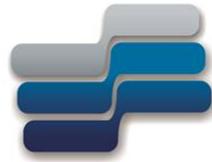


Projeto de filtros fotônicos com grau de liberdade elevado

José Octávio Vitoriano Martines Penna

Emiliano Rezende Martins



Departamento de
Engenharia Elétrica
e de Computação

DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA ELÉTRICA E DA COMPUTAÇÃO
UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

São Carlos, 2017

José Octávio Vitoriano Martines Penna

Projeto de filtros fotônicos com grau de liberdade elevado

Monografia apresentada ao curso de Engenharia Elétrica, com ênfase em eletrônica do Departamento de Engenharia Elétrica e de Computação, da Universidade de São Paulo, como requisito para a obtenção do grau de graduado em Engenharia Elétrica.

Orientador: Prof. Dr. Emiliano Rezende Martins

Novembro de 2017

AUTORIZO A REPRODUÇÃO TOTAL OU PARCIAL DESTE TRABALHO, POR
QUALQUER MEIO CONVENCIONAL OU ELETRÔNICO, PARA FINS DE
ESTUDO E PESQUISA, DESDE QUE CITADA A FONTE

VP412d Vitoriano Martines Penna, José Octavio

Projeto de filtros fotônicos com grau de liberdade elevado / José Octavio Vitoriano Martines Penna; orientador Emiliano Rezende Martines. São Carlos, 2017. Monografia (Graduação em Engenharia Elétrica com ênfase em Eletrônica) – Escola de Engenharia de São Carlos da Universidade de São Paulo, 2017. 1. Redes de difração. 2. Filtros fotônicos. 3. Estrutura quase-aleatória. I. Título.

FOLHA DE APROVAÇÃO

Nome: José Octávio Vitoriano Martines Penna

Título: "Design de filtros fotônicos com grau de liberdade elevado"

Trabalho de Conclusão de Curso defendido e aprovado
em 20 / 11 / 2011,

com NOTA (8.0 , oitº), pela Comissão Julgadora:

Prof. Dr. Emiliano Rezende Martins - Orientador - SEL/EESC/USP

Prof. Associado Ben-Hur Viana Borges - SEL/EESC/USP

Prof. Dr. João Paulo Pereira do Carmo - SEL/EESC/USP

Coordenador da CoC-Engenharia Elétrica - EESC/USP:
Prof. Associado Rogério Andrade Flauzino

RESUMO

Nas últimas décadas, muitos avanços foram atingidos na esfera que envolve a Fotônica; um exemplo disso são os cristais fotônicos: dispositivos que possuem variação periódica de seus índices de refração. Estes possibilitam, por exemplo, a capacidade de aprisionar feixes que incidem pela parte exterior de um guia de onda, o sensoreamento espectral, dentre outras perícias relevantes para o ambiente de pesquisa e desenvolvimento em várias instâncias hoje estudadas.

Um dos atuais obstáculos quanto às aplicações relacionadas a esses dispositivos é o fato de possuírem dependências acentuadas quanto ao seus períodos. Por conta disso, este trabalho tem como intuito estudar a possibilidade de síntese de um cristal fotônico, mais especificamente, um filtro fotônico de estrutura quase-aleatória, com maior grau de liberdade em relação às limitações referidas anteriormente.

Palavras-chave: Excitação de modos guiados, Acoplamento óptico, Cristais Fotônicos, Estrutura quase-aleatória.

ABSTRACT

In the last decades, many advances have been achieved in Photonics; an example of this are photonic crystals: devices that have periodic variation of their refractive indexes. These enable, for example, the ability to trap beams inside a waveguide and spectral sensing, among other relevant skills for the research and development environment in several instances studied today.

One of the current hurdles for applications related to these devices is that they have strong dependencies on their periods. Therefore, this work aims to study the possibility of synthesis of a photonic crystal, more specifically, photonic filter of quasi-random structure with larger degrees of freedom related to the limitations, previously mentioned.

Key-words: Guided-modes excitation, Optical coupling, Photonic crystal, Quasi-random structures.

