de las espirales [116]. La unión caliente corresponde a la espiral que tiene la orientación según la dirección de la polarización de entrada. La diferencia de temperatura es de 172.3mK, que proporciona un voltaje Seebeck de 3.82mV. Suponiendo una irradiancia de  $117\text{W}/\text{cm}^2$  y un área efectiva de aproximadamente  $25\mu\text{m}^2$  calculado como dos veces el área efectiva de una sola nanoantena [28], por tanto, la capacidad de respuesta de un solo elemento sería  $\mathfrak{R} = 112\text{mV}/\text{W}$ . Esta geometría será utilizada en la siguiente sección para diseñar un sistema de detección del estado de polarización.

La geometría cuadrada mostrada en la figura 4.1.c muestra un comportamiento distinto cuando se incide con diferentes orientaciones de polarización lineal. La figura 4.5.a muestra el mapa de temperatura lineal que se complementa con el perfil a lo largo del bucle mostrado en la figura 4.5.b. Este perfil de temperatura genera una diferencia de tensión entre las uniones de metal que es dependiente de la polarización. Este último resultado podemos apreciarlo en la figura 4.5.c, donde las polarización horizontal y vertical producen tensiones alternas positivas y negativas, respectivamente. Esto viene causado por el papel intercambiado de las uniones calientes y frías cuando se cambia la orientación del campo eléctrico entrante. En el caso particular de la polarización horizontal,  $0^\circ$ , y vertical,  $90^\circ$ ,

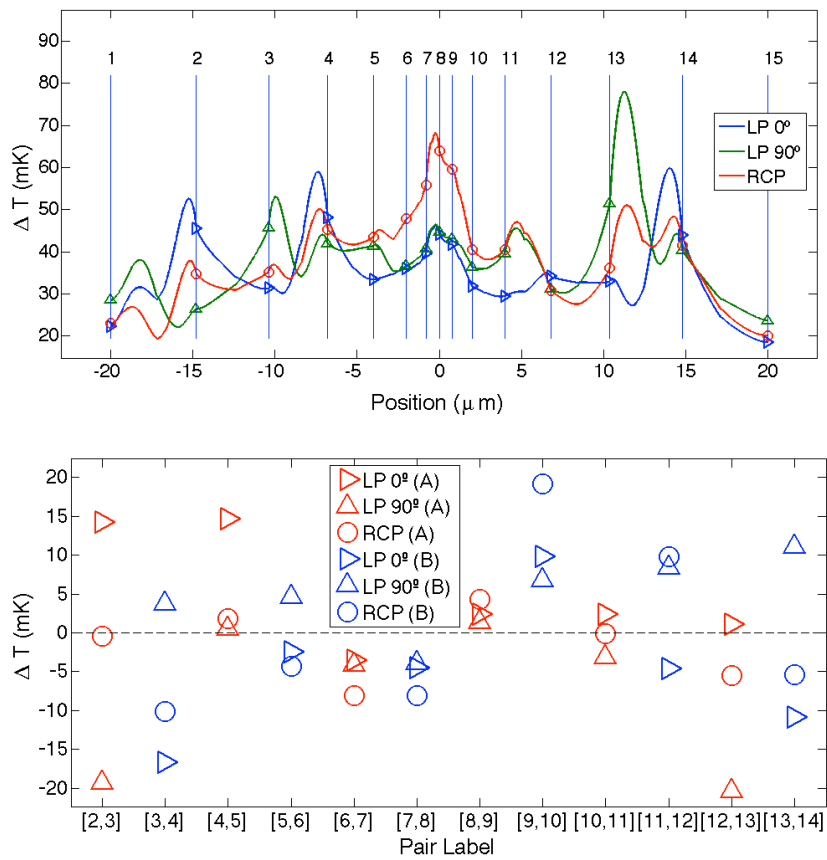


Figura 4.3: a) Perfil de temperatura de la espiral cuadrada para diferentes polarizaciones, b) Temperatura en las uniones bimetalicas, para diferentes polarizaciones, considerando las dos posibilidades para establecer los pares de unión.

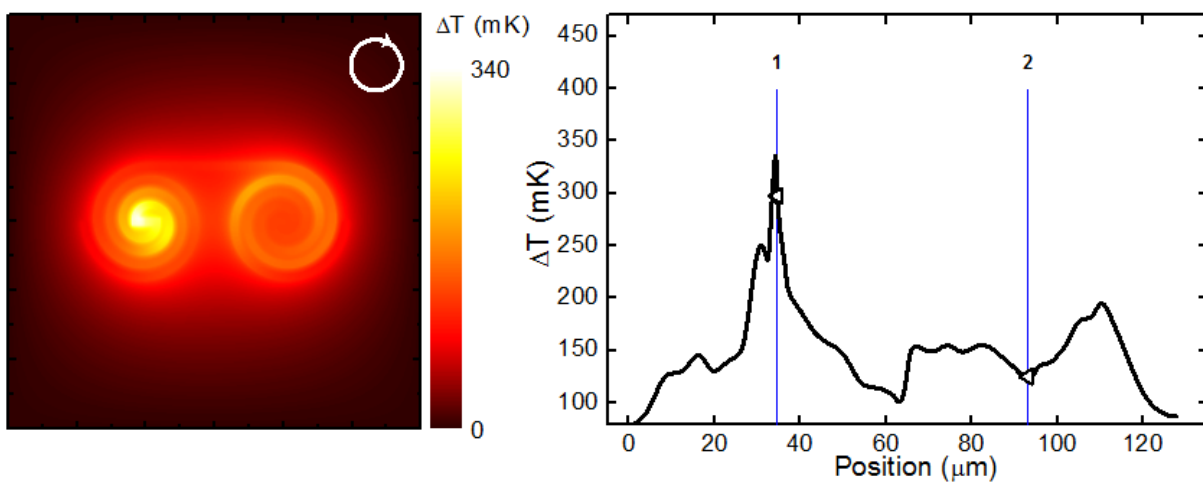


Figura 4.4: Respuesta de las antenas espirales. a) Mapa térmico, b) Perfil de temperatura a lo largo de la estructura. Las líneas verticales indican la posición de las uniones bimetalicas

proporciona una tensión casi 3 órdenes de magnitud mayores que para las orientaciones de  $45^\circ$  y  $135^\circ$ . Esto es debido a la simetría del dispositivo y a la ubicación de las uniones. Con el fin de extraer la señal de este dispositivo será necesario abrir el cuadrado para conectarlo a un circuito externo de lectura. Esta modificación deberá analizarse adecuadamente al completar el estudio.

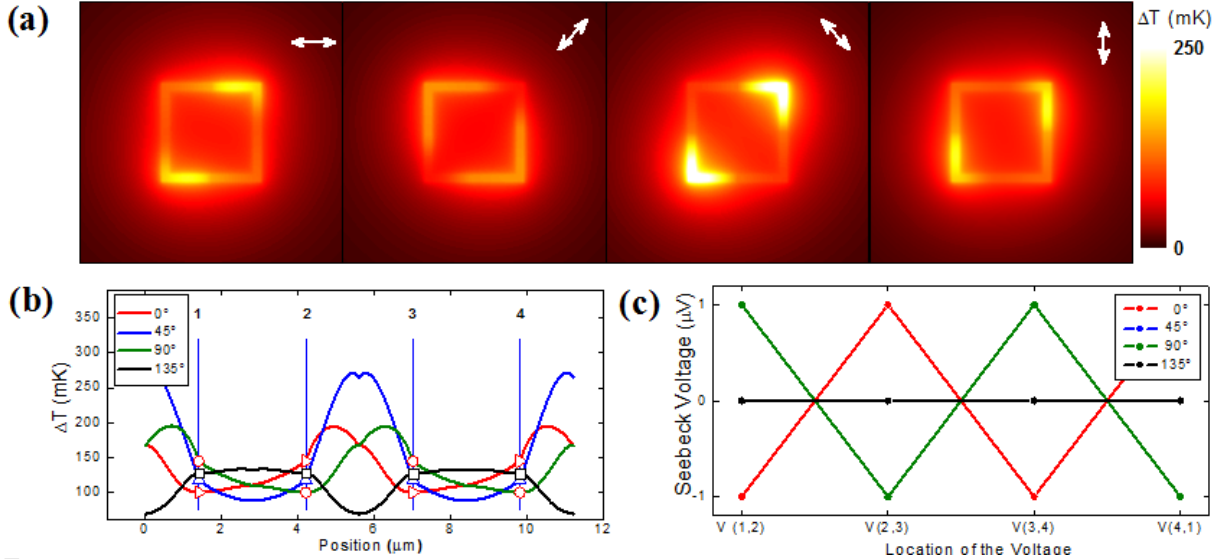


Figura 4.5: Antenas cuadradas. a) Mapa térmico de la estructura para diferentes polarizaciones, b) Perfil de la temperatura a lo largo del sistema, c) Voltaje según las uniones.

### 4.2.3. Nanoantenas Seebeck con semiconductores

En el apartado anterior hemos diseñado y simulado antenas ópticas actuando como termopilas basadas en uniones bimetálicas, en este caso  $Ni-Ti$ . Sin embargo podemos optar por el uso de otros materiales que muestren un mayor coeficiente Seebeck [117], [118], [119]. Estos materiales con mejor comportamiento termoeléctrico son semiconductores dopados, por ejemplo el  $Si_p$  y el  $Si_n$ , cuyos valores de sus respectivos coeficientes Seebeck dependen del valor de dopaje que presente el material [120]. De esta forma para un dopaje de  $10^{20}\text{cm}^{-3}$ , el valor de coeficiente Seebeck del  $Si_p$  es  $141\mu\text{V/K}$  y  $-127\mu\text{V/K}$  para el  $Si_n$  [121]. Para utilizar este tipo de materiales en las antenas ópticas necesitamos conectarlos a un metal generando dos termopilas diferentes. En este caso, el material escogido será  $Pt$ , que presenta un coeficiente Seebeck igual a 0, ya que es el que se utiliza como referencia para la definición de los coeficientes de Seebeck. De todas formas, y sin importar cuál sea el metal escogido, la antena debe estar compuesta de un elemento metálico, para generar así una resonancia mucho mayor.

Para comparar un sistema que cuente con semiconductores  $Si_p$  y  $Si_n$ , con una fabricada por  $Ni-Ti$ , utilizamos una geometría dipolar unida ortogonalmente a la línea de extracción de señal. Con el uso de esta geometría, se pretende lograr una resonancia para una longitud de onda incidente,  $\lambda = 10.6\mu\text{m}$ , y disminuir el área de la antena, puesto que en el caso del diseño con semiconductores, la unión entre estos y el metal, no se dará en el centro de la antena sino en la unión de ésta con la línea de extracción. Es por ello que al elegir

una antena con un área reducida, disminuiríamos la disipación térmica que podría darse en la unión entre los materiales.

En la simulación se ha tenido en cuenta que la onda incidente tiene una irradiancia de  $117 \text{ W/cm}^2$ , y que el grosor del  $\text{SiO}_2$  es de  $0.2 \mu\text{m}$ , mientras que la polarización de la onda incidente se escoge según la dirección principal del dipolo. Para el diseño de los dipolos se han tenido en cuenta las longitudes de resonancia que muestra cada material a la longitud de onda utilizada, y que estudiamos en la sección 2.4. La temperatura alcanzada por las dos estructuras se muestra en la figura 4.6.

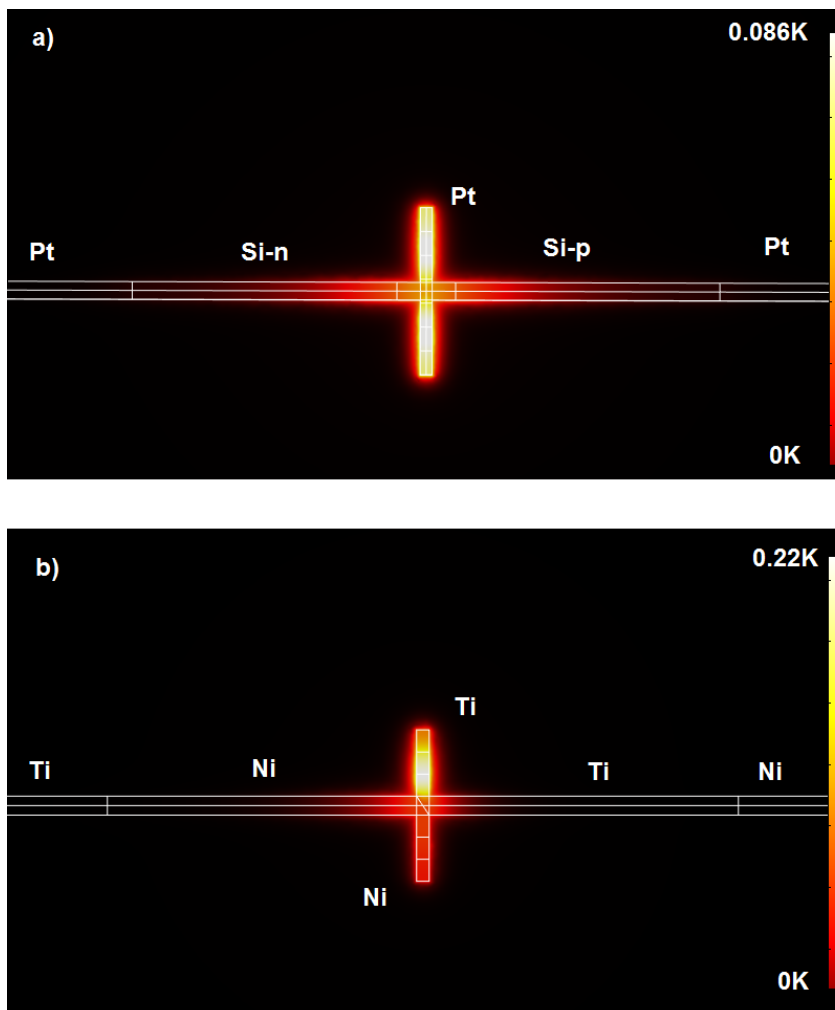


Figura 4.6: Mapa de temperatura de los dispositivos dipolares. a) Dispositivo  $\text{Si}_p\text{-Pt-Si}_n$  y b) dispositivo  $\text{Ni-Ti}$ .

La distribución de temperatura a lo largo de la línea de extracción será la que nos dé el voltaje final de cada termopila. Este perfil de temperatura se muestra en la figura 4.6, donde podemos apreciar la asimetría de la respuesta térmica que se da en el caso del dispositivo  $\text{Ni-Ti}$ , causado por los diferentes valores de conductividad térmica mostrados por los metales.

Aunque el valor de temperatura es superior en el caso de  $\text{Ni-Ti}$ , debido a la baja conductividad térmica y la buena respuesta del  $\text{Ti}$ , la respuesta final dada por el voltaje de salida es claramente superior para el dispositivo basado en semiconductores. La com-

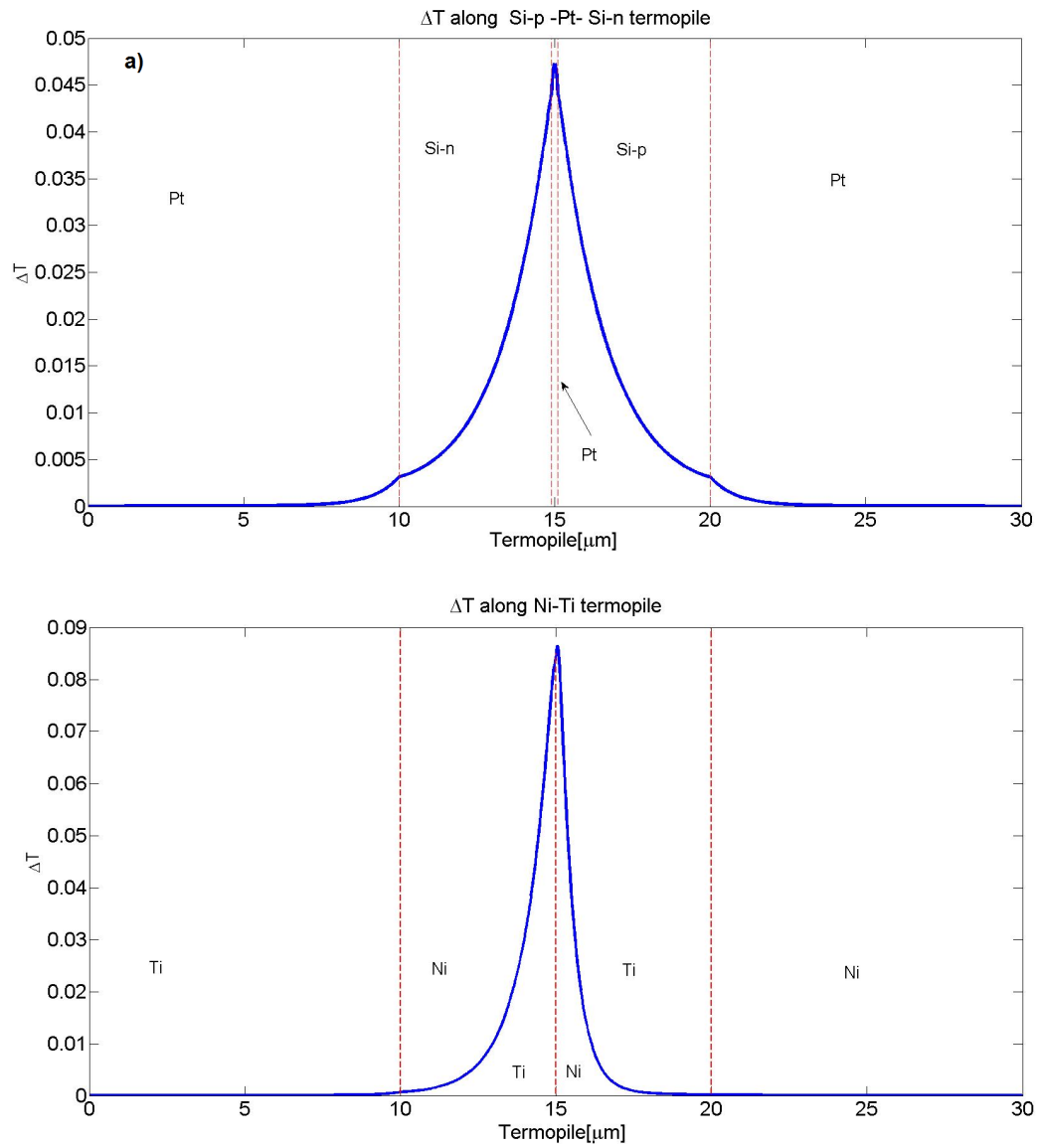


Figura 4.7: Perfil de temperatura a lo largo de las líneas de extracción. a) Dispositivo  $Si_p$ - $Pt$ - $Si_n$  y b) dispositivo  $Ni$ - $Ti$ .

Tabla 4.2: Comparación entre termopilas metálicas y de semiconductores basadas en antenas ópticas.

Dispositivo	$\Delta TK$	$V(\mu V)$
$Si_p-Pt-Si_n$	0.086	11.5
$Ni-Ti$	0.22	1.05

paración del comportamiento de los dos dispositivos se muestran en la tabla 4.2, donde el área efectiva del dispositivo se ha tomado como  $10\mu m^2$  [28].

#### 4.2.4. Conclusiones de la sección

La respuesta de una serie de nanoantenas Seebeck para convertir la potencia óptica en energía  $DC$  se ha evaluado mediante el uso de simulaciones numéricas térmicas y electromagnética. Éstas muestran que los dispositivos representan una alternativa para la detección del IR así como para la recolección de la energía óptica disipada en forma de calor. Las simulaciones numéricas muestran una responsividad de  $112mV/W$  para las nanoantenas espirales Seebeck. Este valor se puede aumentar mediante la reducción de la conductividad térmica eficaz del sustrato, por ejemplo suspendiendo el dispositivo en el aire. Se ha demostrado numéricamente para una disposición de diferentes antenas espirales la sensibilidad de éstas a la polarización de la luz. También se ha visto cómo la antena de bucle cerrado cuadrado es sensible a la polarización lineal mediante la colocación de las uniones de los metales en el lugar apropiado. Por otro lado, se ha mostrado mediante el uso de geometrías dipolares cómo la utilización de semiconductores puede aumentar en más de un orden de magnitud la respuesta de los dispositivos, siendo una forma adecuada de mejorar este tipo de dispositivos incluso en sistemas recolectores de energía.

## 4.3. Pixel polarimétrico basado en nanoantenas Seebeck.

### 4.3.1. Objetivos del estudio

En esta sección el estudio se centrará en diseñar un dispositivo capaz de medir los parámetros de Stokes y con ello la polarización de la onda incidente. Se propone un sistema basado en nanoantenas ópticas fabricadas con dos metales para producir un voltaje Seebeck proporcional a los parámetros de Stokes de un haz de luz. El análisis se realiza mediante simulaciones en los dominios electromagnético y térmico. Cada parámetro de Stokes se obtiene independientemente mediante una configuración de nanoantenas con una geometría adecuada para ello. De esta forma,  $S_1$  y  $S_2$  se obtienen mediante la combinación de dos dipolos ortogonales.  $S_3$  se consigue utilizando un sistema de dos espirales de Arquímedes que presentan orientaciones opuestas. El análisis también incluye una evaluación del error asociado con el voltaje de Seebeck, y la relación entre los parámetros de Stokes al ser medidos. Los resultados podrían conducir a la concepción de sensores de polarización que tienen un área de recepción pequeña, en este caso  $10\mu\text{m}^2$  para una  $\lambda = 10.6\mu\text{m}$ . Estos resultados se completan con un diseño de un pixel polarimétrico.

Las termopilas basadas en antenas ópticas se han analizado anteriormente en la región del infrarrojo [112], [113]. Como se explico en la sección anterior, el efecto Seebeck permite obtener un voltaje a partir de una diferencia de temperatura. En las termopilas basadas en antenas ópticas utilizamos antenas ópticas para producir esta diferencia de temperatura necesaria, concentrando la potencia electromagnética disipada por la antena en las uniones bimetálicas escogidas. Cuando la luz ilumina la estructura a una cierta longitud de onda y en un determinado estado de polarización, las corrientes inducidas por el calor se propagan por la antena y la unión. Para una unión metal/metal el efecto Seebeck está determinado por los coeficientes Seebeck de los metales utilizados. Por ello, una elección adecuada de los materiales resulta necesaria para aumentar el rendimiento de estos dispositivos. Aún así, el uso de dispositivos nanométricos puede requerir una caracterización más completa y la necesidad de medir las propiedades de los metales en el rango nanométrico, estudiando el comportamiento térmico de las estructuras en estas escalas [122].

Las imágenes polarimétricas en el infrarrojo se usan en astronomía [123], en los sistemas de imágenes térmicas [124], [125], en la caracterización óptica de la luz así como en sistemas de comunicación óptica [126], [127]. Estos sistemas utilizan diferentes estrategias para detectar ciertos parámetros característicos de la luz entrante [123], [125], [128]. Sin embargo, las opciones para fabricar un píxel en el infrarrojo sensible a la polarización se reducen y requieren la adición de filtros y elementos auxiliares [129]. En esta sección, como una solución alternativa, se utilizan las propiedades selectivas de polarización de las antenas ópticas para definir las uniones calientes y frías de un sistema de termopares basados en antenas ópticas que es selectivo a la polarización.

Con la combinación de diferentes geometrías de antenas ópticas que muestren distintas respuesta a la polarización de la luz, vamos a obtener una señal que es proporcional a la diferencia en la respuesta de estas antenas. Esto se ha demostrado anteriormente utilizando dispositivos bolométricos acoplados a dipolos ortogonales, pero se requiere la combinación de las señales eléctricas obtenidas de los elementos individuales [82]. En realidad,

el aumento de la temperatura en el punto de alimentación de la antena es proporcional a la potencia óptica incidente sobre el dispositivo que está resonando selectivamente de acuerdo con su estado de polarización. Un conjunto de al menos dos antenas ópticas diseñadas adecuadamente para responder a diferentes estados de polarización ortogonales se puede utilizar para obtener una señal proporcional a la diferencia de potencia acoplada a la estructura resonante de forma selectiva al estado de polarización. Por otra parte, al colocar juntos elementos de antena selectivos para los estados de polarización que definen los parámetros de Stokes es posible configurar un píxel polarimétrico que proporciona el vector de Stokes de un haz de luz. Este píxel también toma ventaja de la pequeña área de recepción de las antenas ópticas, que presenta una dimensión lateral de aproximadamente 1 longitud de onda, permitiendo una alta resolución espacial.

