

UNIVERSIDADE FEDERAL DO PARANÁ
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA ELÉTRICA

HENRIQUE DA SILVA DEZIDERIO

**ESTUDO DA PROPRIEDADE DA QUIRALIDADE NA ENGENHARIA DE
MATERIAIS: METAMATERIAIS E RELAÇÕES CONSTITUTIVAS**

CURITIBA
2018

HENRIQUE DA SILVA DEZIDERIO

**ESTUDO DA PROPRIEDADE DA QUIRALIDADE NA ENGENHARIA DE
MATERIAIS: METAMATERIAIS E RELAÇÕES CONSTITUTIVAS**

Trabalho de conclusão de curso como
requisito parcial à obtenção do título de
engenheiro eletricista com ênfase em
eletrônica e telecomunicações

Orientador: Prof. Dr. César A. Dartora

CURITIBA

2018

SUMÁRIO

	Sumário	3
1	INTRODUÇÃO	4
2	QUIRALIDADE E METAMATERIAIS	6
2.1	Definição de quiralidade e exemplos	6
2.2	Propagação e polarização de ondas em meios materiais	7
2.2.1	Relações constitutivas e equações de Maxwell	7
2.2.2	Alterações dos valores de permissividade e permeabilidade nos meios materiais	9
2.2.3	Relações constitutivas em meios quirais	11
2.2.4	Polarização linear e circular	14
2.3	Metamateriais quirais – Calculando a quiralidade	16
3	CONFECÇÃO DE ANTENAS E METAMATERIAIS	18
3.1	A partícula quiral	18
3.2	O experimento de Alitalo – geração de polarização circular com duas partículas quirais ortogonais	20
3.3	O experimento de Ishimaru – Relações constitutivas de metamateriais	21
4	EXPERIMENTOS COM ROTAÇÃO DO PLANO DE POLARIZAÇÃO	23
4.1	Primeiro experimento	23
4.1.1	Confecção da placa e descrição do experimento	23
4.1.2	Resultados	26
4.2	Segundo experimento	27
4.2.1	Confecção do material	27
4.2.2	Resultados	28
5	CONSIDERAÇÕES FINAIS	30
	REFERÊNCIAS	31

1 INTRODUÇÃO

Apesar da mão direita ser idêntica à mão esquerda, as duas não são exatamente iguais. Olhando ambas apenas em duas dimensões, percebe-se que uma não se sobrepõe a outra, mas na realidade a mão esquerda seria uma imagem que se obtém no espelho da mão direita. Vários objetos possuem essa propriedade em suas geometrias. A essa propriedade geométrica de um objeto em não se sobrepor à sua “imagem no espelho” chama-se *quiralidade*.

A quiralidade é uma propriedade geométrica que altera algumas características de alguns tipos de materiais. Citando alguns exemplos, na medicina, uma molécula quiral pode ter uma propriedade totalmente diferente da sua simétrica, sua “imagem no espelho”, o que altera a propriedade de alguns medicamentos. A mesma propriedade de moléculas quirais pode alterar o sabor de um composto químico orgânico, deixando essa propriedade útil até mesmo na culinária. Na engenharia de telecomunicações, ao trabalhar com ondas eletromagnéticas, vem sendo estudados os chamados metamateriais, compostos artificiais que possuem em seu interior arranjos de materiais em forma quiral e que alteram o comportamento de ondas eletromagnéticas que passam por eles, ou que são geradas ou absorvidas, no caso de antenas.

Este trabalho de conclusão de curso tem como objetivo geral estudar a propriedade da quiralidade na engenharia de ondas eletromagnéticas e como isso vem sendo aplicado para o aprimoramento da tecnologia. Para isso, os objetivos específicos são: (1) Compreender o que é quiralidade e como esse conceito se aplica na engenharia de telecomunicações, (2) Equacionar e descobrir como isso interfere no meio onde uma onda se propaga ou é produzida, (3) Reproduzir algum experimento relacionado à quiralidade para verificar na prática a diferença dessa propriedade nas ondas eletromagnéticas.

No primeiro capítulo define-se o que é quiralidade e o que são metamateriais e como vem sendo desenvolvidos os estudos nessa área. Também se descobre como os meios quirais e os metamateriais podem alterar o comportamento de uma onda eletromagnética que passa por eles, equacionando o comportamento das ondas num meio quiral, fazendo inclusive algumas alterações nas relações constitutivas para incluir a quiralidade do meio nos campos elétrico e magnético.

O segundo capítulo vai equacionar a quiralidade de meios compostos por partículas quirais e relatar experimentos que foram pesquisados sobre quiralidade e sua influência para o experimento que foi realizado neste trabalho.

Finalmente, no terceiro capítulo, será apresentado um experimento simples com partículas quirais macroscópicas, que foi reproduzido neste trabalho de conclusão de curso, cujos resultados serão apresentados para se obter experimentalmente a influência da quiralidade na geração de ondas eletromagnéticas.

2 QUIRALIDADE E METAMATERIAIS

2.1 DEFINIÇÃO DE QUIRALIDADE E EXEMPLOS

Define-se como um objeto *quiral* aquele que não pode se sobrepor perfeitamente com um objeto simétrico, isto é, sua “imagem no espelho”. A palavra “quiral” deriva do radical grego $\chi\epsilon\rho$ ¹ que significa “mão”. Objetos quirais são encontrados no dia a dia como luvas, instrumentos musicais ou molas. Por outro lado, objetos que não são quirais, que serão chamados a partir de agora de objetos *aquirais*, possuem como exemplo todos os objetos simétricos como cubos, esferas ou cilindros. Na química há vários estudos de moléculas quirais como açúcares, aminoácidos e cadeias de DNA. Os meios que possuem uma distribuição uniforme de objetos quirais definem-se como *meios quirais* enquanto, por outro lado, os meios *aquirais* possuem total simetria macroscópica. Um exemplo de meios quirais são os cristais de quartzo.[1]

A quiralidade é uma propriedade que foi aplicada diversas vezes em várias ciências, por exemplo, na química ou na medicina. Já existem diversos estudos a respeito da interação de ondas eletromagnéticas com os meios quirais.

A “imagem no espelho” de um objeto quiral é chamada de *enantiomorfo*. Na medicina, como já se citou, uma molécula quiral pode ter uma propriedade enquanto seu enantiomorfo tem outra diferente ou a mesma propriedade alterada em ou outro aspecto. Com a adrenalina, por exemplo, o enantiomorfo é 20 vezes mais ativo e mais tóxico, já no estrogênio uma das formas funciona como hormônio e a outra é inativa.[2]

Moses[1] cita experimentos do século XIX onde se descobriu que alguns meios compostos de objetos quirais possuem a propriedade de rotacionar o plano de polarização, alguns materiais rotacionam esse plano no sentido horário, outros no anti-horário.² Esse fenômeno não ocorre na interface, mas na espessura do meio, em níveis moleculares na frequência óptica. Nas últimas décadas, esses fenômenos resultaram, por exemplo, em experimentos com guias de ondas, alteração da fase, absorção e aplicações em *microstrip*, inclusive das propriedades de radiação inerentes a antenas *microstrip* compostas por materiais quirais.

¹ *chir*, leia-se “quir”

² Usando a nomenclatura da convenção IEEE explicada por Orfanidis (p. 49)[3], a rotação no sentido anti-horário chama-se rotação direita e no sentido horário rotação esquerda.

Um metamaterial é um tipo de composto artificial sintético com uma estrutura específica não existente em materiais encontrados na natureza. Num sentido restrito, um metamaterial é mais comumente designado baseado numa estrutura periódica que possui várias propriedades eletromagnéticas. Assim como os materiais naturais as propriedades dos metamateriais são definidas pelos seus componentes e o arranjo entre eles, mas para obter propriedades específicas os componentes devem ser designados com padrões específicos, gerando estruturas ressonantes.[4]

Esses materiais possuem uma alta gama de aplicações, incluindo dielétricos artificiais, lentes, absorventes, estruturas de antenas, componentes ópticos e de micro-ondas, superfícies seletoras de frequência e materiais compostos. Alguns metamateriais inclusive têm índice de refração negativo, assim como permissividade e permeabilidade também negativas, o que permite a produção de uma lente perfeita, por exemplo.[5]

2.2 PROPAGAÇÃO E POLARIZAÇÃO DE ONDAS EM MEIOS MATERIAIS

2.2.1 Relações constitutivas e equações de Maxwell

Os meios materiais possuem, com relação aos fenômenos eletromagnéticos, as chamadas *Relações constitutivas* que seguem³:

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} \quad (2.1)$$

$$\mathbf{B} = \mu_0 (\mathbf{H} + \mathbf{M}) \quad (2.2)$$

Os vetores acima se relacionam através das equações de Maxwell, que são:

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \quad (2.3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.4)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.5)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (2.6)$$

³ Essas fórmulas e termos foram deduzidas no livro *Elementos de Eletromagnetismo* de Matthew N.O. Sadiku [6].

