



UNIVERSIDADE D  
COIMBRA

José Francisco Figueiredo da Silva

**CARACTERIZAÇÃO EXPERIMENTAL DE UMA  
LENTE METAMATERIAL FORMADA POR FIOS  
METÁLICOS DOBRADOS**

Dissertação no âmbito do Mestrado Integrado em Engenharia Eletrotécnica e de Computadores, ramo de especialização em Telecomunicações orientada pelo Professor Doutor Tiago André Nogueira Morgado, Professor Doutor David Emanuel Dias Fernandes e Doutor Sylvain Lannebère e apresentada à Faculdade de Ciências e Tecnologias da Universidade de Coimbra no Departamento de Engenharia Eletrotécnica e de Computadores

Julho de 2021



---

Este projeto foi desenvolvido em colaboração com:

**Universidade de Coimbra**



**UNIVERSIDADE DE  
COIMBRA**

**Departamento de Engenharia Eletrotécnica e de Computadores**



**Instituto de Telecomunicações**





---

*Remember, when you are dead,  
you do not know you are dead.*

*It is only pain for others.*

*The same applies when you are stupid.*

Ricky Gervais



# Agradecimentos

Começo por agradecer aos meus pais, Abel Silva e Ana Cristina Figueiredo, por todo o amor que me deram e por todos os esforços que fizeram. Não só pela oportunidade de ingressar no ensino superior, mas por me permitirem ter uma vida confortável e estável ao longo de todos estes anos. Junto agradeço à minha irmã, Ana Laura, por todo carinho e arrelias que me deu. Agradeço também ao meu padrinho, Sérgio Figueiredo, por todo o apoio incondicional e ensinamentos que me transmitiu ao longo de todo o percurso. Um obrigado aos meus avós, Teresa Baptista, José Pereira Figueiredo, que embora não esteja presente, sempre teve o sonho que eu "fosse alguém", e embora ainda não seja, estarei com certeza no caminho certo. Em especial, agradeço à minha avó, Adelaide Figueiredo, por todos os conselhos, entre desabafos, por todos os sorrisos e por toda a compreensão e mentalidade que não são comuns numa senhora da sua idade. Agradeço à minha namorada, Ana Isabel Reis, por me ter acompanhado nesta jornada desde o início, por todo o apoio, carinho e por todos os momentos partilhados ao longo desta batalha.

Quero agradecer aos meus professores orientadores, Professor Tiago Morgado, Professor David Fernandes e Doutor Sylvain Lannebère, por todo o apoio que me prestaram ao longo deste ano, mesmo sendo este um ano atípico. Agradecer por toda a disponibilidade e por toda a paciência que tiveram, sempre que corrigiram um documento meu. Um obrigado também, aos meus colegas de laboratório, Guilherme João e Mário Teles por todo o companheirismo partilhado e agradeço ao Instituto de Telecomunicações – Coimbra e ao Departamento de Engenharia Electrotécnica e de Computadores pelas condições de trabalho disponibilizadas.

Quero agradecer a todos os amigos que conheci, que viveram e me acompanharam nesta

vida académica. Um grande obrigado à *Casa Angola 77*, por ser palco de muitas peripécias durante todos estes anos. Um enorme obrigado aos meus amigos da *Fatima Champs*, entre gargalhadas, copos e discussões, por toda a amizade.

Por fim, agradeço à minha melhor amiga, a Kira, companheira de quatro patas, que foi muitas vezes a luz nos dias mais escuros. Trouxe-me responsabilidade, dedicação, foco, companhia e muito carinho, que foram importantíssimos para que fosse possível terminar esta etapa.

A todos, muito obrigado.



# Abstract

The spatial resolution of conventional imaging systems is constrained by the diffraction limit. Over the last decades, countless researchers have tried to overcome the constraints imposed by diffraction, by using systems that allow manipulating the near field, so that it would be possible to create imaging systems with super-resolution. Among the most promising alternatives that allow obtaining super-resolution, those based on metamaterials stand out.

Metamaterials formed by arrays of metallic wires provide enormous flexibility in terms of achievable electromagnetic responses, far beyond those possible with materials available in nature. Two of the most interesting electromagnetic properties exhibited by wire metamaterials are the strong spatial dispersion and the extreme optical anisotropy.

Extreme anisotropy allows these artificial structures to work as super-resolution lenses with the ability to transport and manipulate the electric field. The operating principle of these lenses is based on the transformation of the evanescent harmonics into propagating waves in the lens, which are guided by each wire (pixel-to-pixel imaging principle), thus enabling the reproduction of the image on the output interface of the lens. This effect is called canalization.

In this dissertation, it was carried out the experimental characterization of the effects of bending the wires of such metamaterial lenses, on its imaging capabilities. It was designed and fabricated a metamaterial lens and the corresponding excitation antennas. In order to test the imaging capabilities of the metamaterials lens, it was used a near-field measurement system.

It was experimentally demonstrated that a bent wire metamaterial lens allows the re-

---

construction of the near electric field with super-resolution. The experimental results obtained showed a great tolerance of the metallic wire lens to the wire bending effect.

## **Keywords**

Metamaterials, Wire Media, Subwavelength Imaging, Extreme Anisotropy



# Resumo

A resolução espacial dos sistemas de *imaging* convencionais é restringida pelo limite de difração. Nas últimas décadas, inúmeros investigadores procuraram ultrapassar as condicionantes impostas pela difração através de sistemas que permitam manipulação do campo próximo, para que fosse possível criar sistemas de *imaging* com super-resolução. De entre as alternativas mais promissoras que permitem atingir super-resolução destacam-se aquelas baseadas em metamateriais.

Os metamateriais, em particular, os metamateriais compostos por agregados de fios metálicos, possibilitam uma enorme flexibilidade em termos de respostas eletromagnéticas realizáveis, muito para além daquelas possíveis com os materiais que estão disponíveis na natureza. Duas das mais interessantes propriedades eletromagnéticas exibidas pelos agregados de fios metálicos são a dispersão espacial forte e a anisotropia ótica extrema.

A anisotropia extrema permite que estas estruturas artificiais funcionem como lentes com super-resolução com a capacidade de transportar e manipular o campo elétrico. O princípio de funcionamento destas lentes baseia-se na transformação dos harmónicos evanescentes, em ondas propagáveis na lente, sendo essas ondas guiadas por cada um dos fios (*pixel-to-pixel imaging principle*), e possibilitando assim a reprodução da imagem na interface de saída da lente. Este efeito denomina-se de canalização.

Nesta dissertação, realizou-se a caracterização experimental do efeito de flexão (dobramento) dos fios nas capacidades de *imaging* das lentes metamateriais de fios. Para isso foi projetada e fabricada uma lente metamaterial e as respetivas antenas de excitação, e foi utilizado um sistema de medição de campo próximo para fazer a caracterização.

Foi demonstrado experimentalmente que uma lente metamaterial de fios dobrados per-

mite a reconstrução do campo elétrico próximo com super-resolução. Os resultados experimentais obtidos evidenciam a grande tolerância das lentes de fios metálicos ao efeito de flexão dos fios.

## **Palavras Chave**

Metamateriais, *Wire Media*, *Subwavelength Imaging*, Anisotropia Extrema



# Lista de Acrónimos

**FR4** Flame Retardant 4

**GHz** Gigahertz

**IT** Instituto de Telecomunicações

**MRI** Magnetic Resonance Imaging

**WMMs** Wire Metamaterials

**TE** Transversal Elétrico

**TEM** Transversal Eletromagnético

**THz** Terahertz

**TM** Transversal Magnético

**UV** Ultravioleta

**VNA** Vectorial Network Analyzer

**XPS** Poliestireno Extrudido



# Lista de Figuras

1.1	Exemplos de lentes metamateriais formadas por agregados de fios metálicos, adaptado de [2, 6]. . . . .	2
2.1	Exemplo de uma das propriedades exóticas obtidas pelos metamateriais, nomeadamente índice de refração negativo [8]. . . . .	6
2.2	Ilustração do comportamento das ondas propagáveis e ondas evanescentes na lente de Pendry [8]. . . . .	7
2.3	Exemplo de uma estrutura metamaterial base, onde os fios estão dispostos numa matriz quadrangular de período $a$ . . . . .	8
2.4	Exemplos de endoscópios <i>multi-wire</i> para <i>subwavelength imaging</i> , adaptado de [19]. . . . .	9
3.1	a) Vista em perspetiva do agregado de fios metálicos dobrados e b) Geometria de um plano cortado da lâmina do agregado de fios metálicos dobrados [13] . . . . .	11
3.2	Corte da estrutura metamaterial correspondente ao seu período espacial. . . . .	15
3.3	Célula unitária do metamaterial simulado no <i>software</i> de simulação de onda <i>CST Microwave Studio</i> . . . . .	15
3.4	Amplitude dos coeficientes de transmissão como função do vetor de onda transversal normalizado $k_y/k_0$ , calculadas através do CST e de um modelo efetivo para as frequências demonstradas. . . . .	17

4.1	Imagens da estrutura completa projetada no CST, lente metamaterial e antena: a) Vista em perspectiva, b) Vista de cima. . . . .	19
4.2	Imagens das antenas de campo próximo projetadas no CST: a) Versão 1 b) Versão 2. . . . .	20
4.3	Resultados de amplitude da componente $z$ de campo elétrico obtido por simulação da estrutura com a antena em coroa impressa (versão 1) através do <i>CST Microwave Studio</i> . Na coluna da esquerda observa-se o plano da fonte, enquanto na coluna da direita se observa o plano da imagem, que se encontram ambos a uma distância $a/2$ das duas interfaces da lente, para as frequências apresentadas. . . . .	21
4.4	Resultados de amplitude da componente $z$ de campo elétrico obtido por simulação da estrutura com a antena em coroa mais rudimentar (versão 2) através do <i>CST Microwave Studio</i> . Na coluna da esquerda observa-se o plano da fonte, enquanto na coluna da direita se observa o plano da imagem, que se encontram ambos a uma distância $a/2$ das duas interfaces da lente, para as frequências apresentadas. . . . .	22
4.5	Imagens da lente metamaterial fabricada embutida em duas placas de XPS: a) Vista de cima, b) Vista em perspectiva. . . . .	24
4.6	Imagens das duas antenas fabricadas a) Versão 1 da antena em coroa, impressa numa placa de dielétrico e b) Versão 2 da antena em coroa, composta por um fio de cobre, embutida numa placa de XPS. . . . .	25
4.7	Sistema de medição de campo próximo disponível no laboratório de Microondas do Instituto de Telecomunicações em Coimbra. Na figura não é possível observar a antena de excitação da estrutura, pois está colocada por baixo da lente, a uma distância de $a/2$ da mesma. . . . .	26
4.8	Antena dipolo padrão utilizada. . . . .	27

4.9	Resultados experimentais da componente $z$ de campo elétrico próximo normalizado para a antena dipolo padrão, para o plano da fonte e plano de imagem, que se encontram ambos a uma distância de $a/2$ das duas interfaces da lente, para as frequências apresentadas. . . . .	28
4.10	Resultados experimentais da componente $z$ de campo elétrico normalizado para a antena em coroa impressa em dielétrico (FR4), para o plano da fonte, plano de imagem e plano de imagem sem a lente metamaterial, que se encontram a uma distância de $a/2$ , das duas extremidades da lente. . .	29
4.11	Resultados experimentais da componente $z$ de campo elétrico próximo normalizado para a antena em coroa composta por um fio de cobre, para o plano da fonte, plano de imagem e plano de imagem sem a lente metamaterial, que se encontram a uma distância de $a/2$ das extremidades da lente. . . . .	31



# Conteúdo

<b>Lista de Figuras</b>	<b>xvi</b>
<b>1 Introdução</b>	<b>1</b>
1.1 Contextualização e Motivação . . . . .	1
1.2 Objetivos . . . . .	3
1.3 Estrutura da Dissertação . . . . .	3
<b>2 Metamateriais</b>	<b>5</b>
2.1 Metamateriais e <i>Imaging</i> sub- $\lambda$ . . . . .	5
2.2 Lentes formadas por agregados de fios metálicos . . . . .	7
<b>3 Modelo efetivo e propriedades de transmissão</b>	<b>10</b>
3.1 Modelo efetivo . . . . .	10
3.2 Propriedades de transmissão . . . . .	12
3.3 Estudo numérico . . . . .	15
<b>4 <i>Imaging</i> de campo próximo</b>	<b>19</b>
4.1 Análise numérica . . . . .	19
4.2 Análise experimental . . . . .	24