### 4.3.2. Diseños de las nanoantenas Seebeck para la medida polarimétrica

Al caracterizar el estado de polarización de un haz de luz es común utilizar el valor de los parámetros de Stokes. Éstos forman un conjunto de 4 números que describe completamente la polarización de un haz de luz, incluso para haces incoherentes o parcialmente polarizados. En esta sección vamos a utilizar la siguiente forma de los parámetros de Stokes:

$$s_0 = I_x + I_y , \quad (4.5)$$

$$s_1 = I_x - I_y , \quad (4.6)$$

$$s_2 = I_{+45^\circ} - I_{-45^\circ} , \quad (4.7)$$

$$s_3 = I_{RCP} - I_{LCP} . \quad (4.8)$$

donde  $I$  representa a la irradiancia asociada a cada una de las componentes, que aparecen como subíndices:  $x$ ,  $y$ ,  $-45^\circ$ , RCP, LCP. Cuando se descompone la irradiancia transportada por un haz de luz en componentes ortogonales, es posible seleccionar estos estados ortogonales para evaluar los parámetros de Stokes. Los parámetros de Stokes definidos en las ecuaciones (4.6) - (4.8), se pueden ver como la diferencia en la potencia para tres opciones de descomposición.  $S_1$  se relaciona con la descomposición en las dos polarizaciones lineales alineadas a lo largo de las direcciones  $X$  e  $Y$ .  $S_2$  está relacionada también con dos polarizaciones lineales ahora alineadas a lo largo de las direcciones de  $+45^\circ$  y  $-45^\circ$ . Por último,  $S_3$ , representa la diferencia de potencia al descomponerse la luz en la polarización circular, RCP, dextro y LCP, levo. Estos parámetros se modifican para ser representados usando la esfera de Poincaré. Este cambio consiste en la normalización de ellos al parámetro  $s_0$  que representa el valor de la irradiancia total de la luz incidente. En nuestro caso estamos interesados en los siguientes parámetros:  $S_1 = s_1/s_0$ ,  $S_2 = s_2/s_0$ , y  $S_3 = s_3/s_0$ . Para la luz totalmente polarizada, la representación del estado de polarización se encuentra sobre la superficie de la esfera de Poincaré. En el resto de esta sección vamos a suponer que  $s_0 = 1$ , luego,  $S_1 = s_1$ ,  $S_2 = s_2$ , y  $S_3 = s_3$ . Alternativamente, es posible evaluar la irradiancia total independientemente para normalizar adecuadamente los parámetros de Stokes. El objetivo de los diseños propuestos aquí es detectar  $S_1$ ,  $S_2$ , y  $S_3$  de forma independiente.

Para medir el valor de los parámetros de Stokes debemos obtener una diferencia de potencia entre dos estados de polarización bien definidos y ortogonales entre si. Aquí es donde las nanoantenas Seebeck muestran su utilidad. Afortunadamente, la selectividad en polarización está vinculado sólo con la geometría de la antena. Además, el voltaje Seebeck es proporcional a la diferencia de temperatura alcanzada en los lugares donde se establecen las uniones entre los dos materiales. Uno de estos lugares actúa como punto caliente mientras otro hace las veces de unión fría. Las nanoantenas se utilizan para acoplar la radiación electromagnética que tiene un estado específico de polarización a la ubicación de la unión que se pretende que sea la unión caliente. Debido a que a  $S_1$  y  $S_2$  están relacionados con estados de polarización lineales el diseño de la antena utilizado para la medición de estos parámetros debe ser selectivo para este tipo de polarización. El elemento más simple que puede realizar esta tarea es una antena dipolo. La figura 4.8.a muestra la configuración compuesta por dos dipolos ortogonales. Éstos están diseñados con dos metales diferentes, componiendo cada uno de ellos la mitad del dipolo y uniéndose en el *feed point* de éste. Estos dos brazos son diferentes en longitud atendiendo a la diferencia en su respuesta a la radiación electromagnética [29]. Estos dos dipolos ortogonales están conectados entre ellos mediante el circuito exterior usando una línea de carga. Este diseño ha sido probado previamente para un dipolo simple y proporciona una buena respuesta térmica [45]. La luz que incide en cada uno de los dipolos ortogonales produce una corriente en el dipolo que se calienta a través del efecto Joule.

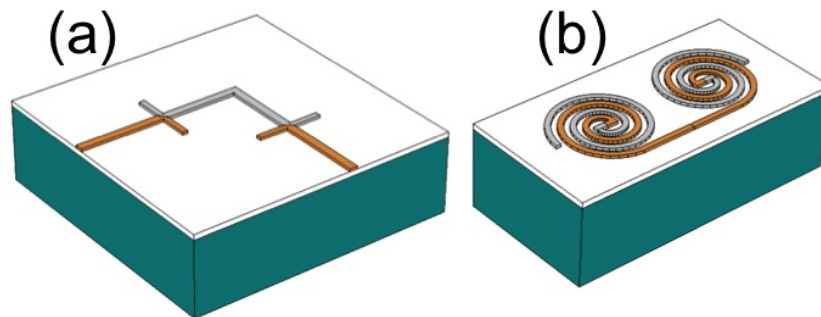


Figura 4.8: Estructuras utilizadas en el diseño del pixel polarimétrico. a) Matriz de dipolos, b) Matriz de espirales.

Este calentamiento localizado es proporcional a la potencia incidente en cada dipolo, siempre en la dirección de polarización lineal correspondiente. Sabemos que el efecto de Seebeck está linealmente relacionado a la diferencia de temperatura entre las uniones bimetálicas calientes y frías (ver ecuación (4.1)). Ya que la temperatura en cada unión es proporcional a la potencia acoplada a la nanoantena, el dispositivo propuesto se convierte en un candidato natural para medir  $S_1$ . El mismo tipo de arreglo puede utilizarse para evaluar  $S_2$  simplemente girándolo  $45^\circ$ . Para medir  $S_3$  se propone el uso de dos espirales de Arquímedes que tienen sentidos de rotación opuestos como muestra la figura 4.8.b. Los dos componentes dextro y levo se acoplan selectivamente a cada una de las espirales. De esta forma, la señal Seebeck es proporcional a la diferencia de potencia que lleva cada uno de estos componentes.

El diseño detallado del termopar comienza con la elección de los dos metales. Éstos deben tener la mayor diferencia posible en los valores de sus coeficientes Seebeck, además

de una baja conductividad térmica para conseguir un mayor incremento de temperatura. En este análisis hemos escogido el níquel y titanio, que muestran un coeficiente Seebeck,  $S_{Ni} = -19.5\text{mV/K}$  y  $S_{Ti} = 7.19\text{mV/K}$  [130]. Las antenas se colocan sobre un sustrato de *Si* semi-infinito que tiene una capa de recubrimiento de *SiO<sub>2</sub>* de 200nm de espesor que funciona como un aislante térmico. Las estructuras resonantes están optimizadas para una longitud de onda  $\lambda_0 = 10.6\mu\text{m}$  incidiendo desde el vacío. La irradiancia entrante tiene un valor constante para todos los casos tratados aquí,  $117\text{W/cm}^2$ . La evaluación del comportamiento electromagnético y térmico de estos elementos se realiza con *Comsol MultiPhysics* (v 4.3.b). La distribución de calor calculada nos dará la diferencia de temperatura en la ubicación de las uniones en las estructuras resonantes. Las constantes electromagnéticas y térmicas son las de los materiales que participan en la simulación [66].

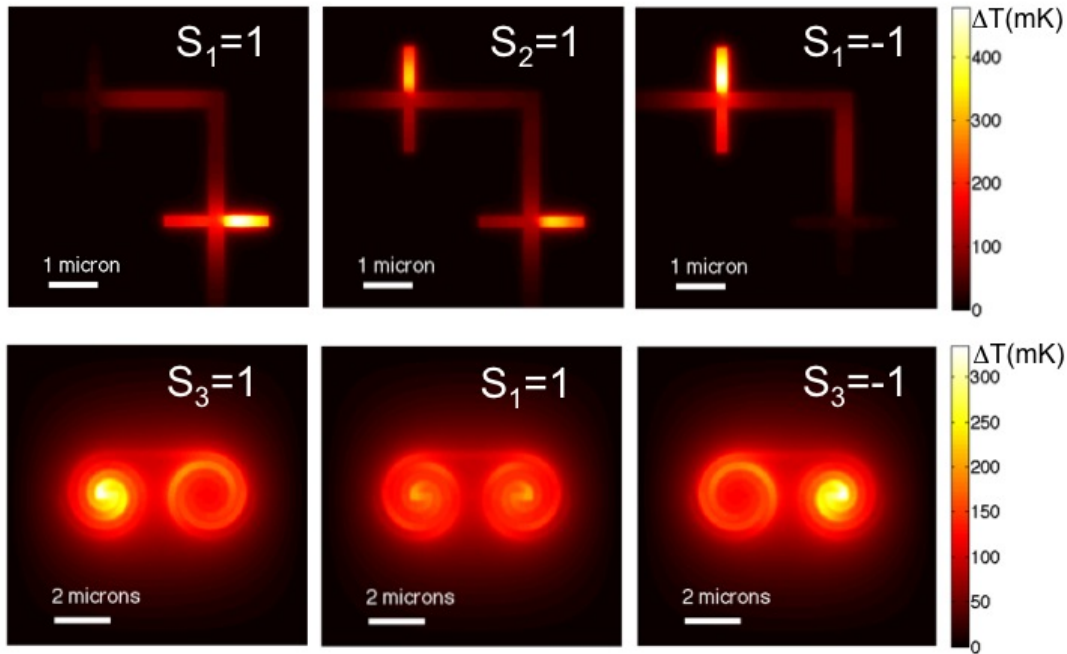


Figura 4.9: Parte superior: Mapa térmico del arreglo de dipolos cuando se incide con un haz que presenta una polarización: horizontal,  $45^\circ$  y vertical. Parte Inferior: Mapa térmico del arreglo de espirales cuando se incide con un haz que presenta una polarización: circular dextrógira, lineal y circular levógira.

La figura 4.9 muestra los mapas de temperatura para varios estados de polarization. Se aprecia cómo la distribución de temperatura cambia selectivamente a lo largo de la estructura cuando se varía el estado de polarización de la radiación. En realidad, la distribución de la temperatura sigue un perfil determinado por la geometría y por los materiales (ver figura 4.10). Para el caso de la configuración dipolar este perfil se considera lo largo de la línea de carga. Para la espiral, el camino elegido representado en la figura 4.10 muestra la distribución a lo largo de la espiral y se mueve de un lado a otro de la estructura. En esta figura se han marcado la ubicación de las uniones como líneas verticales. Es importante señalar aquí que la señal Seebeck no depende de la variación a lo largo de las estructuras metálicas. Ésta está sólo relacionada con la diferencia en la temperatura en la ubicación

de las uniones entre los metales. El cálculo se ha realizado para varios estados de polarización que tienen diferentes valores de los parámetros de Stokes. Los dipolos se iluminan con una luz de polarización lineal que se mueve a lo largo del ecuador de la esfera de Poincaré, plano  $S_3 = 0$ . La luz que incide sobre las espirales es una combinación lineal de polarización circular dextro y levo. En este caso, los estados de polarización se están moviendo a lo largo de un meridiano de la esfera de Poincaré donde  $S_2 = 0$ . Todos estos estados de polarización tienen el mismo valor de irradiancia total.

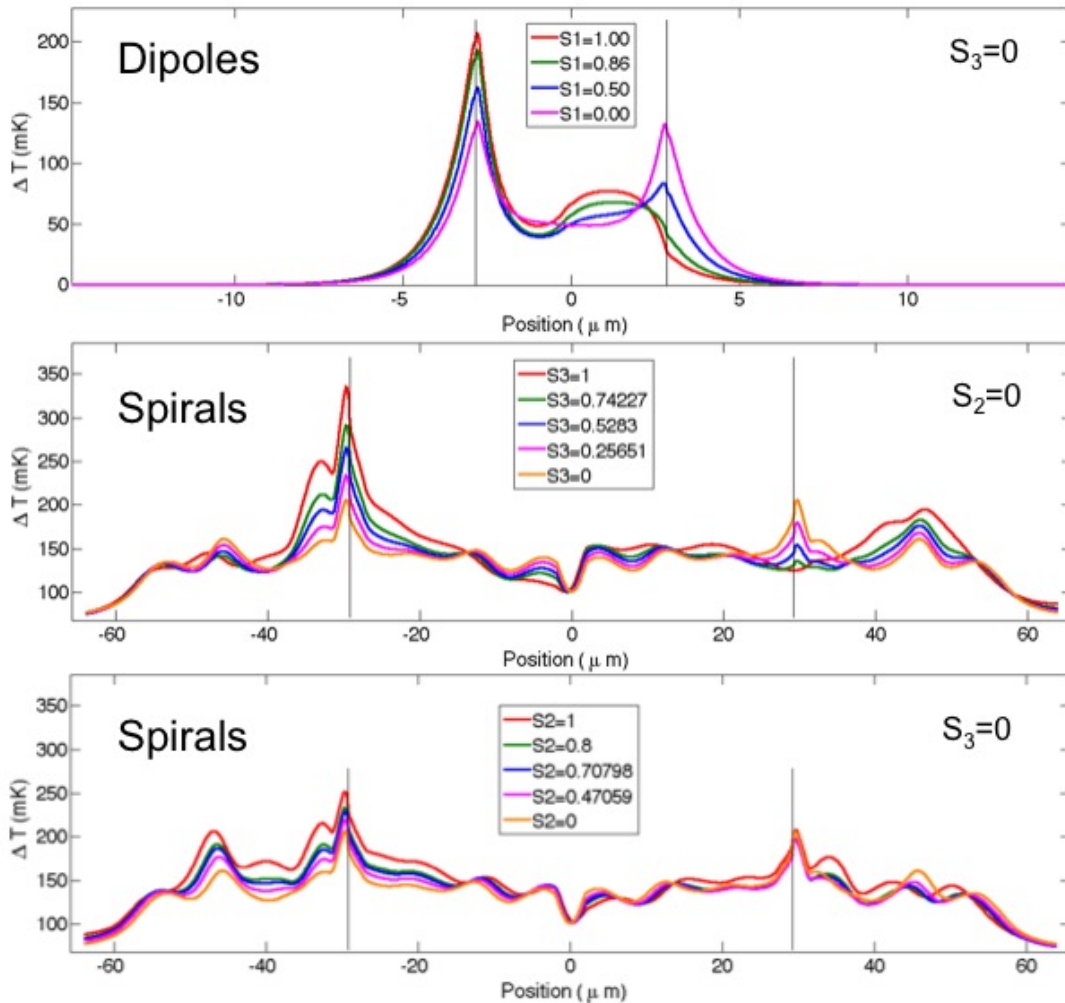


Figura 4.10: Perfil de temperatura a lo largo del dispositivo para diferentes estados de polarización en función de los parámetros de Stokes.

La disposición de antenas propuesta en esta sección produce una señal que es dependiente del estado de polarización de la luz incidente. La figura 4.11 muestra los voltajes Seebeck obtenidos a partir de la configuración dipolar y de las espirales cuando se varía el valor de los parámetros  $S_1$  y  $S_3$ . Para las espirales también hemos comprobado su respuesta ante la luz polarizada lineal. Igualmente, para los dipolos hemos evaluado la contribución que se produce ante la polarización elíptica. Hemos observado que las espirales responden a la polarización lineal con una dependencia lineal con  $S_2$ . Por otra parte, no hemos encontrado ningún aporte significativo del parámetro  $S_3$  al iluminar el arreglo

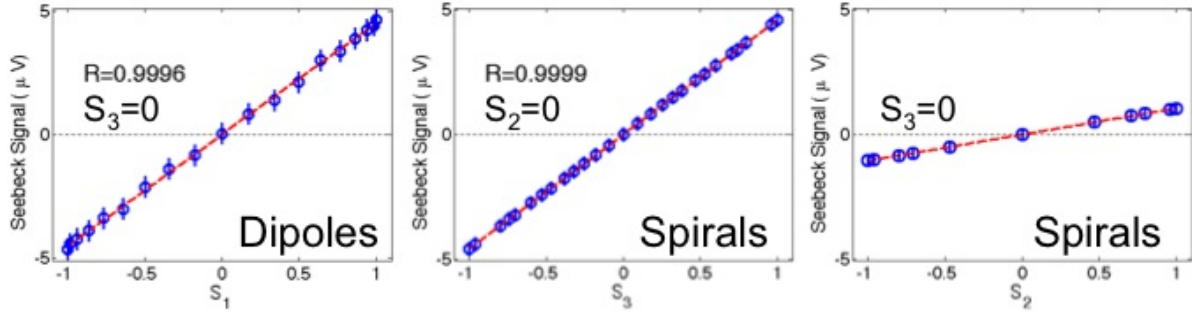


Figura 4.11: Izquierda: Señal obtenida a partir de la configuración de dos dipolos como una función de  $S_1$ , al iluminar con luz polarizada lineal en diferentes ángulos y teniendo  $S_3 = 0$ . Centro: Tensión Seebeck obtenida a partir de las dos espirales de Arquímedes para varias combinaciones de polarización circulares, como una función del valor del parámetro  $S_3$ . En este caso nos movemos a lo largo de un meridiano de la esfera de Poincaré, teniendo  $S_2 = 0$ . Derecha: Señal dada por la configuración de espirales como una función lineal de  $S_2$ , cuando nos movemos a lo largo del ecuador de la esfera de Poincaré  $S_3 = 0$ .

basado en dipolos ortogonales. En la figura 4.11 hemos representado las barras de error que representan algunas incertidumbres en la realización práctica de los elementos. Para el caso de la disposición de dipolo se ha tenido en cuenta la distribución de la temperatura en la superficie de la unión. Debido a las diferentes constantes térmicas de los materiales utilizados, así como a la geometría de la antena, la temperatura varía en la unión. En la figura 4.12 hemos representado el mapa de temperatura sobre la superficie de la unión. El número dentro de cada gráfica es la media y la desviación estándar de la distribución de temperatura en la superficie. Esta desviación estándar se toma como el error en cada una de las uniones. Las barras de error trazadas en la figura correspondiente a la detección de  $S_3$  se obtienen cuando se mueve la ubicación de las uniones una distancia relacionada con la incertidumbre en la fabricación, que se fija en 50nm. En este caso la temperatura cambia en 9mK.

Por lo tanto, después de evaluar el comportamiento de los dipolos y espirales, podemos escribir la dependencia de la señal obtenida para cada arreglo como sigue:

$$V_{0-90} = \alpha_{11}S_1 + \delta_1, \quad (4.9)$$

$$V_{\pm 45} = \alpha_{22}S_2 + \delta_2, \quad (4.10)$$

$$V_{D-L} = \alpha_{32}S_2 + \alpha_{33}S_3 + \delta_3, \quad (4.11)$$

donde  $V_{0-90}$  es la señal recibida por la disposición de los dos dipolos orientados a lo largo de las direcciones vertical y horizontal,  $V_{\pm 45}$  corresponde con la señal obtenida de la disposición dipolar orientados oblicuamente a  $45^\circ$ , y  $V_{D-L}$  es la señal obtenida por las espirales. Los coeficientes  $\alpha$  y  $\delta$  tienen dimensiones de tensión y se pueden obtener del ajuste lineal de los resultados que se muestran en la figura 4.11. Para el caso tratado aquí, encontramos que  $\alpha_{11} = \alpha_{22} = 4.51 \pm 0.03\mu V$ ,  $\alpha_{32} = 1.0536 \pm 0.0009\mu V$ ,  $\alpha_{33} = 4.5963 \pm 0.0003\mu V$ ,  $\delta_1 = \delta_2 = 0.002 \pm 0.02\mu V$  y  $\delta_3 = 0.0040 \pm 0.0006\mu V$ .

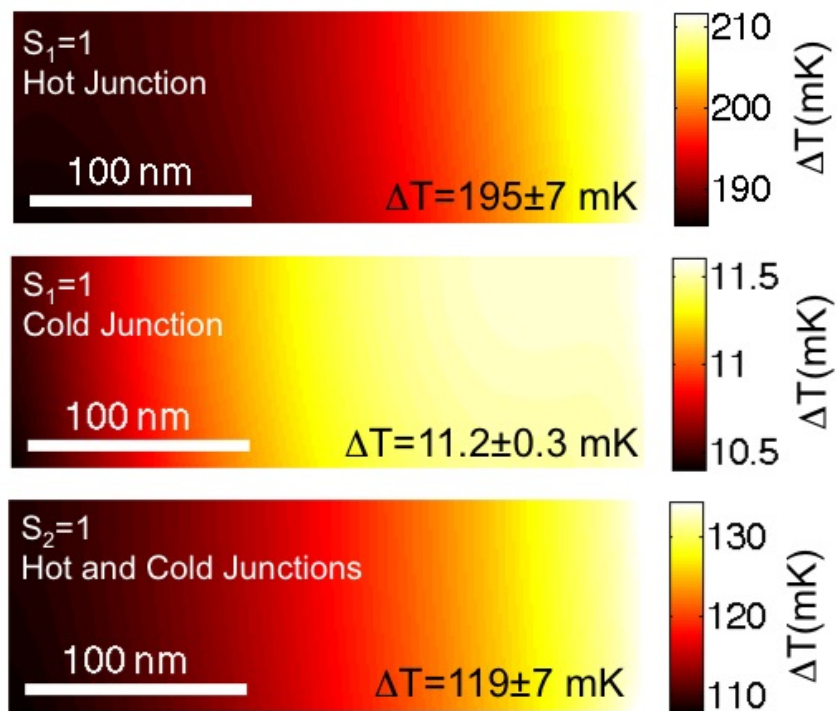


Figura 4.12: Mapa de temperatura en la superficie de las uniones para la disposición de las antenas dipolo. El mapa de la parte superior se corresponde con una polarización lineal alineada a lo largo de uno de los dipolos, unión caliente. La unión fría, está representada en el mapa central para la misma polarización lineal. El mapa de la parte inferior es para una polarización lineal a  $45^\circ$  con respecto a los dipolos. En este último caso, los mapas de las superficies de las dos uniones son iguales.

Tabla 4.3: Valores de los parámetros de Stokes del haz de iluminación, (in), y valores obtenidos a partir de las señales emitidas por los dispositivos basados en antenas (out), para varios casos de polarización etiquetados de la A a la E. La última columna corresponde a la distancia euclídea entre los dos puntos representados por los parámetros de Stokes para cada caso.

Caso	$S_1(in/out)$	$S_2(in/out)$	$S_3(in/out)$	Distancia euclídea
A	0.5774/0.6150	0.5774/0.5639	0.5774/0.5799	0.0401
B	0.3333/0.3526	0.6667/0.6794	0.6667/0.6629	0.0233
C	0.8165/0.8731	0.4082/0.3909	0.4082/0.4120	0.0593
D	0.4082/0.4329	0.4082/0.3904	0.8165/0.8201	0.0307
E	0.6667/0.7132	0.6667/0.6567	0.3333/0.3350	0.0476

### 4.3.3. Detección de los parámetros de Stokes

En el apartado anterior hemos analizado cómo las señales obtenidas de las matrices de nanoantenas Seebeck se relacionan de forma linealmente proporcional a los parámetros de Stokes. En esta sección estamos interesados en obtener el valor de los parámetros de Stokes en términos de las señales dadas por las matrices. Para ello hemos preparado diferentes estados de polarización que iluminan las antena. Empezamos reescribiendo las ecuaciones (4.9)-(4.11) en forma matricial:

$$\vec{V} = \mathbf{A}\vec{S} + \vec{\Delta} \quad (4.12)$$

donde la señal  $\vec{V} = (V_{0-90}, V_{\pm 45}, V_{D-L})^T$  viene dada en términos de la matriz  $\mathbf{A}$ , que contiene los coeficientes  $\alpha_{ij}$  dados anteriormente, el vector de los parámetros de Stokes normalizados,  $\vec{S} = (S_1, S_2, S_3)^T$ , y  $\vec{\Delta} = (\delta_1, \delta_2, \delta_3)^T$ , donde  $T$  hace referencia a la transposición. De esta ecuación podemos obtener los valores de los parámetros de Stokes evaluados a partir de la señal obtenida por el sistema de antenas,  $\vec{S}_{ant}$ , relacionado con las tensiones dadas por el dispositivo,  $\vec{V}_{ant}$ :

$$\vec{S}_{ant} = \mathbf{A}^{-1}(\vec{V}_{ant} - \vec{\Delta}) \quad (4.13)$$

Este modelo se ha aplicado al caso de cinco haces de luz que tienen parámetros de entrada Stokes dados en la tabla 4.3. Esta tabla también contiene los parámetros de Stokes obtenidos utilizando la ecuación (4.13). Los resultados de esta evaluación también se representan en la esfera de Poincaré en la figura 4.13. Todos los ejemplos seleccionados están en el mismo octante de la esfera para una mejor representación. La ubicación de los estados de polarización originales se representa como puntos azules en la esfera. Los puntos rojos representan los puntos definidos por  $\vec{S}_{ant}$  y obtenidos a partir de la señal conseguida por el dispositivo,  $\vec{V}_{ant}$ , mediante el uso de la ecuación (4.13). Estos puntos rojos predicen el estado de polarización. Los valores dados para los parámetros de Stokes por las nanoantena Seebeck no están en la superficie de la esfera, aunque sí muy cerca. Esta situación ha sido corregida tras normalizar utilizando el módulo de  $\vec{S}_{ant}$ .