Onde temos:

$\mathbf{D}$ → vetor densidade de fluxo elétrico [C/m^2];

$\mathbf{E}$ → vetor campo elétrico [V/m];

$\mathbf{B}$ → vetor densidade de fluxo magnético [T ou Wb/m^2];

$\mathbf{H}$ → vetor campo magnético [A/m];

$\mathbf{P}$ → vetor polarização dielétrica [C/m^2];

$\mathbf{M}$ → vetor magnetização do meio [A/m];

ρ → densidade de carga elétrica [C/m^3];

$\mathbf{J}$ → vetor densidade de corrente elétrica [A/m^2].

A equação (2.3) é chamada *Lei de Gauss-Coulomb*, enquanto a (2.4) é a *Lei de Gauss magnética* ou *ausência do monopolo magnético*. As outras equações que relacionam entre si o campo elétrico e o magnético são a *Lei de Faraday-Lenz* (2.5) que relaciona o campo elétrico com uma variação temporal do campo magnético e a *Lei de Ampère-Maxwell* (2.6) que analogamente relaciona o campo magnético com uma variação temporal do campo elétrico. Essas equações são o princípio de estudo do comportamento das ondas eletromagnéticas. Os vetores são representados em coordenadas cartesianas como $\mathbf{E} = E_x \hat{\mathbf{a}}_x + E_y \hat{\mathbf{a}}_y + E_z \hat{\mathbf{a}}_z$, sendo $\hat{\mathbf{a}}_x$, $\hat{\mathbf{a}}_y$ e $\hat{\mathbf{a}}_z$ vetores unitários na direção dos eixos x , y e z , respectivamente, e E_x , E_y e E_z as projeções do vetor nos respectivos eixos.

Os escalares ε_0 e μ_0 são respectivamente a *permissividade dielétrica* e *permeabilidade magnética* do vácuo, que possuem os seguintes valores:

$$\varepsilon_0 = 8,854 \times 10^{-12} [F/m]$$

$$\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} [H/m]$$

Em meios materiais, os valores da permissividade e permeabilidade podem mudar de acordo com o material analisado. No ar, em casos gerais, costuma-se usar os mesmos valores de ε_0 e μ_0 do vácuo.

2.2.2 Alterações dos valores de permissividade e permeabilidade nos meios materiais

As relações constitutivas vistas anteriormente podem ser escritas como $\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E}$ e $\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}$ e assim, pode-se definir, de acordo com Orfanidis [3], as chamadas *Susceptibilidade elétrica e magnética*:

$$\varepsilon = \varepsilon_0(1 + \chi_e) \quad (2.7)$$

$$\mu = \mu_0(1 + \chi_m) \quad (2.8)$$

No caso, as funções χ_e e χ_m são as funções susceptibilidade elétrica e magnética, respectivamente. Através delas, pode-se determinar os vetores $\mathbf{P}$ e $\mathbf{M}$. Pode-se ainda determinar valores relativos de ε e μ em relação ao vácuo:

$$\varepsilon_r = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} = 1 + \chi_e \quad (2.9)$$

$$\mu_r = \frac{\mu}{\mu_0} = 1 + \chi_m \quad (2.10)$$

Com base nisso, determina-se ainda a *impedância* do meio Z e o *índice de refração* n , como segue:

$$Z = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} = Z_0 \sqrt{\frac{\mu_r}{\varepsilon_r}} \text{ sendo } Z_0 = 377\Omega = 120\pi\Omega$$

$$n = \sqrt{\varepsilon_r \mu_r}, n = \frac{c_0}{c} \text{ sendo } c_0 = 3 \times 10^8 \text{ m/s}$$

Onde Z_0 é a impedância do vácuo, c a velocidade da luz no meio e c_0 a velocidade da luz no vácuo. Em meios não magnéticos tem-se $\mu_r = 1$, e em consequência $n = \sqrt{\varepsilon_r}$, $Z = \frac{Z_0}{n}$. Neste trabalho, os meios analisados serão todos não magnéticos.

Pode-se classificar os meios materiais como *homogêneos*, *isotrópicos* e *lineares*. A susceptibilidade elétrica pode ser representada na forma de uma matriz que tem nove componentes distintas, como se vê abaixo em coordenadas cartesianas:

$$\bar{\bar{\chi}} = \begin{pmatrix} \chi_{xx} & \chi_{xy} & \chi_{xz} \\ \chi_{yx} & \chi_{yy} & \chi_{yz} \\ \chi_{zx} & \chi_{zy} & \chi_{zz} \end{pmatrix}$$

Onde cada elemento $\chi_{ij}(\mathbf{e}, \mathbf{r}, \omega)$ pode depender do estímulo $\mathbf{e}$, da posição $\mathbf{r}$ e da frequência ω . A classificação do meio em homogêneo, isotrópico e linear se dá pela forma da dependência de $\bar{\chi}$ de $\mathbf{e}$ e $\mathbf{r}$.

Meios não homogêneos possuem uma dependência da susceptibilidade em relação à posição no material. Com isso, em meios não homogêneos, a permissividade é função da posição:

$$\mathbf{D}(\mathbf{r}, t) = \varepsilon(\mathbf{r})\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$$

Em meios não isotrópicos, que chamaremos de *anisotrópicos*, há uma dependência da direção escolhida na propagação da onda. Um meio verdadeiramente isotrópico tem as propriedades inalteradas pela direção escolhida, o que resulta na independência da susceptibilidade da direção do estímulo. Um metamaterial quiral é anisotrópico. Nesses meios onde a direção do estímulo altera o comportamento da onda, as relações constitutivas podem ser escritas na forma de uma matriz [3]:

$$\begin{bmatrix} D_x \\ D_y \\ D_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} & \varepsilon_{xz} \\ \varepsilon_{yx} & \varepsilon_{yy} & \varepsilon_{yz} \\ \varepsilon_{zx} & \varepsilon_{zy} & \varepsilon_{zz} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix}$$

A anisotropia é uma propriedade inerente à estrutura atômica e molecular dos dielétricos e pode também ser causada por uma aplicação de campos externos, igual à ionosfera na presença do campo magnético da Terra. Contudo, ordinariamente, em ondas com níveis de frequência abaixo do óptico, pode-se considerar um meio ordinário como o ar como isotrópico.

Meios não lineares possuem susceptibilidade dependente da amplitude do estímulo, o que faz a permissividade ficar em função da amplitude do campo elétrico.

$$\mathbf{D} = \varepsilon(E)\mathbf{E}, \text{ onde } \varepsilon(E) = \varepsilon + \varepsilon_2 E + \varepsilon_3 E^2 + \dots$$

Há ainda a possibilidade de criar com os metamateriais meios com índice de refração negativo, de acordo com Orfanidis [3]. Nesses meios, tanto ε e μ são negativos e as propriedades eletromagnéticas não são usuais. Com $\varepsilon_r < 0$ e $\mu_r < 0$, o índice de refração é tomado pela raiz quadrada negativa do produto dos dois, isto é $n = -\sqrt{\varepsilon_r \mu_r}$

e a lei de Snell acaba sofrendo modificações, que permite criar uma lente perfeita, por exemplo.