4.2.1	Sistema de medição de campo próximo . . . . .	25
4.2.2	Resultados experimentais . . . . .	27
<b>5</b>	<b>Conclusão</b>	<b>33</b>
	<b>Bibliografia</b>	<b>34</b>



# 1

## Introdução

### 1.1 Contextualização e Motivação

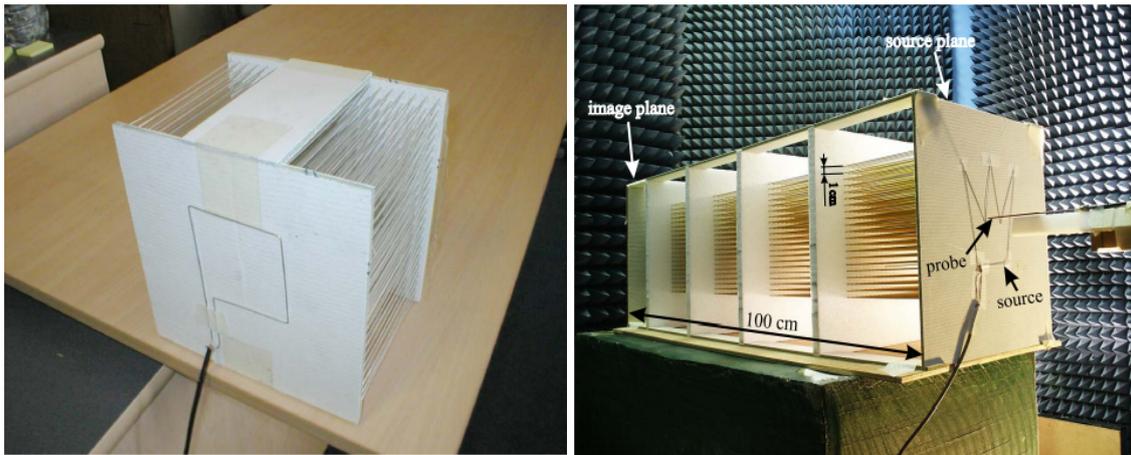
A resolução espacial dos sistemas de *imaging* convencionais é restringida pelo limite de difração [1]. O limite de difração impõe que objetos separados por distâncias inferiores a meio comprimento de onda ( $\lambda/2n$ , onde  $\lambda$  é o comprimento de onda no vázio e  $n$  é o índice de refração nesse ambiente) da radiação não sejam resolvidos pelas lentes óticas usuais. Isto deve-se ao facto das lentes óticas convencionais não conseguirem transportar frequências espaciais elevadas do campo eletromagnético (designado por campo próximo) associadas aos harmónicos evanescentes [2].

Nas últimas duas décadas, vários investigadores procuraram superar as condicionantes colocadas pela difração através da manipulação do campo próximo, de maneira que fosse possível criar sistemas de *imaging* com super-resolução (ou resolução sub- $\lambda$ ). Deste modo, foram propostas várias tecnologias de *imaging* sub- $\lambda$ , principalmente baseadas em metamateriais [3–7].

Os metamateriais são materiais artificialmente estruturados que permitem obter propriedades eletromagnéticas fora do alcance dos materiais disponíveis na natureza [8, 9]. As suas propriedades electromagnéticas dependem das propriedades químicas dos materiais constituintes e da sua organização estrutural [10–12].

Um grupo muito importante da família dos metamateriais são os metamateriais formados por agregados de fios metálicos. Estes são designados por *wire metamaterials* (WMMs) ou *wire media* e têm diversas aplicações interessantes, nomeadamente em siste-

mas de *imaging* sub- $\lambda$  [2, 6, 10–13]. Foi demonstrado em vários estudos que estas lentes de fios metálicos paralelos permitem transportar e manipular o campo elétrico próximo com super-resolução (na ordem de  $\lambda/10$  ou até inferior) na gama de microondas, THz e também infravermelho [2, 7, 14]. Cada um dos fios que constitui este tipo de lente pode ser visto como um guia de ondas com a capacidade de guiar a radiação pixel por pixel (*pixel-to-pixel imaging principle*) ao longo da estrutura da lente, desde o plano da fonte até ao plano da imagem [2, 7].



**Figura 1.1:** Exemplos de lentes metamateriais formadas por agregados de fios metálicos, adaptado de [2, 6].

Uma das aplicações mais interessantes destas lentes de fios, é na criação de endoscópios com super-resolução. Estes podem ter aplicações interessantes em sistemas de *imaging* por ressonância magnética (MRI). A utilização das lentes de fios em sistemas de ressonância magnética pode possibilitar o aumento da homogeneidade deste tipo de imagens e ter sensores endoscópicos mais fiáveis e robustos [15]. Nomeadamente na endoscopia médica, é essencial que o endoscópio seja flexível, de maneira que seja possível examinar o interior do corpo humano. Nesse contexto, recentemente foi estudado teoricamente e numericamente em [13] o efeito de flexão (dobramento e curvatura) dos fios na capacidade de *imaging* das lentes de agregados de fios metálicos paralelos. Nesse estudo, foi demonstrado que as propriedades de *imaging* sub- $\lambda$  das lentes de fios metálicos se mantêm praticamente inalteradas mesmo com a flexão dos fios metálicos.

Nesta dissertação pretende-se analisar experimentalmente o efeito de flexão (ou dobramento) dos fios nas capacidades de *imaging* das lentes metamateriais de fios. A motivação

para este estudo reside no facto de que as lentes metamateriais formadas por agregados de fios metálicos dobrados poderem ter aplicações muito interessantes na melhoria do desempenho de sistemas MRI (*Magnetic Resonance Imaging*) e em sistemas de endoscopia com super-resolução [15]. Além disso, estas lentes de fios dobrados podem ser muito úteis em diversos outros cenários em que o objeto eletromagnético a caracterizar não esteja em linha de vista.

## 1.2 Objetivos

A presente dissertação tem como principal objetivo a demonstração experimental das capacidades de *imaging* sub- $\lambda$  das lentes metamateriais formadas por fios metálicos dobrados. Com esse objetivo, foi projetado e fabricado um protótipo da lente de fios dobrados para operar no regime das microondas, bem como a antena que funciona como fonte de excitação da lente. Por fim, foram realizadas medições do campo próximo transmitido pela lente usando um sistema de medição de campo próximo baseado num braço robótico (com uma sonda de campo elétrico na sua extremidade) e um analisador vetorial de redes (VNA), existentes no Laboratório de Microondas do IT - Coimbra.

## 1.3 Estrutura da Dissertação

Este documento está estruturado em 5 capítulos. No Capítulo 2, começo por introduzir os metamateriais, e discutir o *imaging* sub- $\lambda$  baseado em lentes metamateriais, dando particular destaque às lentes formadas por agregados de fios metálicos paralelos.

No Capítulo 3, é discutida a resposta eletromagnética efetiva da estrutura metamaterial considerada neste trabalho e que consiste num agregado de fios metálicos dobrados. Além disso, são analisadas teoricamente e numericamente as características de transmissão dessa mesma estrutura metamaterial, utilizando o modelo efetivo e também o simulador eletromagnético *CST Microwave Studio* [16].

No Capítulo 4 são apresentados e discutidos os resultados numéricos e experimentais do campo elétrico próximo transmitido pelo protótipo da lente de fios dobrados.

## *1. Introdução*

---

Por fim, no Capítulo 5 são apresentadas as conclusões retiradas deste projeto e propõem-se algumas sugestões para trabalhos futuros.

# 2

## Metamateriais

### 2.1 Metamateriais e *Imaging* sub- $\lambda$

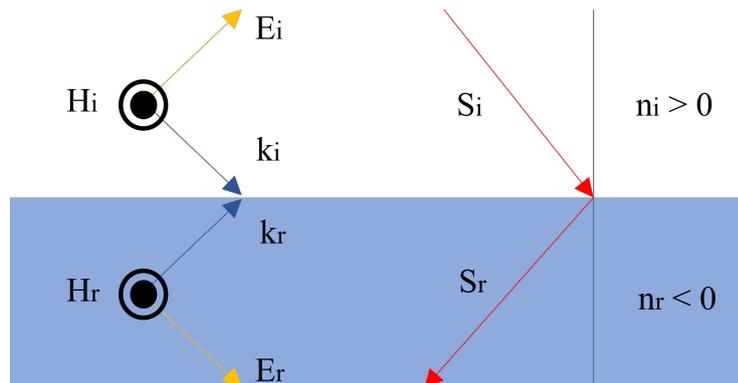
Os metamateriais são materiais artificiais microestruturados constituídos por arranjos periódicos de inclusões dielétricas ou metálicas. As propriedades eletromagnéticas destes materiais não advêm apenas das propriedades químicas dos seus constituintes, mas também da forma como está organizada geometricamente a sua microestrutura. Desta forma, os metamateriais possibilitam uma enorme flexibilidade em termos de respostas eletromagnéticas realizáveis, muito para além daquelas possíveis com os materiais que estão disponíveis na natureza [8, 9].

Os metamateriais são constituídos por inclusões periódicas (designadas por meta-átomos), cujas dimensões físicas e periodicidade são muito inferiores ao comprimento de onda da radiação que interage com o metamaterial. Devido a isso, é possível caracterizar estes materiais microestruturados com parâmetros efetivos, nomeadamente permitividade e permeabilidade efetivas [8, 9, 17]. Dado que a resposta eletromagnética dos metamateriais está enraizada na sua microestrutura, através da manipulação da organização estrutural do metamaterial é possível controlar os seus parâmetros efetivos [8].

De entre as propriedades eletromagnéticas extraordinárias que os metamateriais permitem obter, podemos destacar, por exemplo, a permitividade nula [18], a anisotropia extrema [19] e o índice de refração negativo [17, 20, 21].

Uma das principais potencialidades oferecidas pelos metamateriais é a possibilidade de ultrapassar os limites impostos pela difração e realizar, por exemplo, dispositivos de

*imaging* com super-resolução (ou resolução sub- $\lambda$ ). Com os sistemas de *imaging* convencionais, não é possível resolver dois objetos que estejam separados por uma distância inferior a  $\lambda/(2n)$ , onde  $n$  é o índice de refração nesse ambiente. Este tipo de limitação existe, porque as características sub- $\lambda$  dos objetos são transportadas pelas ondas evanescentes, que decaem muito rapidamente à medida que nos afastamos da fonte, fazendo com que os detalhes sub- $\lambda$  do objeto sejam perdidos [8].

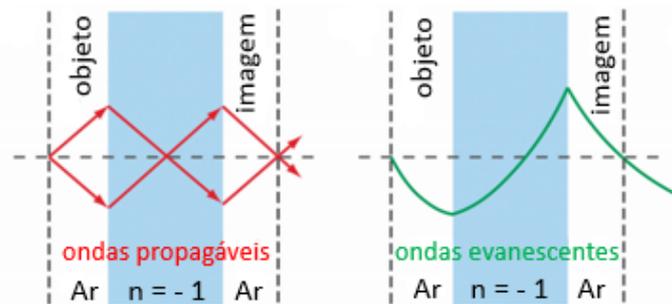


**Figura 2.1:** Exemplo de uma das propriedades exóticas obtidas pelos metamateriais, nomeadamente índice de refração negativo [8].

No início do século XXI, J. B. Pendry sugeriu que, um material com um índice de refração negativo ( $n = -1$ ) pode funcionar como uma lente perfeita, com resolução ilimitada independentemente do comprimento de onda ou da polarização da luz. Esta lente ficou conhecida como lente de Pendry. O princípio de funcionamento da lente de Pendry é baseado em dois efeitos: os modos propagáveis da fonte são focados devido à refração negativa, enquanto que os modos evanescentes são restaurados devido à excitação ressonante de modos guiados suportados pelo meio com índice de refração negativo. Contudo, para além das inúmeras dificuldades práticas relacionadas com o fabrico destas lentes com  $n = -1$ , rapidamente se verificou que estas soluções eram bastante susceptíveis às perdas e às características de dispersão do material [3].