LISTA DE FIGURAS

1	Feixe de Luz se propagando do meio 2 para o meio 1. Parte do feixe incidente é transmitido ou refratado para o meio 1 e parte é refletida para o próprio meio 2.	20
2	Guia de onda retangular, tridimensional com guiamento de modo propagante.	21
3	Exemplo de um sistema óptico que possui um guia de onda envolto por uma cobertura e um substrato.	21
4	Diagrama de dispersão para um guia de onda com radiação propagante em Modo TE.	24
5	Feixe de luz se propagando de um meio com índice de refração menor para um meio com índice de refração maior o que implica em $\theta_2 < \theta_1$	25
6	Rede de difração.	26
7	Sistema estudado.	28
8	Exemplo do espectro de refletância de uma placa dielétrica uniforme.	29
9	Exemplo do espectro de refletividade de uma estrutura que contém uma rede de difração de espessura $h = 20\text{ nm}$ e um guia de onda com espessura $d = 200\text{ nm}$ um acoplamento óptico ocorrendo em um $\lambda = 500\text{ nm}$	30
10	Geometria do sistema estudado.	32
11	Diagrama de dispersão com o conjunto $\beta = 1,347 \times 10^7 \frac{rd}{m}$ e $\lambda = 600\text{nm}$ assinalado.	34
12	Espectro de reflexão total de um sistema sem rede de difração.	35
13	Espectro de reflexão total de um sistema com rede de difração de período $\Lambda = 466,46\text{nm}$	35
14	Espectro de reflexão total para modo TE de um sistema com cristal fotônico composto por poste circulares de raio $r = 186,09\text{nm}$	36
15	Espectro de Fourier gerado pelo Binary Search, com energia concentrada entre as ordens de difração 11 e 14.	37
16	Máscara para a síntese de uma estrutura quase-aleatória com energia concentrada entre as ordens de difração 11 e 14	38
17	Espectro de reflexão total para modo TE de um sistema com estrutura quase aleatória de período $\Lambda = 6,5304\mu\text{m}$ e com faixa de excitação implementada para as ordens de difração 11, 12, 13 e 14.	39

18	Espectro de reflexão total para modo TE de um sistema com estrutura quase aleatória de período $\Lambda = 6,5304\mu m$ e com faixa de excitação implementada para as ordens de difração 11, 12, 13 e 14, com menor intervalo de comprimento de onda.	39
19	Diagrama de dispersão com λ, β assinalados para a faixa de excitação entre a décima primeira e a décima quarta ordem de difração.	41
20	Espectro de Reflexão e Transmissão para rede de difração 1D referente à décima primeira ordem de difração - ressonância prevista em $\lambda_{11} = 737 nm$. .	42
21	Espectro de Reflexão e Transmissão para rede de difração 1D referente à décima segunda ordem de difração - ressonância prevista em $\lambda_{12} = 685 nm$. .	42
22	Espectro de Reflexão e Transmissão para rede de difração 1D referente à décima terceira ordem de difração - ressonância prevista em $\lambda_{13} = 639 nm$. .	43
23	Espectro de Reflexão e Transmissão para rede de difração 1D referente à décima quarta ordem de difração - ressonância prevista em $\lambda_{14} = 600 nm$. .	43
24	Espectro de Reflexão e Transmissão para o cristal fotônico referente à décima primeira ordem de difração - ressonância prevista em $\lambda_{11} = 737 nm$	44
25	Espectro de Reflexão e Transmissão para o cristal fotônico referente à décima segunda ordem de difração - ressonância prevista em $\lambda_{12} = 685 nm$	44
26	Espectro de Reflexão e Transmissão para o cristal fotônico referente à décima terceira ordem de difração - ressonância prevista em $\lambda_{13} = 639 nm$	45
27	Espectro de Reflexão e Transmissão para o cristal fotônico referente à décima quarta ordem de difração - ressonância prevista em $\lambda_{14} = 600 nm$. .	45
28	Espectro de absorção para o cristal fotônico referente à décima primeira ordem de difração - ressonância prevista em $\lambda_{11} = 737 nm$	46
29	Espectro de absorção para rede de difração 1D referente à décima segunda ordem de difração - ressonância prevista em $\lambda_{12} = 685 nm$	46
30	Espectro de absorção para rede de difração 1D referente à décima terceira ordem de difração - ressonância prevista em $\lambda_{13} = 639 nm$	47
31	Espectro de absorção para rede de difração 1D referente à décima quarta ordem de difração - ressonância prevista em $\lambda_{14} = 600 nm$	47