La normalización ha hecho posible representar la elipse de polarización para cada caso. La figura 4.13 muestra también los casos tratados aquí, representando en azul la elipse original, descrita por  $\vec{S}$  y en rojo los parámetros de Stokes normalizados obtenido

de los valores de  $\vec{S}_{ant}$ . En esta figura también hemos trazado en amarillo los estados de polarización utilizados para encontrar los coeficientes de ajuste lineales descritos en las ecuaciones (4.9)-(4.11).

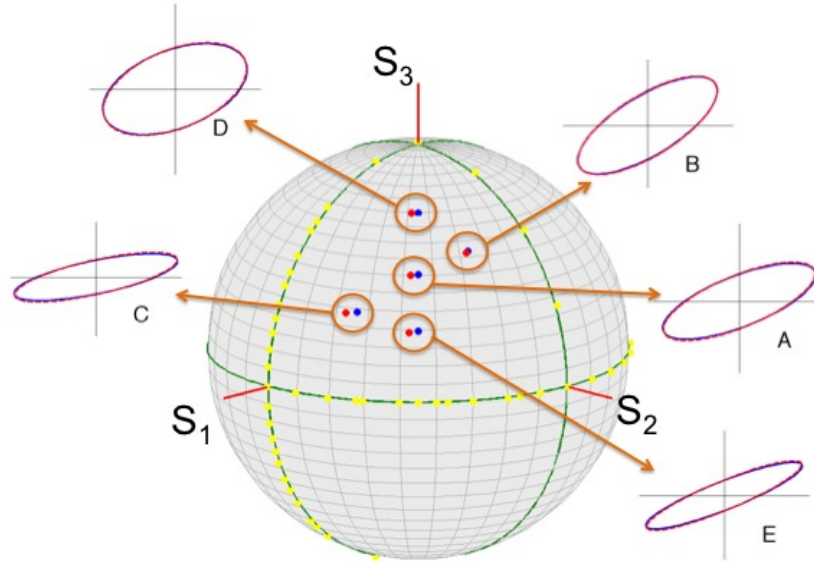


Figura 4.13: Ubicación en la esfera de Poincaré de la radiación entrante (puntos azules), y los resultados obtenidos de la evaluación de los parámetros de Stokes utilizando los elementos propuestos en esta sección (puntos rojos). También hemos representado las elipses de polarización para los casos analizados aquí. La elipse original se representa como una línea de color azul y la elipse obtenida a partir de los parámetros de Stokes dados por las nanoantenas se traza como una línea roja discontinua.

A partir de todo lo anterior, y desde un punto de vista práctico, proponemos el diseño de un píxel polarimétrico completo basado en antenas ópticas que se muestra en la figura 4.14. En esta disposición, hemos incluido dos termopares conectados en serie para la detección de  $S_1$ ,  $S_2$ , y  $S_3$ . La señal para el parámetro  $S_0$  también puede obtenerse a partir de un termopar donde se encuentra la unión caliente en el *feed point* de una antena que no presenta selectividad al estado de polarización..

#### 4.3.4. Conclusiones de la sección

En esta sección el efecto Seebeck se ha utilizado para proporcionar un mecanismo de transducción de la señal acoplada a un conjunto de dos antenas ópticas que trabajan en el infrarrojo. El voltaje Seebeck es proporcional a la diferencia de la temperatura en la ubicación de las uniones y esta diferencia está relacionada con el calor producido en los elementos resonantes. La señal se puede utilizar para proporcionar un mecanismo de detección proporcional a la potencia disipada en los elementos, que a su vez estará relacionada con la sensibilidad de éstos a la polarización incidente, pudiéndose obtener los parámetros de Stokes de un haz de luz. Dos dipolos orientados perpendicularmente entre si son responsables de la detección de los parámetros  $S_1$  y  $S_2$ . Por otro lado se han combinado dos espirales de Arquímedes que presentan una orientación opuesta para producir una señal proporcional a  $S_3$ . En ambos casos, las uniones calientes y frías se encuentran en

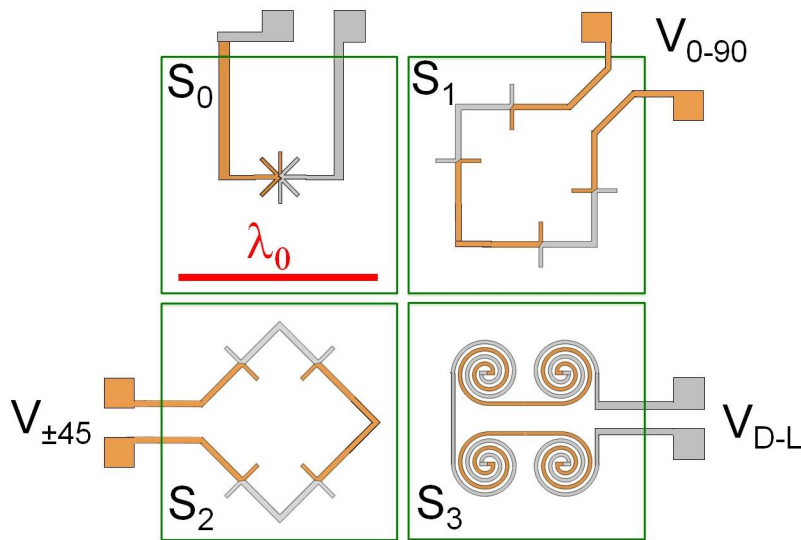


Figura 4.14: Diseño del pixel polarimétrico completo.

los *feed point* de las antenas. Los resultados dados aquí se han obtenido usando un método de elementos finitos que combina las respuestas electromagnética y térmica de estas estructuras. También hemos evaluado algunos errores relacionados con la fabricación de las estructuras. De la misma forma, se ha estudiado el ajuste de los valores obtenidos de los parámetros de Stokes probando el sistema con una colección de polarizaciones elípticas. Los resultados muestran una buena concordancia entre los parámetros de Stokes reales y los valores obtenidos por las estructuras resonantes propuestas. Finalmente, hemos esbozado una realización práctica de un pixel que contiene cuatro sub-píxeles, uno para cada parámetro de Stokes. Este pixel polarimétrico, basado en el efecto Seebeck, tiene un área de detección muy pequeña, lo que permite una alta resolución espacial para la formación de imágenes polarimétricas, donde se obtienen de forma independiente los parámetros de Stokes.

## Capítulo 5

# Estructuras resonantes en MOEMS

## 5.1. Introducción

En este capítulo describiremos los sistemas micro-electro-mecánicos y nano-electro-mecánicos (*Micro-Electro-Mechanical Systems, MEMS, Nano-Electro-Mechanical Systems, NEMS*) y como podemos incluir estructuras resonantes para generar nuevos sistemas micro y nano opto-electro-mecánicos (*Micro- and Nano-Opto-Electro-Mechanical Systems, MOEMS, NOEMS*). Estos sistemas pueden ser útiles a la hora de fabricar sensores de masa ópticos, sensores de radiación electromagnética, conmutadores ópticos, o todo aquello que se pueda hacer con un sistema que se mueve mediante la luz. A diferencia del resto de capítulos de este trabajo, en este, la potencia generada por las antenas ópticas no se dirige hacia un circuito externo que aprovecha esta señal. Por ello hemos decidido denominar a los elementos que responden a la radiación electromagnética como estructuras resonantes.

La idea es generar movimiento en un sistema *MEMS* mediante un haz incidente. Una de las soluciones más sencillas es utilizar una configuración de multicapas [131]. Este sistema aumentará la absorción de energía que se dará en la estructura *MEMS*. Sin embargo, las estructuras resonantes pueden actuar de la misma forma, ofreciendo la posibilidad de diseñar dispositivos más pequeños, sensibles a la frecuencia de la radiación incidente así como a la polarización de ésta. Los sistemas *MEMS* estudiados en este capítulo serán microsistemas tipo puente y voladizos. Estos sistemas contarán, por lo general, con un piezoeléctrico capaz de transducir la señal del movimiento mecánico producido. Al incidir radiación electromagnética sobre el sistema, éste absorberá parte de ésta, mediante el uso de multicapas o estructuras resonantes [69]. Esta absorción calentará el sistema produciendo un movimiento descrito por el acoplamiento entre la ecuación térmica y mecánica que posteriormente estudiaremos. Lo que buscamos es un comportamiento temporal periódico en el movimiento de la estructura mecánica. Si pensamos el problema como el estudio de la estabilidad de un sistema lineal, buscamos que se sitúe en un punto críticamente estable. Esta estabilidad vendrá marcada por las características de absorción óptica del dispositivo, pero también por sus características mecánicas.

A lo largo de este capítulo estudiaremos formas de detectar el movimiento de las estructuras *MOEMS* sugeridas, analizaremos como diseñarlas, estudiaremos el modelo que determina su movimiento y analizaremos los resultados obtenidos al acoplar estos sistemas a estructuras resonantes.

Este estudio ha sido desarrollado en colaboración con el *Departamento de Ingeniería Electrónica* de la *Universitat Autònoma de Barcelona*. Nuestra aportación al trabajo ha consistido en el diseño y estudio de las estructuras resonantes electromagnéticas que componen el sistema *MOEMS*. De la misma forma, se ha contribuido al desarrollo del estudio térmico del sistema, mejorando el modelo final con los que se han logrado los resultados presentados. También es destacable el sistema difractométrico presentado como propuesta alternativa para realizar la medida del movimiento del sistema, modelo que incluye la detección del desfase entre elementos mecánicos.

## 5.2. Modelo difractométrico aplicado al movimiento de sistemas MEMS.

### 5.2.1. Objetivos del estudio

Hoy en día los microsistemas, en especial los *MEMS*, son un campo de investigación realmente extenso. La opción de poder construir este tipo de dispositivos que actúen electrónicamente y mecánicamente es un aliciente, ya que abre las puertas a una tecnología miniaturizable, útil y portátil que tendrá mucho que decir en campos como la medicina, aeronáutica, electrónica, incluso en el área espacial o en aplicaciones de recolección de energía [132], [133]. Si estos dispositivos se combinan con estructuras resonantes electromagnéticas sirven para detectar y cosechar la energía radiante [134]. Por otro lado, la luz puede ser utilizada no sólo para excitar o modular el estado de vibración mecánica, sino también para caracterizar el estado mecánico y las propiedades de estos dispositivos. En estas situaciones, la fase relativa entre las vibraciones de los voladizos es de interés para estudiar el acoplamiento de las señales producidas por cada voladizo individualmente. Por otro lado, cuando los componentes de la matriz de voladizos se acoplan entre ellos, se generan modos de vibración cooperativa y para identificarlos se presenta en esta sección un método difractométrico que es sensible a la fase de las vibraciones y de los componentes de la matriz de voladizos [135].

La difracción es una técnica óptica bien adaptada para el análisis de microestructuras y se ha aplicado con éxito para la medición de distribuciones de pequeño tamaño [136], [137]. La formación de imágenes de difracción se ha utilizado en los problemas de recuperación y estudio de fase en varios rangos de longitud de onda. La mayoría de los algoritmos se basan en el método de *Gerchberg-Saxton*, que utiliza iterativamente dos mapas de irradiancia obtenidos en el plano de interés y en la región de campo lejano [138], [139], [140]. En el ámbito de los dispositivos *MEMS*, los métodos ópticos se utilizan rutinariamente como un mecanismo de detección del desplazamiento [141], [142], [143]. Un ejemplo es el microscopio de fuerza atómica, que se basa en la desviación de un haz de luz reflejado por el propio voladizo [144]. El análisis del estado estacionario de los voladizos utilizando difracción se ha utilizado previamente para comprender la situación individual de cada cantilever. En este caso estamos interesados en medir la amplitud del movimiento en los voladizos y la fase mutua entre ellos. Sin embargo, la frecuencia de la vibración mecánica impide que el movimiento de los voladizos pueda ser seguido por los sistemas de adquisición de imágenes convencionales. Por lo tanto, el patrón de difracción medido es un promedio temporal de la distribución de irradiancia instantánea. Este hecho hace que sea difícil la aplicación de los métodos nombrados previamente y por lo tanto necesita un enfoque alternativo.

Existen métodos desarrollados específicamente para detectar de manera eficiente el desplazamiento de todo el grupo de elementos mecánicos con alta resolución espacial. Esto se logra mediante el uso de una matriz de fuentes de láser [145], o alternativamente, mediante el escaneo de un solo haz láser a través toda a través de la estructura *MEMS*. Sin embargo, debido a la naturaleza secuencial de algunos de estos métodos, no son capaces de dar una imagen simultánea del estado dinámico de todos los componentes de la matriz y, en consecuencia, no proporcionan ninguna información de la fase del estado

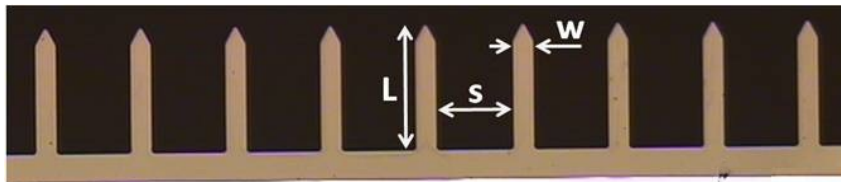
Tabla 5.1: Frecuencia de resonancia de un voladizo de  $\text{SiO}_2$ . Según los modos propios de vibración.

Modo #	Frecuencia (KHz)
1	59
2	370
3	1035

de vibración. Para superar este inconveniente, en este trabajo se analiza la difracción de la matriz de voladizos. El patrón de difracción se registra y se analiza para identificar la amplitud de vibración y el estado de la matriz. Hemos comparado los resultados de nuestra simulación con los obtenidos experimentalmente con dispositivos reales. En esa comparación, las imágenes de difracción se han analizado para extraer los parámetros deseados. El patrón de difracción se forma colectivamente y el método de medida registra el promedio temporal de los diferentes patrones que se darán, dependiendo de la posición de la matriz. Los resultados aquí obtenidos pueden servir para comprender mejor el efecto del acoplamiento entre los voladizos. Y es que éste es uno de los objetivos de esta sección: obtener información acerca de la relación de fase relacionada con el acoplamiento mutuo, utilizando sólo el patrón de difracción producido por la matriz. El tratamiento que aquí se presenta se beneficia de un modelo simple que utiliza una ventana de reflectividad compleja para modelar la reflectividad de la matriz de voladizos en movimiento. El módulo de esta reflectividad compleja está relacionada con la reflectividad real del material de voladizo, y la fase muestra el cambio real en la forma de éste. El enfoque es bastante flexible y es capaz de incluir variaciones en la frecuencia, modos de vibración, y la correlación mutua entre los elemento de la matriz.

### 5.2.2. Dispositivos MEMS

La estructura *MEMS* que se utiliza en este trabajo, es una matriz de nueve voladizos, de  $\text{SiO}_2$ . Una imagen óptica de este dispositivo se muestra en la figura 5.1. Los voladizos presentan estas dimensiones: longitud  $L = 220\mu\text{m}$ , anchura  $w = 30\mu\text{m}$ , espesor de  $3.55\mu\text{m}$ , y se separan una distancia  $s = 120\mu\text{m}$ .

Figura 5.1: Imagen de estructura *MEMS* en estudio.

Como paso previo a las mediciones experimentales, varias simulaciones en *Comsol MultiPhysics (v4.3.b)* se han llevado a cabo con el fin de conocer las frecuencias de resonancia del dispositivo *MEMS*. Con estas simulaciones hemos sido capaces de encontrar los valores de las frecuencias de resonancia de cada modo (ver la tabla 5.1).

Para excitar la vibración de la estructura mecánica, un actuador piezoeléctrico accio-

nado por un generador de señal sinusoidal se encuentra pegado a la muestra. La buena solidificación del pegamento utilizado, hace que la conexión mecánica entre la muestra y el piezoeléctrico resulte fiable. La frecuencia de la señal generada es una de las frecuencias de resonancia del dispositivo *MEMS*. En el experimento se han utilizaron varios valores para la amplitud de la señal.

### 5.2.3. Reflectividad compleja

El desplazamiento de un conjunto voladizos produce un patrón de difracción característico que depende de las dimensiones de la matriz y también del perfil geométrico real de su modo vibracional [146] [147]. Después de presentar el perfil del voladizo en estudio, definimos un reflectividad compleja para modelar las variaciones de fase producidas por la vibración. Esto permite el tratamiento de todo el conjunto de voladizos teniendo en cuenta el acoplamiento de fase mutua entre ellos. Además, su movimiento se puede implementar fácilmente en un algoritmo simple y fiable.

El perfil del desplazamiento del voladizo viene dado por la siguiente escrita en una forma normalizada como

$$\gamma(y) = \sin\left(\frac{k_n y}{L}\right) - \sinh\left(\frac{k_n y}{L}\right) + C \left[ \cos\left(\frac{k_n y}{L}\right) - \cosh\left(\frac{k_n y}{L}\right) \right], \quad (5.1)$$

donde  $L$  es la longitud del voladizo, e  $y$  es la coordenada a lo largo de la longitud del voladizo. La constante  $C$  se define como:

$$C = \frac{\cos(k_n) + \cosh(k_n)}{\sin(k_n) - \sinh(k_n)}, \quad (5.2)$$

donde la constante  $k_n$  esta relacionada con el modo de vibración. Para la geometría de nuestro sistema tiene los siguientes valores  $k_n = (1.875, 4.694, 7.8551, 0.996)$  para los primeros cuatro modos de vibración ( $n = 1; \dots; 4$ ). Este perfil normalizado es diferente para cada modo (ver figura 5.1). La amplitud real de la vibración del voladizo depende de la tensión de excitación,  $V$ , y del factor de calidad del voladizo,  $Q$ . Esto proporciona un factor dimensional que es  $K = QV\kappa$ , donde  $\kappa$  caracteriza el elemento piezoeléctrico que acciona el voladizo. En nuestro caso  $\kappa = 20 \times 10^{-9} m \cdot V^{-1}$  y  $Q = 100$ .

Este valor de  $Q$  se ha obtenido promediando los factores  $Q$  de cada componente de la matriz, donde la respuesta en frecuencias de la vibración se ha caracterizado de forma individual para cada uno. Por lo tanto, el desplazamiento,  $z$ , se da como  $z(y) = K\gamma(y)$ . De esa manera, la tensión eléctrica aplicada al actuador piezoeléctrico fija la amplitud máxima de la vibración. En nuestro caso experimental, el valor máximo de la tensión,  $V_{max} = 10V$ , produce una amplitud máxima en la punta del accionador,  $z_{max}(y = L) = 20\mu m$ . Por otro lado tenemos en cuenta que el voladizo se mueve sólo como una función dependiente de  $y$ , no mostrando la dependencia con la coordenada ortogonal  $x$ . Esto significa que  $z(x, y) = z(y)$  es constante a lo largo del eje  $x$ , que es la anchura del voladizo. El perfil normalizado de los modos de vibración se muestra en la figura 5.2.

Una vez que se obtiene el perfil de la vibración y se describe analíticamente, nuestro modelo de voladizo se convierte en una superficie en movimiento que reflejará la luz y

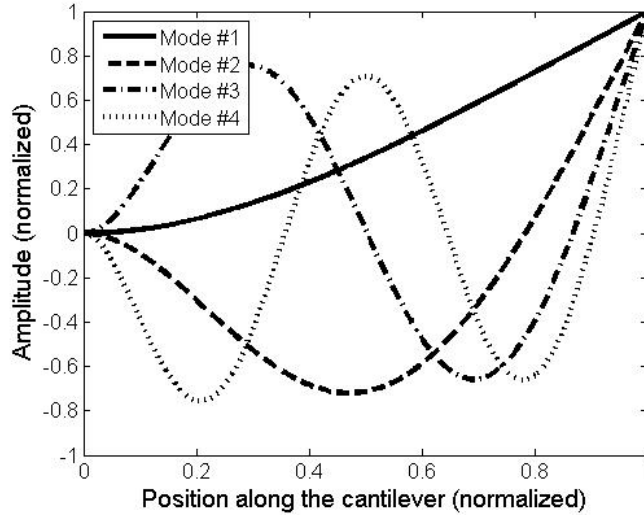


Figura 5.2: Perfiles de vibración normalizados de los voladizos. Se representan los 4 primeros modos de vibración.

producirá un patrón de difracción en el campo lejano. Suponemos que esta reflexión se puede modelar como una reflectividad compleja en la que el módulo,  $M(x, y)$ , está relacionado con el tamaño y la posición de la disposición en voladizo y la fase está dada por el estado vibracional de cada voladizo. Esta reflectividad se puede expresar como

$$R(x, y, t) = M(x, y) \exp\left(i \frac{2\pi}{\lambda} 2z(x, y, t)\right), \quad (5.3)$$

donde  $\lambda$  es la longitud de onda de la iluminación de la matriz. Hay un factor 2 multiplicando  $z(x, y, t)$ , porque la fase se produce en el modo de reflexión y el desplazamiento a lo largo de  $z$  tiene que ser tomado dos veces. Este modelo es aplicable debido a la estrecho rango de desplazamiento de la matriz con respecto a su longitud. La función  $z(x, y, t)$ , representa un mapa del desplazamiento de la matriz de voladizos. Desde el punto de vista computacional el dominio de  $z$  se puede dividir en subdominios correspondientes a cada uno de los voladizos. Cada uno de ellos, marcado con un subíndice  $i$ , está representada por una función dada por la ecuación (5.1),  $z_i(x_i, y_i)$ , donde las coordenadas  $(x_i, y_i)$  son aplicables para el subdominio donde se encuentra el voladizo.

Mediante el uso de la ecuación (5.3) podemos simular cualquier estado vibracional y podemos modelar diferentes situaciones de fase mutua presentada por los voladizos. Debido a ello, la ecuación (5.3) describe la evolución temporal de la reflectividad. Esta dependencia puede describirse como una función armónica a una frecuencia dada  $\omega$ , relacionada con la resonancia natural del voladizo, y escrita como:

$$z_i(x_i, y_i, t) = z_i(x_i, y_i) \cos(\omega_i t + \phi_i), \quad (5.4)$$

donde  $\phi_i$  representa un término de fase constante. Tanto la frecuencia y el término de fase constante pueden ser diferentes para cada uno de los voladizos. Mediante el uso de este método, es posible simular las diferencias entre las frecuencias de resonancia de los voladizos, variando  $\omega_i$  y  $Q_i$ , y también su grado de acoplamiento mutuo mediante  $\phi_i$ .

Nuestro objetivo es obtener una solución computable para la irradiancia de campo lejano,  $I_{FF}$ , producido por el reflectividad compleja que caracteriza al voladizo. Si suponemos una iluminación de onda plana monocromática, el resultado se obtiene como la transformada de Fourier de la reflectividad compleja del voladizo,  $I_{FF}(\xi, \eta, t) = FT[R(x, y, t)]$ , donde  $\xi$  y  $\eta$  son las frecuencias espaciales asociados con  $x$  e  $y$ , respectivamente. Por otro lado, si la imagen se obtiene con un dispositivo de carga acoplada, *CCD*, la frecuencia de vibración es típicamente mucho más grande que la frecuencia de adquisición de imagen de la cámara, como muestra la tabla 5.1. Este hecho produce un promediado temporal de la imagen. Por lo tanto, la imagen captada del voladizo se expresa como

$$I_{FF}(\xi, \eta) = \langle FT [R(x, y, t)] \rangle, \quad (5.5)$$

donde  $\langle \rangle$  significa el promedio temporal del patrón de campo lejano.

#### 5.2.4. Resultados experimentales

En esta subsección presentamos en primer lugar el montaje experimental utilizado para registrar el patrón de difracción de la matriz vibratoria de voladizos. Posteriormente, los resultados experimentales se describen y se comparan con los obtenidos a partir del modelo analítico.

El patrón de difracción producido por el voladizo se obtiene por medio de la configuración óptica representado en la figura 5.3. En esta figura se han incluido algunos elementos que se han utilizado para eliminar los patrones de difracción no deseados, causados por las zonas metálicas que rodean al voladizo. El haz de iluminación, el voladizo y la pantalla, se colocan para incidir con un ángulo próximo a  $20^\circ$  de incidencia. La fuente de luz es un láser de *He-Ne* con una longitud de onda  $\lambda = 632.8\text{nm}$ , siendo el tamaño del haz suficientemente grande como para llenar la matriz con una iluminación que consideramos uniforme.