2.2.3 Relações constitutivas em meios quirais

Um meio quiral, de acordo com Orfanidis (p. 135) [3] apresenta uma forma complexa nas suas relações constitutivas, relacionada à *quiralidade* χ do meio⁴. Dessa forma, as relações constitutivas (2.1) e (2.2) podem ser reescritas da seguinte forma:

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E} - i\chi \mathbf{H} \quad (2.11)$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} + i\chi \mathbf{E} \quad (2.12)$$

Sendo $i = \sqrt{-1}$, isto é, trata-se de uma representação complexa das relações constitutivas da quiralidade. Moses ([1], p.13) vai citar outra maneira de representar as relações constitutivas quirais:

$$\mathbf{D} = \varepsilon(\mathbf{E} + \beta \nabla \times \mathbf{E}) \quad (2.13)$$

$$\mathbf{B} = \mu(\mathbf{H} + \beta \nabla \times \mathbf{H}) \quad (2.14)$$

Onde β é outro parâmetro de quiralidade medido em m^{-1} . Pode-se usar as equações de Maxwell para relacionar β e χ da seguinte forma:

$$\beta = \frac{\chi}{\mu\varepsilon\omega} \text{ ou } \beta = \frac{\chi c^2}{\omega} \quad (2.15)$$

$$\chi = \mu\varepsilon\omega\beta \text{ ou } \chi = \frac{\omega\beta}{c^2} \quad (2.16)$$

Onde se deduz que χ é medido em s/m . Aqui será usado o sistema de quiralidade desenvolvido por Orfanidis [3]. Pode ser mostrado que a matriz hermitiana⁵

$$\begin{bmatrix} \varepsilon & -i\chi \\ i\chi & \mu \end{bmatrix}$$

⁴ Não confundir com a susceptibilidade elétrica e magnética também designadas pela letra χ , mas com índices.

⁵ Matriz que é idêntica ao complexo conjugado da sua transposta.

é definida como positiva. Isso implica que o parâmetro χ , bem como ε e μ devem ser reais e que $|\chi| < \sqrt{\mu\varepsilon}$. Isso permite revisitar as equações de Maxwell (2.5) e (2.6). Primeiro, deve-se considerar que tem-se uma onda plana e uniforme que se propaga na direção do eixo z em coordenadas cartesianas. Isso deixaria os campos elétrico e magnético no plano xy , o que mudaria o rotacional deles para:

$$\nabla \times \mathbf{E} = \frac{\partial E_x}{\partial z} \hat{\mathbf{a}}_y - \frac{\partial E_y}{\partial z} \hat{\mathbf{a}}_x = \hat{\mathbf{a}}_z \times \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial z} \quad (2.17)$$

E ainda, para ondas propagando-se na direção z , pode-se decompor as componentes em duas direções lineares ($\hat{\mathbf{a}}_x, \hat{\mathbf{a}}_y$) ou em duas direções circulares para a direita ou para a esquerda ($\hat{\mathbf{a}}_+, \hat{\mathbf{a}}_-$), onde as dimensões se relacionam por:

$$\hat{\mathbf{a}}_+ = \hat{\mathbf{a}}_x - i\hat{\mathbf{a}}_y$$

$$\hat{\mathbf{a}}_- = \hat{\mathbf{a}}_x + i\hat{\mathbf{a}}_y$$

Desses vetores complexos ainda se pode deduzir:

$$\hat{\mathbf{a}}_{\pm}^* \cdot \hat{\mathbf{a}}_{\pm} = 2$$

$$\hat{\mathbf{a}}_+^* \cdot \hat{\mathbf{a}}_- = 0$$

$$\hat{\mathbf{a}}_+ \times \hat{\mathbf{a}}_- = 2i\hat{\mathbf{a}}_z$$

$$\hat{\mathbf{a}}_z \times \hat{\mathbf{a}}_{\pm} = \pm i\hat{\mathbf{a}}_{\pm}$$

E é possível então representar um vetor no plano xy relacionando as bases linear e circular:

$$\mathbf{E} = E_x \hat{\mathbf{a}}_x + E_y \hat{\mathbf{a}}_y = E_+ \hat{\mathbf{a}}_+ + E_- \hat{\mathbf{a}}_-, \text{ onde } E_{\pm} = \frac{1}{2}(E_x \pm iE_y)$$

Considerando que $\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = i\omega \mathbf{B}$ e a relação do rotacional encontrado em (2.17), é possível finalmente reescrever as equações de Maxwell na base linear como:

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_x}{\partial z} &= -i\omega B_y, & \frac{\partial E_y}{\partial z} &= i\omega B_x \\ \frac{\partial H_y}{\partial z} &= -i\omega D_x, & \frac{\partial H_x}{\partial z} &= i\omega D_y \end{aligned}$$

E na base circular elas ficam:

$$\begin{aligned}\frac{\partial E_{\pm}}{\partial z} &= \mp \omega B_{\pm} \\ \frac{\partial H_{\pm}}{\partial z} &= \pm \omega D_{\pm}\end{aligned}$$

Substituindo as equações acima nas relações já encontradas em (2.11) e (2.12), tem-se:

$$\begin{aligned}\frac{\partial E_{\pm}}{\partial z} &= \mp \omega(\mu H_{\pm} + i\chi E_{\pm}) \\ \frac{\partial H_{\pm}}{\partial z} &= \pm \omega(\varepsilon E_{\pm} - i\chi H_{\pm})\end{aligned}$$

Definindo $c = \frac{1}{\sqrt{\mu\varepsilon}}$, $Z = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}$, $k = \frac{\omega}{c} = \omega\sqrt{\mu\varepsilon} = \frac{2\pi}{\lambda}$, e definindo um parâmetro adimensional a onde $a = c\chi = \frac{\chi}{\sqrt{\mu\varepsilon}} = \frac{\omega\beta}{c}$ e $|a| < 1$ e reescrevendo as equações acima em modo matricial, obtém-se:

$$\frac{\partial}{\partial z} \begin{bmatrix} E_{\pm} \\ ZH_{\pm} \end{bmatrix} = \mp \begin{bmatrix} ika & k \\ -k & ika \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{\pm} \\ ZH_{\pm} \end{bmatrix}$$

Definindo-se finalmente as direções $E_{R\pm}$ e $E_{L\pm}$ que são as direções de rotação direita e esquerda do campo elétrico, respectivamente, é possível obter:

$$\begin{aligned}E_{R+} &= \frac{1}{2}[E_+ - iZH_+] \Leftrightarrow E_+ = E_{R+} + E_{L+} \\ E_{L+} &= \frac{1}{2}[E_+ + iZH_+] \Leftrightarrow H_+ = -\frac{1}{iZ}[E_{R+} - E_{L+}] \\ \frac{\partial}{\partial z} \begin{bmatrix} E_{R+} \\ E_{L+} \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} -ik_+ & 0 \\ 0 & ik_- \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{R+} \\ E_{L+} \end{bmatrix} \Rightarrow \begin{aligned} E_{R+}(z) &= A_+ e^{-ik_+ z} \\ E_{L+}(z) &= B_+ e^{ik_- z} \end{aligned}\end{aligned}$$

Onde se define k_+ e k_- como:

$$k_{\pm} = k(1 \pm a) = \omega(\sqrt{\mu\varepsilon} \pm \chi) \quad (2.18)$$

E também o índice de refração circular:

$$k_{\pm} = n_{\pm} k_0, n_{\pm} = n(1 \pm a) \quad (2.19)$$

Pode-se equacionar E_{R-} e E_{L-} de forma análoga a E_{R+} e E_{L+} , e daí se pode obter o campo elétrico com base circular como:

$$\begin{aligned} E_+(z) &= E_{R+}(z) + E_{L+}(z) = A_+ e^{-ik_+ z} + B_+ e^{ik_- z} \\ E_-(z) &= E_{R-}(z) + E_{L-}(z) = A_- e^{-ik_- z} + B_- e^{ik_+ z} \end{aligned} \quad (2.20)$$

Logo, a componente circular $E_+(z)$ se propaga para frente com o vetor de onda k_+ e para trás com k_- , acontecendo o reverso com o componente $E_-(z)$. Com base nisso, é possível obter a direção da polarização circular das ondas, como se verá adiante.

2.2.4 Polarização linear e circular

De acordo com Orfanidis ([3], p. 47 adaptado), o campo elétrico de uma onda plana uniforme é representado por:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})} \quad (2.21)$$

Sendo $\mathbf{k} = k\hat{\mathbf{n}}$, $\hat{\mathbf{n}}$ o vetor unitário na direção da onda e $\mathbf{r} = (x, y, z)$ o vetor posição. Considerando a onda se propagando na direção do eixo z , o campo elétrico estará localizado no eixo xy e pode ser decomposto então da seguinte forma:

$$\mathbf{E} = (A_c \hat{\mathbf{a}}_x + B_c \hat{\mathbf{a}}_y) e^{i(\omega t - kz)}$$

A polarização de uma onda plana é definida pela direção do campo elétrico. Por exemplo, se $B_c = 0$, o campo elétrico estará na direção do eixo x e a onda será linearmente polarizada. De maneira mais precisa, a polarização é a direção do campo real variante no tempo $\mathfrak{E}(z, t) = \text{Re}[\mathbf{E}(z, t)]$. Em um ponto fixo z , o vetor $\mathfrak{E}(z, t)$ pode estar numa direção linear fixa ou rotacionando em função de t , traçando uma circunferência ou uma elipse.