32	Espectros de Reflexão e Transmissão do filtro fotônico de estrutura quase-aleatória projetado para uma faixa de excitação entre a décima primeira e a décima quarta ordem de difração - ressonâncias previstas para 600 nm , 639 nm , 685 nm e 737 nm	48
33	Espectros de Absorção do filtro fotônico de estrutura quase-aleatória projetado para uma faixa de excitação entre a décima primeira e a décima quarta ordem de difração - ressonâncias previstas para 600 nm , 639 nm , 685 nm e 737 nm	48
34	Diagrama de dispersão com λ , β assinalados para a faixa de excitação entre a segunda e a quinta ordem de difração.	49
35	Espectro de Reflexão e Transmissão para rede de difração 1D referente à segunda ordem de difração - ressonância prevista em $\lambda_2 = 1093\text{ nm}$	50
36	Espectro de Reflexão e Transmissão para rede de difração 1D referente à terceira ordem de difração - ressonância prevista em $\lambda_3 = 775\text{ nm}$	51
37	Espectro de Reflexão e Transmissão para rede de difração 1D referente à quarta ordem de difração - ressonância prevista em $\lambda_4 = 606\text{ nm}$	51
38	Espectro de Reflexão e Transmissão para rede de difração 1D referente à quinta ordem de difração - ressonância prevista em $\lambda_5 = 500\text{ nm}$	52
39	Espectro de Reflexão e Transmissão para o cristal fotônico referente à segunda ordem de difração - ressonância prevista em $\lambda_2 = 1093\text{ nm}$	52
40	Espectro de Reflexão e Transmissão para o cristal fotônico referente à terceira ordem de difração - ressonância prevista em $\lambda_3 = 775\text{ nm}$	53
41	Espectro de Reflexão e Transmissão para o cristal fotônico referente à quarta ordem de difração - ressonância prevista em $\lambda_4 = 606\text{ nm}$	53
42	Espectro de Reflexão e Transmissão para o cristal fotônico referente à quinta ordem de difração - ressonância prevista em $\lambda_5 = 500\text{ nm}$	54
43	Espectro de absorção para o cristal fotônico referente à segunda ordem de difração - ressonância prevista em $\lambda_2 = 1093\text{ nm}$	54
44	Espectro de absorção para rede de difração 1D referente à terceira ordem de difração - ressonância prevista em $\lambda_3 = 775\text{ nm}$	55
45	Espectro de absorção para rede de difração 1D referente à quarta ordem de difração - ressonância prevista em $\lambda_4 = 606\text{ nm}$	55
46	Espectro de absorção para rede de difração 1D referente à décima quarta ordem de difração - ressonância prevista em $\lambda_5 = 500\text{ nm}$	56

47	Espectro de Fourier, como energia concentrada entre a segunda e a quinta ordem de difração	57
48	Espectros de Reflexão e Transmissão do filtro fotônico de estrutura quase-aleatória projetado para uma faixa de excitação entre a segunda e a quinta ordem de difração - ressonâncias previstas para 500 nm, 606 nm, 775 nm e 1093 nm	58
49	Espectros de Absorção do filtro fotônico de estrutura quase-aleatória projetado para uma faixa de excitação entre a segunda e a quinta ordem de difração - ressonâncias previstas para 500 nm, 606 nm, 775 nm e 1093 nm	58

LISTA DE TABELAS

1	Dados do Sistema	32
2	Pares de modos guiados para cada as ordens de difração 11, 12, 13 e 14. . .	40
3	Períodos equivalentes e raios (cristais fotônicos com postes circulares) para cada constante de propagação referentes a faixa de excitação entre a décima primeira e a décima quarta ordem de difração	41
4	Pares de modos guiados para cada as ordens de difração 2, 3, 4 e 5.	49
5	Períodos equivalentes e raios (cristais fotônicos com postes circulares) para cada constante de propagação referentes a faixa de excitação entre a segunda e a quinta ordem de difração.	50