Los voladizos están montados en un sistema de posicionamiento *XYZ* y el patrón generado se proyecta en una pantalla situada a una distancia comprendida entre 0.5 y 2.5m dentro del régimen de difracción de Fraunhofer. Este montaje presenta un número de Fresnel inferior a 0.025 para todas las situaciones experimentales tratadas en esta sección. La orientación del sistema de coordenadas *XYZ* se muestra en la esquina inferior izquierda de la figura 5.3. El plano *YZ* es el plano de incidencia. La figura 5.3 muestra una imagen obtenida con esta disposición y un patrón de difracción producido tanto por la matriz de voladizos como por la parte reflectante de éste. El efecto de esta parte puede ser eliminada mediante la colocación de un elemento de bloqueo que evita la iluminación de la zona estacionaria del dispositivo. La figura 5.4 presenta los patrones de difracción obtenidos antes de utilizar el dispositivo de corrección, (ver figura 5.4.a) y después (ver figura 5.4.b). Este último patrón de difracción ya es adecuado para el estudio del dispositivo. La distancia entre los máximos principales de difracción es de aproximadamente 1cm, cuando la pantalla se coloca a 2.5m de la matriz. Los máximos secundarios situados entre los máximos observados pueden ser también resueltos por el sistema de registro. Alternativamente, el patrón de difracción puede ser capturado directamente utilizando una cámara *CCD*, que se coloca a una distancia más corta de los voladizos que la pantalla

de proyección, mirando hacia ellos. Ambos métodos de registrar el patrón de difracción producen la misma estructura.

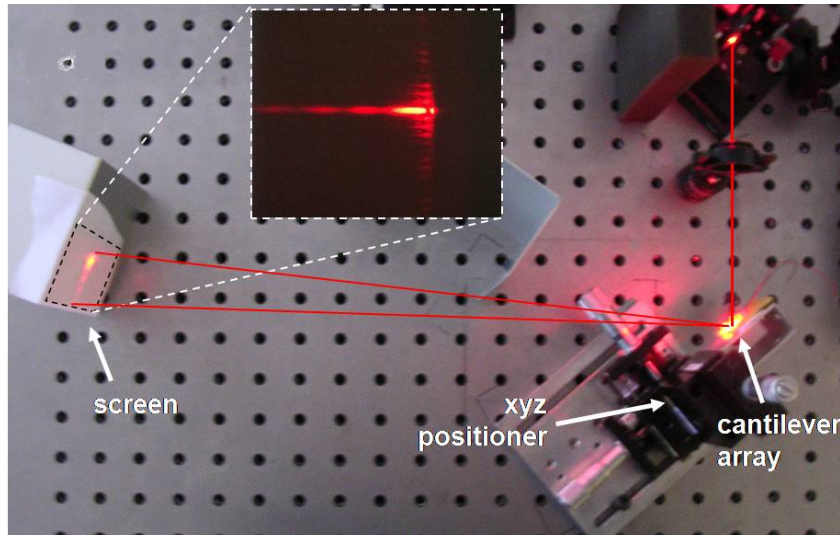


Figura 5.3: Imagen del montaje de medición, donde se muestra la ubicación de elementos ópticos, los voladizos, y la pantalla. Esta configuración se utiliza para la eliminación la contribución espuria causada por las estructuras alrededor de los voladizos. La inserción de esta imagen muestra El patrón de difracción observado en la pantalla se muestra en un detalle.

Después de ajustar los parámetros angulares de la incidencia para optimizar la captura del patrón de difracción, los voladizos son excitados mediante una señal de tensión externa. Las imágenes obtenidas con esta disposición se muestran en la figura 5.5 para tres valores de la tensión de accionamiento (0.0, 0.5, y 1.0V). Estas imágenes han sido tratadas para eliminar algunos artefactos que aparecen durante la adquisición. En realidad, la imagen de la izquierda de esta figura se corresponde con el caso estacionario,  $V = 0V$ . Este caso se debe tomar como referencia a fin de evaluar el desplazamiento de los voladizos. Podemos ver que la extensión horizontal de los máximos aumenta a medida que aumenta la tensión. También la distribución de la luz a lo largo de estos máximos horizontal se está moviendo hacia las partes exteriores del patrón cuando la tensión es mayor. Por otra parte, incluso para 0.0V de tensión de accionamiento, hay una contribución no despreciable en el patrón de difracción procedente de la reflexión difusa en el voladizo. Esta contribución de la reflexión difusa reduce el contraste del patrón de difracción y enmascara la ubicación de los máximos y mínimos secundarios.

Para validar el modelo que figura en la subsección 5.2.3, hemos tomado las imágenes experimentales mostradas en la figura 5.5, extrayendo dos perfiles perpendiculares a lo largo del eje  $Y$  y el eje horizontal  $X$ . Con el fin de reducir el ruido en estos perfiles promediamos la imagen, tomando 20 columnas para el perfil vertical, y 10 columnas para el perfil horizontal. Para nuestra configuración experimental el ángulo que subtiende de cada pixel es  $0.00072^\circ$  en cada dirección.

El siguiente paso ha sido evaluar el perfil obtenido a partir de la simulación de una variedad de casos. Los parámetros para estas simulaciones son: la tensión de excitación del voladizo, el modo de vibración, y la correlación entre las fases iniciales de la vibración

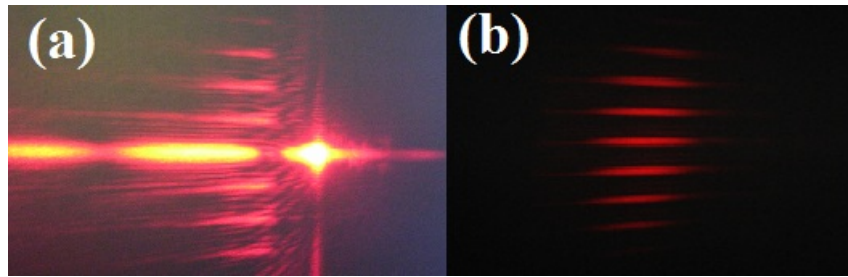


Figura 5.4: Patrones de difracción registrados experimentalmente. a) sin eliminación de la reflexión espuria, b) con eliminación de ésta.

de cada voladizo individual. La tensión de excitación se vincula con el factor de calidad del conjunto de elementos. La correlación de la fase se describe, teniendo en cuenta la relación entre las fases individuales de la vibración de los voladizos. Una total correlación implicaría que  $\phi_i = 0 \forall i$ . Etiquetaremos este caso como *CTN*, (*ConsTanT*). Un caso más realista debería tener en cuenta una correlación parcial entre las fases individuales. Esta correlación es causada por la restricción mecánica producida por la porción metálica común que se encuentra en la zona de anclaje de los elementos. Hemos considerado dos casos. El primero es el caso etiquetado como *RNB*, (*RaNdOm Bounded*), donde la fase varía aleatoriamente pero restringida o limitada, siendo el intervalo de  $0^\circ$ -  $100^\circ$ . El segundo caso, nombrado como *RND*, permite un valor aleatorio para la fase de cada voladizo en el rango de  $0^\circ$  a  $360^\circ$ .

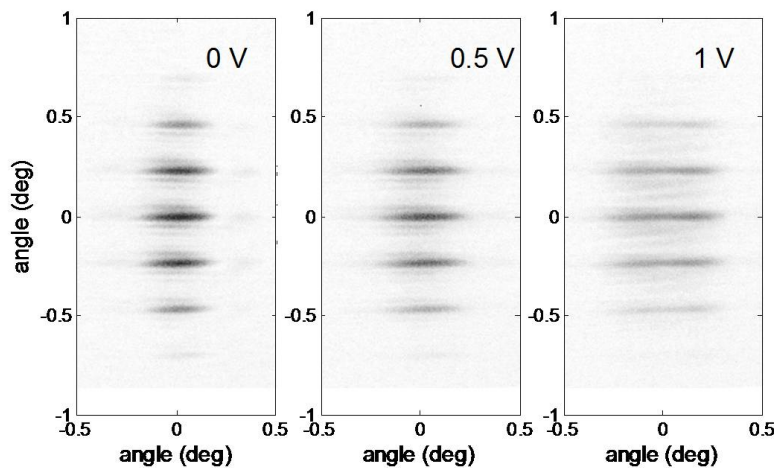


Figura 5.5: Patrones de difracción experimentales, en función de los voltajes suministrados al sistema.

El primer caso, que se muestra en la primera fila de la figura 5.6, corresponde al estado sin voltaje de excitación. Sin embargo, no podemos estar seguros de que los voladizos están en el mismo plano. Es por ello que debemos suponer que los voladizos están en reposo pero con diferentes posiciones iniciales que corresponden a distintas fases iniciales, siguiendo el perfil dado por el modo vibracional 1. Hemos modelado este caso con los resultados obtenidos por una pequeña excitación,  $0.1\text{mV}$  que presenta una distribución de fase *RND*. Al comparar este caso con el de  $0\text{V}$ , teniendo todos los voladizos planos y en reposo (línea de puntos en la primera fila de la figura 5.6), podemos comprobar que el caso *RND* es más

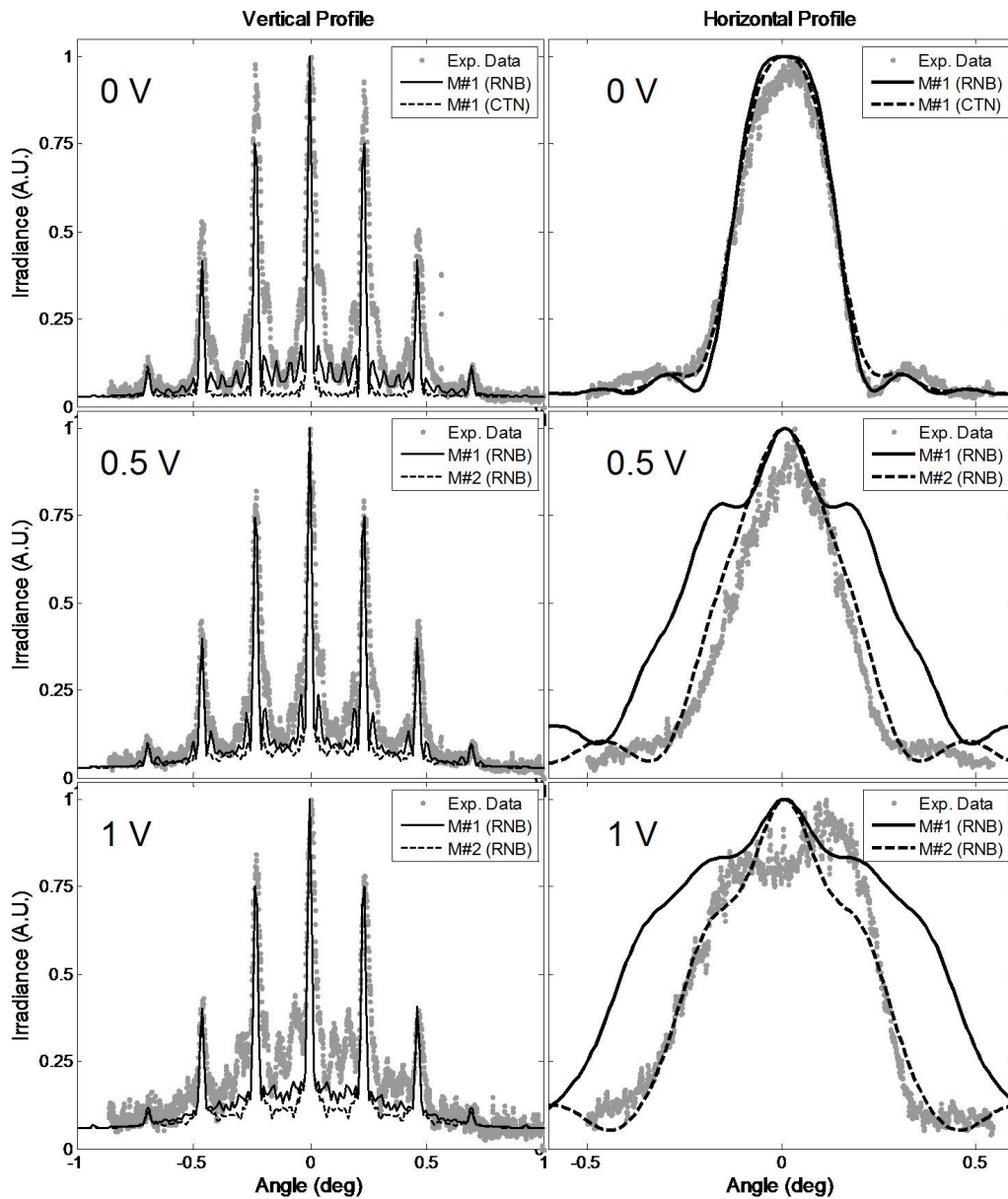


Figura 5.6: a) perfiles verticales y b) perfiles horizontales del patrón de difracción. las figuras muestran los patrones simulados y experimentales obtenidos. la primera fila muestra los resultados para un voltaje suministrado, 1) 0V, 2) 0.5V, 3) 1V.

apropiado para el patrón de difracción registrado. Cuando el voltaje aumenta los voladizos comienzan a oscilar. El método explicado anteriormente produce perfiles simulados para una amplia variedad de casos. En la segunda y tercera fila de la figura 5.6 se muestran los resultados obtenidos de la simulación para los dos casos que mejor se ajustan con el resultado experimental. Estos corresponden con una variación, al azar pero acotada, de las fases iniciales ( $RNB$ ), donde el voladizo oscila en el primer y segundo modo. Podemos ver que, aunque el ajuste es aproximadamente el mismo para ambos modos, a lo largo de la dirección vertical, el perfil horizontal experimental se ajusta mejor a una oscilación del segundo modo.

En este punto es importante señalar que el patrón de difracción de campo lejano describe una contribución colectiva de toda la matriz de voladizos. No podemos seguir el comportamiento individual de cada uno de ellos con este método. Sin embargo, sí que podemos inferir el modo de vibración y la correlación de fase entre los voladizos.

### 5.2.5. Conclusiones de la sección

En este trabajo, hemos presentado un modelo de análisis que describe la difracción de una colección de voladizos vibrantes. El modelo se basa en la definición de una reflectividad compleja que se corresponde con la geometría en dos dimensiones  $2-D$  de los voladizos reales. Además, si es necesario, la reflectividad compleja podría introducir variaciones individuales en la forma, tamaño, o material para cada voladizo, añadiendo el efecto de las estructuras circundantes reflectantes. Esto hace que este método sea bastante flexible y aplicable a una amplia variedad de casos de voladizos o puentes, fijos o vibratorios. Este enfoque tiene en cuenta los modos de vibración, los voltajes aplicados, las frecuencias de vibración, y las relaciones de fase entre las vibraciones individuales de un conjunto voladizos. El periodo temporal asociado con la vibración de estos elementos es mucho mayor que el tiempo de integración de los equipos en el registro de imágenes. Por lo tanto, los patrones de difracción son promedios temporales sobre un gran número de periodos de oscilación del movimiento de los voladizos.

Los resultados del modelo se han comprobado mediante los patrones de difracción obtenidos a partir de un montaje experimental. Para obtener las imágenes, los voladizos reflejan la luz en un sistema de registro que actúa en la región de Fraunhofer. Los resultados experimentales muestran un buen acuerdo con las imágenes simuladas obtenidas a partir del modelo. En realidad, mediante la comparación de los resultados experimentales con los analíticos, podemos identificar el modo de vibración del dispositivo y las relaciones de fase iniciales que aparecen a lo largo de la matriz de estas estructuras.

## 5.3. Modelo de multicapas para MOEMS

### 5.3.1. Objetivos del estudio

El uso de la excitación óptica en ciertos dispositivos *MEMS* desencadena varios mecanismos que pueden utilizarse adecuadamente para producir o mejorar su respuesta mecánica. Esto es particularmente interesante cuando los propios componentes *MEMS* se utilizan como elementos transductores en aplicaciones de captación de energía, que implican esquemas de conversión opto-mecánicos novedosos. Una de estas vías para conseguir movimiento en los sistemas *MEMS* se basa en la respuesta térmica de las estructuras vibrantes cuando sobre ellas incide luz. En esta sección hemos analizado cómo una estructura *MEMS* en forma de puente, responde mecánicamente al calentamiento del elemento. Este estudio también puede extenderse para sistemas con elementos resonantes tipo voladizos. Este calentamiento es producido por la absorción parcial de una radiación incidente en la banda de IR, aunque puede ser aplicado a radiación visible.

El mecanismo de esta sección para conseguir la absorción de radiación es utilizar una capa delgada de metal evaporado en la parte superior de los puentes, que actúa como absorbente de radiación IR. Además, el espacio entre el puente y el sustrato, genera interferencias del tipo Fabry-Perot que acopla la absorción de la luz a la desviación mecánica de la estructura. Este efecto se puede mejorar mediante el diseño adecuado de toda la geometría. En esta sección se analizan la absorbancia óptica y la conversión de energía mediante el estudio del dominio térmico del dispositivo *MOEMS*. Además, se modela la transducción de la energía óptica absorbida por la estructura en forma de vibraciones mecánicas del puente. Este enfoque permite la construcción de un modelo analítico que es necesario para comprender los mecanismos físicos involucrados y los resultados procedentes de la simulación del dispositivo.

Existen diferentes tipos de dispositivos que actúan como transductores mediante la transformación de la energía desde el dominio mecánico, térmico, electromagnético al dominio eléctrico. En este caso nos concentraremos en la captación de energía a partir de fuentes de radiación ambiente. El dispositivo más conocido que realiza esta función es la célula solar. Sin embargo, otro dispositivo denominado rectena también es prometedor para cosechar energía en la banda de frecuencias MHz/GHz [148]. El principio de funcionamiento de las rectenas se puede extender al rango de THz [149]. Para ello, el uso de nanoantenas parece la evolución natural, aunque en esta primera sección se propondrá un diseño más sencillo basado en tecnología de multicapas, dejando para la sección 5.5 la inclusión de nanoantenas en estructuras resonantes *MOEMS*.

Estamos interesados en la absorción de la energía en longitudes de onda infrarrojas, sobre todo en la ventana de IR cercano centrado a  $1.55\mu\text{m}$ . Para ello, usamos una capa delgada de metal evaporado en la superficie superior de la estructura suspendida. Por lo general, debido a su gran reflectancia, los recubrimientos metálicos se utilizan como espejos perfectos en aplicaciones ópticas. Sin embargo, si el espesor de la capa es menor que la profundidad de penetración del metal, la transmitancia y la absorción de la capa aumenta significativamente. Además, debido a las interferencias múltiples que se darán en la estructura, este aumento de la absorción puede incrementarse notablemente. Estas magnitudes se relacionan mediante la siguiente ecuación:

$$A = 1 - R - T, \quad (5.6)$$

donde  $A$  es la absorción del sistema,  $R$  la reflectancia que muestra éste y  $T$  la transmitancia. La absorción en el metal estará relacionada con la profundidad de penetración del material. Esto se pudo ver en la sección 2.4, donde el estudio de la influencia de los materiales en la absorción de las antenas dejó patente que el metal con la profundidad de penetración más grande (ecuación (2.24)) puede aumentar notablemente la absorción de potencia, siempre dependiendo del grosor del dispositivo. Hay que tener en cuenta que si bien una profundidad de penetración grande hará que el campo eléctrico dentro del dispositivo será mayor, ésta también modificará de la reflectancia del material y la transmitancia del dispositivo lo cual permite que la energía entre en la cavidad que se genera en la estructura. Es decir, el grosor del material tendrá mucha importancia en la absorción, ya que si este es mucho más pequeño que la profundidad de penetración, la absorción será pequeña, y si es más elevado, no llegará radiación a la cavidad puente-sustrato. Finalmente nos decidimos por emplear  $Ti$ , ya que presenta el valor más alto de profundidad de penetración para una longitud de onda de  $1.55\mu m$ . En comparación con otros metales, el  $Ti$  permite fabricar un revestimiento delgado con un espesor adecuado para la absorción de luz infrarroja en la longitud de onda deseada.

### 5.3.2. Diseño de MOEMS con una estructura multicapa

El dispositivo se configura de una viga anclada, un puente, con una capa delgada de titanio evaporada en la superficie superior. Bajo el silicio se crea un espacio eliminando una capa de dióxido de silicio. La superficie inferior de este espacio también se recubre con una capa delgada de titanio con el objetivo de crear una cavidad Fabry-Perot dentro del dispositivo, como muestra la figura 5.7. De esta manera, el revestimiento inferior actúa como un espejo a  $1.55\mu m$ .

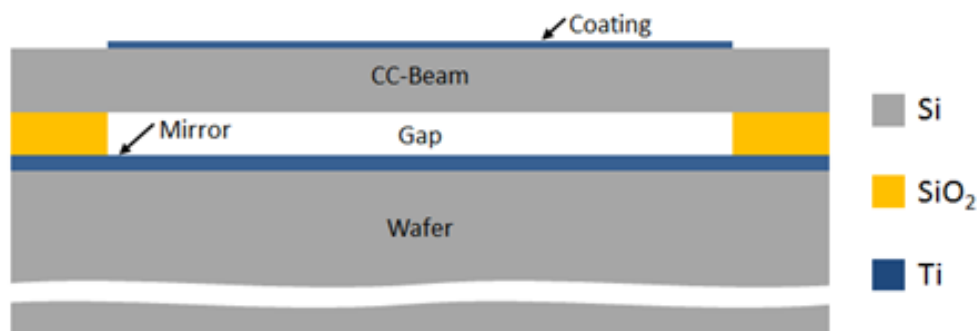


Figura 5.7: Sistema MOEMS basado en una estructura de multicapas con Ti.

Los MOEMS aquí presentados se han estudiado como un sistema de multicapas, en el que el recubrimiento metálico se encuentra en la parte superior de la estructura de éstas. Dado que la capa de titanio necesita absorber la radiación IR a  $\lambda = 1.55\mu m$ , tal como se presenta en la subsección 5.3.1, se ha elegido un espesor de 25nm para este recubrimiento.

La segunda capa, hecha de silicio, presenta una absorción insignificante en la longitud de onda de IR estudiada [66]. Sin embargo, el espesor de esta capa tiene una gran influencia en las características del modo de interferencia de campo eléctrico generado. Sabiendo que el espesor del aire es la única dimensión geométrica que varía cuando el puente sufre una deformación, se puede lograr un patrón de interferencia constructiva, eligiendo de manera óptima el espesor de  $Si$ . Para elegir este valor, se ha calculado el cambio en el valor máximo del gradiente de absorción, mientras se barre el espesor de  $Si$ . Si estudiamos esta variación (ver figura 5.8), se pueden determinar los espesores óptimos para esta capa de silicio y elegir el que nos convenga.

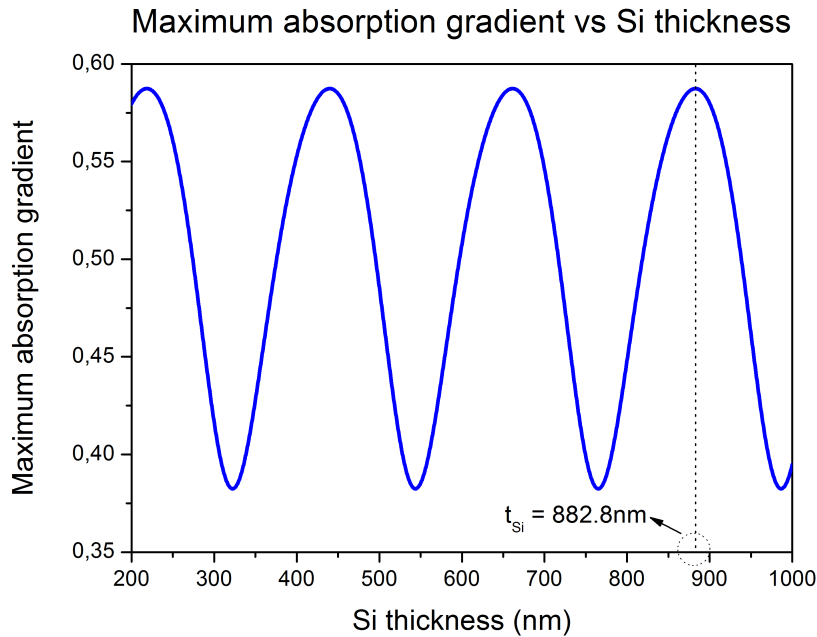


Figura 5.8: Variación de la absorción al variar el grosor del  $Si$

La figura 5.8 muestra una respuesta periódica cuyo periodo se relaciona con la longitud de onda efectiva en la capa de silicio, que se puede obtener usando la siguiente ecuación:

$$\lambda_{Si} = \frac{\lambda}{n_{Si}(\lambda)}, \quad (5.7)$$

donde  $n_{Si}(\lambda)$  es la parte real del índice de refracción de silicio, cuyo valor es 3.42 a  $1.55\mu\text{m}$  de longitud de onda [66]. Dado que la respuesta es periódica, otros valores de espesor podrían ser tan óptimos como el dado por la ecuación (5.7). Sin embargo, teniendo en cuenta las técnicas de fabricación y el tamaño esperado de todo el sistema, un espesor de 882.8nm parece el más adecuado. La capa inferior de titanio debe tener un espesor mayor que su profundidad de penetración para la longitud de onda deseada, con el fin de ser un espejo perfecto. Por esta razón se ha elegido un valor de 200nm. Gracias al campo eléctrico reflejado por este espejo podemos lograr una mayor absorción en la primera capa de  $Ti$ . La figura 5.9 muestra la absorción final frente a la deflexión del puente  $MOEMS$ . Para este cálculo se tienen en cuenta todas las propiedades de los materiales y sus espesores.