As propriedades da polarização da onda plana são determinadas pelo módulo e fase relativos das constantes complexas A_c e B_c . Colocando-as na forma polar $A_c = A e^{i\phi_a}$ e $B_c = B e^{i\phi_b}$, obtém-se:

$$\mathbf{E}(z, t) = A \hat{\mathbf{a}}_x e^{i(\omega t - kz + \phi_a)} + B \hat{\mathbf{a}}_y e^{i(\omega t - kz + \phi_b)}$$

Considerando $\mathfrak{E}(z, t) = \text{Re}[\mathbf{E}(z, t)] = \mathfrak{E}_x(z, t)\hat{\mathbf{a}}_x + \mathfrak{E}_y(z, t)\hat{\mathbf{a}}_y$:

$$\mathfrak{E}_x(z, t) = A \cos(\omega t - kz - \phi_a)$$

$$\mathfrak{E}_y(z, t) = B \cos(\omega t - kz - \phi_b)$$

Para determinar a polarização da onda, como já foi dito, determina-se um valor fixo em z . Escolhendo $z = 0$ e usando uma identidade trigonométrica:

$$\mathfrak{E}_x(t) = A[\cos(\omega t) \cos \phi_a - \sin(\omega t) \sin \phi_a]$$

$$\mathfrak{E}_y(t) = B[\cos(\omega t) \cos \phi_b - \sin(\omega t) \sin \phi_b]$$

Definindo $\phi = \phi_a - \phi_b$ como o ângulo de fase relativa:

$$\cos(\omega t) \sin \phi = \frac{\mathfrak{E}_y(t)}{B} \sin \phi_a - \frac{\mathfrak{E}_x(t)}{A} \sin \phi_b$$

$$\sin(\omega t) \sin \phi = \frac{\mathfrak{E}_y(t)}{B} \cos \phi_a - \frac{\mathfrak{E}_x(t)}{A} \cos \phi_b$$

Somando os quadrados das duas equações acima e simplificando, obtém-se a equação da elipse de polarização:

$$\frac{\mathfrak{E}_x^2}{A^2} + \frac{\mathfrak{E}_y^2}{B^2} - 2 \cos \phi \frac{\mathfrak{E}_x \mathfrak{E}_y}{AB} = \sin^2 \phi \quad (2.22)$$

Dependendo dos valores de A , B e ϕ , esta elipse de polarização pode ser uma elipse, uma circunferência ou uma reta. A onda possuirá, conseqüentemente, polarização *elíptica*, *circular* ou *linear*.

A polarização é *linear* com $\phi = 0$ ou $\phi = \pi$ e tem-se uma reta definida por $\mathfrak{E}_y = \pm \frac{B}{A} \mathfrak{E}_x$. A polarização é *elíptica* se tiver $\phi = \pm \frac{\pi}{2}$ e nesse caso, será *circular* se $A = B$.

No caso da polarização circular, Orfanidis [3], na p. 50 vai definir polarização esquerda para o sentido horário e direita no anti-horário. Dependendo do sentido de propagação da onda e do valor de ϕ .

$$\mathfrak{E}_x = A \cos(\omega t)$$

$$\mathfrak{E}_y = \pm A \sin(\omega t) \text{ dependendo de } \phi = \pm \frac{\pi}{2}$$

E nesse caso, analisando fasorialmente o vetor campo elétrico complexo, pode-se classificar a polarização circular como:

$$\mathbf{E}(z) = A(\hat{\mathbf{a}}_x - i\hat{\mathbf{a}}_y)e^{-ikz} \rightarrow \text{Onda em progressão, polarização direita}$$

$$\mathbf{E}(z) = A(\hat{\mathbf{a}}_x + i\hat{\mathbf{a}}_y)e^{-ikz} \rightarrow \text{Onda em progressão, polarização esquerda}$$

$$\mathbf{E}(z) = A(\hat{\mathbf{a}}_x - i\hat{\mathbf{a}}_y)e^{ikz} \rightarrow \text{Onda em regressão, polarização esquerda}$$

$$\mathbf{E}(z) = A(\hat{\mathbf{a}}_x + i\hat{\mathbf{a}}_y)e^{ikz} \rightarrow \text{Onda em regressão, polarização direita}$$

2.3 METAMATERIAIS QUIRAIS – CALCULANDO A QUIRALIDADE

De acordo com Sen Yan [4], p. 5, um metamaterial quiral pode mudar a polarização de uma onda eletromagnética incidente:

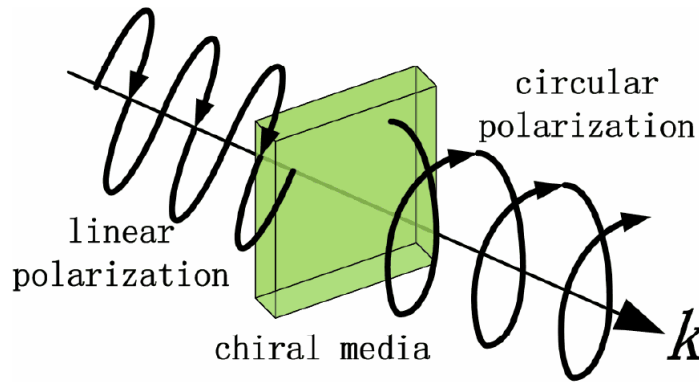


Figura 1 – Polarização circular resultante de uma onda polarizada linearmente em um meio quiral.[4]

Essa propriedade é calculada de acordo com a quiralidade do meio. Em materiais naturais, a quiralidade é fraca e isso só altera a polarização em alguns espectros de onda, com frequências especiais. Contudo, metamateriais com alta quiralidade podem alterar polarizações de ondas desde rádio frequência até frequências ópticas.

Viu-se na seção anterior que uma onda com polarização circular na realidade vai ter duas componentes defasadas em $\frac{\pi}{2}$. Viu-se também que o campo elétrico com base circular pode ser representado pelas equações (2.20). Com isso, ainda com base em Orfanidis ([3], p. 137), consideremos uma onda plana uniforme com campo elétrico com polarização linear incidente, analisando fasorialmente em $z = 0$:

$$\mathbf{E}(0) = A_x \hat{\mathbf{a}}_x + A_y \hat{\mathbf{a}}_y = A_+ \hat{\mathbf{a}}_+ + A_- \hat{\mathbf{a}}_-, \text{ com } A_{\pm} = \frac{1}{2}(A_x \pm iA_y)$$

Neste caso, A_x e A_y devem ser reais para haver polarização linear. Propagando os componentes circulares numa distância r , encontra-se:

$$\mathbf{E}(r) = A_+ \hat{\mathbf{a}}_+ e^{-ik_+ r} + A_- \hat{\mathbf{a}}_- e^{-ik_- r} = [A_+ \hat{\mathbf{a}}_+ e^{-i(k_+ - k_-)\frac{r}{2}} + A_- \hat{\mathbf{a}}_- e^{i(k_+ - k_-)\frac{r}{2}}] e^{-i(k_+ + k_-)\frac{r}{2}}$$

relembrando que $k_{\pm} = k(1 \pm a)$, que $k = 2\pi/\lambda = \omega/c$ e ainda que $a = c\chi = \chi/\sqrt{\varepsilon\mu}$, é possível definir o ângulo de rotação:

$$\phi = \frac{1}{2}(k_+ - k_-)r = akr \quad (2.23)$$

Voltando à base linear, tem-se:

$$\begin{aligned} A_+ \hat{\mathbf{a}}_+ e^{-i\phi} + A_- \hat{\mathbf{a}}_- e^{i\phi} &= (\hat{\mathbf{a}}_x - i\hat{\mathbf{a}}_y) \frac{1}{2}(A_x + iA_y) e^{-i\phi} + (\hat{\mathbf{a}}_x + i\hat{\mathbf{a}}_y) \frac{1}{2}(A_x - iA_y) e^{i\phi} \\ &= (\hat{\mathbf{a}}_x \cos \phi - \hat{\mathbf{a}}_y \sin \phi) A_x + (\hat{\mathbf{a}}_y \cos \phi + \hat{\mathbf{a}}_x \sin \phi) A_y = A_x \hat{\mathbf{a}}'_x + A_y \hat{\mathbf{a}}'_y \end{aligned}$$