Conteúdo

1 INTRODUÇÃO	17
1.1 Estrutura da monografia	17
2 CONCEITOS GERAIS	19
2.1 Reflexão total	19
2.2 Guia de onda	20
2.3 Acoplamento por redes de difração	24
2.4 Física das redes de difração	25
2.5 Relação de Bragg	26
2.6 Incidência perpendicular do feixe luminoso em relação ao sistema	27
2.7 Rede de difração como acoplador óptico	28
2.8 Filtros baseados em guias de onda	28
2.9 Coeficiente de absorção	30
3 PROPOSTA DE TRABALHO	31
4 METODOLOGIA	32
4.1 Estrutura fundamental	32
4.2 Diagrama de dispersão	33
4.3 Cálculos	33
4.4 Acoplamento 1D	33
4.5 Acoplamento 2D	36
4.6 Filtros fotônicos de estrutura quase-aleatória	37
5 APRESENTAÇÃO E ANÁLISE DOS RESULTADOS	40
5.1 Cálculos para a estrutura aleatória com faixa de excitação estipulada para as ordens de difração 11, 12, 13 e 14	40
5.1.1 Reflexão e Transmissão das redes de Difração 1D	41
5.1.2 Reflexão e Transmissão dos cristais fotônicos	43

5.1.3	Absorção dos cristais fotônicos	45
5.1.4	Design da estrutura aleatória com faixa de excitação projetada entre a décima primeira e a décima quarta ordem de difração	47
5.2	Cálculos para a estrutura aleatória com faixa de excitação estipulada para as ordens de difração 2, 3, 4 e 5	49
5.2.1	Reflexão e Transmissão das redes de Difração 1D	50
5.2.2	Reflexão e Transmissão dos cristais fotônicos	52
5.2.3	Absorção dos cristais fotônicos	54
5.2.4	Design da estrutura aleatória com faixa de excitação projetada entre a segunda e a quinta ordem de difração	56
6	CONCLUSÕES E TRABALHOS FUTUROS	59
REFERÊNCIAS		60

1 INTRODUÇÃO

Com o advento da 3^a Revolução Industrial, iniciada após a 2^a Guerra Mundial, a humanidade se deparou com um avanço tecnológico exponencial. Por conta disso várias áreas relacionadas à pesquisa e desenvolvimento foram inspiradas, tais como computação, aeronáutica e microbiologia .

Em meados da década de 60 surgiu a fotônica - ciência que estuda métodos de geração e aproveitamento de luz e outras formas de energia radiante [1]. -, que contribui até os dias de hoje com resultados relevantes em instâncias como: Eletrônica (foto transistor [2]), Tecnologia da informação (Fibra óptica [3]) e medicina (aparatos para cirurgias de risco [4]).

Um dos grandes protagonistas na fotônica são os filtros fotônicos. Segundo a definição atribuída pelo dicionário Michaelis, filtro é o dispositivo que tem a finalidade de selecionar [5]. No caso da fotônica, pode-se dizer que filtros são dispositivos responsáveis por selecionar faixas de interesse do espectro de radiação sobre o qual devem atuar.

Por conta de possuírem acoplamento descomplicado, ou seja, fácil posicionamento; da sua fabricação relativamente simples; e da alta seletividade que proporcionam, a usabilidade dos filtros baseados em modos quase-guiados é eficaz e extensa. Pode-se citar como exemplos deste tipo de sistema a sua atuação para o aumento de eficiência de células termofotovoltaicas [6] e sua capacidade de atuar como sensor espectral [7].