Se puede observar que el sistema estudiado muestra un pico de alta absorción y un gran gradiente de ésta, respecto a la deformación del puente.

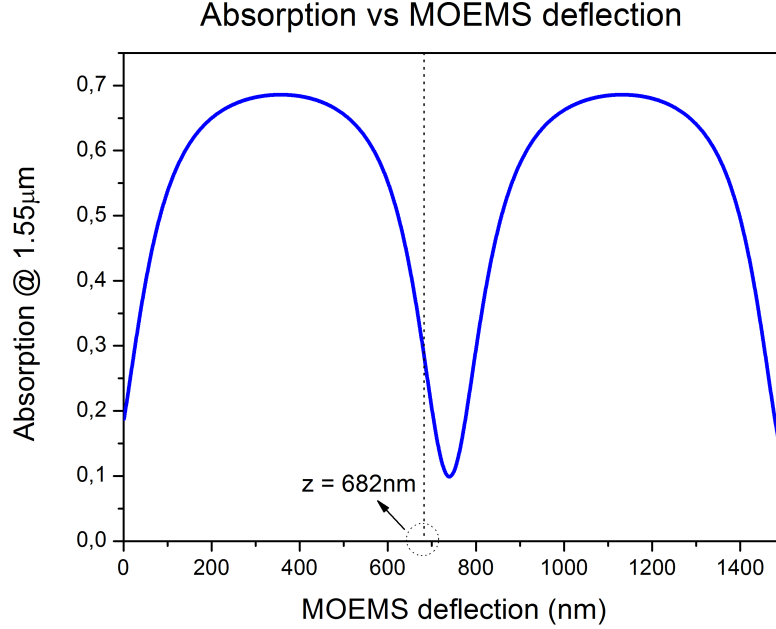


Figura 5.9: Respuesta de la absorción al variar la posición del puente.

Finalmente se considera un espacio de aire con un espesor de 682nm, que ha demostrado ser el valor óptimo determinado mediante los parámetros del modelo que se presentan más adelante. Considerando que la forma periódica de la respuesta se muestra en la figura 5.9, se utiliza una serie de Fourier para aproximar su forma, consiguiendo así una función simplificada que la aproxime correctamente. Una serie de Fourier desarrollada hasta el orden  $n = 5$  es suficiente para ajustar adecuadamente la respuesta de absorción:

$$A_{abs} = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^5 [a_n \cos(\frac{2n\pi}{T}z) + b_n \sin(\frac{2n\pi}{T}z)], \quad (5.8)$$

donde  $T$  es 0.5,  $z$  es la deflexión normalizada del sistema *MOEMS* mientras que  $a_0$ ,  $a_n$  y  $b_n$  son los coeficientes de Fourier. La figura 5.10 muestra la comparación entre la absorción logrado utilizando el tratamiento matricial de multicapas y su aproximación por la serie de Fourier.

### 5.3.3. Principios del modelo

Lo que estamos buscando en el modelo de este dispositivo es un régimen de auto-oscilación donde las oscilaciones son sostenidas por la retroalimentación entre el esfuerzo de compresión y los gradientes térmicos producidos por la absorción de la luz IR incidente, dependiente ésta de la posición del puente. Los resultados experimentales y teóricos [131], [150], [151], muestran que un determinado umbral de potencia láser incidente hace que el dispositivo tenga un movimiento de ciclo límite con un tipo de bifurcación de Hopf [152].

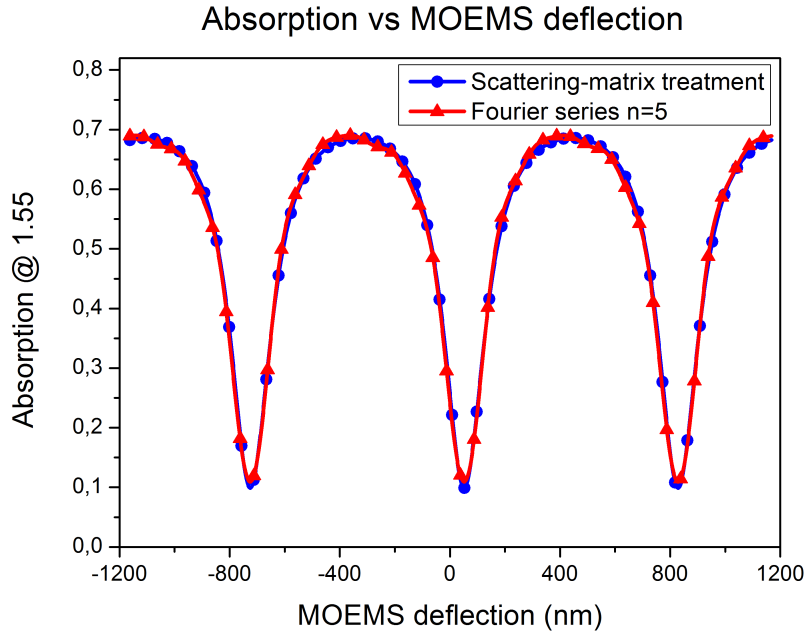


Figura 5.10: Ajuste realizado de la función de Fourier de la absorción del sistema al variar la posición del puente, la serie se expande hasta los términos de quinto orden.

El valor umbral de la potencia óptica incidente depende de la geometría del dispositivo y las propiedades de los materiales. Cabe notar que para que el modelo sea preciso se necesita tener en cuenta las propiedades electromagnéticas, térmicas y mecánicas de los materiales involucrados. Basado en el trabajo realizado en [131], [150], [151], [154] hemos desarrollado nuestro modelo del sistema. En la literatura se indica que el comportamiento del dispositivo se describe mediante dos ecuaciones diferenciales no lineales acopladas:

$$\ddot{z} + \frac{\dot{z}}{Q} + \left(1 - \frac{T}{T_b}\right)z + \beta z^3 - DT = 0, \quad (5.9)$$

$$\dot{T} = AP_{abs}(z) - BT, \quad (5.10)$$

donde  $T$  es la temperatura,  $z$  la deflexión del puente, mientras que  $A$  y  $B$  son parámetros que dependen de la geometría del puente. La primera ecuación describe el movimiento del sistema. Se tiene en cuenta además que la cantidad de calor disipada en el puente y la constante elástica de éste dependen de la temperatura de trabajo.  $T_b$  es la temperatura a la que el puente se dobla debido a las tensiones térmicas. Su valor se puede calcular usando la ecuación (5.11) [151]:

$$T_b = \frac{\sigma_b - \sigma_R}{\alpha_T E}, \quad (5.11)$$

donde  $\sigma_R$  es la tensión residual presente en la estructura mecánica después del proceso de fabricación,  $\alpha_T$  y  $E$  son el coeficiente de expansión térmico y el módulo de Young del material del puente. Finalmente  $\sigma_b$  es el valor de tensión de pandeo o doblado, que puede calcularse con la siguiente ecuación [14].

$$\sigma_b = \frac{\pi^2 - t^2 E}{12L_{\text{eff}}^2}, \quad (5.12)$$

donde  $t$  es el espesor del puente y  $L_{\text{eff}} = L/2$ , donde  $L$  es la longitud del puente.

Volviendo a la ecuación (5.9),  $\beta$  es el coeficiente de rigidez cúbico de la estructura mecánica y  $D$  es el parámetro de acoplamiento termo-mecánico del sistema.  $\beta$  se puede obtener mediante un Análisis de Elementos Finitos, donde el puente es deformado por una fuerza de que actúa en el centro de la viga. Este parámetro se puede conseguir mediante el ajuste de la fuerza simulada versus la curva de desplazamiento dada por la ecuación.:

$$y(x) = a(x + \beta x^3). \quad (5.13)$$

Por otro lado,  $D$  puede ser estimado mediante el calentamiento de la superficie del dispositivo *MOEMS* donde la absorción IR va a tener lugar, evaluando la desviación del dispositivo producida por el aumento de la temperatura. Además, el cálculo de la pendiente de la desviación respecto a la curva de temperatura nos dará el parámetro termo-mecánico nos dará el parámetro termo-mecánico,  $D$ . Hay que tener en cuenta que la simulación multifísica necesaria en este modelo, siempre usando *Comsol MultiPhysics* (v 4.3.b), se debe realizar con el fin de estimar  $D$ .

La ecuación (5.10) tiene en cuenta el hecho de que el dispositivo *MOEMS* va a calentarse debido a la absorción de luz infrarroja y se va a enfriar por la conducción térmica a través de sus anclajes, despreciando los efectos de radiación dado el pequeño valor del incremento de temperatura que se alcanzará. Esta situación puede ser modelado suponiendo que el calor transferido por un cuerpo al medio que le rodea, es proporcional a la diferencia de temperatura de este cuerpo con su entorno, siempre que esta diferencia sea pequeña.

Los parámetros  $A$  y  $B$  de las ecuaciones (5.9) (5.10) tienen que ser estimados a partir de un análisis de elementos finitos térmico, en este caso temporal, donde una cierta cantidad de energía térmica es absorbida a través de la superficie del puente.  $A$  y  $B$  se pueden obtener mediante la resolución del siguiente sistema de ecuaciones:

$$B = \frac{AP_{\text{abs}}}{T_{t \rightarrow \infty}}, \quad (5.14)$$

$$A = \frac{\dot{T}_{t=0}}{P_{\text{abs}}}, \quad (5.15)$$

donde  $T_{t \rightarrow \infty}$  es la temperatura del sistema en el estado estacionario, mientras que  $\dot{T}_{t=0}$  es el valor de la derivada de la temperatura evaluada en  $T = 0$ .

Con el fin de ver si el comportamiento esperado concuerda con la predicciones analíticas, hemos simulado numéricamente un dispositivo *MOEMS* concreto (ver la figura 5.7), con las dimensiones geométricas que aparecen en la tabla 5.2.

El factor de calidad,  $Q$  debe ser estimado o experimentalmente medido. Para la evaluación del resto de parámetros se ha utilizado *Comsol MultiPhysic* (v 4.3.b),  $T_b$ ,  $\beta$ ,  $A$ ,  $B$  y  $D$  que dependen de la geometría del dispositivo y de las propiedades de los materiales. Estos valores se exponen en la tabla 5.3.

Tabla 5.2: Diferentes tamaños de la estructura.

Elemento	tamaño (nm)
Espesor capa $Ti$	25
Espesor espejo $Ti$	200
Espesor puente $Si$	882.8
Espesor $SiO_2$ (Aire)	682
Longitud puente	30000
Ancho puente	3000

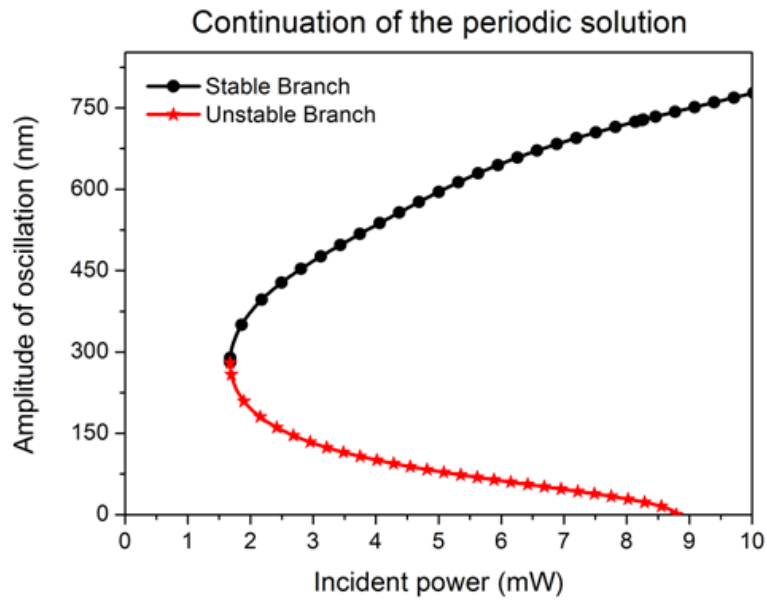


Figura 5.11: Ciclo de la Amplitud de oscilación del sistema en función de la potencia incidente.

Tabla 5.3: Parámetros del sistema calculados numéricamente.

$Q$	10000
$\beta$	17.59
$T_b$	89.2(K)
$A$	2503(K/W)
$B$	0.0757
$D$	$2.78 \cdot 10^{-5}(1/K)$

Una vez obtenidos estos valores, se ha utilizado la *Toolbox* de *Matlab*, *MATCONT* [155], para analizar el comportamiento no lineal del modelo. En primer lugar, se calcula la solución de equilibrio mientras se varía la potencia del láser, los resultados muestran que en  $P_{Hopf} = 8.8\text{mW}$  el sistema presenta un tipo de bifurcación de Hopf. La solución muestra el ciclo de la amplitud de oscilación versus la potencia incidente. Una vez conocida la potencia  $P_{Hopf}$  necesaria para iniciar un movimiento oscilante no amortiguado, nuestro sistema se moverá pese a reducir de nuevo la potencia.

#### 5.3.4. Conclusiones de la sección

En esta sección hemos estudiado el funcionamiento de un elemento *MOEMS* con forma de puente. Para diseñar este sistema, hemos utilizado una fina capa metálica en la parte superior del dispositivo. Esta capa se diseña considerando toda la estructura para incrementar la respuesta de absorción óptica del dispositivo, considerando éste como un sistema de multicapas. Por otro lado, se ha presentado el modelo con las ecuaciones utilizadas para determinar el movimiento autososcilatorio del sistema que se pretende. La idea consiste en encontrar un caso de estabilidad crítica no lineal que consiga una oscilación que mantenga su amplitud en el tiempo. Para lograr esto se debe obtener un ciclo límite que presente una bifurcación de Hopf, que produciría un comportamiento con dos ramas de oscilación al variar la potencia incidente. En el análisis se han tenido en cuenta los dominios electromagnéticos, térmicos y mecánicos para entender las relaciones y las consecuencias de la elección de los diferentes parámetros de construcción.

## 5.4. Simplificación del modelo analítico para MOEMS

### 5.4.1. Objetivos del estudio

En la subsección 5.3.1 vimos el modelo utilizado en la simulación de *MOEMS*. Éste combina el comportamiento electromagnético, térmico y mecánico del sistema, evaluando finalmente la potencia incidente a la que se dará la autoscilación del sistema. Sin embargo, el modelo presentado requiere un uso intensivo del cálculo de elementos finitos, debiendo utilizar *Comsol MultiPhysics (v 4.3.b)* no sólo para resolver el cálculo electromagnético del sistema, sino para fijar ciertas constantes utilizadas en las ecuaciones mecánica y térmica. Este tipo de cálculo no sólo es complicado sino que es realmente tedioso. Es por ello que en este apartado resolveremos analíticamente las ecuaciones del modelo expuesto en la subsección 5.3.1. El trabajo presentado en este capítulo se ha realizado en conjunto con el *Departamento de Ingeniería Electrónica* de la *Universitat Autònoma de Barcelona*, grupo especializado en el diseño de equipos *MEMS* y que se ha encargado de la resolución de la parte mecánica del problema y de la fabricación del dispositivo.

En las ecuaciones (5.9) y (5.10), aparecen los parámetros  $A$ ,  $B$  y  $D$  que se obtienen a partir de simulaciones. Estos parámetros también se pueden calcular analíticamente aplicando métodos de resolución de ecuaciones diferenciales, como el método Garlekin [153] [156]. En esta sección estudiaremos la forma de obtener analíticamente los parámetros  $A$  y  $B$  y expondremos la forma simplificada analítica de la ecuación mecánica obtenida por el *Departamento de Ingeniería Electrónica*.

### 5.4.2. Adimensionalización de la ecuación térmica

Partiremos de la distribución de temperatura  $T(x, y, z, t)$  que es la solución de la ecuación térmica (2.6), expuesta en la sección 2.2, y que en este caso mostrará el comportamiento térmico del dispositivo *MOEMS*. Definiremos la función de diferencia de temperatura  $\theta(x, y, z, t) = T(x, y, z, t) - T_0$ , donde  $T_0$  hace referencia a la temperatura exterior.

Para simplificar la ecuación térmica supondremos varias condiciones:

1. Si atendemos al pequeño área del dispositivo, podemos considerar que la disipación térmica por efectos convectivos es despreciable.
2. Las diferencias de temperaturas que se obtienen en sistemas micrométricos son también pequeñas cuando utilizamos la potencia lumínica absorbida. Esto está motivado por la gran disipación conductiva de estos dispositivos, lo que hace que podamos obviar los efectos de disipación por radiación que se dan en el sistema.
3. El ancho y el espesor del dispositivo, referidos a las variables  $y$  y  $z$  del sistema, son más pequeños que la longitud de éste, relacionada con la variable  $x$ . Este pequeño tamaño nos permite suponer que la función  $\theta$  permanecerá constante a lo largo de estas variables, dependiendo sólo de  $x$  y  $t$ .
4. La fuente de calor que aparece en la ecuación térmica, está relacionada con la absorción de la potencia electromagnética en la estructura.

5. El movimiento oscilatorio del puente tendrá una clara dependencia temporal, y la fuente de calor estará relacionada con su posición.
6. Los materiales del sistema son homogéneos e isotrópos, y sus propiedades no dependen de la temperatura ni de la presión.

Teniendo en cuenta estas consideraciones la ecuación térmica queda como:

$$\theta_t = \chi\theta_{xx} + \frac{q(x)}{C}, \quad (5.16)$$

donde  $q(x)$  hace referencia a la densidad volumétrica de potencia disipada que aparecerá en el puente, dependiente de la posición longitudinal donde nos encontremos.  $C = c_p\rho$ , donde  $c_p$  es el calor específico del material y  $\rho$  es su densidad. Finalmente,  $\chi = \frac{k}{c_p\rho}$ , siendo  $k$  la conductividad térmica del medio. Para ajustar mejor la ecuación a su futura resolución mediante la herramienta de *Runge Kutta* que ofrece *Matlab*, procedemos a adimensionalizar la ecuación (5.16), mediante:

$$\hat{x} = \frac{x}{L}, \quad \hat{t} = t\omega_s, \quad \hat{\theta} = \frac{\theta}{T_0}, \quad (5.17)$$

donde  $\omega_s = \sqrt{\frac{EI}{\rho AL^4}}$ , es la frecuencia elástica del sistema y  $L$  es la longitud del puente.

Si denotamos como  $\hat{\theta}$  a la distribución de temperatura que depende de las variables normalizadas, la ecuación (5.16) queda de la siguiente forma:

$$\hat{\theta}_{\hat{t}} = \mathcal{C}_1\hat{\theta}_{\hat{x}\hat{x}} + \hat{q}, \quad (5.18)$$

donde las constantes que aparecen son:

$$\mathcal{C}_1 = \frac{\chi}{L^2\omega_s}, \quad \hat{q}(\hat{x}) = \frac{Q(\hat{x})}{T_0C\omega_s}. \quad (5.19)$$

### 5.4.3. Aplicación del método Garlekin

Usaremos el método de Garlekin [156] para obtener las constantes temporales de la función que soluciona la función térmica,  $\hat{\theta}$ . Para poder aplicar este método necesitaremos una base de funciones espaciales que serán solución de la ecuación homogénea:

$$\hat{\theta}_{\hat{t}} - \mathcal{C}_1\hat{\theta}_{\hat{x}\hat{x}} = 0, \quad (5.20)$$

donde eliminamos la fuente de calor externa. Para solucionar esta ecuación es necesario fijar las condiciones de contorno. En este caso serán las condiciones de *Dirichlet* aplicadas a las variables normalizadas, dadas como:

$$\hat{\theta} = 0 \quad \text{para } \hat{x} = 0 \text{ y } \hat{x} = 1. \quad (5.21)$$

La función térmica es separable como el producto de dos funciones, que muestran únicamente dependencia espacial o temporal:

$$\hat{\theta}_n(\hat{x}, \hat{t}) = \psi_n(\hat{x})\Upsilon_n(\hat{t}). \quad (5.22)$$

Al igual que ocurrirá al resolver la ecuación térmica no homogénea, el término con mayor peso en la distribución de temperatura será el de primer orden de la solución  $m = 1$ , esta dependencia se ha representado en la figura 5.12.

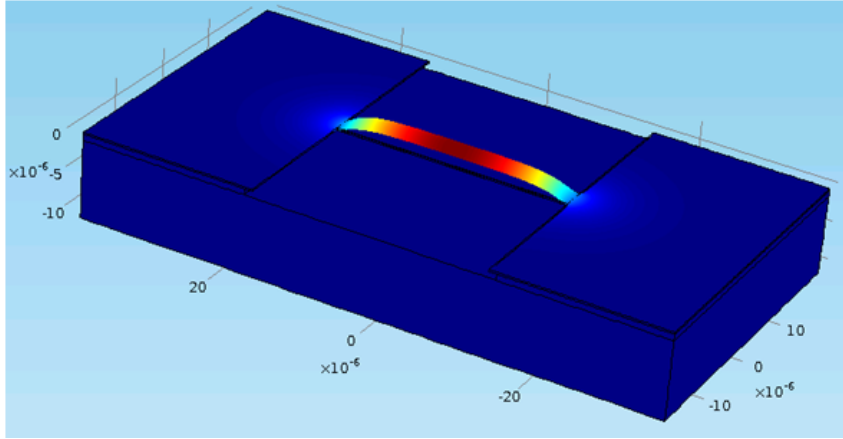


Figura 5.12: Distribución de temperatura en el puente, se aprecia su relación con el primer modo térmico.

La parte temporal para este orden es,

$$\Upsilon_1(\hat{t}) = A_1 e^{-\hat{t}/\tau_1}, \quad (5.23)$$

donde  $A_1$  se debe calcular con las condiciones iniciales del problema y  $\tau_1 = \frac{1}{\mathcal{C}_1 \pi^2}$ . La función espacial de primer orden queda,

$$\psi_1(\hat{x}) = B_1 \sin(\kappa_1 \hat{x}), \quad (5.24)$$

teniendo siempre en cuenta que

$$\int_0^1 \psi_1^2 d\hat{x} = 1. \quad (5.25)$$

Vamos a considerar que la distribución de disipación de potencia será igual a lo largo del dispositivo y que además la deflexión que se da en el puente sea igual en todos los puntos. Fijémonos que esto tiene sentido sólo para puentes largos que tengan un movimiento pequeño, pero esta aproximación será necesaria para facilitar el cálculo de forma notable. Si ponemos la función de temperatura como:

$$\hat{\theta}(\hat{x}, \hat{t}) = \sum_{m=1}^M \hat{v}_m(\hat{t}) \psi_m(\hat{x}). \quad (5.26)$$

Considerando que el primer modo de las soluciones tiene el mayor peso en la distribución de temperatura, la ecuación térmica en función de las constantes temporales queda como:

$$\dot{\hat{v}}_1 + \mathcal{C}_1 \hat{v}_1 \kappa_1^2 = \hat{q}[\hat{Z}(\hat{t})] J_1, \quad (5.27)$$

donde  $\hat{q}$  en realidad es la densidad de potencia disipada, considerando también la deflexión que se da a través de la dependencia con la función  $\hat{Z}(\hat{t})$ . Por otro lado,  $J_1 = \int_0^1 \psi_1 d\hat{x}$ . La ecuación (5.27) puede finalmente reescribirse como:

$$\dot{\hat{v}}_l(\hat{t}) + c_1 \hat{v}_l(\hat{t}) = c_2 \left[ \hat{Z}(\hat{t}) \right], \quad (5.28)$$

donde

$$c_1 = \mathcal{C}_1 \kappa_1^2, \quad c_2 \left[ \hat{Z}(\hat{t}) \right] = \hat{Q} \left[ \hat{Z}(\hat{t}) \right] J_1. \quad (5.29)$$

#### 5.4.4. Parte mecánica

La parte mecánica del modelo se ha desarrollado enteramente en la *Universitat Autònoma de Barcelona*. Es por ello que sólo mencionaremos la ecuación que se ha tratado y el resultado final al que se llega tras utilizar el método Garlekin, obviando el proceso y comentando someramente las suposiciones realizadas.

La ecuación de Euler-Bernoulli describe el comportamiento mecánico de sistema, y viene dada por la expresión:

$$\rho A \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} + D \frac{\partial w}{\partial t} + EI \left( \frac{\partial^4 w}{\partial x^4} - \frac{\partial^4 w_0}{\partial x^4} \right) + S \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} = 0, \quad (5.30)$$

donde  $w(x, t)$  hace referencia a las vibraciones transversales del puente, con una deflexión inicial  $w_0(x)$  sujeto a la carga compresiva  $S(t)$  que depende del tiempo.  $E$  es el módulo de Young,  $A$  es la sección transversal,  $I$  es el momento de inercia y  $D$  es el amortiguamiento que está relacionado con el factor de calidad  $Q_f$ .

En esta ecuación se tienen en cuenta las siguientes suposiciones.