Então, define-se para $z = 0$ e $z = r$:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(0) &= A_x \hat{\mathbf{a}}_x + A_y \hat{\mathbf{a}}_y \\ \mathbf{E}(r) &= (A_x \hat{\mathbf{a}}'_x + A_y \hat{\mathbf{a}}'_y) e^{-i(k_+ + k_-)\frac{r}{2}} \end{aligned}$$

Os vetores unitários $\hat{\mathbf{a}}'_x = \hat{\mathbf{a}}_x \cos \phi - \hat{\mathbf{a}}_y \sin \phi$ e $\hat{\mathbf{a}}'_y = \hat{\mathbf{a}}_y \cos \phi + \hat{\mathbf{a}}_x \sin \phi$ são os vetores unitários $\hat{\mathbf{a}}_x$ e $\hat{\mathbf{a}}_y$ rotacionados no sentido horário no sentido do ângulo ϕ . A conclusão a que se chega é que eles continuam linearmente polarizados, mas seu plano de polarização se rotaciona conforme a onda se propaga, diferente do mostrado na Figura 1.

3 CONFEÇÃO DE ANTENAS E METAMATERIAIS

3.1 A PARTÍCULA QUIRAL

Para se fabricar um metamaterial já foi dito que deve-se construir um arranjo de componentes específicos, dispostos em um padrão e que possuem uma geometria própria, gerando estruturas ressonantes específicas:

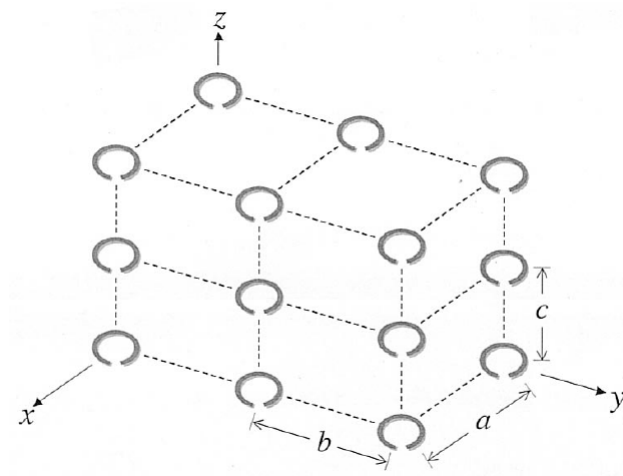


Figura 2 – Exemplo de metamaterial, segundo Ishimaru et al.[5]

Então deve-se perguntar qual tipo de componente deve compor um metamaterial quiral. Relembrando a propriedade da quiralidade de não se sobrepor ao seu *enantiomorfo*, isto é, sua “imagem no espelho”, deduz-se que esses componentes devem ter quiralidade na sua geometria. Moses ([1], p.11) vai definir que o meio quiral mais simples é um arranjo de “hélices aleatoriamente orientadas”. Alitalo et al. [7] vão chamar essa “hélice” de *partícula quiral* definindo-a como um arranjo de um dipolo elétrico, isto é, dois condutores filamentosares que estão em um único eixo, e um dipolo magnético, uma espira contida em um único plano. No caso da partícula quiral, o dipolo magnético está exatamente no meio dos dois condutores que compõem o dipolo elétrico e ortogonal ao eixo que os contém.



Figura 3 – “Hélice” definida por Moses [1], a partícula quiral.

Moses [1] propõe calcular a quiralidade do meio trabalhado com base nas dimensões da partícula quiral a partir da susceptibilidade elétrica e magnética da maneira como segue:

$$\begin{aligned}\chi_e &= \frac{N(2l)^2 C}{4} \\ \chi_m &= \frac{-N(\pi(\frac{d}{2})^2)^2}{4L} \\ \chi_{em} = -\chi_{me} &= \mp \frac{iN(2l(\pi(\frac{d}{2})^2)\sqrt{\frac{C}{L}})}{4}\end{aligned}$$

Sendo χ_{em} e χ_{me} que registra a propriedade eletromagnética do meio, uma espécie de “susceptibilidade imaginária”, d é o diâmetro da espira da partícula enquanto l é o comprimento de cada condutor que compõe o dipolo elétrico da mesma. N é o número de partículas por unidade de volume, L é a indutância da partícula e C a capacitância. As relações de susceptibilidade com os vetores polarização dielétrica e magnetização do meio se dá por:

$$\mathbf{P} = \chi_e \mathbf{E} + \chi_{em} \mathbf{B} \quad (3.1)$$

$$\mathbf{M} = \chi_{me} \mathbf{E} + \chi_m \mathbf{B} \quad (3.2)$$

Relacionando as equações acima com (2.1), (2.2) e também com (2.11) e (2.12), pode-se encontrar a quiralidade χ por:

$$\chi = i\mu_0\chi_{em} = -\mu_0 \frac{N(2l(\pi(\frac{d}{2})^2)\sqrt{\frac{C}{L}})}{4} = -\mu_0 \frac{Nl\pi d^2 \sqrt{\frac{C}{L}}}{8} \quad (3.3)$$

Ou seja, a quiralidade do meio vai depender de características das partículas como as suas dimensões, a indutância e a capacitância e também o número de partículas por unidade de volume. Relembrando que $a = c\chi$ e usando a equação (2.23) pode-se finalmente descobrir a rotação produzida pelo metamaterial quiral.

3.2 O EXPERIMENTO DE ALITALO – GERAÇÃO DE POLARIZAÇÃO CIRCULAR COM DUAS PARTÍCULAS QUIRAIS ORTOGONAIS

Alitalo et al. escreveram um artigo [7] onde usaram partículas quirais para gerar polarização circular. As partículas tinham um tamanho total $2l + \pi d$ igual a $\frac{\lambda}{2}$ sendo $l = 14mm$ e $d = 17,5mm$ e a onda emitida com $f = 1,8GHz$. O artigo explica que partículas quirais compostas por fios metálicos a espiras são muito úteis como antenas radiando polarização circular em um amplo índice de ângulos. Combinando duas partículas iguais alimentadas em fase de 90 graus cria-se uma antena que radia polarização circular em um espaço limitado pelo plano onde os dipolos elétricos estão dispostos.

O artigo primeiramente analisou a diretividade de uma partícula quiral simples, que é idêntica à de um dipolo elétrico ou magnético, com formato de “donut”, e em seguida combinou duas partículas quirais, com os dipolos elétricos dispostos nos eixos x e y , da seguinte maneira:

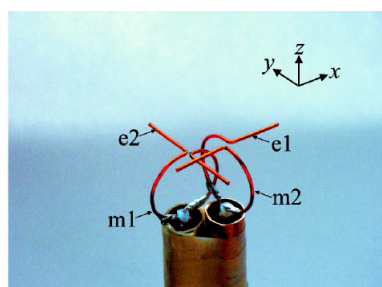


Figura 4 – Fotografia do experimento de Alitalo et al.[7], p. 3

E cada uma das partículas, feitas com fios de cobre com $1mm$ de diâmetro, foram alimentadas com sinais de mesma amplitude e frequência, mas defasadas em 90° . Isso permitiu gerar uma onda com polarização circular e diretividade máxima $D = 2,55$:

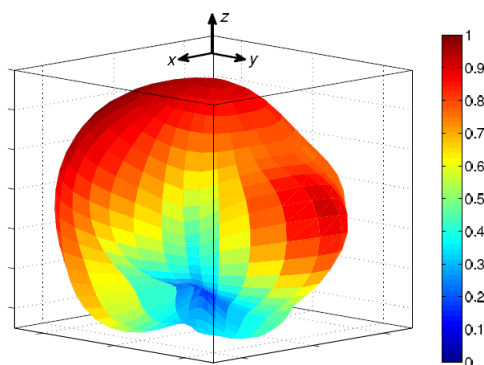


Figura 5 – Diretividade da antena construída por Alitalo et al.[7]

De início, este trabalho tinha o objetivo de reproduzir este experimento. Contudo, dois problemas não permitiram seguir em frente com o mesmo. Primeiro, não se entendeu exatamente qual era o objetivo de gerar polarização circular com duas partículas quirais em vez de dois dipolos, como se costuma fazer, já que os sinais defasados em 90° aplicados em duas antenas emissoras geram sempre polarização circular, independente da antena ser uma partícula quiral ou não. Segundo, foi difícil obter cabos coaxiais de 50Ω grandes o suficiente para poder realizar o experimento no laboratório de compatibilidade eletromagnética, de maneira que o artigo de Alitalo et al. ajudou a entender a construção da partícula quiral, visto que o experimento usado neste trabalho usou-se inicialmente de partículas quirais semelhantes, mas com um objetivo diferente, o de alterar a polarização de uma onda incidente, como se calculou no capítulo anterior.