Em cenários em que seja apenas necessário resolver o campo próximo de uma fonte eletromagnética, foram propostas as chamadas superlentes de campo próximo [2, 14, 22]. No campo próximo, as respostas elétricas e magnéticas estão praticamente desacopladas. Desta forma, é apenas necessário que um dos parâmetros do material (permeabilidade ou permitividade) seja negativo, para conseguir suportar os modos guiados ressonantes para

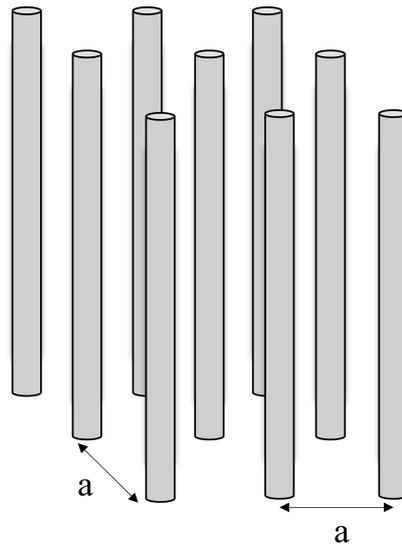
uma polarização específica. Portanto, para restaurar o espectro evanescente de ondas com polarização transversal magnética (TM) basta usar materiais com permitividade negativa, ou seja, usar materiais sem resposta magnética. Esses materiais estão disponíveis na natureza em frequências óticas e UV na forma de metais nobres (prata e ouro). De facto, foi demonstrado que lentes baseadas em materiais com permitividade negativa, podem ser utilizadas como sistemas de *imaging* de campo próximo com resolução sub- $\lambda$  para ondas transversais magnéticas (TM) [4], devido à excitação das ondas de superfície [23]. De uma maneira similar, foi demonstrado que lâminas de materiais com permeabilidade negativa, podem ser utilizadas como sistemas de *imaging* de campo próximo com resolução sub- $\lambda$  para ondas transversais elétricas (TE), devido à excitação de ondas de superfície [4].



**Figura 2.2:** Ilustração do comportamento das ondas propagáveis e ondas evanescentes na lente de Pendry [8].

## 2.2 Lentes formadas por agregados de fios metálicos

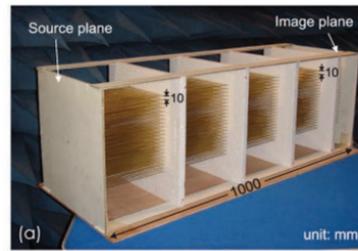
Um sistema de *imaging* sub- $\lambda$  alternativo capaz de superar as condicionantes inerentes à lente de Pendry e também às superlentes de campo próximo, nomeadamente a sensibilidade às perdas materiais, é baseado em metamateriais compostos por agregados de fios metálicos (*wire metamaterials*) [2, 4, 7, 22]. Estes consistem em inclusões metálicas longas e circulares embutidas numa matriz dielétrica (Figura 2.3). Como o tamanho da célula unitária  $a$  é muito menor que o comprimento de onda da radiação, é possível caracterizar a resposta eletromagnética deste material usando um tensor de permitividade efetiva [9]. Estas lentes de fios são muito mais simples de fabricar que outros tipos de lentes metamateriais (em particular a lente de Pendry), e apresentam uma menor sensibilidade a perdas materiais [19].



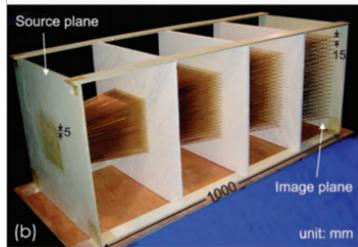
**Figura 2.3:** Exemplo de uma estrutura metamaterial base, onde os fios estão dispostos numa matriz quadrangular de período  $a$ .

O mecanismo de funcionamento destas lentes baseia-se na transformação dos harmônicos evanescentes, que contêm a informação sub- $\lambda$ , de uma fonte próxima com polarização transversal magnética (TM), em ondas propagáveis dentro da lente. Essas ondas podem assim ser guiadas por cada um dos fios da lente (*pixel-to-pixel imaging principle*) e reproduzir a imagem na interface de saída da lente, preservando todos os detalhes sub- $\lambda$  da radiação da fonte. Este fenómeno designa-se por canalização [5–7]. Para que este regime seja eficaz e as reflexões sejam mínimas, é necessário que as lentes de fios metálicos paralelos tenham uma espessura correspondente a um múltiplo de meio comprimento de onda (i.e.,  $k_h L = n\pi$ , com  $n$  inteiro,  $k_h$  o número de onda no material e  $L$  a espessura do metamaterial; ressonância de Fabry-Pérot).

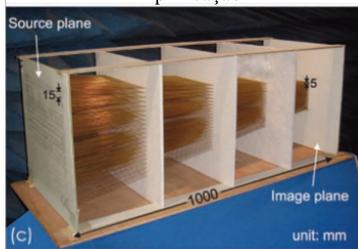
Em diversos trabalhos [2, 6, 7], foi demonstrado teoricamente e também experimentalmente que as lentes formadas por agregados de fios metálicos são capazes de transportar e manipular o campo elétrico próximo, possibilitando resolução espaciais iguais ou superiores a  $\lambda/10$  (isto é, resoluções pelo menos 5 vezes superiores às lentes convencionais). Para além disso, foi ainda demonstrado que estas lentes podem também ser usadas para amplificar ou concentrar o campo eletromagnético [19] (Figura 2.4).



Transmissão



Amplificação



Concentração

**Figura 2.4:** Exemplos de endoscópios *multi-wire* para *subwavelength imaging*, adaptado de [19].

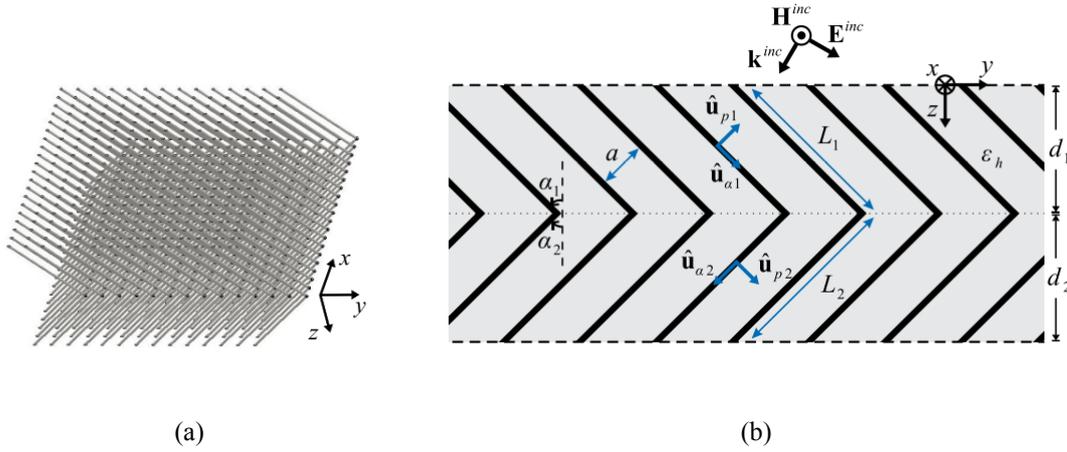
Uma das propostas mais interessantes relativamente às lentes baseadas em agregados de fios metálicos, é a possibilidade de projetar e fabricar endoscópios *multi-wire* para transportar, amplificar e até concentrar luz, como podemos observar na Figura 2.4. Assim, este tipo de endoscópios têm várias aplicações como, por exemplo, o aperfeiçoamento do desempenho de sistemas de MRI e até endoscopia médica [13]. Neste sentido, o endoscópio deve ser flexível, de maneira que seja possível examinar o interior da cavidade do corpo. Deste modo, procuramos neste trabalho analisar experimentalmente o efeito da flexão (dobramento) dos fios nas capacidades de *imaging* das lentes metamateriais de fios.

# 3

## Modelo efetivo e propriedades de transmissão

### 3.1 Modelo efetivo

A estrutura metamaterial considerada neste estudo consiste em duas secções de redes retangulares de fios metálicos paralelos, com comprimento  $L_1$  e  $L_2$ , como podemos observar em baixo, na Figura 3.1. A estrutura é periódica ao longo dos eixos  $x$  e  $y$  e tem uma espessura de  $d = d_1 + d_2$  na direção  $z$ . Numa secção os fios estão orientados na direção  $\hat{\mathbf{u}}_{\alpha_1} = \sin \alpha_1 \hat{\mathbf{y}} + \cos \alpha_1 \hat{\mathbf{z}}$ , enquanto noutra secção os fios estão orientados na direção  $\hat{\mathbf{u}}_{\alpha_2} = \sin \alpha_2 \hat{\mathbf{y}} + \cos \alpha_2 \hat{\mathbf{z}}$ , onde  $\alpha_1$  e  $\alpha_2$  são os ângulos respetivos dos fios em cada secção relativamente à direção  $z$ . Os fios têm raio  $r_w$  e estão espaçados por uma distância  $a$  ao longo de  $\hat{\mathbf{x}}$  e  $\hat{\mathbf{u}}_{p2}$  e por  $\frac{a}{\cos(\alpha_2)} \cos(\alpha_1)$  ao longo de  $\hat{\mathbf{u}}_{p1}$ .



**Figura 3.1:** a) Vista em perspectiva do agregado de fios metálicos dobrados e b) Geometria de um plano cortado da lâmina do agregado de fios metálicos dobrados [13]

Em diversos trabalhos [22, 24], demonstra-se que a resposta eletromagnética de cada secção de fios desta estrutura, pode ser descrita pelo seguinte tensor de permissividade:

$$\frac{\bar{\epsilon}}{\epsilon_0}(\omega, k) = \epsilon_h(\hat{\mathbf{u}}_x\hat{\mathbf{u}}_x + \hat{\mathbf{u}}_p\hat{\mathbf{u}}_p + \epsilon_{\alpha\alpha}\hat{\mathbf{u}}_\alpha\hat{\mathbf{u}}_\alpha) \quad (3.1)$$

onde,

$$\epsilon_{\alpha\alpha}(\omega, k_\alpha) = 1 - \frac{\beta_p^2}{\beta_h^2 - k_\alpha^2} \quad (3.2)$$

Na Equação 3.2,  $\beta_h = \sqrt{\epsilon_h} \frac{\omega}{c}$  é o número de onda do dielétrico que envolve os fios e tem permissividade  $\epsilon_h$  e para uma rede retangular com dimensões  $a \times b$ , o número de onda plasma  $\beta_p$ , é tal que:

$$\beta_p^2 = \frac{\frac{2\pi}{s^2}}{\ln \frac{s}{2\pi r_w} + F(r)} \quad (3.3)$$

com,  $F(r) = \frac{1}{2} \ln r + \frac{\pi r}{6} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\coth(\pi n r) - 1}{n}$ ,  $s = \sqrt{ab}$  e  $r = a/b$ .

A projeção do vetor de onda  $\mathbf{k} = (k_x, k_y, k_z)$ , na direção  $\hat{\mathbf{u}}_\alpha$ , é dada por  $k_\alpha = \mathbf{k} \cdot \hat{\mathbf{u}}_\alpha$ . Como podemos observar, a permissividade do material não depende só da frequência, mas

também do vetor de onda. Esta dependência no vetor de onda, significa que a resposta deste material é espacialmente dispersiva (ou não local).