1. El grosor y el ancho del puente se mantiene constante a lo largo de su longitud. Esto resultará importante para que no aparezcan deformaciones en el plano del puente.
2. El puente es simétrico respecto al plano en el que se dobla.
3. Los materiales son homogéneos y isótropos.
4. Las propiedades mecánicas de los materiales no dependen de la presión ni de la temperatura.

Tras aplicar el método Garlekin [157] que hemos utilizado en la parte térmica, la ecuación pasa a expresarse en función de la parte temporal de la función  $w(x, t)$  que llamaremos  $V$ . De nuevo atenderemos al primer modo de la solución.

$$\ddot{\hat{V}}_l + c_{11} \dot{\hat{V}}_l + (c_{22} + c_{66} \hat{v}_l) \hat{V}_l - c_{33} \hat{V}_l^2 - c_{44} \hat{V}_l^3 = -c_{55} \hat{v}_{l,d}, \quad (5.31)$$

donde las constantes temporales  $c_{11}$ ,  $c_{22}$ ,  $c_{33}$ ,  $c_{44}$ ,  $c_{55}$ ,  $c_{66}$  se consiguen mediante un arduo proceso de adimensionalización y simplificación que se describe detalladamente en la tesis presentada por el grupo de la *Universitat Autònoma de Barcelona* [157]. Las

ecuaciones (5.31) y (5.28) forman un sistema que sólo depende de la parte temporal de las funciones de temperatura,  $\hat{\theta}_n(\hat{x}, \hat{t})$ , y de la función de movimiento del puente  $w(x, t)$  y que deberemos solucionar para analizar el movimiento temporal del puente. Las funciones temporales junto con las funciones espaciales obtenidas solucionando las ecuaciones mecánicas y térmicas homogéneas, formarán la solución térmica y mecánica que dictarán el comportamiento del sistema.

## 5.5. Estructuras resonantes acopladas a MOEMS

### 5.5.1. Objetivos del estudio

A lo largo de este capítulo hemos estudiado el comportamiento electromagnético, térmico y mecánico de un sistema *MOEMS* basado en una estructura puente. En una primera propuesta del diseño se utilizó una fina capa metálica para calentar el sistema mediante radiación IR. En esta sección estudiaremos cómo conseguir este mismo resultado mediante estructuras resonantes. Estos elementos nos darán la opción de diseñar un sistema que tenga sensibilidad a la frecuencia y a la polarización incidente. Además permitirá la fabricación de sistemas más pequeños, o incluso utilizar la mayor densidad de potencia disipada en la antena de forma más eficiente a como se hacía con la capa metálica. Otra ventaja está en la fabricación de los dispositivos. Estos sólo necesitarán una estructura metálica puente-antena, sin necesidad de fabricar la viga que constituye el puente.

Se presentan una estructura que llamaremos *fishbone*, por asemejarse morfológicamente a la espina de un pez, basada en los diseños donde las antenas son ortogonales a la línea de extracción [29]. La otra estructura que puede ser útil es del tipo *slot* incluida en el propio puente.

También veremos en la subsección 5.5.4 los dispositivos construidos en la *Universitat Autònoma de Barcelona* y los resultados obtenidos al utilizar el modelo descrito en la sección 5.4.

### 5.5.2. Diseño *fishbone*

Al comenzar con los diseños para la creación de *MOEMS* se pensó en estructuras tipo puente o voladizo, siempre buscando dispositivos novedosos y fáciles de construir. Se eligió la estructura tipo puente porque el anclamiento doble resulta más sencillo y además hace que el elemento *MEMS* sea más estable. En un principio se pensó en utilizar una antena como puente, sin embargo el pequeño tamaño de esta estructura presentaba, al menos, cuatro problemas. El primero es un problema electromagnético como hemos visto en las secciones 2.2, 2.3 y 2.4. El material donde se asienta la antena influye de forma notable en la resonancia de ésta. Este efecto será importante aunque la antena se una al material únicamente por sus extremos, por ejemplo utilizando una antena dipolar a modo de puente y anclándola por sus extremos. Este hecho se debe a que el campo cercano es más intenso en los extremos. El segundo motivo es térmico. Con un tamaño muy pequeño, la disipación conductiva en el elemento será muy grande. La tercera razón es puramente mecánica, ya que la amplitud de la vibración que finalmente alcanzará el sistema estará relacionado con la longitud del puente, poca longitud significa una pequeña amplitud de movimiento. Finalmente la cuarta razón está ligado a la dificultad de fabricar estructuras resonantes con resolución nanométrica.

La antena *fishbone* está basada en la geometría dipolar estudiada en las secciones 2.3 y 2.4. Esta estructura es un conjunto de antenas dipolares, unidas ortogonalmente a una línea de carga que actúa como puente. La estructura se puede observar en la figura 5.13, donde podemos observar un único puente con esta geometría.

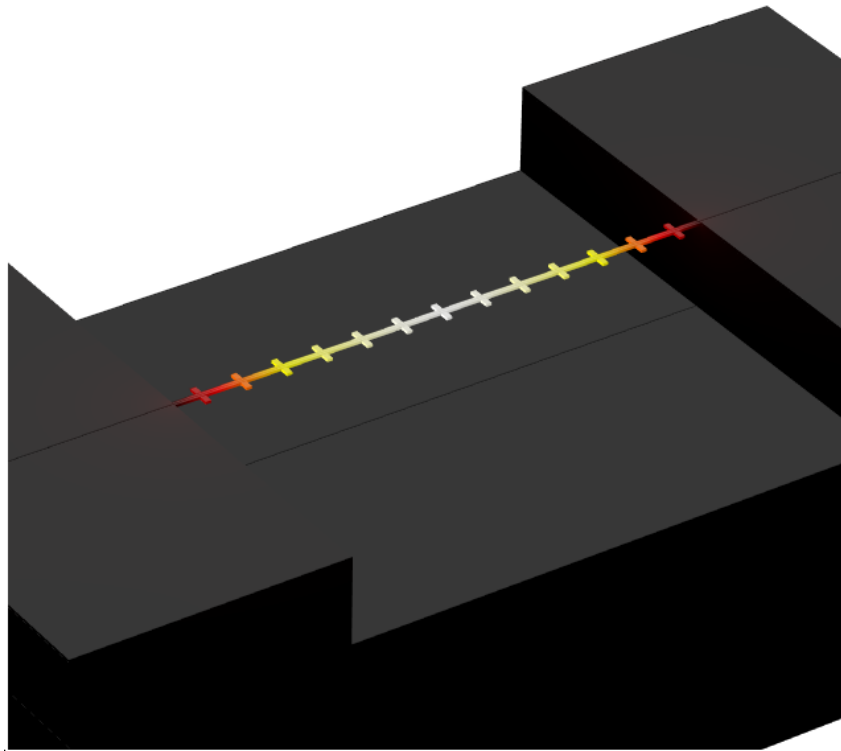


Figura 5.13: Distribución térmica en el puente, se aprecia su relación con el primer modo térmico.

Este tipo de estructura no presenta ninguna de las desventajas anteriormente mencionadas. Con ella se pueden seleccionar las resonancias de las antenas de una forma más fiable, al encontrarse únicamente rodeadas por un medio, en este caso el vacío. Aunque siempre deberemos tener en cuenta el desplazamiento en frecuencia relacionado con el puente al que estarán unidas. Este hecho, impedirá que el máximo de corriente generada se dé en la zona central del dipolo, localizándose al comienzo de la intersección puente-antena. El comportamiento electromagnético de una de las antenas que forma la estructura se muestra en la figura 5.14, donde podemos observar los efectos de la unión del puente con la antena, variando ligeramente el campo cercano y la potencia disipada que se da en el dipolo.

Para el diseño de las antenas que forman la *fishbone* hemos realizado una simulación *FEM* electromagnética periódica, ya que se pretende construir una matriz grande de elementos. Esto equivale a considerar muchos puentes que contienen numerosas antenas, es decir, que éstos son largos frente al tamaño de las antenas. Comenzaremos diseñando una estructura que cumpla las limitaciones de fabricación aplicables a este caso: El dispositivo debe ser de cromo y los puentes no pueden estar muy juntos, [157], ya que ocasionaría problemas a la hora de liberar el dispositivo. La distancia entre los puentes es un parámetro que todavía queda por analizar en profundidad [157].

La antena seleccionada es un elemento de 450nm de longitud, con un ancho de 100nm y que presenta un grosor de 50nm. Este diseño está optimizado para resonar a una  $\lambda_0 = 1.55\mu\text{m}$ . Al ser una simulación periódica, la distancia entre antenas debe ser considerada a la hora de conseguir la respuesta en frecuencia de los elementos resonantes. La geometría *fishbone* que se presenta mostrará una separación de  $\lambda_0$  entre puentes y  $\lambda_0/2$  será la

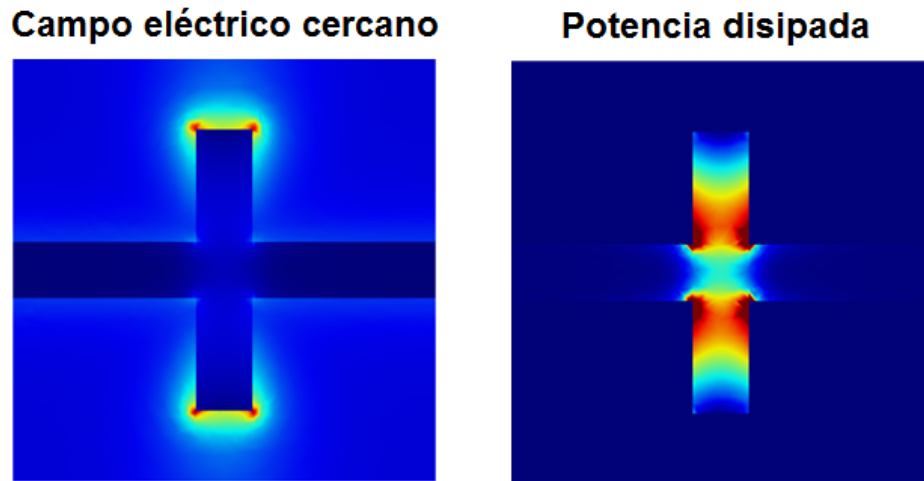


Figura 5.14: Distribuciones de campo eléctrico y potencia electromagnética disipada en el puente, se aprecia su relación con el primer modo térmico.

distancia entre elementos. La distancia entre el puente y el sustrato inferior también jugará un papel importante a la hora de calcular la absorción del sistema, ya que se generará, al igual que en el dispositivo analizado en la sección 5.3, una cavidad tipo *Fabry-Perot*, donde el campo no absorbido por la antena y sobre todo el campo eléctrico reradiado por la antena ha de volver a la estructura de forma constructiva. De esta forma, es necesario calcular la absorción de la estructura cuando el puente se mueve. Esta respuesta se muestra en la figura 5.15, donde se representa la absorción normalizada en función de la distancia que se mueve el puente, normalizada frente a la longitud de onda. Esta señal se ha conseguido mediante simulaciones *FEM*.

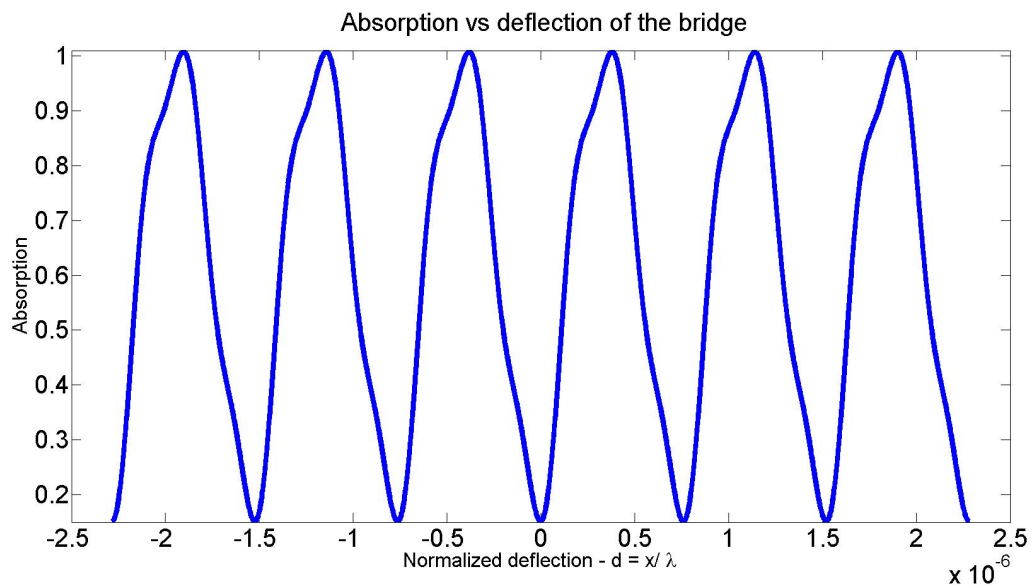


Figura 5.15: Absorción electromagnética del dispositivo al combarse el puente.

### 5.5.3. Estructura *slot*

Una alternativa a la geometría *fishbone* es la estructura *slot*. Esta estructura ya fue analizada en la sección 1.3. Se trata de un geometría complementaria a las estructuras de antenas dipolares (ver figura 5.16). Fijémonos que este tipo de estructuras, generadas en una viga metálica, conseguirá una robustez mayor del *MOEMS* y posibilitando la generación de puentes más largos. Se reducirá de esta forma el efecto de la viga central del puente en la frecuencia de resonancia de las antenas, que sí se dará en las estructuras *fishbone*.

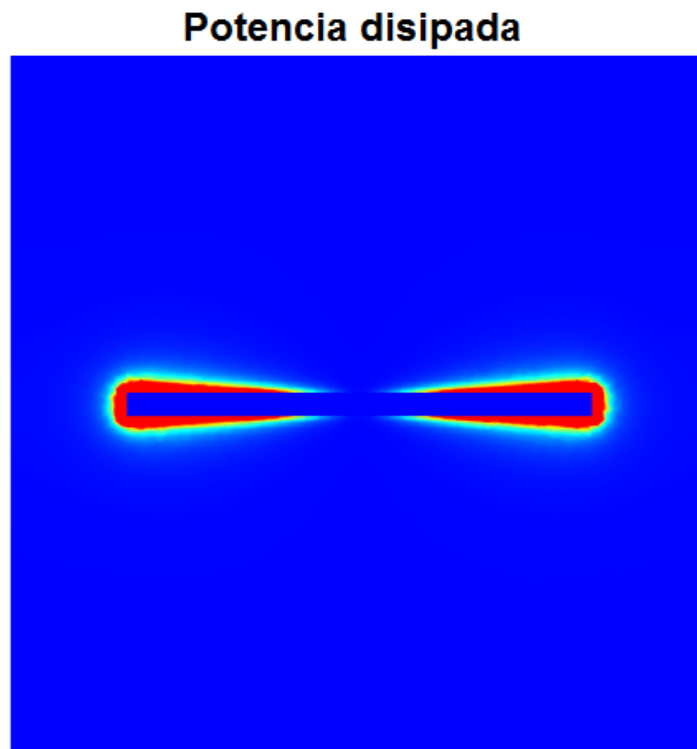


Figura 5.16: Distribución de potencia electromagnética disipada en una estructura *slot*, en este caso con una apertura de 450nm de longitud.

Una desventaja de este tipo de sistemas es que la potencia absorbida de las antenas *slot* se disipa en una zona más amplia que en el caso de las antenas clásicas. Por otro lado el campo eléctrico generado por la estructura *slot* es en menor que el generado por las antenas dipolares. Esto causa que la respuesta electromagnética de la estructura *MOEMS* basada en geometrías *slot*, sea menor que las estructuras *fishbone*.

### 5.5.4. Fabricación de *fishbone*

La fabricación de estos elementos se ha realizado por el *Departamento de Ingeniería Electrónica* de la *Universitat Autònoma de Barcelona*. Los elementos se han fabricado utilizando los parámetros mostrados en la subsección 5.5.2. En esta tanda de fabricación

se han realizado 5 puentes. A pesar de que este número no muy elevado podemos pensar que los puentes se comportarán de forma parecida al puente central. El elemento se han realizado de  $Cr$ , material sobre el que se tiene experiencia de fabricación, habiéndose completado la liberación de los puentes de forma correcta.

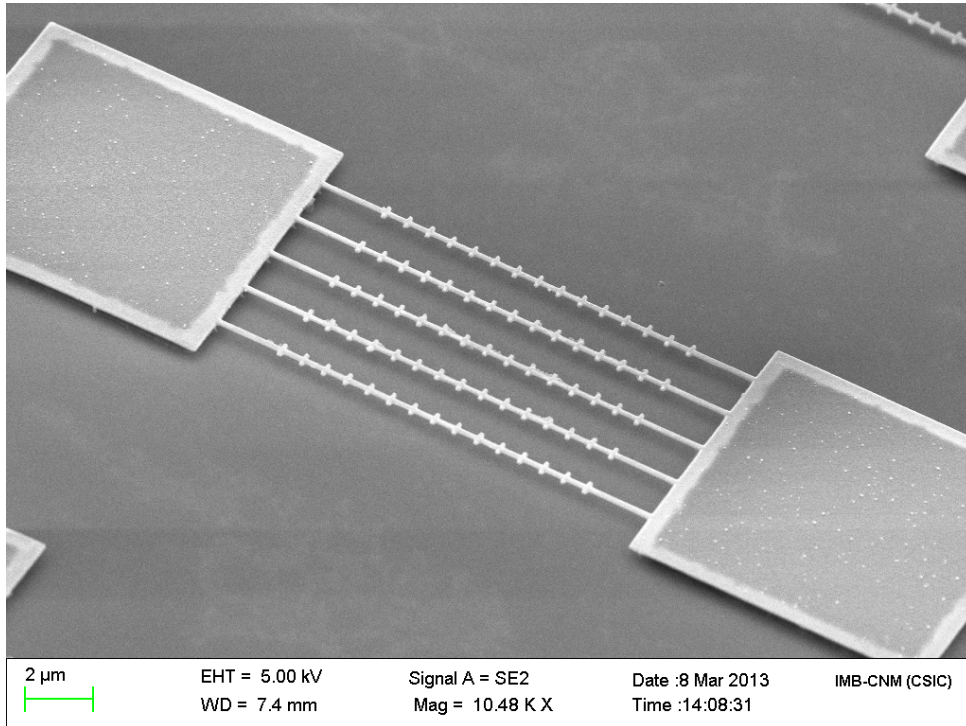


Figura 5.17: Dispositivo MOEMS tipo *fishbone* fabricado.

Los pasos a seguir en la fabricación son:

1. En primer lugar se ha crecido una capa de  $SiO_2$  sobre una oblea de  $Si$ .
2. Se deposita una capa de resina PMMA mediante spinning para pasar a la grabación de las estructuras mediante litografía por haces de electrones.
3. Se elimina de la capa PMMA.
4. Se evapora y deposita el metal.
5. Se realiza el lift-off del metal evaporado.
6. Eliminación de la capa de  $SiO_2$ . Este es el paso de liberación del puente.

#### 5.5.5. Respuesta de los MOEMS *fishbone*

Una vez obtenida la absorción del puente en función de su deflexión, podemos aplicar el modelo presentado en la sección 5.4. Siempre considerando las constantes y propiedades de esta nueva estructura, así como la absorción dada por la expresión de de Fourier pertinente. La amplitud conseguida, frente a la irradiancia de la onda incidente, de la estructura MOEMS basada en la geometría *fishbone* se muestra en la figura 5.18.

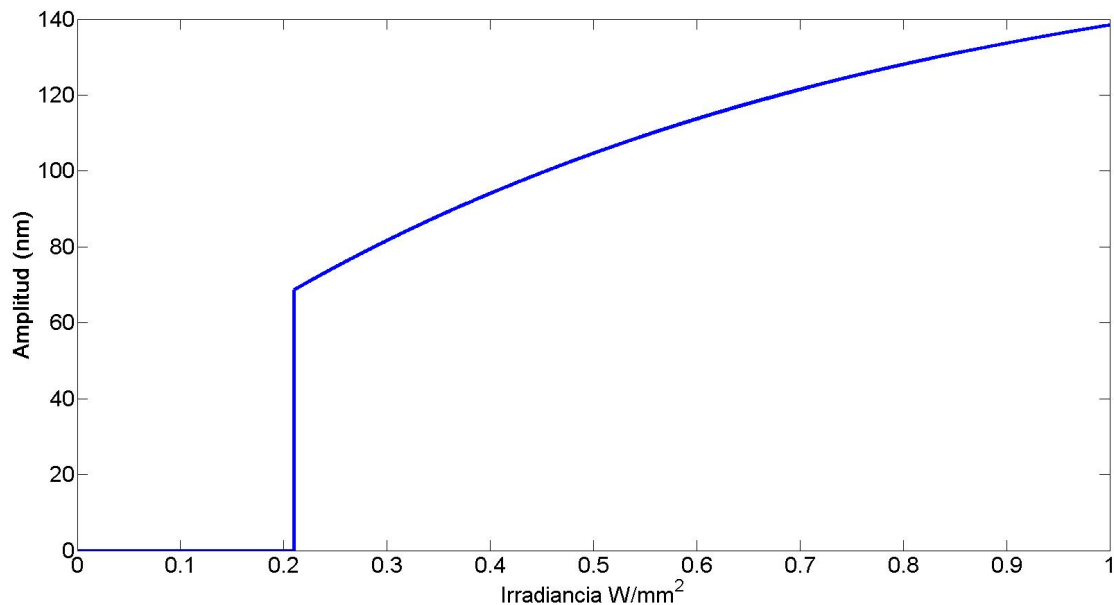


Figura 5.18: Amplitud lograda por la estructura *fishbone* presentada frente a la irradiancia de la onda incidente.

### 5.5.6. Conclusiones de la sección

En esta sección se ha presentado la geometría utilizada en sistemas *MOEMS*. La estructura se basa en los diseños analizados en las secciones 2.3 y 2.4. Esta geometría presenta ventajas electromagnéticas, térmicas y mecánicas. Desde el punto de vista electromagnético se ha conseguido acoplar la radiación electromagnética mediante las estructuras resonantes diseñadas. Debido a que los sistemas están suspendidos en aire, se obtiene un mayor aislamiento térmico. Por la misma razón, se aumenta el valor del factor de calidad de la estructura mecánica. Las ventajas electromagnéticas se basan en lograr una resonancia esperada en las antenas, la térmica viene de reducir la conducción térmica, y mecánicamente hablando, se consigue un factor de calidad más alto. Se ha presentado también otra estructura basada en geometrías *slot*, que facilita la fabricación de la estructura.

Se presentan unos dispositivos tipo *fishbone* fabricados, se describe el método de fabricación utilizado y demostrando la capacidad de generar estos dispositivos.

Finalmente se presentan los resultados que determinan la vibración de los sistemas *MOEMS* que incorporan estructuras resonantes, sistemas que presentan un tamaño pequeño y una gran absorción de la radiación incidente.

# Capítulo 6

## Conclusiones

Esta Tesis se ha centrado en el análisis de elementos fotónicos que resuenan al incidir sobre ellos radiación óptica, visible o IR y que están conectados a un circuito externo de lectura de la señal. A estos dispositivos los denominamos como antenas ópticas. Se ha estudiado su uso como sensores ópticos, sus aplicaciones en recolección de energía y su acoplamiento a sistemas *MEMS* y *NEMS*. En lo que sigue vamos a presentar las principales conclusiones de este trabajo

## ■ Mejora de sensores bolométricos acoplados a antenas ópticas

### ● Sistemas bolométricos distribuidos

- Se han elegido a los dispositivos bolométricos como aquellos que han demostrado ser más fáciles de construir y que proporcionan una mayor señal en comparación con otras tecnologías disponibles. Los dispositivos propuestos están fabricados con un sólo metal obteniéndose el efecto bolométrico distribuido a lo largo de todo el sistema.
- Se han comparado los resultados numéricos con datos experimentales obtenidos de dispositivos bolométricos acoplados a antenas ópticas. Esta evaluación ha validado el uso de los bolómetros distribuidos acoplados a antenas como sensores eficientes. Sin embargo, se ha demostrado que los sistemas distribuidos presentan una menor respuesta que los dispositivos que contienen un micro-bolómetro fabricado con otro metal diferente al resto de la antena.

### ● Optimización de sistemas bolométricos distribuidos basados en antenas ópticas.

- Con el fin de optimizar la señal de los bolómetros distribuidos acoplados a antenas ópticas, se ha valorado el efecto de la elección del material y de los sistemas auxiliares de extracción de la señal sobre el rendimiento de estos dispositivos. Este análisis se ha realizado mediante herramientas de simulación multifísica.
- Para mejorar la respuesta electromagnética del sistema se valora el material utilizado en la fabricación de la antena. Se tiene en cuenta la influencia de la profundidad de penetración, la conductividad eléctrica y el valor de *TCR*. Se observa cómo un metal con una profundidad de penetración más elevada, es capaz de disipar potencia en un volumen de la antena mayor. De la misma forma, la señal se incrementará con el uso de metales con una conductividad eléctrica y un valor de *TCR* mayores.
- Para mejorar la respuesta térmica de los dispositivos se han propuesto materiales con un valor pequeño de conductividad térmica, ya que disiparán peor la energía absorbida. Esta menor disipación de la energía térmica incrementa notablemente el aumento de la temperatura en el dispositivo.
- Se ha analizado el papel de la capa aislante de  $SiO_2$  desde el punto de vista electromagnético y térmico. La respuesta electromagnética depende del grosor de esta capa, ya que ésta puede actuar como un recubrimiento que refuerce el campo eléctrico en el plano de la antena. También se ha

modelado esta configuración como una multicapa, metal-aislante-sustrato. Térmicamente, el sistema mejorará su respuesta al incrementar el espesor de la capa aislante. Se ha comprobado que a partir de un espesor de  $1.2\mu\text{m}$  la absorción y el aislamiento térmico ya no mejorarán, siendo este valor un espesor límite desde el punto de vista térmico.