3.3 O EXPERIMENTO DE ISHIMARU – RELAÇÕES CONSTITUTIVAS DE METAMATERIAIS

Ishimaru et al. fizeram uma análise das relações constitutivas de vários metamateriais, onde se basearam na chamada “teoria quase-estática de Lorentz”. De acordo com o artigo, considerando o metamaterial mostrado na figura 2 num arranjo tridimensional, onde ao aplicarem campos eletromagnéticos, isso produz multipolos elétricos e magnéticos no metamaterial e, fazendo o que foi chamado de “aproximação quase-estática”, eles analisaram os dipolos elétricos e magnéticos para ser consistentes com a teoria de Lorentz.([5], p. 2)

Esse artigo se provou interessante por analisar os metamateriais e suas relações constitutivas. Inclusive um dos metamateriais analisados usa-se de partículas quirais arranjadas num sistema tridimensional:

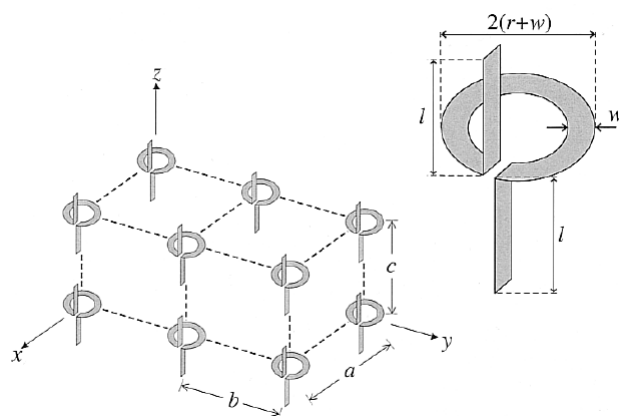


Figura 6 – Metamaterial quiral analisado por Ishimaru et al., usando-se de partículas quirais.[5]

Isso inspirou o experimento realizado neste trabalho. Contudo, o método de análise será diferente, como será visto no capítulo seguinte.

4 EXPERIMENTOS COM ROTAÇÃO DO PLANO DE POLARIZAÇÃO

4.1 PRIMEIRO EXPERIMENTO

Inspirando-se nos experimentos de Alitalo et al. e Ishimaru et al. [7] [5] e nos estudos obtidos com Moses e Orfanidis [1] [3] montou-se o experimento a ser realizado.

Como já se analisou com Orfanidis [3], um metamaterial quiral tem a propriedade de rotacionar o plano de polarização de uma onda incidente. Moses [1] permitiu fazer o cálculo da quiralidade a partir das dimensões e propriedades elétricas das partículas. Alitalo et al. [7] calcularam a capacidade de geração de polarização circular de $1,8GHz$ por um arranjo de duas partículas quirais, enquanto Ishimaru et al. [5] calcularam relações constitutivas em metamateriais, porém fazendo aproximações com campos eletromagnéticos quase estáticos.

Por isso, o experimento executado nesta etapa do trabalho se propôs a descobrir a rotação do plano de polarização de uma onda linearmente polarizada incidente em um metamaterial confeccionado com partículas quirais macroscópicas, confirmando ou não a análise de Orfanidis[3]. Ou pelo menos em descobrir qual alteração tal metamaterial pode ocasionar na onda.

O metamaterial foi confeccionado numa placa de parafina e um arranjo bidimensional de 3×3 partículas quirais idênticas às que Alitalo et al. usaram. A frequência usada também foi de $1,8GHz$, podendo ser usadas outras faixas, de acordo com as possibilidades. A quiralidade do material foi calculada de acordo com o método de Moses [1] e Orfanidis [3].

4.1.1 Confeção da placa e descrição do experimento

É importante ressaltar que a equação (3.3) que determina a quiralidade ainda não tinha sido estudada até então no decorrer deste trabalho. Não se sabia portanto da importância de elevar o número de partículas e a disposição das mesmas para a confecção do metamaterial quiral.

Para essa primeira tentativa de cálculo da quiralidade, usando como já se mostrou, as dimensões das partículas quirais encontradas por Alitalo et al.[7], escolheu-se arbitrariamente nove partículas dispostas bidimensionalmente na placa, orientadas no

mesmo sentido como havia determinado Ishimaru et al. [5], dispostas na parafina como dielétrico entre as partículas:



Figura 7 – Montagem do metamaterial do primeiro experimento com as partículas na disposição de Alitalo et al.[7]. Fonte: o autor.



Figura 8 – Placa de parafina pronta com as partículas quirais dispostas em seu interior. Fonte: o autor.

Preparada a placa, dispôs-se duas antenas direcionadas e linearmente polarizadas, uma atuando como emissora do sinal senoidal de $1,8\text{GHz}$ criado por um gerador

de funções e a outra como receptora ligada a um analisador de espectro. Alterando-se a posição da primeira antena em relação a segunda foi possível determinar o que a antena receptora mediu com relação à emissora. Basicamente, se as duas antenas estão alinhadas, a diferença do que a antena receptora vai medir com o que a emissora radia pelo gerador de funções é a atenuação do meio, que poderia também ser calculada pela fórmula de Friis:

$$P_r = G_r G_t \left(\frac{\lambda}{4\pi r} \right)^2 P_t \quad (4.1)$$

Sendo G_r e G_t os ganhos das antenas receptora e transmissora, respectivamente, P_r a potência captada pela antena receptora e P_t a potência radiada pela antena emissora, de acordo com Sadiku, p. 557[6]. A atenuação do meio seria então a razão $\frac{P_t}{P_r}$ ou a diferença dos valores dos dois sinais em dBm .

Quando a antena receptora está alinhada com a emissora ela capta apenas a atenuação do meio. Contudo, quando ela é virada em 90° , ela não vai captar sinal nenhum, visto que a polarização linear da emissora não é captada por uma receptora ortogonalmente alinhada. A uma distância r da emissora o metamaterial é colocado e então a antena receptora vai medir uma amplitude de sinal diferente, em razão do seno ou do cosseno do ângulo que o metamaterial rotaciona o plano de polarização. Essa disposição das antenas e do metamaterial foram realizadas na câmara anecoica disponível no Laboratório de Compatibilidade Eletromagnética no Departamento de Engenharia Elétrica na UFPR.

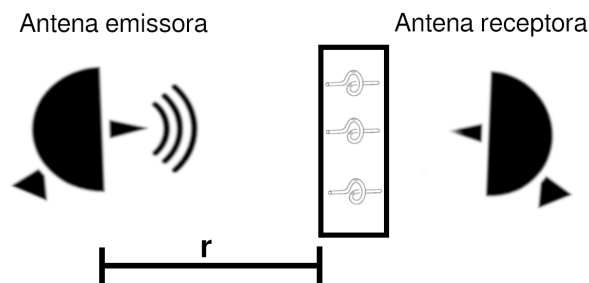


Figura 9 – Esquema da montagem do experimento com as antenas emissora e receptora e o metamaterial colocado como anteparo a uma distância r da emissora. Fonte: o autor.