Em configurações em que a densidade de fios seja elevada, isto é, quando  $\frac{a}{L} \rightarrow 0$ , a resposta eletromagnética de cada uma das secções de fios pode ser aproximadamente descrita por um modelo efetivo alternativo local sem dispersão espacial. Ou seja, nessas circunstâncias a permitividade efetiva ( $\varepsilon_{\text{eff}}$ ) não depende do vetor  $\mathbf{k}$ , mas apenas da frequência angular ( $\omega$ ). Nestas condições, estes agregados de fios metálicos comportam-se como materiais com anisotropia extrema, descritos pela permitividade efetiva abaixo [22, 25]:

$$\frac{\bar{\varepsilon}}{\varepsilon_0}(\omega) = (\varepsilon_h \hat{\mathbf{u}}_x \hat{\mathbf{u}}_x + \varepsilon_h \hat{\mathbf{u}}_p \hat{\mathbf{u}}_p + \infty \hat{\mathbf{u}}_\alpha \hat{\mathbf{u}}_\alpha) \quad (3.4)$$

Deste modo, a permitividade na direção paralela aos fios é extremamente elevada, podendo-se provar que este metamaterial suporta a propagação de dois modos eletromagnéticos, um modo ordinário transversal elétrico (TE) e um modo extraordinário transversal eletromagnético (TEM) [22].

## 3.2 Propriedades de transmissão

Nesta secção iremos estudar o problema de incidência de uma onda plana com polarização TM, no agregado de fios metálicos dobrados descrito na secção anterior. O campo magnético incidente está orientado segundo  $x$  e o plano da incidência está no plano  $yz$ . O eixo ótico das duas secções da *wire media* está no plano de incidência, e assim o campo magnético é descrito como  $\mathbf{H} = H_x(y, z)\hat{\mathbf{x}}$ . Deste modo, dentro do limite da anisotropia extrema as ondas incidentes TM [22, 25] apenas vão excitar o modo TEM dos *arrays* de

fios e é possível escrever o campo magnético em todas as regiões da seguinte forma:

$$H_x = H_0^{inc} e^{-jk_y y} \times \begin{cases} e^{-\gamma_0 z} + R e^{+\gamma_0 z}, & z \leq 0 \\ A_{TEM1}^+ e^{-jk_{z,TEM1}^+ z} + A_{TEM1}^- e^{-jk_{z,TEM1}^- z}, & 0 \leq z \leq d_1 \\ A_{TEM2}^+ e^{-jk_{z,TEM2}^+ z} + A_{TEM2}^- e^{-jk_{z,TEM2}^- z}, & d_1 \leq z \leq d_1 + d_2 \\ T e^{-\gamma_0(z-(d_1+d_2))}, & z \geq d_1 + d_2 \end{cases} \quad (3.5)$$

Na equação acima,  $H_0^{inc}$  é a amplitude complexa da onda incidente do campo magnético,  $R$  e  $T$  são os coeficientes de reflexão e transmissão respetivamente, e  $A_{TEM1,2}^\pm$  são as amplitudes desconhecidas das ondas dentro dos agregados de fios. Os vetores de onda associados aos modos extraordinários excitados na *wire medium* com o eixo ótico ao longo da direção  $\hat{\mathbf{u}}_\alpha$  são dados por [22, 25]:

$$k_{z,TEM}^\pm = \frac{\pm \sqrt{\varepsilon_h \frac{\omega}{c} - k_y \sin \alpha}}{\cos \alpha} \quad (3.6)$$

Para um plano de onda genérico, em que  $\mathbf{H} = H_0 \hat{\mathbf{x}} e^{-j\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}$ , o seu campo elétrico nas duas secções de fios pode ser obtido de  $\mathbf{E} = -\frac{H_0}{\omega} \bar{\varepsilon}^{-1} \cdot (\mathbf{k} \times \hat{\mathbf{x}} e^{-j\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}})$ . Em particular, prova-se que o campo elétrico associado às ondas planas TEM suportadas pelas duas secções de fios é dado por:

$$\mathbf{E}_{TEM} = \frac{\eta_h H_0}{\beta_h} \hat{\mathbf{u}}_p \hat{\mathbf{u}}_p \cdot (\hat{\mathbf{x}} \times \mathbf{k}_{TEM} e^{-j\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}) \quad (3.7)$$

Podemos assim escrever o campo elétrico em todas as regiões do espaço de forma semelhante à Eq. 3.5 para o campo magnético. Ficamos então com os campos eletromagnéticos escritos em todas as regiões do espaço em função dos coeficientes desconhecidos ( $R, T, A_{TEM1,2}^\pm$ ). Para ser possível determiná-los, será necessário aplicar condições fronteira que usualmente se aplicam em todos os meios e que impõem que as componentes tangenciais dos campos eletromagnéticos ( $E_y$  e  $H_x$ ), sejam contínuas em todas as interfaces ( $z = 0, z = d_1$  e  $z = d_1 + d_2$ ). Aplicando este tipo de condições fronteira nas interfaces ( $z = 0, z = d_1$  e  $z = d_1 + d_2$ ) e após realizar algumas simplificações matemá-

ticas, obtém-se a seguinte fórmula para o coeficiente de transmissão da estrutura [13]:

$$T = \frac{-8j\gamma_0 k_0 \sqrt{\varepsilon_h} \cos \alpha_1 \cos \alpha_2}{A} \quad (3.8)$$

onde,

$$\begin{aligned} A = & \sum_{\pm} (k_0 \cos \alpha_1 \pm (-j\gamma_0 \sqrt{\varepsilon_h})) e^{jk_{z,TEM1}^{\pm} d_1} \\ & \times [(k_0 \cos \alpha_2 - j\gamma_0 \sqrt{\varepsilon_h})(\cos \alpha_2 \pm \cos \alpha_1) e^{jk_{z,TEM2}^+ d_2} \\ & - [(k_0 \cos \alpha_2 + j\gamma_0 \sqrt{\varepsilon_h})(\cos \alpha_2 \pm (-\cos \alpha_1)) e^{jk_{z,TEM2}^- d_2}] \end{aligned} \quad (3.9)$$

Se o sistema estiver sintonizado à ressonância de Fabry-Pérot ( $k_h L = n\pi$ , onde  $L = L_1 + L_2$ ), e se assumirmos que  $\alpha \equiv \alpha_1 = \alpha_2$  e  $L = L_1 + L_2$ , então o coeficiente de transmissão reduz-se simplesmente a:

$$T_{FP} = -e^{ik_y L \sin \alpha} \quad (3.10)$$

A variação linear da fase do coeficiente de transmissão indica que o campo magnético na saída do plano difere do campo magnético à entrada do plano apenas por um desvio espacial lateral  $\mathbf{H}_x^{out}(y) = -\mathbf{H}_x^{in}(y - L \sin \alpha)$  e assim a *wire medium* assegura um transporte de imagem sem distorção.

Para configurações em que os fios são dobrados (ou seja  $\alpha_1 \neq \alpha_2$ ), obtém-se que:

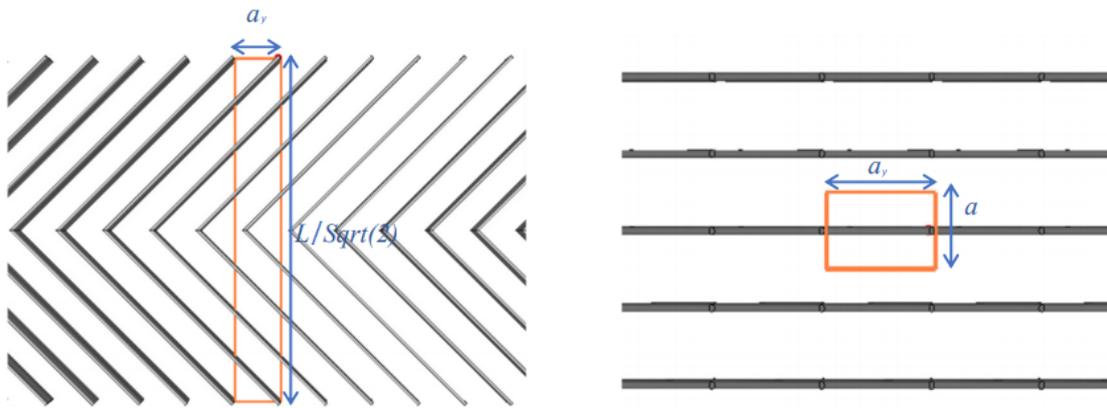
$$T_{FP,L_1=L_2} = \frac{-2 \cos \alpha_1 \cos \alpha_2}{\cos^2 \alpha_1 + \cos^2 \alpha_2} e^{jk_y (\sin \alpha_1 L_1 + \sin \alpha_2 L_2)} \quad (3.11)$$

Pela Equação 3.11, caso  $\alpha_2 = -\alpha_1$ , o coeficiente de transmissão será  $|T_{FP}| = 1$ . Verifica-se que isto acontece mesmo quando  $L_1 \neq L_2$ , pois nesse caso obtemos  $T_{FP,\alpha_1=-\alpha_2} = -e^{+jk_y \sin \alpha (L_1 - L_2)}$ , onde  $\alpha = \alpha_1$ .

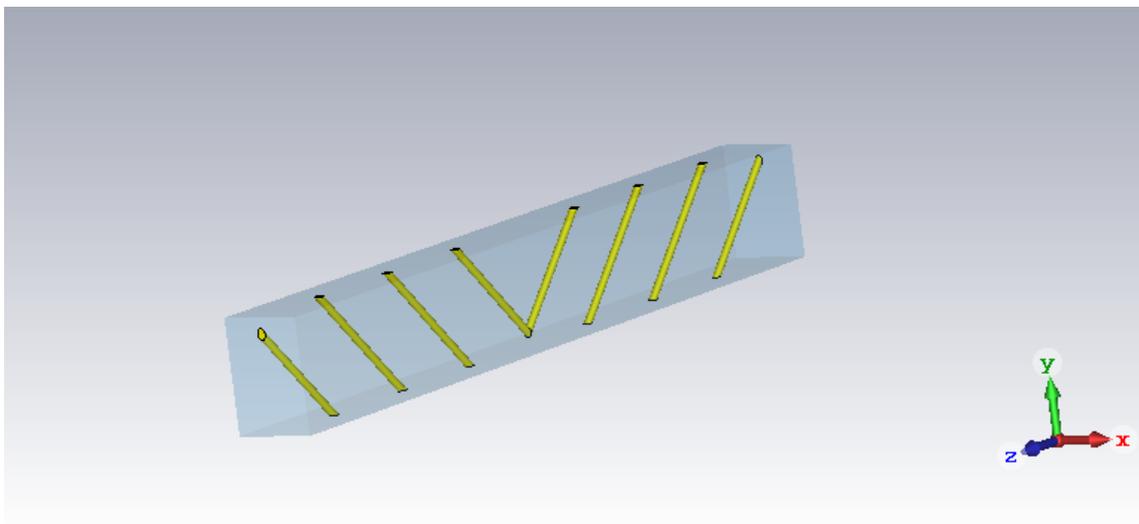
Podemos então concluir que quando  $\alpha_1 = -\alpha_2$ , a lente de fios dobrados considerada (Figura 3.1) comporta-se como um endoscópio ideal, semelhante ao que acontece nas lentes de fios convencionais formadas por apenas uma secção de fios retos.

### 3.3 Estudo numérico

De modo a verificar os resultados do modelo teórico da anisotropia extrema, simulei a resposta da estrutura no simulador de onda, *CST Microwave Studio* [16]. Para calcular os parâmetros de *scattering* no CST (*S-Parameters*), considerei apenas uma célula unitária da estrutura e condições periódicas na direção transversal. Especificamente, considerei um corte da estrutura metamaterial correspondente ao seu período espacial ( $a_y$ ,  $a$ , e  $L/\sqrt{2}$ ).