- Se ha comprobado el efecto de las impedancias eléctricas del circuito y de las líneas de extracción de la señal. A la vez se ha comparado el rendimiento del dispositivo con dos tipos de fuentes de polarización: mediante una fuente de voltaje y mediante una fuente de corriente. Se ha obtenido que la señal del dispositivo es más fiable utilizando un circuito de polarización en corriente.
- Se ha conseguido comprobar que un bolómetro distribuido fabricado en  $Ti$ , con un espesor de capa aislante adecuado y una fuente de corriente como sistema de polarización eléctrica puede proporcionar una señal de casi 3 órdenes de magnitud superior a los dispositivos bolométricos actualmente en uso.

- **Robustez de los dispositivos bolométricos.**

- Se ha realizado un estudio de la robustez de los dispositivos bolométricos. Se ha demostrado que la corriente generada por la radiación electromagnética es mucho menor que la corriente de polarización que atraviesa los dispositivos. Se ha determinado numéricamente que la potencia de la radiación incidente necesaria para dañar el dispositivo es  $I_{rr} = 7 \times 10^7 \text{ W/cm}^2$ .
- Se ha comprobado que los daños en los dispositivos utilizados en este estudio se deben a la corriente de polarización. Los daños predichos por el modelo teórico reflejan un valor de voltaje bias necesario para causarlos de  $11.2V$ . Se han realizado experimentos destructivos aumentando el voltaje de polarización que pasa por el dispositivo, obteniendo que los dispositivos se dañan a partir de un voltaje de  $10.3 \pm 0.2V$ . Experimentalmente se diferencian dos tipos de daño: de degradación oxidativa y de ruptura eléctrica. El primero de ellos está relacionado con un efecto de recocido que genera una capa granulada en las antenas, que incrementa su resistencia, pudiendo afectar a la respuesta electromagnética de éstas. El segundo daño es crítico, que impide que la antena siga funcionando, generando un circuito abierto en el sistema de extracción de la señal.
- Se ha comprobado que para antenas ópticas funcionando como bolómetros distribuidos, las líneas de conexión redondeadas o más anchas, los diseños de antenas tipo pajarita y la tecnología de antenas no unidas pueden aumentar la robustez de los dispositivos.

- **Conexión de sistemas bolométricos matriciales basados en AO.**

- Puesto que los elementos resonantes incrementan su respuesta notablemente cuando actúan de forma cooperativa, se ha analizado la influencia de estas conexiones entre dispositivos en la señal de salida. En este análisis se ha estudiado la distribución de corriente de polarización, y la influencia

de las resonancias parásitas debidas a las propias líneas de conexión y a su geometría.

- Se han diseñado, fabricado, y medido varios arrays de antenas ópticas acopladas a bolómetros distribuidos con conexiones en serie, y en serie-paralelo. El mapa de respuesta espacial ha mostrado que la respuesta a la polarización de la luz depende fuertemente de la geometría de las líneas de conexión. Se ha demostrado que el tipo de conexión serie-paralelo presenta múltiples repuestas parásitas debidas a las líneas de conexión de las antenas ópticas.

### ■ Sintonización de antenas ópticas

Se ha propuesto la utilización de la temperatura del dispositivo para la sintonización de la respuesta de una antena óptica. Se ha analizado qué tipo de materiales pueden ser los más adecuados para la realización de dispositivos que empleen este control. A la vez, se han analizado los aspectos ligados a la respuesta temporal para hallar los límites de frecuencia de modulación. Este principio ha sido propuesto para variar la directividad de un conjunto de antenas ópticas y para la obtención del contenido espectral de un haz.

#### ● **Matrices de fase óptica mediante variación térmica.**

- Se ha aplicado el control térmico selectivo en un conjunto de antenas ópticas para modificar dinámicamente el patrón angular de detección. Esta variación está relacionada con la desintonización de las antenas ópticas que se da al cambiar la temperatura de los elementos individuales. De esta forma, se puede generar una diferencia de fase controlable entre elementos de la agrupación, creando así un sistema direccional variable.
- Se ha propuesto el uso de metales para los que las constantes ópticas varían notablemente con la temperatura. De esta forma es posible generar diferencias de fase controlables con variaciones de temperatura más pequeñas. A la vez, esta elección permitirá el diseño de agrupaciones de antenas con más elementos activos consiguiendo de esta manera una distribución angular más estrecha y directiva.
- Se ha comprobado que se puede incrementar la temperatura en las antenas ópticas mediante el cambio del voltaje de polarización. Para un sistema fabricado con titanio se han encontrado que tan sólo es necesario aplicar 9.5V para llevar el dispositivo a una temperatura de 1073K. El análisis dinámico de los dispositivos permite una modulación en el rango de los *MHz*.

#### ● **Determinación espectral mediante antenas ópticas moduladas en temperatura**

- Se ha analizado el comportamiento espectral de las antenas ópticas cuando se varía su temperatura. Para ello, se estudia la amplitud de corriente inducida generada en el centro de la antena, aplicable a antenas con microbolómetros o con uniones metal-aislante-metal, y también la potencia disipada en todo el elemento, aplicable a bolómetros distribuidos.

- Para radiación monocromática se ha constatado un comportamiento lineal entre la longitud de onda a la que se da la respuesta máxima con el incremento de temperatura. De esta manera, es posible detectar la longitud de onda de una radiación monocromática incidente.

- **Antenas ópticas de respuesta multibanda variable**

- Se han estudiado las dos geometrías que muestran una respuesta espectral multibanda: las geometrías compuestas y las geometrías fractales. Para estas geometrías se han relacionado las diferentes frecuencias de resonancia con los mapas de potencia disipada y campo eléctrico cercano de las estructuras.
- Se ha demostrado que las geometrías compuestas tipo cruz dipolar son estructuras que varían su frecuencia de resonancia con la polarización de la luz incidente. Este efecto permite el aumento del ancho de banda de la antena para una polarización en concreto.
- Las geometrías fractales muestran una respuesta espectral a varias frecuencias sin necesidad de variar la polarización de la luz incidente. Esta respuesta está relacionada con el camino geométrico recorrido por los modos de corriente generada a lo largo de la antena. Se ha comprobado que este camino está relacionado con el orden fractal que muestra la geometría.

- **Tecnología Seebeck en antenas ópticas**

- **Sensores de efecto Seebeck basado en antenas ópticas.**

- Se ha evaluado el efecto Seebeck en la aplicación de sensores ópticos basados en antenas ópticas. Se demuestra que este tipo de tecnología es una alternativa al diseño de sensores ópticos y a los sistemas de recolección de energía.
- Se ha analizado el efecto Seebeck en sensores basados en antenas ópticas cuando se utilizan semiconductores dopados. Los resultados obtenidos prevén rendimientos de extracción de energía de al menos un orden de magnitud superiores a los dispositivos basados en uniones bimetálicas.

- **Pixel polarimétrico basado en antenas Seebeck.**

- Se ha propuesto el uso de antenas ópticas bimetálicas cuyo mecanismo de transducción es el efecto Seebeck para el diseño de un píxel polarimétrico de tamaño comparable a la longitud de onda y capaz de obtener todos los parámetros de Stokes de forma independiente.
- El dispositivo está basado en la combinación de dos dipolos ortogonales para la detección de los parámetros  $S_1$  y  $S_2$ , y una combinación de espirales de Arquímedes con helicidades opuestas para la detección de  $S_3$ . El parámetro  $S_0$  se obtiene a partir de una antena óptica no sensible a la polarización de la luz incidente.
- Los resultados obtenidos para diferentes casos de polarización de la radiación incidente permiten obtener los parámetros Stokes. Estos valores derivados de la señal de las antenas Seebeck coinciden de forma adecuada con los parámetros de Stokes de la luz incidente.

- **Estructuras resonantes en MOEMS.**

- **Modelo difractométrico aplicado al movimiento de sistemas MEMS.**

- Se ha propuesto un modelo difractométrico basado en el concepto de reflectancia compleja para la obtención de la distribución de luz difractada por un conjunto de voladizos vibrantes. Este modelo permite incluir variaciones dimensionales y materiales en los diversos voladizos de una agrupación. A la vez, es capaz de describir el estado de fase mutua en el movimiento colectivo de vibración.
- El modelo ha sido aplicado con éxito al análisis experimental de distribuciones de luz difractada por un conjunto de voladizos vibrantes. Mediante este modelo se ha obtenido el modo de vibración de los elementos resonantes y la relación de fase mutua entre los voladizos.

- **Modelo de MOEMS basado en multicapas.**

- Se propone un dispositivo MOEMS compuesto por una estructura puente que puede ser también diseñado en forma de voladizo. Para generar el movimiento en este sistema se emplea una fina capa metálica, de  $Ti$  en este caso, sobre la que va a incidir la luz. Esta estructura metálica forma parte de un sistema de multicapas que absorbe eficientemente la radiación incidente. Se emplea el espacio entre la estructura metálica que constituye el puente y el sustrato para aumentar la absorción del sistema.
- Se presenta un modelo no lineal, basado en simulaciones FEM, que utiliza la absorción electromagnética de la luz incidente que se da en el sistema, como fuente de calor. La respuesta térmica se acopla a la ecuación mecánica que determina el movimiento del sistema. La absorción vendrá dada por una función dependiente de la posición del puente respecto al sustrato, dando lugar a un sistema de ecuaciones diferenciales no lineales que se resuelven dentro del modelo propuesto.
- Puesto que el sistema de ecuaciones diferenciales que determinan el movimiento del MOEMS dependen de una serie de variables que deben ser calculadas utilizando simulaciones FEM, se ha utilizado el método de Galerkin para generar un modelo simple, con ecuaciones diferenciales donde todas las variables son calculadas analíticamente. Este método ha permitido simplificar notablemente el análisis.
- Se ha obtenido la potencia incidente a la cual el sistema presenta una estabilidad no lineal críticamente estable y que permite la generación del movimiento auto-oscilante. Esta situación se da cuando la solución obtenida por el modelo no lineal llega a un ciclo límite, presentando una bifurcación de Hopf. En el diseño presentado la potencia necesaria es  $P_{Hopf} = 8.8mW$ . Este análisis puede aplicarse a otras geometrías y materiales.

- **Sistemas MOEMS acoplados a antenas ópticas.**

- Se han propuesto y analizado geometrías capaces de acoplar sistemas MEMS a antenas ópticas. Una de estas geometrías, la denominada como

geometría *fishbone*, logra que la resonancia de las antenas no se vea modificada por efecto del sustrato. Esta geometría reduce considerablemente la disipación térmica e incrementa la respuesta mecánica al permitir un aumento de la longitud del puente. La geometría *fishbone* ha sido fabricada con éxito.

- Se presentan también estructuras basadas en antenas *slot* que incrementan la robustez del sistema y permite la fabricación de puentes más largos.
- A las estructuras diseñadas y fabricadas se ha aplicado con éxito el modelo no lineal, que acopla la respuesta térmica obtenida a partir de la absorción electromagnética del sistema con la ecuación mecánica que rige el movimiento auto-oscilante vibratorio de éste.



# Capítulo 7

## Líneas futuras de investigación

En este trabajo se ha analizado diferentes estructuras resonantes en el IR actuando como sensores ópticos y recolectores de energía principalmente. El estudio se ha centrado en las antenas ópticas actuando como sensores bolométricos, la sintonización de las antenas ópticas, el efecto Seebeck aplicado a este tipo de elementos y la creación de sistemas *MOEMS* basados en antenas ópticas. Sin embargo, todos estos temas de estudio presentan líneas de investigación que pueden ser explotadas en un futuro.

### ▪ Mejora de sensores bolométricos acoplados a antenas ópticas

- *Antenas no unidas*: Esta tecnología se basa en la posibilidad de construir antenas ópticas que no estén unidas a ninguna línea de carga para obtener la señal de salida. Esta aplicación se basa en una resonancia electromagnética parásita, inducida por la antena, que se dará en la línea de carga. La corriente generada en las líneas de carga por esta resonancia, se disipa en forma de calor que aumentará la temperatura de la línea de conexión. Este incremento térmico puede verse aumentado por la potencia disipada en forma de calor en la antena, que afectará a la línea de carga a través del sustrato.
- *Rugosidad*: Vimos en el estudio sobre la robustez de las antenas ópticas en la sección 2.5, como la exposición prolongada de las antenas ópticas a temperaturas elevadas podía ocasionar daños de oxidación en el dispositivo. Este tipo de daño produce la aparición de un óxido que crea una capa rugosa en la superficie del dispositivo. Por otro lado, ciertas técnicas de fabricación empleadas en microelectrónica pueden emplearse para antenas ópticas abaratando los costes pero produciendo unas estructuras con nano-rugosidades. El análisis de las antenas ópticas rugosas puede ayudar a abaratar costes de fabricación y determinar mejor el alcance del daño de oxidación térmica en estos elementos.

### ▪ Sintonización de antenas ópticas

- *Fabricación de phased-array basado en antenas ópticas*: Una vez que el concepto de phased array basado en antenas ópticas mediante variación térmica ha sido demostrado numéricamente, es necesario fabricar el dispositivo y medir este efecto experimentalmente. Para incrementar el número de elementos del phased

array, aumentando de esta forma su directividad, la elección adecuada de los materiales utilizados en el diseño de reflectoarrays es crítica [96]. Además, el estudio se realizó para elementos dipolares que muestran un ancho de banda estrecho en frecuencia. Aumentar este ancho de banda resulta útil en un phased array de más elementos, ya que el campo eléctrico generado por cada uno de ellos tendrá un modulo similar, generando el patrón de radiación del phased array deseado.

- *Espectroscopía de espectros policromáticos:* En la sección 3.4 vimos como se pueden utilizar las antenas para realizar la espectroscopia de una radiación monocromática. Sin embargo, el estudio de espectros policromáticos quedó pendiente. Esta idea resulta interesante ya que abriría un nuevo área de aplicación para las antenas ópticas.
- *Antenas fractales:* las antenas fractales son estructuras que muestran múltiples resonancias relacionadas con su orden fractal. Si una de estas estructuras presenta resonancia en varias ventanas de comunicación, se puede realizar un sistema conmutador eficaz que puede utilizar tecnología de antenas no unidas. De la misma forma, el uso de fotoconductores puede abrir nuevas posibilidades en el empleo de estas estructuras.

#### ■ Tecnología Seebeck en antenas ópticas

- *Fabricación de sensores de efecto Seebeck basados en antenas ópticas:* La fabricación y el análisis experimental de estos dispositivos aplicados a la detección de radiación y a la recolección de energía, es una vía de trabajo prometedora. El empleo de este tipo de sistemas en la solución de problemas fotónicos, obteniendo resultados experimentales, es otro de los proyectos a realizar.
- *Efecto Seebeck en antenas ópticas usando semiconductores:* En la sección 4.2 se analizó el efecto de emplear semiconductores en las líneas de conexión de los sensores ópticos Seebeck basados en antenas ópticas. En el estudio realizado, el Si dopado conseguía incrementar un orden de magnitud la señal. En el futuro se debe realizar un estudio sobre los posibles materiales semiconductores a emplear, optimizando de esta forma la señal del dispositivo que se obtendrá. Los materiales seleccionados deben ser adecuados para la fabricación del dispositivo.

#### ■ OPACMEMS: antenas y otras estructuras en sistemas MOEMS

- *Mejora en la fabricación de los dispositivos:* Si bien los dispositivos han conseguido fabricarse adecuadamente, se debe seguir trabajando en la forma de mejorar esta técnica.
- *Medida experimental de los dispositivos:* Los sistemas MOEMS presentados en la sección 5.5 han sido modelizados y fabricados, pero se sigue trabajando en medir su respuesta experimentalmente.
- *Diseños de otras geometrías basadas en antenas ópticas:* Se han diseñado satisfactoriamente MOEMS tipo puente acoplados a antenas ópticas. Sin embargo,

otras estructuras tipo voladizo o similar pueden ser útiles y más sencillas de fabricar.



# Bibliografía

- [1] Aristotle, “History of Animals”, The university of Adelaide, (c. 340 B.C.E.).
- [2] Theodorus Gaza, “De Animalibus trans”, Johannes de Colonia and Johannes Mant-  
hen, GRBS, (1476).
- [3] J.Maxwell, “A treatise on electricity and magnetism”, Cambridge library collection,  
(1873).
- [4] F. E. Gardiol and Y. Fournier, “Salvan: cradle of wireless”, Microwave J., **49**, 124-  
136, (2006).
- [5] P. Bharadwaj, B. Deutsch, L. Novotny, “Optical antennas”, Adv. Opt. Photonics.,  
**1**,438-483 (2009).
- [6] J.Wessel, “Surface-enhanced optical microscopy”, J. Opt. Soc. Am. B., **2**, 1538-1541.
- [7] C. Fumeaux, J. Alda, G. Boreman, “Lithographic antennas at visible frequencies”,  
Opt. Lett., **24**, 1629-1631, (1999).
- [8] R.J. Taminiou, F.D. Stefani, F.B. Segerink, N.F van Hulst, “Optical antennas direct  
single-molecule emission”, Nat. Photonics., **2**, 234-237, (2008).
- [9] J. B. Jackson, S.L. Westcott, L.R. Hirsch, J.L. West, N.J. Halas, “Controlling the  
surface enhanced Raman effect via the nanoshell geometry”, Appl. Phys. Lett., **82**,  
257-259, (2003);
- [10] U.Ch.Fischer and D.W.Pohl, “Observation of Single Particle Plasmons by Near  
Field Optical Microscopy”, Phys. Rev. Lett., **62**, 458-462 (1989).
- [11] D. B. Rutledge, S. E. Schwarz, and A. T. Adams, “Infrared and submillimetre  
antennas”, Appl. Phys., **18**, 713-729, (1978).
- [12] C. Fumeaux, W. Herrmann, F.K. Kneubuhl and H. Rothuizen b, “Nanometer thin  
film Ni NiO Ni diodes for detection and mixing of 30 THz radiation”, Infrared.  
Phys. Technol., **39**, 123-183,(1998).
- [13] J. Alda, J.M. Rico Garcia, J.M. López Alonso, G.D. Boreman, “Optical antennas  
for nano-photonic applications”, Nanotechnology., **16**, 230-234, (2005).

- [14] M.R. Abdel Rahman, F.J. González and G.D. Boreman, “Antenna coupled metal oxide metal diodes for dual band detection at 92.5 GHz and 28 THz”, *Electron. Lett.*, **40**, 1-2 (2004).
- [15] J. Alda, C. Fumeaux, M.A. Gritz, D. Spencer, G.D. Boreman, “Responsivity of infrared antenna coupled microbolometers for air side and substrate side illumination”, *Infrared. Phys. Technol.*, **41**, 1-9, (2000).
- [16] G.D. Boreman, “Infrared Antennas, *Frontiers in Optics*”, Conference Laser science in frontiers of physics, paper FThV, **1**, (2008).
- [17] N. Berkovitch, P. Ginzburg, M. Orenstein, “Nanoplasmonic antennas in the near infrared regime”, *J. Phys. Condens. Matter.*, **24**, 073202-18, (2012).
- [18] M. Fox, “*Optical properties of solids*”, Oxford University Press, New York, (2001).
- [19] L. Novotny, “Effective Wavelength Scaling for Optical Antennas”, *Phys. Rev. Lett.*, **98**, 266802-4, (2007).
- [20] K.B. Croizier, “Optical antennas: resonators for local field enhancement”, *J. Appl. Phys.*, **94**, 4633-4641, (2003),
- [21] C.A. Balanis, “*Antenna Theory*”, Wiley, 2<sup>o</sup> edición.
- [22] T. Kosako, Y. Kadoya, H.F. Hofmann, “Directional control of light by a nano-optical Yagi-Uda antenna” *Nat. Photon.*, **4**, 312-315, (2010)
- [23] J.D. Jackson, “*Classical Electrodynamics*”, Wiley, 3<sup>o</sup> edición.
- [24] W. Geyi, P. Jarmuszewski, Y. Qi, “The Foster Reactance Theorem for Antennas and Radiation Q”, *IEEE Trans. Antennas. Propag.*, **48**, 401-408, (2000).
- [25] A. Alu, N. Engueta, “Input Impedance, Nanocircuit Loading, and Radiation Tuning of Optical Nanoantennas”, *Phys. Rev. Lett.*, **101**, 0439011-14, (2008).
- [26] J. Alda, C. Fumeaux, L. Codreanu, J.A. Schaefer, G.D. Boreman, “Deconvolution method for two-dimensional spatial-response mapping of lithographic infrared antennas”, *Appl. Opt.*, **38**, 3993-4000, (1999)
- [27] I. Codreanu, C. Fumeaux, D.F. Spender, G.D. Boreman, “Microstrip antenna-coupled infrared detector”, *Electro. Lett.*, **35**, 2165-2167, (1999)
- [28] F.J. González, G.D. Boreman, “Comparison of dipole, bowtie, spiral and log-periodic IR antennas”, *Infrared. Phys. Technol.*, **46**, 418-428, (2005).
- [29] A. Cuadrado, J. Alda, F.J. González, “Multiphysics simulation for the optimization of optical nanoantennas working as distributed bolometers in the infrared”, *J. Nanophotonics.*, **7**, 30931-15, (2013).
- [30] C. Huygens, “*Traite de la Lumiere*”, Leyenden, 1690.

- [31] S.A.Schelkunoff, "Some Equivalence Theorems of Electromagnetics and Their Application to Radiation Problems", *Bell. Labs Tech. J.*, **15**, 92-112, (1936).
- [32] E.H. Synge, "A suggested methode for extending microscopic resolution into the ultra microscopic region", *Philos. Mag.*, **6**, 356-62, (1928).
- [33] L. Novotny, S.J. Stranick, "Near-Field Optical Microscopy and Spectroscopy with Pointed Probes", *Annu. Rev. Phys. Chem.*, **57**, 303-331, (2005).
- [34] T. Kalkbrenner, U.Hakanson, A.Schalder, S.Burger, C.Henkel y V.Sandoghdar, "Optical Microscopy via Spectral Modifications of a Nanoantenna", *Phys. Rev. Lett.*, **95**, 2000801-4, (2005).
- [35] O. Esteban, N. Díaz-Herrera, M. C. Navarrete, A. Gonzalez, "Surface plasmon resonance sensors based on uniform-waist tapered fibers in a reflective configuration", *Appl. Opt.*, **45**, 7294-7298, (2006).
- [36] P. Albella, B. García-Cueto, F. Gonzalez, F. Moreno, P. C. Wu, T.-H. Kim, A. Brown, Y. Yang, H. O. Overitt, G. Videen, "Shape matters: plasmonic nanoparticle shape enhances interaction with dielectric substrate", *Nano Lett.* **11**, 3531-3537, (2011).
- [37] I. Izquierdo, I. Alda, S. Sanchez-Cortes, J.V. Garcia-Ramos, "Adsorption and detection of sport doping drugs on metallic plasmonic nanoparticles of different morphology", *Langmuir*, **28**, 8891-8901, (2012).
- [38] P. Bharadwaj, R. Beams and L. Novotny, "Nanoscale spectroscopy with optical antennas", *Chem. Sci*, **2**, 136-140, (2011).
- [39] L. Novotny, "From near-field optics to optical antennas", *Phys. Today*, **47**, 47-52, (2011).
- [40] K.B. Crozier, "Optical antennas: resonators for local field enhancement", *J. Appl. Phys.* **94**, 4633-4641, (2003).
- [41] J.A. Sanchez-Gil, J.V. García Ramos, "Calculations of the direct electromagnetic enhancement in surface enhanced Raman scattering on random self-affine fractal metal surface" *J. Chem. Phys.* **108**, 317-325 (1998)
- [42] G.Boreman, "Divide and Conquer", *SPIE OE Magazine*, 47-48, (2002).
- [43] B.G. Bernstein, P. Fay, W. Porod. Rakos, A.Zarandy, B. Berland, L. Boloni, G.D. Boreman, B. Lay, "Tunable Antenna-Coupled Metal Oxide Metal (MOM) Uncooled IR Detector", *Infrared Tech. Appl.*, **5783**, 470-482, (2005).
- [44] S.M. Sze, R.M. Ryder, "The nonlinearity of the reverse current-voltage characteristics of a p-n junction near avalanche breakdown.", *Bell Syst. Tech. J.*, **46**, 1135-1139, (1967).
- [45] A. Cuadrado, F.J González, J. Alda, "Distributed bolometric effect in optical antennas and resonant structures", *J. Nanophotonics*, **6**, 0635121-12, (2012).