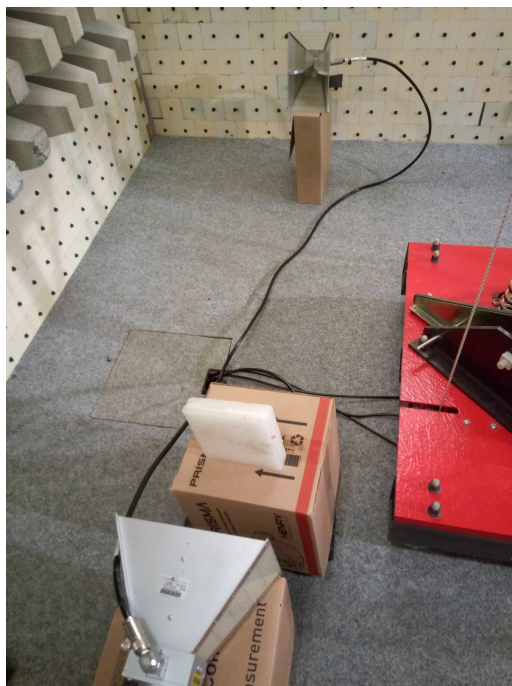


Figura 10 – Montagem do experimento com a placa de parafina na câmara anecoica disponível no laboratório de compatibilidade eletromagnética. Fonte: o autor.

Com base nisso, foi possível calcular as alterações que o metamaterial produz na polarização da onda incidente. Contudo, nesse caso, os resultados não foram satisfatórios, como será mostrado a seguir.

4.1.2 Resultados

Como já foi dito, antes da confecção da placa de parafina, não havia-se estudado a equação (3.3) que calcula a quiralidade χ em s/m , do meio constituído pelas partículas nem do fator adimensional $a = c\chi$ que permite encontrar o ângulo ϕ de rotação do plano de polarização por meio da relação $\phi = akr$.

Se essa fórmula tivesse sido encontrada antes, seria possível calcular o ângulo de rotação e seria visto que o mesmo, com apenas nove partículas e uma frequência baixa de operação, acaba sendo desprezível para poder obter resultados visíveis para o experimento. De fato, ao posicionar o experimento de acordo com o descrito na figura 10, as leituras na antena receptora continuaram as mesmas com o material no meio do que sem ele, o que mostra que a placa montada com parafina acabou resultando em nada.

4.2 SEGUNDO EXPERIMENTO

Com a equação (3.3) em mãos, foi possível desta vez planejar um novo metamaterial que fizesse uma rotação significativa no plano de polarização da onda incidente. Decidiu-se aumentar a frequência de operação, já que como o ângulo de inclinação é diretamente proporcional do módulo do vetor de onda k que é inversamente proporcional ao comprimento de onda λ que por sua vez é inversamente proporcional à frequência $\lambda = c/f$. Logo, se a frequência for maior, tanto o fator a quanto a distância r da antena emissora ao metamaterial poderão receber menores valores. Por conveniência, escolheu-se a frequência de $5,8GHz$, que além de ser uma faixa livre para utilização, é usada em sistemas Wi-Fi.

Calculou-se, para se conseguir um ângulo significativo, 150 partículas com $10mm$ de comprimento de cada um dos dipolos elétricos e $32mm$ de diâmetro dos magnéticos, com o tamanho total $2l + \pi d = 2\lambda$ em vez de $\lambda/2$. A capacitância e a indutância foram calculados com o analisador de impedâncias RF disponível no LAMMI¹ e usando um modelo RLC série para altas frequências. Com base nisso, foi possível calcular, a partir das equações (3.3) e (2.23), o ângulo de rotação que vale na ordem de 12° . Com base nesses dados, foi possível confeccionar outra placa de metamaterial quiral.

4.2.1 Confeção do material

Com base nos dados apresentados acima, foi possível construir uma nova placa composta dessa vez de 150 partículas quirais. Para poder fazer todas as partículas influenciarem na onda transmitida, colocou-se as partículas em uma disposição tridimensional de $5 \times 5 \times 6$ partículas, dispostas em placas de poliestireno, isto é, isopor, onde as partículas foram fixadas de maneira a ficar o mais uniforme possível, todas no mesmo sentido e num único padrão.

¹ Laboratório Avançado de Magnetismo, Medidas e Instrumentação, localizado no *campus* Centro Politécnico da UFPR.

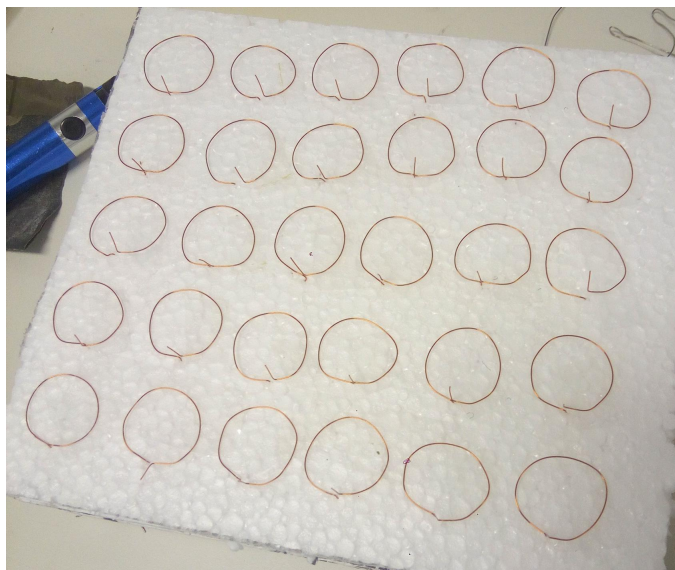


Figura 11 – Processo de montagem da segunda placa com partículas quirais. Fonte: o autor.

Com essa nova placa, seguindo o esquema da figura 9, foi realizado o mesmo experimento e dessa vez, os resultados foram satisfatórios.

4.2.2 Resultados

Assim como foi feito com a placa de parafina, o mesmo experimento foi realizado com essa nova placa, com mais partículas e uma frequência desta vez de $5,8GHz$. A distância r da antena emissora ao anteparo quiral foi de $1,6m$ e o sinal emitido tinha uma potência de $-15dBm$. Com isso, registrou-se com o analisador de espectro as seguintes leituras:

- a) Com as duas antenas alinhadas, sem a adição do metamaterial quiral, registrou-se uma amplitude de $-61dBm$ na receptora. Isso indica que a atenuação do meio vale aproximadamente $46dB$;
- b) Com as duas antenas ortogonais, ainda sem adicionar o material, a receptora leu um sinal no nível do ruído captado. Isso indica que a onda polarizada linearmente não é captada por uma receptora orientada a 90° da transmissora;
- c) No entanto, com as duas antenas alinhadas e o metamaterial adicionado, a amplitude da receptora na frequência central era de $-74dBm$ e

- d) Com as duas antenas ortogonais e o metamaterial, a receptora mostrou no analisador de espectro a amplitude de $-66dBm$.

É importante perceber então duas coisas. A primeira que houve uma rotação do plano de polarização. Considerando o poliestireno um meio de poucas perdas, presume-se que o sinal captado teria, nas antenas alinhadas a mesma amplitude de $-61dBm = 7,9 \times 10^{-10}W$ caso o metamaterial não rotacionasse o plano de polarização. No entanto, a amplitude diminuiu para $-74dBm = 4 \times 10^{-11}W$. Da mesma forma, se o metamaterial não rotacionasse o plano de polarização com as duas antenas ortogonais, não seria medido um sinal e nesse caso foi medido $-66dBm = 2,5 \times 10^{-10}W$, o que mostra que houve uma alteração na polarização. Contudo, a segunda conclusão a que se chega é que a alteração não é perfeitamente linear, visto que a amplitude medida na antena receptora com o material não se relaciona ao seno ou cosseno de um ângulo incidente. Em outras palavras, o cálculo usando as equações (3.3) e (2.23) faz deduzir que a amplitude da onda seria igual à amplitude do sinal medido sem o material com as duas antenas alinhadas vezes o seno deste ângulo se as antenas estiverem alinhadas e o material entre elas e o cosseno do ângulo caso estejam desalinhadas.

Conclui-se que o ângulo não é de um valor próximo a 12° , pois $7,9 \times 10^{-10} \sin 12^\circ = 1,7 \times 10^{-10}$ e $7,9 \times 10^{-10} \cos 12^\circ = 7,7 \times 10^{-10}$. Talvez tenha-se obtido uma polarização elíptica com valores que ainda precisam ser equacionados com a elipse de polarização da equação (2.22).

Como um meio quiral é anisotrópico, ele não se comporta igualmente em todas as direções. Logo, refez-se a medida invertendo o material, fazendo a onda incidir na outra face que estava incidindo e dessa vez a amplitude obtida pela receptora registrada no analisador de espectro foi de $-71dBm$ para as antenas alinhadas e $-72dBm$ para elas dispostas ortogonalmente. Como as duas amplitudes foram praticamente idênticas, concluiu-se que, neste caso, houve a geração de polarização circular, diferente do que a equação (3.3) mostrou mas corroborando a teoria desenvolvida por Sen Yan [4] e já registrada na figura 1 sobre geração de polarização circular a partir de metamateriais quirais.