**Figura 3.2:** Corte da estrutura metamaterial correspondente ao seu período espacial.



**Figura 3.3:** Célula unitária do metamaterial simulado no *software* de simulação de onda *CST Microwave Studio*.

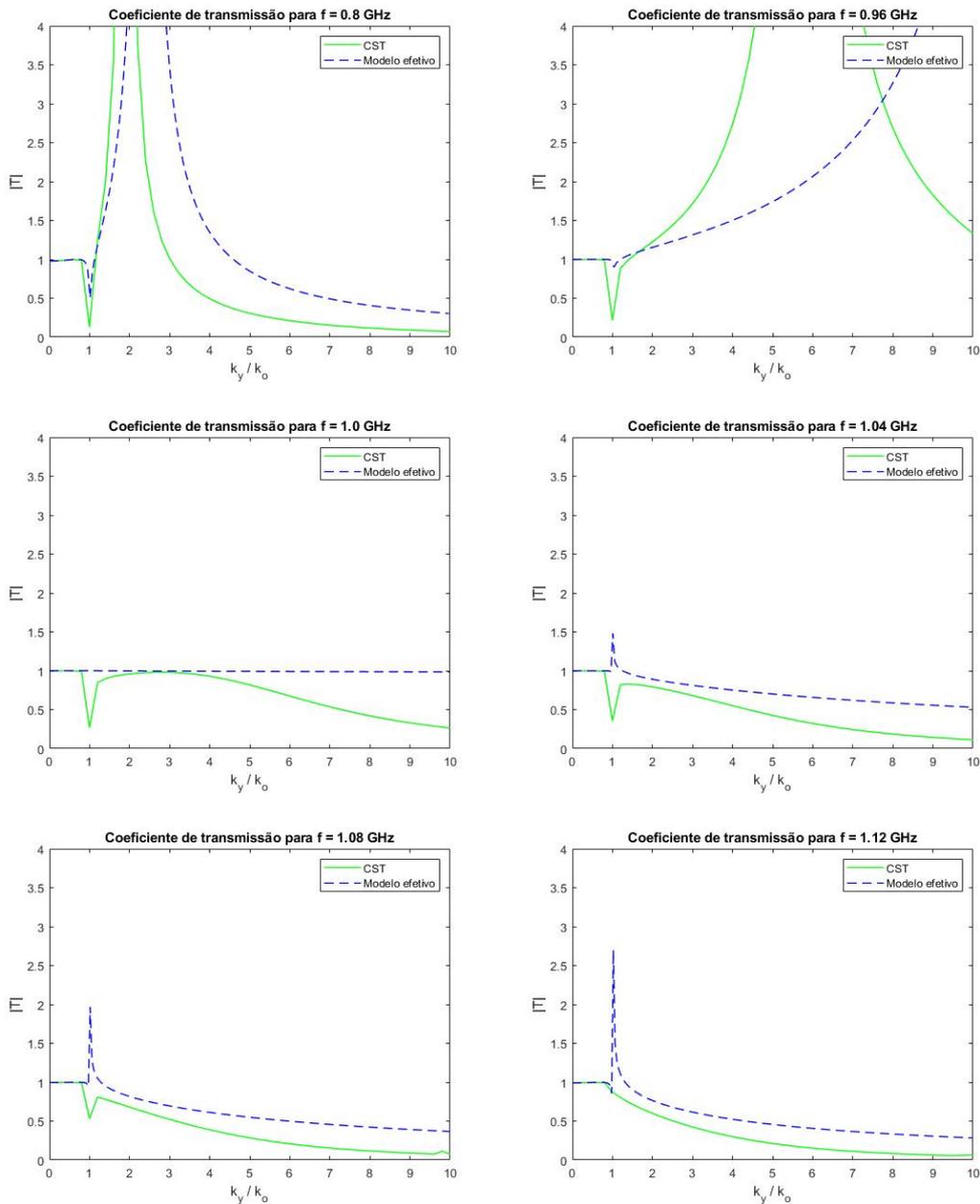
Depois de projetar a estrutura para simulação, utilizei uma ferramenta do CST, o *Frequency Solver*, que me permitiu obter os coeficientes de reflexão ( $S_{1,1}$  e  $S_{2,2}$ ) e os coefici-

### 3. Modelo efetivo e propriedades de transmissão

---

entes de transmissão ( $S_{2,1}$  e  $S_{1,2}$ ), como uma função da componente transversal do vetor de onda ( $k_y$ ).

Assim, considerando a geometria da estrutura de um agregado de fios metálicos, com um período de  $a = 10$  mm, onde os fios são feitos de condutor elétrico perfeito, raio  $r_w = 0.05 \times a = 0.5$  mm,  $\alpha_1 = -\alpha_2 = 45^\circ$ ,  $L_1 = L_2 = 75$  mm e assumindo que os fios estão embebidos em ar ( $\varepsilon_h = 1$ ), fui variando os valores de frequência de maneira a obter os seguintes resultados:



**Figura 3.4:** Amplitude dos coeficientes de transmissão como função do vetor de onda transversal normalizado  $k_y/k_0$ , calculadas através do CST e de um modelo efetivo para as frequências demonstradas.

Na figura acima, é apresentada a amplitude do coeficiente de transmissão  $T$ , como função da componente transversal do vetor de onda normalizado  $k_y/k_0$  para diferentes valores de frequência. As linhas sólidas foram obtidas utilizando as simulações de onda com o *CST Microwave Studio*, enquanto as linhas a tracejado foram obtidas através da Eq. 3.8.

Ao observarmos os resultados obtidos, apesar do modelo teórico assumir o limite de

anisotropia extrema em vez da resposta mais completa que considera efeitos não locais, o nível de concordância entre a teoria e a simulação mostra que a aproximação funciona de forma bastante aceitável. A concordância entre os resultados numéricos e a teoria mantém-se mesmo para os harmônicos espaciais com valores de  $k_y/k_0 > 1$  (que correspondem a ondas evanescentes). Quando o comprimento total dos fios está sintonizado de modo a satisfazer a condição de Fabry-Pérot, como podemos ver pela Equação 3.11, o coeficiente de transmissão será  $|T_{FP}| \approx 1$ . Para frequências acima de 1 GHz, os harmônicos evanescentes são atenuados enquanto que, para frequências ligeiramente inferiores eles são amplificados. Comprovamos assim que a *wire medium* projetada consegue operar no regime de canalização.

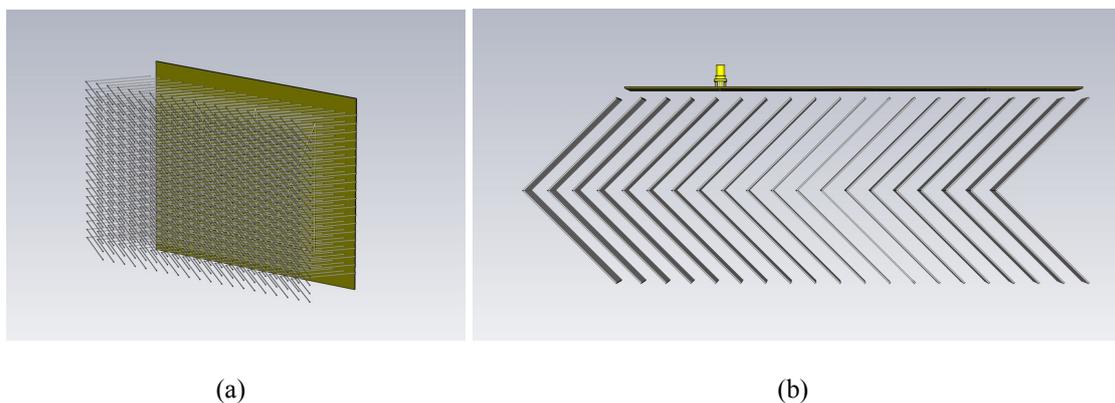
# 4

## *Imaging* de campo próximo

### 4.1 Análise numérica

De forma a avaliar as potencialidades de *imaging* sub- $\lambda$  do metamaterial formado por um agregado de fios metálicos dobrados, nesta secção vou considerar cenários em que a lente de fios dobrados é iluminada por antenas de campo próximo.

Para isso, foi projetada uma lente metamaterial e as respetivas antenas de campo próximo, utilizando um *software* computacional, nomeadamente, o *CST Microwave Studio* [16], como podemos ver na Figura 4.1.

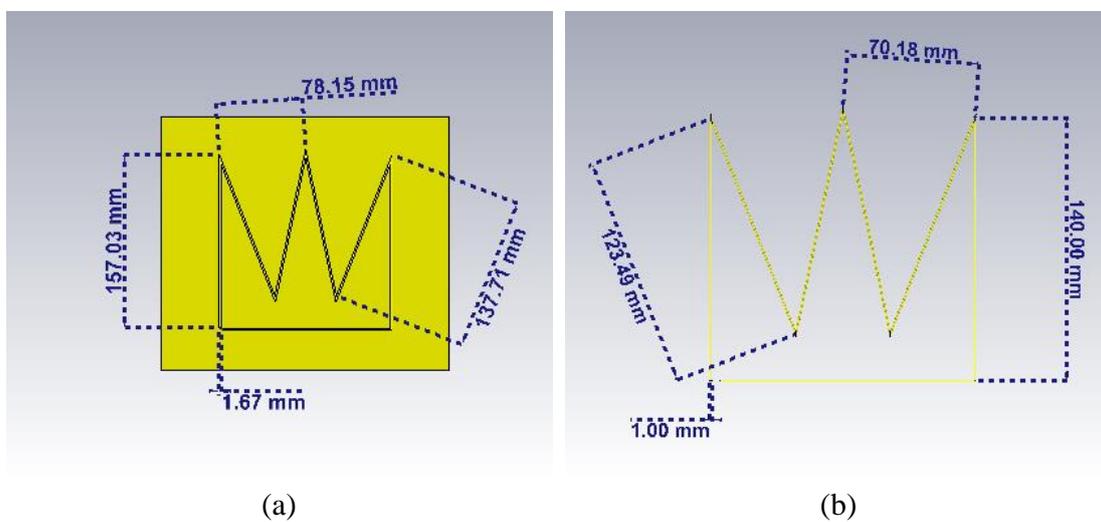


**Figura 4.1:** Imagens da estrutura completa projetada no CST, lente metamaterial e antena: a) Vista em perspectiva, b) Vista de cima.

A lente projetada consiste num agregado de  $20 \times 20$  fios metálicos, mais concretamente, aço, com 15 cm de comprimento e dobrados ao centro com um ângulo de  $90^\circ$ . A distância entre os fios é de 1 cm e estes têm um diâmetro de 1 mm.