- [46] Tesis doctoral James Ginn, “Phase shaping in the infrared by planar quasi-periodic surfaces comprised of sub wavelength elements”, University of Central Florida, PhD diserrtation, (2009).
- [47] C. Fumeaux, M.A. Gritz, I. Codreanu, W.L. Schaich, F.J. González, G.D. Boreman, “Measurement of the resonant lengths of infrared antennas”, *Infrared. Phys. Technol.*, **41**, 271-281, (2000).
- [48] E. Briones, J. Alda, F.J González, “Conversion efficiency of broad-band rectennas for solar energy harvesting applications”, *Opt Express*, **21**, 412-418, (2013).
- [49] W. Zhao, J.M. Karp, “Tumour targeting: Nanoantennas heat up”, *Nat. Mater.*, **8**, 453-454, (2009).
- [50] R Adato, A. A. Yanik, J. J. Amsden, D. L. Kaplan, F. G. Omenetto, Mi K. Hong, S. Erramilli. H. Altug, “Ultra-sensitive vibrational spectroscopy of protein monolayers with plasmonic nanoantenna arrays”, *PNAS*, **106**, 19227-18232 (2009).
- [51] S.S. Acimovic, M.A. Ortega, V. Sanz, J. Berthelot, J. L. Garcia-Cordero, J. Renger, S. J. Maerkl, M. P. Kreuzer, R. Quidant, “LSPR chip for parallel, rapid and sensitive detection of cancer markers in serum”, *Nano. Lett.*, **14**, 2636-2641, (2014).
- [52] S.L. Wadsworth, G.D. Boreman, “Broadband infrared meanderline reflective quarter-wave plate”, *Opt. Express*, **19**, 10604-10612, (2011).
- [53] A. Kovetz, “The Principles of Electromagnetic Theory”, Cambridge University Press, Cambridge, UK, (1990).
- [54] J.P. Bérenger, “A Perfectly Matched Layer for the Absorption of Electromagnetic Waves”, *J. Comput. Phys.*, **114**, 185-200, (1994).
- [55] E. Dereniak, G.D. Boreman, “Infrared Detectors and Systems”, Wiley, (1996) .
- [56] A.Cuadrado, M. Silva-López, F.J. González, J. Alda, “Robustness of antenna-coupled distributed bolometers”, *Opt. Lett.*, **38**, 3784-3787, (2013).
- [57] E.D. Palik, “Handbook of Optical Constants of Solid”, Academic Press, Orlando, Florida, (1985).
- [58] R.A. Wood, P.W. Kruse, D.D. Skatrud, “Monolithic silicon microbolometric arrays”, in *Uncooled Infrared Imaging Arrays and Systems*”, *Semiconductor and Semimetals*, **47**, 45-122, (1997).
- [59] L. XueHui, “ $Nb_5N_6$  Thin film on silicon and silicon oxide: a good material for terahertz detection”, *Chin. Sci. Bull.*, **54**, 3344-3346, (2009).
- [60] M. Fenny, G. Akuetey, P. E. Donovan, “Electrical resistivity of Cu and Nb thin films”, *J. Phys. Condens. Matter*, **10**, 1707-1719, (1998).

- [61] A. Cuadrado, F.J. González, J Agustí, J. Alda, “Material dependence of the distributed bolometric effect in resonant metallic nanostructures”, Proc. SPIE. 8457, Plasmonics: Metallic Nanostructures and Their Optical Properties X, 845724. Poster. San Diego California (USA), (2012).
- [62] A. Cuadrado, M. Silva-López, F.J González, J. Alda, “Optimization of distributed bolometers coupled to optical antennas in the infrared”, 8th Iberoamerican Optics Meeting and 11th Latin American Meeting on Optics, Lasers, and Applications, Proc. SPIE. 87856W, (2013).
- [63] J. A. Bean, B.A. Slovick, G.D. Boreman, “Influence of substrate configuration on the angular response pattern of infrared antennas”, Opt. Express., **18**, 21705-21713, (2010).
- [64] I. Wang, Y.P. Du, “Optical input impedance of nanostrip antennas”, Opt. Eng. **51**, 0540021-5, (2012).
- [65] L. Novotny, N. van Hulst, “Antennas for light”, Nat. Photonics, **5**, 83-90, (2011).
- [66] E. D.Palik, “Handbook of Optical Constants of Solid”, Academic Press, Orlando, Florida, (1985).
- [67] P. Lambkin, B. Lane, I. O’Heifeaman, J. Gillham, R. Watton, “Characterisation of CMOS compatible uncooled microbolometers”, Proc. IEEE Int. Conf. of Optical MEMS, Kauai Hawaii, (2000).
- [68] X. Xu, A. Meade, Y. Bayazitoglu, “Numerical investigation of nanoparticle-assisted laser induced interstitial thermotherapy toward tumor and cancer treatments”, Lasers. Med. Sci, **26**, 231-232, (2011).
- [69] J Agustí, A. Cuadrado, J.C. Martinez-Antón, J. Alda, G. Abadal, “An analytical model for the opto-thermo-mechanical conversion mechanism in a MOEMS based energy harvester”, Nanoengineering: Fabrication, Properties, Optics, and Devices IX, Proc. SPIE 84631 , (2012)
- [70] F.J. Gonzalez, C. Fumeaux, J. Alda, G.D. Boreman, “Thermal impedance model of electrostatic discharge effects on microbolometers”, Microwave. Opt. Technol. Lett., **26**, 291-293, (2000).
- [71] M. Silva López, A. Cuadrado, N. LLombart and J. Alda, “Antenna array connections for efficient performance of distributed bolometers in the IR”, Opt. Express., **21**, 10867-10877, (2013)
- [72] A. Kolloch, T. Geldhauser, K. Ueno, H. Misawa, J. Boneberg, A. Plech, Anton, P. Leiderer, “Femtosecond and Picosecond Near Field Ablation of Gold Nanotriangles: Nanostructuring and Nanomelting”, Appl. Phys. A, **104**, 793-799, (2011).
- [73] X. Chen, Q. Lu, X. Yi, “Responsivity analysis of micro-bolometer under pulsed bias”, Optik, **122**, 2143-2146, (2011).

- [74] M. V. Diamanti, S. Codeluppi, A. Cordioli, M. P. Pedferri, “Effect of thermal oxidation on titanium oxides’ characteristics”, *J. Exp. Nanosci.* **4**, 365-372, (2009).
- [75] S. Wei-Feng, G. Hubert, F. Yong-Liang, J. Zui-Min and L. Yong-Kang, “Compositional and structural evolution of the titanium dioxide formation by thermal oxidation”, *Chin. Phys. B.* **17**, No 8, 3003-3007, (2008).
- [76] T. L. Hwang, S. E. Schwarz, and D. B. Rutledge, “Microbolometers for infrared detection”, *Appl. Phys. Lett.*, **34**, 773-776, (1979).
- [77] R. K. Bhan, R. S. Saxena, C. R. Jalwania, and S. K. Lomash, “Uncooled Infrared Microbolometer Arrays and their Characterisation Techniques”, *Defence Science Journal*, **59**, 580-590, (2009).
- [78] J. Oden, J. Meilhan, J. Lalanne Dera, J. F. Roux, F. Garet, J. L. Coutaz, F. Simoens, “Imaging of broadband terahertz beams using an array of antenna-coupled microbolometers operating at room temperature”, *Opt. Express.*, **21**, 4817-4825 (2013).
- [79] E. Briones, J. Briones, S. McMurty, M. Hehn, F. Montaigne, A. Cuadrado, J. Alda, F.J. González. “Computational analysis of a spiral thermo electric nano-antenna for solar energy harvesting applications” 8th European Conference on Antennas and propagations (EuCap), (2014).
- [80] D.K. Kotter, S.D. Novack, W.D. Slafer, P.J. Pinhero, “Theory and manufacturing processes of solar nannoantenna electromagnetic collectors”, *J. Sol. Energy Eng.*, **132**, 011014, (2010).
- [81] B.N. Tiwari, P.J. Fay, G.H. Bernstein, A.O. Orlov, W. Porod, “Effect of read-out interconnects on the polarization characteristics of nanoantennas for the long-wave infrared regime”, *IEEE Trans. Nanotechnol.*, **12**, 270-275, (2013).
- [82] P. Krenz, B. Lail, G.D. Boreman, “Calibration of lead-line response contribution in measured radiation patterns of IR dipole arrays”, *IEEE. J. Sel. Top. in Quantum Electron.*, **17**, 218-221, (2010).
- [83] T. Mandviwala, B. Lail, G.D. Boreman, “Vertical Via Interconnection for Infrared Antennas”, *J. Vac. Sci. Technol. B*, **24**, 612-615, (2006).
- [84] M. Silva López, J.M. Rico Garcia, J. Alda, “Measurement limitations in knife-edge tomographic phase retrieval of focused IR laser beams”, *Opt. Express*, **20**, 23875-23886, (2012).
- [85] F. J. Gonzalez, M.A. Gritz, C. Fumeaux, G.D. Boreman, “Two dimensional array of antenna-coupled microbolometers”, *Int. J. Infrared Millimeter Waves*, **23**, 785-797, (2002).
- [86] F.J. Gonzalez, C.S. Ashley, P.G. Clem, G.D. Boreman, “Antenna-coupled microbolometer arrays with aerogel thermal isolation”, *Infrared Phys. Technol.*, **45**, 47-51, (2004).

- [87] B. Berland, “Photovoltaic technologies beyond the horizon: Optical rectenna solar cell”, ITN Energy Systems, Inc and National Renewable Energy Laboratory (U.S.), National Renewable Energy Laboratory, (2003).
- [88] C.T. Middlebrook, P. M. Krenz, B.A. Lail, G.D. Boreman, “Infrared phased-array antenna”, *Microwave Opt. Technol. Lett.*, **50**, 719-723, (2008).
- [89] A. Cuadrado, F.G González, J. Alda, “Steerable optical antennas by selective heating”, *Opt. Lett.*, **39**, 1957-1960, (2014).
- [90] A. Alú, N. Engheta, “Wireless at the Nanoscale: Optical Interconnects using Matched Nanoantennas”, *Phys. Rev. Lett.*, **104**, 2139021-4, (2010).
- [91] T. Taminiou, F. Stefani, N. F. van Hulst, “Enhanced directional excitation and emission of single emitters by a nano-optical Yagi-Uda antenna”, *Opt. Express*, **16**, 10858-10866, (2008).
- [92] A. Cuadrado, J. Alda, “Multiband Antennas and Resonant Structures working in the Infrare”, in *Proc. Optoel.*, (2013).
- [93] R. C. Hansen, “Phased Array Antennas”, Wiley, (1998).
- [94] G. Rui, D.C. Abeysinghe, R.L. Nelson, Q. Zhan, “Demonstration of beam steering via dipole-coupled plasmonic spiral antenna”, *Sci. Rep.*, **3**, 2237, 1-7, (2013).
- [95] J. Sun, E. Timurdogan, A. Yaakobi, E.S. Hosseini, M.R. Watts, “Large scale nanophotonic phased array”, *Nature*, **493**, 195-199, (2013).
- [96] D. Shelton , K. Coffey, G.D Boreman, “Experimental demonstration of tunable phase in a thermochromic infrared reflectarray metamaterial”, *Opt. Express*, **18**, 1330-1335, (2010).
- [97] B. N. Tiwai, “Antenna couple unbiased detectors for Lw IR regime”, PhD dissertation, University of Notre Damme.
- [98] J. Tharp, J. López Alonso, J. Ginn , C. Middleton, B. Lail , B. Munk, G.D. Boreman, ”Demonstration of a single layer meanderline phase retarder at infrared”, *Opt. Lett.*, **31**, 2687-2689, (2006).
- [99] J. Ginn , B. Lail, G.D. Boreman, “Phase Characterization of Reflectarray Elements at Infrared”, *IEEE. Trans. Antennas. Prop.*, **55**, 2989-2993, (2007).
- [100] R. Stratton, “Voltage-current characteristics for tunneling through insulating films”, *J. Phys. Chem. Solids*, **23**, 1177-1190, (1962).
- [101] J.G. Simmons, “Potential barriers and emissio-limited current ow between closely spaced parallel metal electrodes”, *J. Appl. Phys*, **35**, 2472-2481, (1964)
- [102] C. Puente-Baliarda, J. Romeu, R. Pous, A. Cardama, “On the behavior of the Sierpinski multiband fractal antenna”, *IEEE. Trans. Antennas. Prop.*, **46**, 517-524, (1998).

- [103] B. Blázquez, N. Llombart, “Development of Lens-Coupled LEKID Detectors Arrays for THz Radiation”, Proc. 6th European Conference on Antennas and Propagation (EUCAP), (2012).
- [104] B. Blázquez, N. Llombart, “Range Refocusing in a Terahertz Imaging Radar”, Proc. 7th European Microwave Integrated Circuits Conference, (2012).
- [105] E.N. Grossman, D.G. McDonald, J.E. Sauvageau, “Terahertz detectors based on superconducting kinetic inductance”, Proc. Second International Symposium on Space Terahertz Technology, Pasadena (California), (1991).
- [106] D. Dregely, R. Taubert, J. Dorfmüller, R. Vogelgesang, K. Kern, and H. Giessen, “3D optical Yagi-Uda nanoantenna array”, Nat. Commun. **2**, 1-7, (2011).
- [107] F.J. González, B. Ilic, J. Alda, G.D. Boreman, “Antenna-Coupled Infrared Detectors for Imaging Applications”, IEEE. J. Sel. Top. Quantum Electron, **11**, 117-120, (2005).
- [108] P. Krenz, J. Alda, G.D. Boreman, “Orthogonal infrared dipole antenna”, Infrared. Phys. Technol., **51**, 340-343, (2008).
- [109] S. Rockwell, D. Lim, B. A. Bosco, J.H. Baker, B. Eliasson, K. Forsyth, M. Cromar, “Characterization and modeling of metal/double-insulator/metal diodes for millimeter wave wireless receiver applications”, in Proc. IEEE Radio Frequency Integrated Circuits Symposium, HII (Hawaii), 171-174, (2007).
- [110] N. Alimardani, J.F. Conley Jr., “Step tunneling enhanced asymmetry in asymmetric electrode metal-insulator-insulator-metal tunnel diodes”, Appl. Phys. Lett, **102**, 1435011-5, (2013).
- [111] G.P. Szakmany, P.M. Krenz, A.O. Orlov, G.H. Bernstein, W. Porod, “Antenna-Coupled Nanowire Thermocouples for Infrared Detection”, IEEE Trans. Nanotechnol, **12**, 163-167, (2013).
- [112] G.P. Szakmany, P.M. Krenz, L.C. Schneider, A.O. Orlov, G.H. Bernstein, W. Porod, “Nanowire Thermocouple Characterization Platform”, IEEE Trans. Nanotechnol, **12**, 309-313, (2013).
- [113] D. M. Rowe, Thermoelectrics Handbook: Macro to Nano (Taylor and Francis, UK), (2006).
- [114] A. Graf, M. Arndt, M. Sauer, G. Gerlach, “Review of micromachined thermopiles for infrared detection”, Meas. Sci. Technol., **18**, 59-75, (2007).
- [115] C. Fumeaux, G.D. Boreman, W. Herrmann, H. Rothuizen, F.K. Kneubühl, “Polarization response of asymmetric-spiral infrared antennas”, Appl. Opt., **36**, 6485-6490, (1997).
- [116] L.A. Kaiser, “The Archimedean two-wire spiral antenna”, IRE Trans. Antennas. Propag., **8**, 312-323, (1960).

- [117] A. Cuadrado, E. Briones, F.J. González, J. Alda, “Polarimetric Pixel using Seebeck Nanoantenna”. *Opt Express.*, **22**, 13835-13845, (2014).
- [118] E. Briones, J. Briones, A. Cuadrado, J. C. Martínez-Anton, S. McMurtry, M. Hehn, F. Montaigne, J. Alda and F. J. Gonzalez, “Seebeck Nanoantennas for Solar Energy Harvesting”, *Appl. Phys. Lett.*, **105**, 0931081-4, (2014).
- [119] E. Briones, A. Cuadrado, J. Briones, J.C Martínez-Antón, S. McMurtry, M. Hehn, F. Montaigne, J. Alda, F.J. González, “Seebeck nanoantennas for the detection and characterization of infrared radiation”, *Opt. Express.*, (aceptado, en prensa), (2014).
- [120] H. Ikeda, F.Salleh, “Influence of heavy doping on Seebeck coefficient in silicon-on-insulator”, *APL*, **96**, 0121061-3, (2010).
- [121] J. Kim, Y. Hyun, Y. Park, W. Choi, S. Kim, H. Jeon, T. Zyung, M. Jang, “Seebeck coefficient characterization of highly doped n- and p-type silicon nanowires for thermoelectric device applications fabricated with top-down approach”, *J. Nanosci. Nanotechnol.*, **13**, 6416-9, (2013).
- [122] G. Baffou, C. Girard, R. Quidant, “Mapping heat origin in plasmonic structures”, *Phys. Rev. Lett.*, **104**, 368051-4, (2010).
- [123] R.H. Hildebrand, J. A. Davidson, J. L. Dotson, C. D. Dowell, G. Novak, J.E. Vaillancourt, “A primer on far-infrared polarimetry”, *Publ. Astron. Soc. Pac.*, **112**, 1215-1235, (2000).
- [124] J. Scott Tyo, D. L. Goldstein, D. B. Chenault, J. A. Shaw, “Review of passive imaging polarimetry for remote sensing applications”, *Appl. Opt*, **45**, 5453-5469, (2006).
- [125] F. Goudail, J. Scott Tyo, “When is polarimetric imaging preferable to intensity imaging for target detection”, *J. Opt. Soc. Am. A*, **28**, 46-53, (2011).
- [126] J.J. Gil, “Polarimetric characterization of light and media”, *Eur. Phys. J. Appl. Phys*, **40**, 1-47, (2007).
- [127] R. Martínez-Herrero, P.M. Mejías, G. Piquero, V. Ramírez Sánchez, “Global parameters for characterizing the radial and azimuthal polarization content of totally polarized beams”, *Opt. Commun*, **281**, 1976-1980, (2008).
- [128] G.P. Nording, J.T. Meier, P.C. Deguzman, M.W. Jones, “Micropolarizer array for infrared imaging polarimetry”, *J. Opt. Soc. Am. A*, **16**, 1168-1174, (1999).
- [129] M.W. Kudenov, J.L. Pezzaniti, G.R. Gerhart, “Microbolometer-infrared imaging Stokes polarimeter”, *Opt. Eng*, **48**, 0632011-19, (2009).
- [130] C.G. Mattsson, K. Bertilsson, G. Thungström, H.E. Nilsson, H. Martin, “Thermal simulation and design optimization of a thermopile infrared detector with a SU-8 membrane”, *J. Micromech. Microeng*, **19**, 0550161-9, (2009).

- [131] L. Sekaric, M. Zalalutdinov, S. W. Turner, A. T. Zehnder, J. M. Parpia and H. G. Craighead, “Nanomechanical resonant structures as tunable passive modulators of light”, *Appl. Phys. Lett.*, **80**, 3617-3619, (2002).
- [132] Y. Qin, X. Wang, Z. L. Wang, “Microfibre-nanowire hybrid structure for energy scavenging”, *Nature*, **451**, 809-813, (2008).
- [133] G. Murillo, G. Abadal, F. Torres, J.L López, J. Giner, A. Uranga, N. Barniol, “Harvester-onchip: design of a proof of concept prototype”, *Microelectron. Eng.*, **86**, 1183-1186, (2009).
- [134] D. Okawa, “Surface tension mediated conversion of light to work”, *J. Am. Chem. Soc.*, **131**, 5396-5398, (2009).
- [135] A. Cuadrado, J. Agustí, G. Abadal, J. Alda, “Diffractive characterization of the vibrational state of an array of microcantilevers”, *Opt. Eng.*, **52**, 091717 1/091717-6, (2013).
- [136] L. Beuselinck, G. Goversa, J. Poesena, G. Degraera, L. Froyen, “Grain-size analysis by laser diffractometry: comparison with the sieve-pipette method”, *CATENA*, **32**, 193-208, (1998).
- [137] E. Bernabeu, I. Serroukh, L. M. Sanchez-Brea, “Geometrical model for wire optical diffraction selected by experimental statistical analysis”, *Opt. Eng.*, **38**, 1319-1325, (1999).
- [138] R.W. Gerchberg, W. O. Saxton, “A practical algorithm for the determination of phase from image and diffraction plane pictures”, *Optik*, **35**, 237-246, (1972).
- [139] H. M. Quiney, A. G. Peele, Z. Cai, D. Paterson, K. A. Nugent, “Diffractive imaging of highly focused X-ray fields”, *Nat. Phys.*, **2**, 101-104, (2006).
- [140] W. Chen, X. Chen, “Quantitative phase retrieval of complex-valued specimens based on noninterferometric imaging”, *Appl. Opt.*, **50**, 2008-2014, (2011).
- [141] D. Karabacak, T. Kouch, K. L. Ekinici, “Analysis of optical interferometric displacement detection in nanoelectromechanical systems”, *J. Appl. Phys.*, **98**, 1243091-9, (2005).
- [142] D. Karabacak, T. Kouha, C. C. Huang, K. L. Ekinic, “Optical knife edge technique for nanomechanical displacement detection”, *Appl. Phys. Lett.*, **88**, 1931221-3, (2006).
- [143] J. Agustí, I. Pellejero, G. Abadal, G. Murillo, M.A Urbiztondo, J. Sesé, M. Villarroya-Gaudó, M. Pina, J. Santamaría, N. Barniol, “Optical vibrometer for mechanical properties characterization of silicalite only cantilever based sensors”, *Microelectron. Eng.*, **87**, 1207-1209, (2010).
- [144] J.E. Sader, J.W.M. Chon, P. Mulvaney, “Calibration of rectangular atomic force microscope cantilevers”, *Rev. Sci. Instrum.*, **70**, 3967-3969, (1999).

- [145] H.P. Lang, R. Berger, C. Andreoli, J. Brugger, M. Despont, P. Vettiger, Ch. Gerber, J. K. Gimzewski, J. P. Ramseyer, E. Meyer and H.J. Guntherodt, “Sequential position readout from arrays of micromechanical cantilever sensors”, *Appl. Phys. Lett.*, **72**, 383-385, (1998).
- [146] E. Hecht, *Optics*, 4th edition, San Francisco, (2001).
- [147] J. W. Goodman, “Introduction to Fourier Optics”, 3rd edition, Englewood, Colorado, (2004).
- [148] Hagerty, J, “Recycling ambient microwave energy with broad-band rectenna arrays”. *IEEE. Trans. Microwave Theory Tech.*, **52**, 1014-1024, (2004).
- [149] G. Moddel, S. Grover, “Rectenna Solar Cell”, Springer (New York), (2013).
- [150] M. Zalalutdinov, A. Zehnder, A. Olkhovets, S. Turner, “Autoparametric optical drive for micromechanical oscillators”. *Appl. phys. Lett.*, **79**, 695-697, (2001).
- [151] D. Blocher, A.T Zehnder, R.H. Rand, S. Mukerji, “Anchor deformations drive limit cycle oscillations in interferometrically transduced MEMS beams”. *Finite Elem. Anal. Des.*, **49**, 52-57, (2011).
- [152] B.D. Hassard, N.D. Kazarinoff, H. Wan, “Theory and Applications of Hopf Bifurcation” London Mathematical Society Lecture Note Series.
- [153] K. Aubin, M. Zalalutdinov, A. Tuncay, R.B Reichenbach, R. Rand; A. Zehnder, J. Parpia, H. Craighead, “Limit cycle oscillations in CW laser driven NEMS”, *J. Microelectromech. Syst.*, **13**, 1018-1026, (2004).
- [154] T. Sahai, R.B. Bhiladvala, A.T. Zehnder, “Thermomechanical transitions in doubly-clamped micro oscillators” *Int. J. Non Linear Mech.*, **42**, 596-607, (2007).
- [155] Dhooge, A., W. Govaerts, and Y.A. Kuznetsov, “MATCONT: a MATLAB package for numerical bifurcation analysis of ODEs”, *ACM Transactions on Mathematical Software*, **29**, 141-164, (2003).
- [156] N. Kacem, S. Baguet, S. Hentz, R. Dufour, “Computational and quasi analytical models for non linear vibrations of resonant MEMS and NEMS sensors”, *Int. J. Non Linear Mech.*, **46**, 532-542, (2011).
- [157] J. Agustí, “Nonlinear micro-nano-oscillators for energy transduction from IR sources”. PhD dissertation, Universitat Autònoma de Barcelona, (2014).



Todavía no sé qué me vas a preguntar,  
pero me opongo.

(GROUCHO MARX)