5 CONSIDERAÇÕES FINAIS

Como se viu no decorrer do trabalho, os metamateriais permitem a criação de uma nova maneira de trabalhar com ondas eletromagnéticas, permitindo novas abordagens, como a confecção de lentes perfeitas. A quiralidade permite criar materiais que alteram o comportamento das ondas de uma maneira anisotrópica. Com isso, foi possível perceber que alterações na polarização das ondas, desde que corretamente equacionadas, serão úteis para diversas aplicações.

Houve contratempos no decorrer do trabalho, em especial na mudança do objetivo desde o início do mesmo, que estava relacionada à confecção de antenas com a propriedade de quiralidade, mas alterou-se depois disso para confecção de metamateriais. Contudo, algo do objetivo se preservou que foi o estudo da quiralidade na alteração da polarização e sua utilidade pode ser usada em pesquisas futuras para confeccionar antenas que tenham essa propriedade na sua composição.

Também não foi possível encontrar uma equação da quiralidade, visto que a equação pesquisada não coincidiu com os dados obtidos experimentalmente. Um passo a ser realizado posteriormente então seria descobrir se a equação está incorreta ou se faltou algo a ser considerado no experimento para que fosse mais equivalente à equação encontrada.

Esse trabalho abriu espaço para um maior conhecimento sobre a tecnologia de ondas eletromagnéticas e um aprofundamento no conteúdo da confecção de materiais para o trabalho com elas. É possível agora para um futuro mestrado o domínio desta tecnologia para a modernização do trabalho com ondulatória, incluindo tecnologias como transmissão de dados, frequências ópticas, lentes ou microscopia.

REFERÊNCIAS

- 1 MOSES, C. A. *Theory and Applications of Chirality in Microstrip Antennas*. Blacksburg: Virginia Polytechnic Institute and State University, 1993. Citado 5 vezes nas páginas 6, 11, 18, 19 e 23.
- 2 LIMA, V. L. E. Os fármacos e a quiralidade: uma breve abordagem. *Química Nova*, v. 20, n. 6, p. 657–663, 1997. Citado na página 6.
- 3 ORFANIDIS, S. J. *Electromagnetic Waves and Antennas*. [S.l.]: ECE Department – Rutgers University, 2016. Citado 8 vezes nas páginas 6, 9, 10, 11, 14, 15, 16 e 23.
- 4 YAN, S. *Metamaterial design and its application for antennas*. Herverlee, Belgium: KU Leuven, Science, Engineering and Technology, 2015. Citado 3 vezes nas páginas 7, 16 e 29.
- 5 ISHIMARU, A. et al. Generalized constitutive relations for metamaterials based on the quasi-static lorentz theory. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, v. 51, n. 10, p. 2550–2557, Oct 2003. ISSN 0018-926X. Citado 6 vezes nas páginas 7, 18, 21, 22, 23 e 24.
- 6 SADIKU, M. N. *Elementos de Eletromagnetismo*. 5. ed. [S.l.]: Ed. Bookman. Citado 2 vezes nas páginas 7 e 25.
- 7 ALITALO, P. et al. Chiral antennas radiating circularly polarized waves. In: *Proceedings of the Fourth European Conference on Antennas and Propagation*. [S.l.: s.n.], 2010. p. 1–5. ISSN 2164-3342. Citado 5 vezes nas páginas 18, 20, 21, 23 e 24.
- 8 KWON, D.-H. On the radiation q and the gain of crossed electric and magnetic dipole moments. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, v. 53, n. 5, p. 1681–1687, May 2005. ISSN 0018-926X. Nenhuma citação no texto.
- 9 POZAR, D. M. New results for minimum q, maximum gain, and polarization properties of electrically small arbitrary antennas. In: *2009 3rd European Conference on Antennas and Propagation*. [S.l.: s.n.], 2009. p. 1993–1996. ISSN 2164-3342. Nenhuma citação no texto.
- 10 ALITALO, P. et al. Chiral antennas radiating circularly polarized waves. In: *Proceedings of the Fourth European Conference on Antennas and Propagation*. [S.l.: s.n.], 2010. p. 1–5. ISSN 2164-3342. Nenhuma citação no texto.
- 11 BARBUTO, M. et al. Filtering chiral particle for rotating the polarization state of antennas and waveguides components. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, v. 65, n. 3, p. 1468–1471, March 2017. ISSN 0018-926X. Nenhuma citação no texto.
- 12 FERNÁNDEZ, O. et al. Asymmetric chiral metamaterial superstrate for patch antenna polarization transformation. In: *2016 10th European Conference on Antennas and Propagation (EuCAP)*. [S.l.: s.n.], 2016. p. 1–4. Nenhuma citação no texto.

- 13 GOUGH, J. J. et al. Chiral ag nanostructure arrays as optical antennas. In: *2015 9th International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics (METAMATERIALS)*. [S.l.: s.n.], 2015. p. 88–90. Nenhuma citação no texto.
- 14 KAMENETSKII, E. O.; BEREZIN, M.; SHAVIT, R. Chiral-field microwave antennas chiral microwave near fields for far-field radiation. In: *2014 44th European Microwave Conference*. [S.l.: s.n.], 2014. p. 865–868. Nenhuma citação no texto.
- 15 GUTIÉRREZ, J. et al. Design and fabrication of a w-band linear array of planar antennas and study for the enhancement of its radiation properties with a chiral metamaterial cover. In: *2014 International Conference on Multimedia Computing and Systems (ICMCS)*. [S.l.: s.n.], 2014. p. 1465–1470. Nenhuma citação no texto.
- 16 MA, X. et al. A dual circularly polarized horn antenna in ku-band based on chiral metamaterial. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, v. 62, n. 4, p. 2307–2311, April 2014. ISSN 0018-926X. Nenhuma citação no texto.
- 17 LIU, Y. et al. Investigation of circularly polarized patch antenna with chiral metamaterial. *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, v. 12, p. 1359–1362, 2013. ISSN 1536-1225. Nenhuma citação no texto.
- 18 RONGAS, D. K. et al. Directivity-enhanced log-spiral antenna through a chiral metamaterial superstrate. In: *2013 7th European Conference on Antennas and Propagation (EuCAP)*. [S.l.: s.n.], 2013. p. 2079–2083. Nenhuma citação no texto.
- 19 FERNÁNDEZ, O. et al. Enhancement of the radiation properties of a linear array of planar antennas with a chiral metamaterial cover. In: *2013 Spanish Conference on Electron Devices*. [S.l.: s.n.], 2013. p. 223–226. ISSN 2163-4971. Nenhuma citação no texto.
- 20 MALATHONG, M. et al. Chiral metamaterial based circularly polarized microstrip antennas. In: *2011 IEEE-APS Topical Conference on Antennas and Propagation in Wireless Communications*. [S.l.: s.n.], 2011. p. 898–901. Nenhuma citação no texto.
- 21 ZEBIRI, C.; LASHAB, M.; BENABDELAZIZ, F. Rectangular microstrip antenna with uniaxial bi-anisotropic chiral substrate-superstrate. *IET Microwaves, Antennas Propagation*, v. 5, n. 1, p. 17–29, January 2011. ISSN 1751-8725. Nenhuma citação no texto.
- 22 LAN, F. et al. Terahertz symmetrical polarization conversion in asymmetrical chiral metasurface. In: *2017 Progress In Electromagnetics Research Symposium - Spring (PIERS)*. [S.l.: s.n.], 2017. p. 95–101. Nenhuma citação no texto.
- 23 MOLINA-CUBEROS, G. J. et al. Chiral media characterization using both linear and circular polarized waves. In: *2017 IEEE International Symposium on Antennas and Propagation USNC/URSI National Radio Science Meeting*. [S.l.: s.n.], 2017. p. 895–896. Nenhuma citação no texto.
- 24 MARGINEDA, J. et al. Electromagnetic characterization of chiral media. In: *Solutions and Applications of Scattering, Propagation, Radiation and Emission of Electromagnetic Waves*. [S.l.]: InTech, 2012. Nenhuma citação no texto.