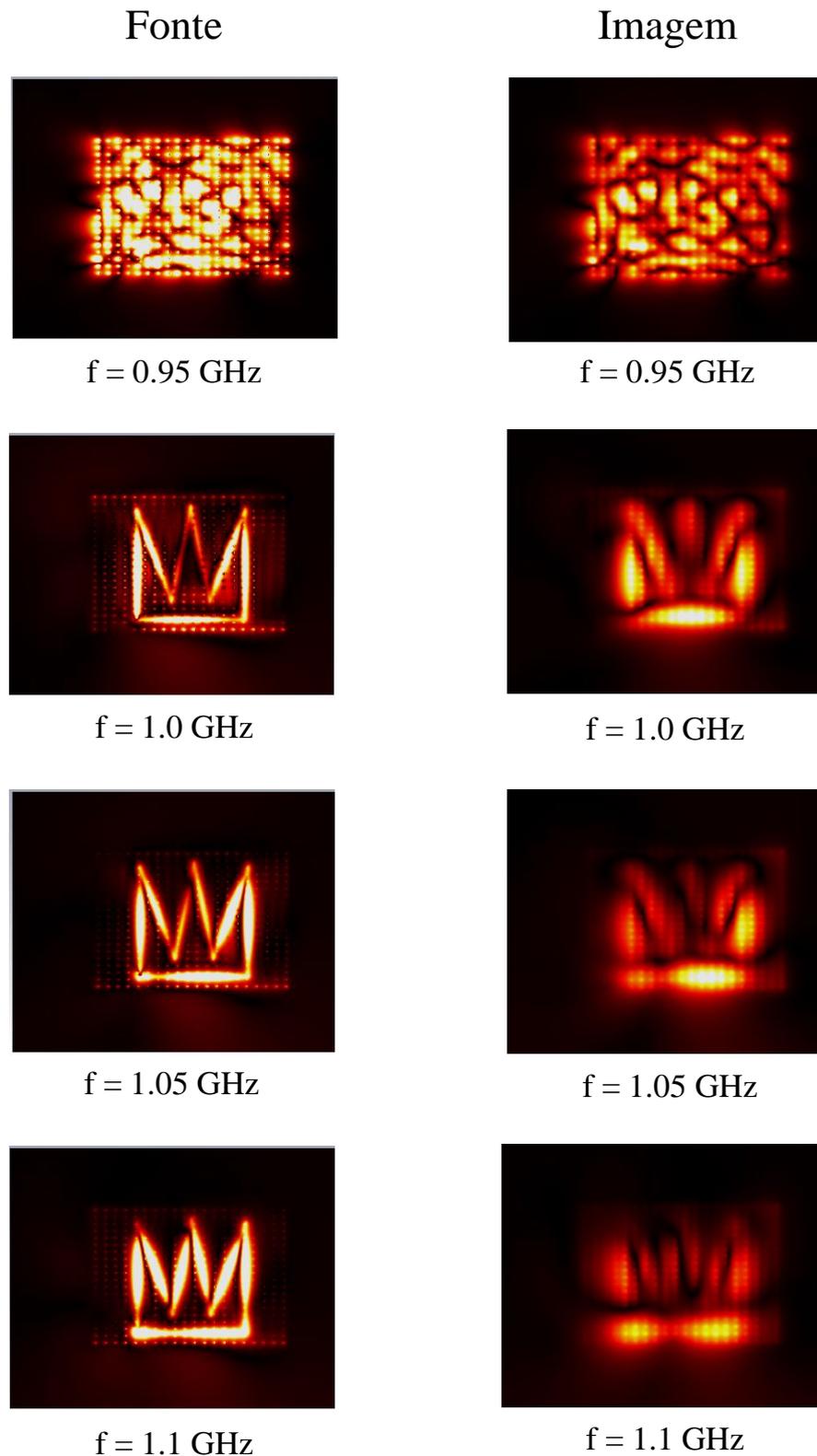
#### 4. *Imaging de campo próximo*

Consideraram-se duas antenas de campo próximo para excitar a lente metamaterial, uma primeira versão, que consiste numa *strip* de cobre em forma de coroa, assente num substrato de dielétrico (FR4) [26], e uma segunda versão mais rudimentar da mesma antena em forma de coroa, mas apenas composta por um fio de cobre. De forma a avaliar se a lente metamaterial possibilita super-resolução, a antena projetada possui detalhes sub- $\lambda$ . Especificamente como se pode ver na Figura 4.2, várias distâncias entre as pistas são inferiores a meio comprimento de onda (à frequência de 1 GHz).

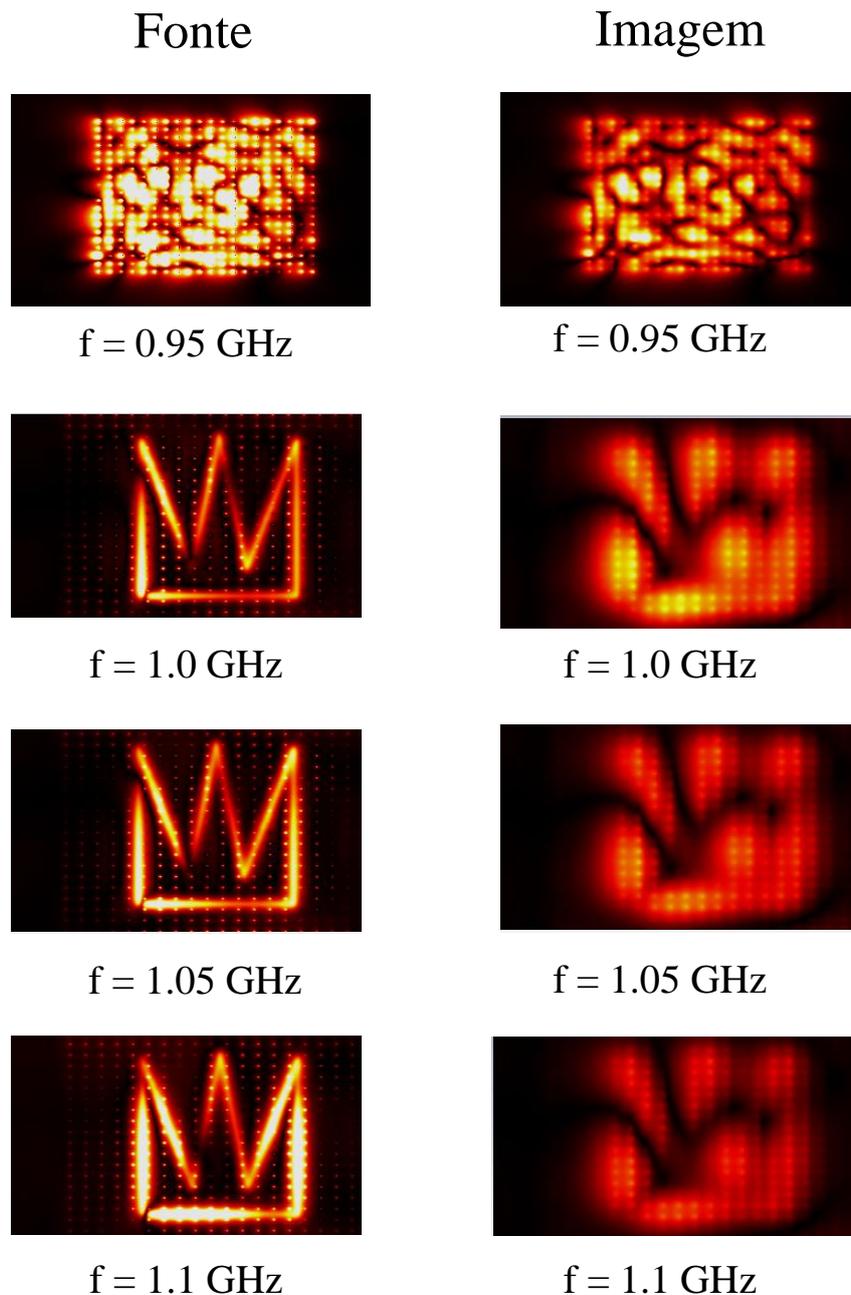


**Figura 4.2:** Imagens das antenas de campo próximo projetadas no CST: a) Versão 1 b) Versão 2.

Deste modo, simulámos a *performance* da lente no CST quando iluminada por cada uma das antenas em coroa (versão 1 e versão 2). O campo é calculado a uma distância de  $a/2$  dos dois planos, da fonte e da parte de trás da lente. Nas figuras abaixo (Fig. 4.3 e Fig. 4.4), podemos observar alguns dos resultados de amplitude da componente  $z$  de campo elétrico, obtidos por simulação, para os planos da fonte, distado a  $a/2$  da antena, e para o plano da imagem, também distado a  $a/2$ , para as duas antenas projetadas, para frequências compreendidas entre os 0.95 e 1.1 GHz.



**Figura 4.3:** Resultados de amplitude da componente  $z$  de campo elétrico obtido por simulação da estrutura com a antena em coroa impressa (versão 1) através do *CST Microwave Studio*. Na coluna da esquerda observa-se o plano da fonte, enquanto na coluna da direita se observa o plano da imagem, que se encontram ambos a uma distância  $a/2$  das duas interfaces da lente, para as frequências apresentadas.



**Figura 4.4:** Resultados de amplitude da componente  $z$  de campo elétrico obtido por simulação da estrutura com a antena em coroa mais rudimentar (versão 2) através do *CST Microwave Studio*. Na coluna da esquerda observa-se o plano da fonte, enquanto na coluna da direita se observa o plano da imagem, que se encontram ambos a uma distância  $a/2$  das duas interfaces da lente, para as frequências apresentadas.

Analisando os resultados, sabendo que a estrutura está sintonizada de maneira que a condição de Fabry-Pérot ocorra a 1 GHz ( $L_1 + L_2 = 15$  cm), constatamos que a lente metamaterial funciona como previsto, sendo possível em ambas as simulações, distinguir

os detalhes da coroa no plano de imagem, principalmente para a frequência de 1.0 e 1.05 GHz. Os resultados obtidos para a antena assente num substrato dielétrico, são ligeiramente superiores relativamente à versão 2 da antena, o que já seria de esperar pois, esta última é uma versão rudimentar da mesma, não sendo tão boa emissora de campo elétrico próximo, tornando-se mais difícil para a lente metamaterial fazer o transporte dos detalhes sub- $\lambda$  do campo elétrico próximo.

Mais importante, os resultados de campo próximo simulados permitem-nos concluir que a lente metamaterial operando à frequência de Fabry-Pérot tem uma resposta bastante robusta aos efeitos de flexão dos fios, possibilitando o transporte dos detalhes sub- $\lambda$  das antenas de campo próximo de forma semelhante.

## 4.2 Análise experimental

De forma a verificar experimentalmente a possibilidade de transportar o campo elétrico próximo com super-resolução com a lente de fios dobrados, fabricou-se um protótipo da lente metamaterial e das respetivas antenas de excitação. Tal como foi projetada, a lente é composta por um agregado de 20x20 fios de aço, com 15 cm de comprimento e dobrados ao centro com um ângulo de 90°. A distância entre os fios é de 1 cm e estes têm um diâmetro de 1 mm. Como podemos ver na Figura 4.5, os fios estão embutidos em duas placas de XPS, pois a estas frequências as placas de XPS têm uma permitividade muito semelhante ao ar, o que permite manter toda a estrutura estável e robusta sem afetar as suas propriedades eletromagnéticas.



**Figura 4.5:** Imagens da lente metamaterial fabricada embutida em duas placas de XPS: a) Vista de cima, b) Vista em perspetiva.

De forma a excitar a estrutura metamaterial, fabricaram-se dois protótipos das antenas em coroa projetadas no CST (Figura 4.6). Uma das antenas, consiste numa *strip* de cobre impressa numa placa de dielétrico ( $260 \times 230$  mm), mais precisamente FR4 [26], enquanto a outra, é composta apenas por um fio de cobre, embutido em XPS para estar estável sem que sejam afetadas as suas propriedades de radiação, que correspondem às versões 1 e 2, respetivamente, das antenas estudadas na secção anterior.

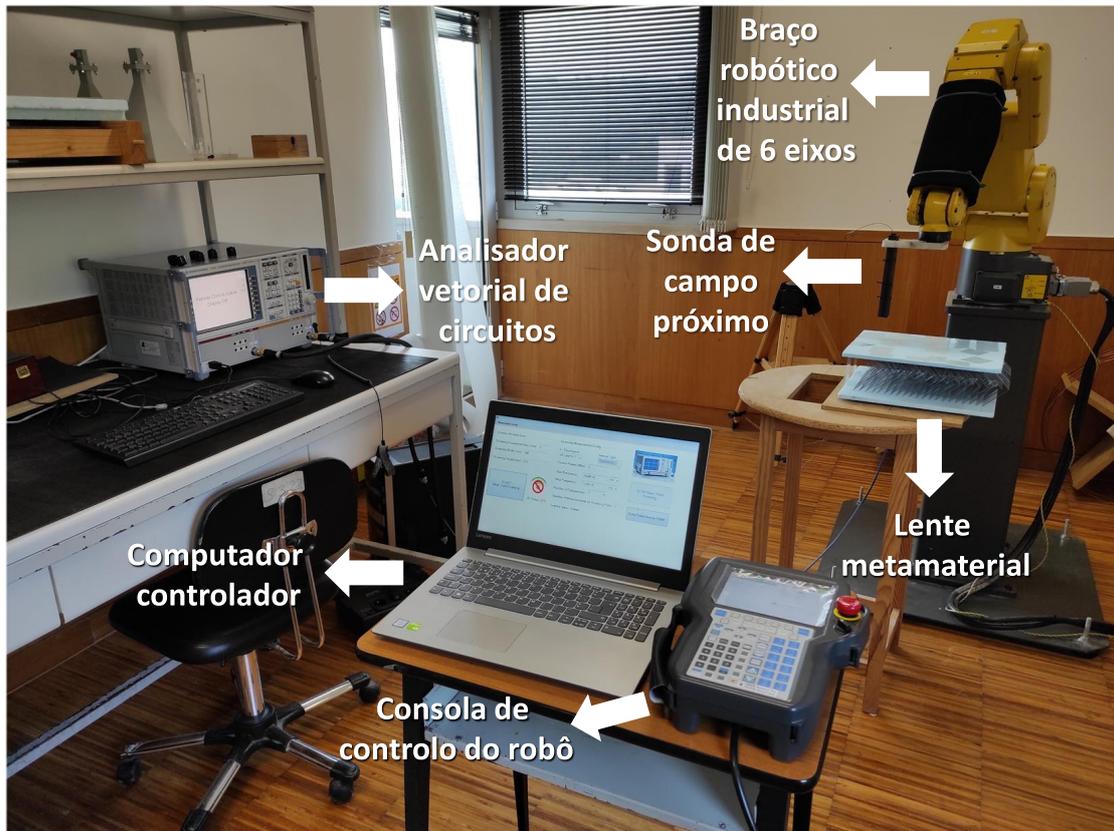


**Figura 4.6:** Imagens das duas antenas fabricadas a) Versão 1 da antena em coroa, impressa numa placa de dielétrico e b) Versão 2 da antena em coroa, composta por um fio de cobre, embutida numa placa de XPS.

### 4.2.1 Sistema de medição de campo próximo

Para que fosse possível caracterizar experimentalmente a lente metamaterial, realizaram-se medições de campo próximo transmitido pela lente de fios dobrados. Para esse fim, utilizei o sistema de medição de campo próximo existente no Laboratório de Microondas do Instituto de Telecomunicações - Coimbra (Figura 4.7), sendo constituído por:

- Braço robótico industrial programável de 6 eixos;
- Sonda de campo próximo;
- Antena;
- Computador controlador;
- Analisador vetorial de circuitos (VNA).



**Figura 4.7:** Sistema de medição de campo próximo disponível no laboratório de Micro-ondas do Instituto de Telecomunicações em Coimbra. Na figura não é possível observar a antena de excitação da estrutura, pois está colocada por baixo da lente, a uma distância de  $a/2$  da mesma.

Este sistema de medição consiste numa rotina em C++ que corre num computador e que permite controlar o braço robótico. O braço robótico possui uma sonda de campo próximo instalada e que mede o campo elétrico através do VNA. O VNA no porto 1, injeta um sinal para uma antena a uma certa frequência e no porto 2 mede o parâmetro de transmissão  $S_{2,1}$ , que neste caso é diretamente proporcional ao campo medido. Ao variar de forma dinâmica a posição do *robot* (para o mesmo valor de frequência), obtemos a distribuição espacial do campo elétrico. O parâmetro  $S_{2,1}$  é comunicado de volta ao computador, o que permite armazenar toda a distribuição de campo elétrico para pós-processamento dos dados. Estes dados são processados através do *software* computacional *Mathematica* [27]. Esta rotina já estava disponível no laboratório do IT - Coimbra [28].

### 4.2.2 Resultados experimentais

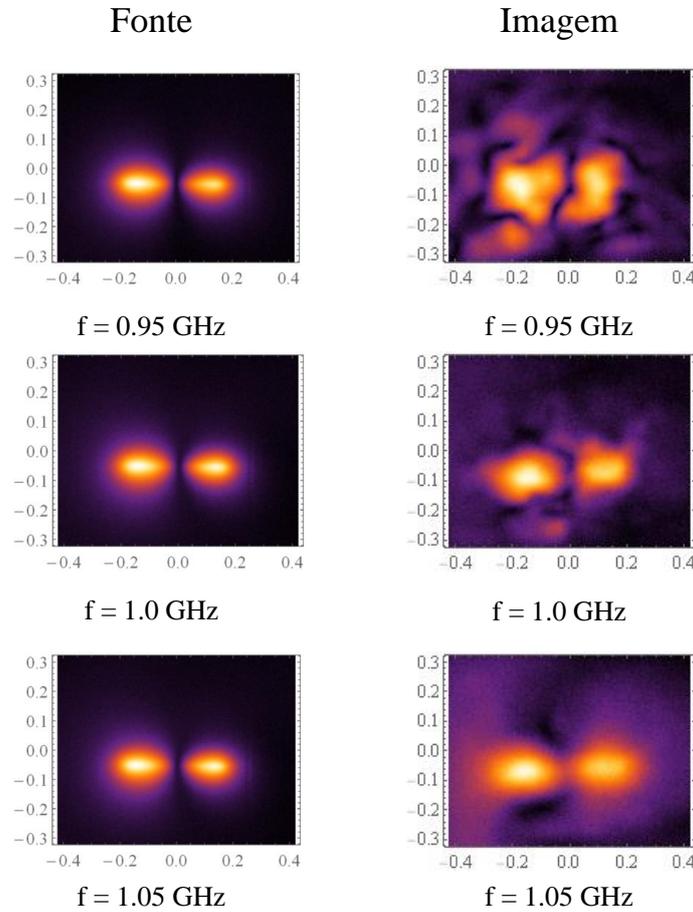
De forma a obter os melhores resultados possíveis, todas as antenas são alimentadas por um cabo coaxial e são colocadas a uma distância de  $a/2$  da interface da lente, do mesmo modo que a sonda de campo elétrico está colocada à mesma distância da lente, na outra extremidade da mesma.

Inicialmente, de maneira a comprovar que a lente estaria a funcionar nos parâmetros desejados, utilizámos uma antena dipolo padrão, com comprimento  $\lambda/2$  e com frequência de ressonância de 1 GHz, que se encontrava disponível no laboratório de Microondas do IT - Coimbra [29], como antena de excitação da estrutura metamaterial.



**Figura 4.8:** Antena dipolo padrão utilizada.

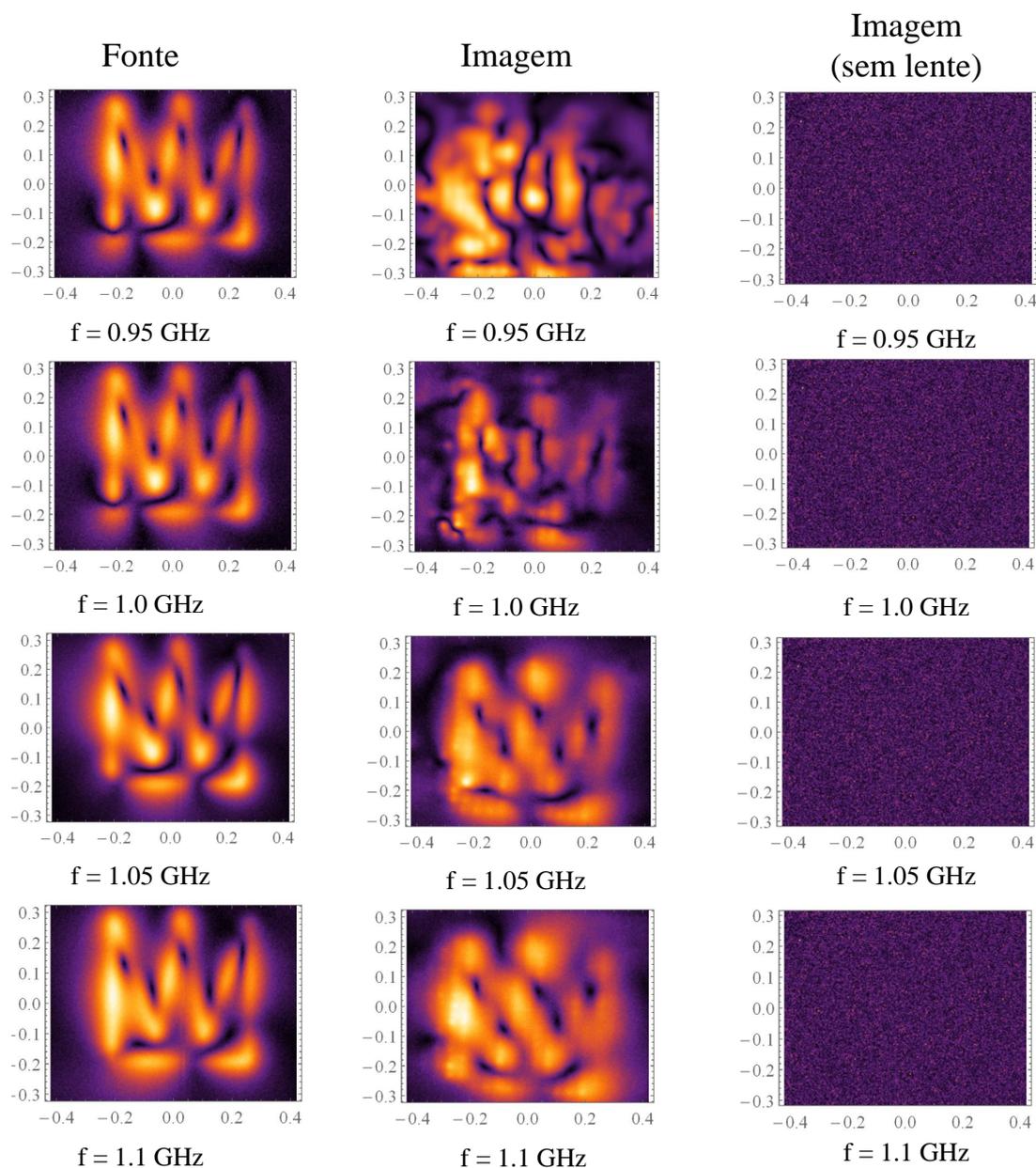
Assim, utilizando a antena dipolo (Figura 4.8), obtive os seguintes resultados:



**Figura 4.9:** Resultados experimentais da componente  $z$  de campo elétrico próximo normalizado para a antena dipolo padrão, para o plano da fonte e plano de imagem, que se encontram ambos a uma distância de  $a/2$  das duas interfaces da lente, para as frequências apresentadas.

Observando os resultados da Figura 4.9, conseguimos visivelmente distinguir os dois lóbulos do dipolo para as três frequências apresentadas. Como seria de esperar, para a frequência de Fabry-Pérot (1 GHz) e frequências ligeiramente acima, verificamos que os detalhes sub- $\lambda$  da lente são resolvidos no plano da imagem. Assim, podemos afirmar que a lente está a funcionar, transportando campo elétrico próximo da fonte até ao plano da imagem.

Posteriormente, para corroborar o bom desempenho e a super-resolução da estrutura metamaterial, utilizei uma das antenas de campo próximo fabricadas, nomeadamente a antena em coroa assente num substrato dielétrico, para fazer nova medição de campo elétrico próximo, obtendo os resultados apresentados na Figura 4.10.

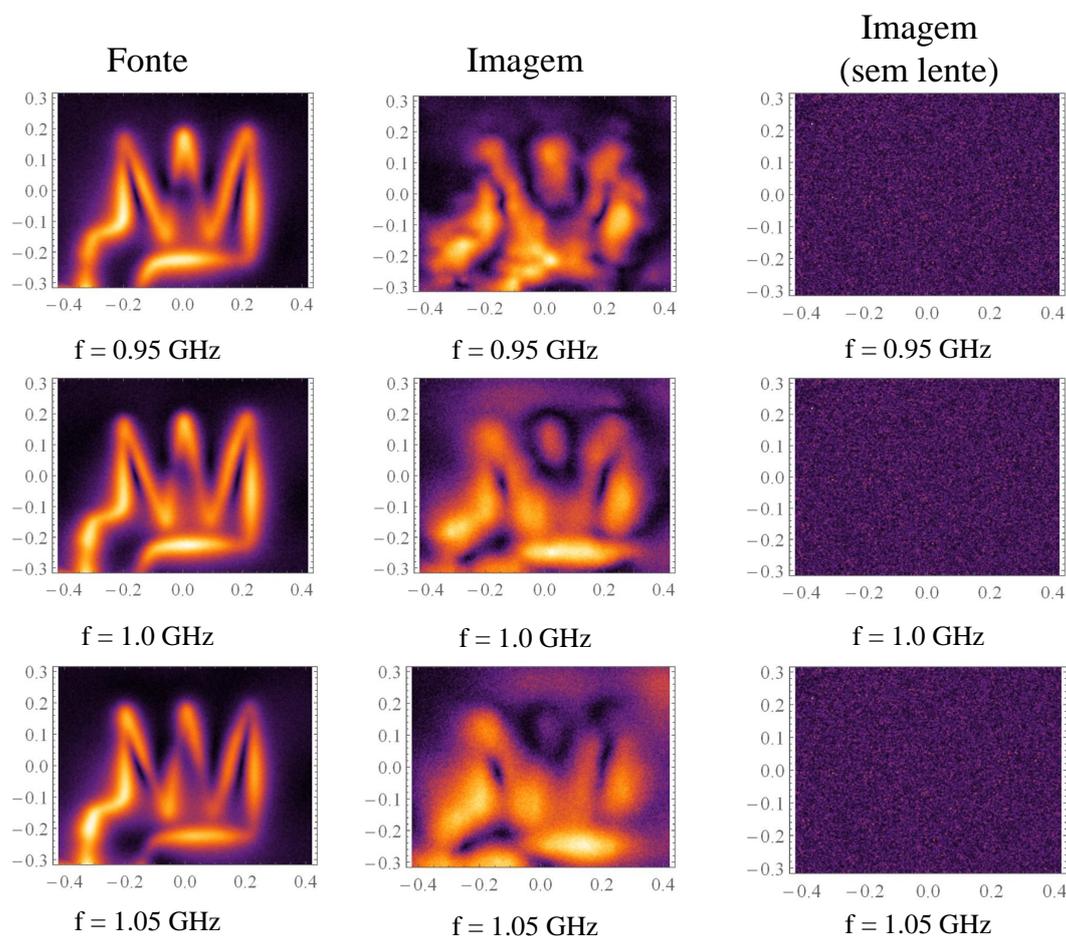


**Figura 4.10:** Resultados experimentais da componente  $z$  de campo elétrico normalizado para a antena em coroa impressa em dielétrico (FR4), para o plano da fonte, plano de imagem e plano de imagem sem a lente metamaterial, que se encontram a uma distância de  $a/2$ , das duas extremidades da lente.

Tal como previsto nos resultados numéricos da secção anterior, podemos observar que nos resultados obtidos (Figura 4.10), é possível ver distintamente reproduzida uma distribuição de campo próximo em forma de uma coroa, no plano de imagem, comprovando o bom funcionamento da mesma. Verificámos que conseguimos obter imagens com super-resolução para frequências compreendidas entre 1.0 e 1.05 GHz. A melhor resolução ocorre para a frequência de 1.05 GHz, que não é a respetiva frequência ressonante de Fabry-Pérot, mas que pode ser explicado com algumas imperfeições no alinhamento dos fios da lente causadas pelo processo de fabrico.

Como era esperado, no plano da imagem com lente, para frequências inferiores à frequência de Fabry-Pérot, é praticamente impossível diferenciar os detalhes sub- $\lambda$  da imagem. Como podemos observar, na coluna mais à direita da Figura 4.10, na ausência de lente não existem quaisquer detalhes de campo próximo. De facto, ao retirarmos a lente, impossibilitamos o transporte de detalhes sub- $\lambda$  de campo elétrico próximo da fonte até ao plano da imagem. No plano de imagem com lente, para a frequência de 1.1 GHz, podemos observar que se torna difícil de distinguir algumas faces da parte superior da coroa, pois, como podemos ver na Figura 3.4, para frequências acima da ressonância de Fabry-Pérot, a amplitude do coeficiente de transmissão vai progressivamente decaindo. Assim, é expectável que para frequências acima da ressonância de Fabry-Pérot os detalhes sub- $\lambda$  da lente comecem gradualmente a não serem bem resolvidos. Estas distorções na amplitude já são previstas quer na simulação, quer no modelo teórico como podemos ver na Figura 3.4.

Para poder comparar e averiguar novamente o bom funcionamento da lente metamaterial, procedeu-se à realização de um novo teste, utilizando a antena mais rudimentar (versão 2), sendo esta composta apenas por um fio de cobre, podendo observar os resultados obtidos na Figura 4.11.



**Figura 4.11:** Resultados experimentais da componente  $z$  de campo elétrico próximo normalizado para a antena em coroa composta por um fio de cobre, para o plano da fonte, plano de imagem e plano de imagem sem a lente metamaterial, que se encontram a uma distância de  $a/2$  das extremidades da lente.

Tal como previsto nos resultados numéricos da secção anterior e corroborando os resultados obtidos na Figura 4.10, uma vez mais se verifica experimentalmente que a lente metamaterial está a transportar detalhes sub- $\lambda$ , sendo possível ver perfeitamente reproduzida a imagem de uma coroa no plano da imagem com lente. É possível observar imagens com super-resolução, principalmente para 1.0 e 1.05 GHz, enquanto que para 0.95 GHz, como seria de esperar, não foi possível obter uma reprodução com tão boa resolução, pois

está abaixo da frequência de ressonância de Fabry-Pérot. Voltou-se a verificar que sem a presença da lente, a radiação da antena é completamente impercetível no plano da imagem. Isto prova que a lente permite de facto o transporte do campo eléctrico próximo. Atendendo ao facto que esta antena era menos rigorosa e o seu processo de fabrico completamente manual e impreciso, os resultados obtidos são muito bons.

Em suma, todos os resultados obtidos são muito positivos. Ao compararmos os resultados simulados através do *CST Microwave Studio*, com os obtidos com sistema de medição de campo próximo concluímos que, no geral são muito similares e que a estrutura metamaterial permite de facto transportar campo eléctrico próximo com super-resolução.

Caso projetássemos uma lente com uma maior densidade de fios, era possível alcançar níveis de *imaging* com uma resolução  $\text{sub-}\lambda$  inferior, pois o período da lente interfere proporcionalmente com a capacidade de resolução da lente metamaterial.

# 5

## Conclusão

Neste trabalho, procurou-se investigar teoricamente e experimentalmente as capacidades de *imaging* de uma lente formada por um agregado de fios metálicos dobrados. Verificámos que, tal como nas lentes de fios retos, esta lente com os fios dobrados também permite um regime de canalização para as ondas TM.

Por fim, fabricaram-se protótipos da lente de fios dobrados e também das antenas de campo próximo, com os quais demonstrámos experimentalmente que esta lente metamaterial permite o transporte dos detalhes sub- $\lambda$  do campo elétrico próximo das antenas e que a dobra nos fios não interfere nas suas capacidades de *imaging*.

Num futuro próximo, com o objetivo de aprofundar os conhecimentos sobre os efeitos de flexão nos fios de uma lente metamaterial, deve-se verificar experimentalmente o efeito de fios curvados em vez de dobrados, outros ângulos de dobra e até fios com várias dobras, nas capacidades de *imaging* sub- $\lambda$ .

# Bibliografia

- [1] M. Born, E. Wolf, and A. Bhatia, “Principles of optics, seventh (expanded) ed,” *Cambridge U. Press, Cambridge, UK*, 1999.
- [2] P. A. Belov, Y. Hao, and S. Sudhakaran, “Subwavelength microwave imaging using an array of parallel conducting wires as a lens,” *Physical Review B*, vol. 73, no. 3, p. 033108, 2006.
- [3] J. B. Pendry, “Negative refraction makes a perfect lens,” *Physical review letters*, vol. 85, no. 18, p. 3966, 2000.
- [4] N. Fang, H. Lee, C. Sun, and X. Zhang, “Sub-diffraction-limited optical imaging with a silver superlens,” *Science*, vol. 308, no. 5721, pp. 534–537, 2005.
- [5] O. Sydoruk, M. Shamonin, A. Radkovskaya, O. Zhuromskyy, E. Shamonina, R. Trautner, C. Stevens, G. Faulkner, D. Edwards, and L. Solymar, “Mechanism of subwavelength imaging with bilayered magnetic metamaterials: theory and experiment,” *Journal of applied physics*, vol. 101, no. 7, p. 073903, 2007.
- [6] P. A. Belov, Y. Zhao, S. Tse, P. Ikonen, M. G. Silveirinha, C. R. Simovski, S. Tretyakov, Y. Hao, and C. Parini, “Transmission of images with subwavelength resolution to distances of several wavelengths in the microwave range,” *Physical Review B*, vol. 77, no. 19, p. 193108, 2008.
- [7] M. G. Silveirinha, P. A. Belov, and C. R. Simovski, “Subwavelength imaging at infrared frequencies using an array of metallic nanorods,” *Physical Review B*, vol. 75, no. 3, p. 035108, 2007.

- 
- [8] Y. Liu and X. Zhang, “Metamaterials: a new frontier of science and technology,” *Chemical Society Reviews*, vol. 40, no. 5, pp. 2494–2507, 2011.
- [9] M. Kadic, G. W. Milton, M. van Hecke, and M. Wegener, “3d metamaterials,” *Nature Reviews Physics*, vol. 1, no. 3, pp. 198–210, 2019.
- [10] N. Engheta and R. W. Ziolkowski, *Metamaterials: physics and engineering explorations*. John Wiley & Sons, 2006.
- [11] D. E. D. Fernandes, *Metamaterials for Light and Electron Waves: New Phenomena and Applications*. PhD thesis, 2015.
- [12] T. A. N. Morgado, *Tailoring the near-and far-fields with wire media*. PhD thesis, 2011.
- [13] H. Latioui and M. G. Silveirinha, “Near-field transport by a bent multi-wire endoscope,” *Journal of Applied Physics*, vol. 120, no. 6, p. 063103, 2016.
- [14] G. Shvets, S. Trendafilov, J. Pendry, and A. Sarychev, “Guiding, focusing, and sensing on the subwavelength scale using metallic wire arrays,” *Physical review letters*, vol. 99, no. 5, p. 053903, 2007.
- [15] X. Radu, D. Garray, and C. Craeye, “Toward a wire medium endoscope for mri imaging,” *Metamaterials*, vol. 3, no. 2, pp. 90–99, 2009.
- [16] C. M. Studio. <https://www.3ds.com/products-services/simulia/products/cst-studio-suite/>. (Accessed on 01/24/2021).
- [17] D. R. Smith, W. J. Padilla, D. Vier, S. C. Nemat-Nasser, and S. Schultz, “Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity,” *Physical review letters*, vol. 84, no. 18, p. 4184, 2000.
- [18] M. Silveirinha and N. Engheta, “Tunneling of electromagnetic energy through subwavelength channels and bends using  $\epsilon$ -near-zero materials,” *Physical review letters*, vol. 97, no. 15, p. 157403, 2006.

- [19] C. R. Simovski, P. A. Belov, A. V. Atrashchenko, and Y. S. Kivshar, “Wire metamaterials: physics and applications,” *Advanced Materials*, vol. 24, no. 31, pp. 4229–4248, 2012.
- [20] J. Valentine, S. Zhang, T. Zentgraf, E. Ulin-Avila, D. A. Genov, G. Bartal, and X. Zhang, “Three-dimensional optical metamaterial with a negative refractive index,” *nature*, vol. 455, no. 7211, pp. 376–379, 2008.
- [21] R. A. Shelby, D. R. Smith, and S. Schultz, “Experimental verification of a negative index of refraction,” *science*, vol. 292, no. 5514, pp. 77–79, 2001.
- [22] T. A. Morgado and M. G. Silveirinha, “Transport of an arbitrary near-field component with an array of tilted wires,” *New Journal of Physics*, vol. 11, no. 8, p. 083023, 2009.
- [23] M. Kim and J. Rho, “Metamaterials and imaging,” *Nano Convergence*, vol. 2, no. 1, pp. 1–16, 2015.
- [24] P. A. Belov, R. Marques, S. I. Maslovski, I. S. Nefedov, M. Silveirinha, C. R. Simovski, and S. A. Tretyakov, “Strong spatial dispersion in wire media in the very large wavelength limit,” *Physical Review B*, vol. 67, no. 11, p. 113103, 2003.
- [25] M. G. Silveirinha, C. A. Fernandes, and J. R. Costa, “Additional boundary condition for a wire medium connected to a metallic surface,” *New Journal of Physics*, vol. 10, no. 5, p. 053011, 2008.
- [26] “Fr4 data sheet.” <https://www.farnell.com/datasheets/1644697.pdf>.
- [27] Wolfram Research, Inc., “Mathematica 8.0.”
- [28] J. d. S. B. P. Marcos, *Medição do campo próximo de antenas e outras estruturas*. PhD thesis, 2011.
- [29] T. A. Morgado, J. S. Marcos, M. G. Silveirinha, and S. I. Maslovski, “Experimental verification of full reconstruction of the near-field with a metamaterial lens,” *Applied Physics Letters*, vol. 97, no. 14, p. 144102, 2010.