Porém, os filtros de modos quase-guiados possuem um empecilho, que é o fato de existirem dependências e restrições relacionadas ao seu período, que não interferem na gama de aplicação destes dispositivos, mas sim em suas funcionalidades nos diversos sistemas nos quais podem ser aplicados. Por exemplo, um determinado filtro pode ser usado para selecionar uma região do espectro, como um filtro propriamente dito, ou para identificar essa mesma região de espectro, como um sensor. Destrincharemos essas restrições de maneira aprofundadas em capítulos posteriores. Então, com o intuito de expandir ainda mais a aplicabilidade para este tipo de dispositivo, pretende-se, neste trabalho propor o design de filtros com maior grau de liberdade.

1.1 Estrutura da monografia

No capítulo 2 serão abordados os conceitos fundamentais para a compreensão do projeto, como por exemplo: reflexão total, acoplamento por redes de difração, física das redes de difração, relação de Bragg, incidência perpendicular, rede de difração como acoplador óptico, filtros baseados em guias de onda.

No capítulo 3 são abordadas as propostas deste trabalho.

No capítulo 4 detalham-se as metodologias utilizadas para validar o design proposto como: os cálculos e programas utilizados.

No capítulo 5 enumeram-se os resultados obtidos no trabalho.

No capítulo 6 são apresentadas as considerações finais e as conclusões, referentes ao que foi feito.

2 CONCEITOS GERAIS

Este capítulo tem como intuito explicitar os principais elementos da parte conceitual relacionada ao assunto principal dessa monografia, que são os filtros fotônicos baseados em modo guiados.

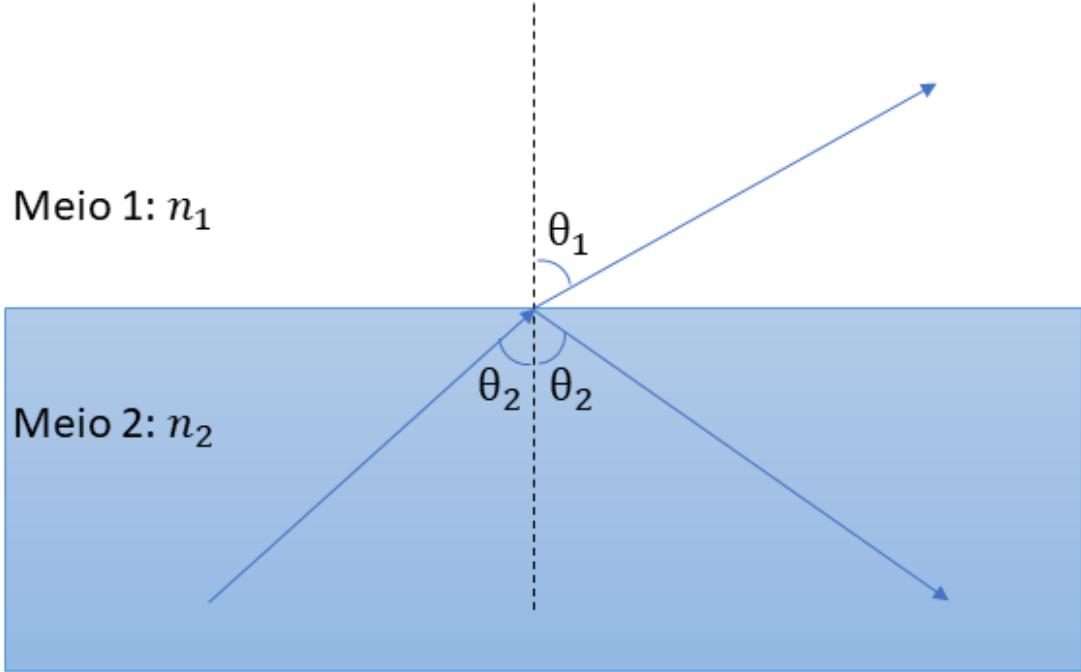
2.1 Reflexão total

Para que se possa dar início à ilustração do problema, começemos com o conceito de reflexão interna total. Pode-se clarificar tal fenômeno por meio da Lei de Snell – relação entre o caminho pelo qual o feixe de luz cruza a fronteira ou a superfície de separação entre duas superfícies em contato e os seus respectivos índices de refração [8]. Tomemos a equação da Lei de Snell, dada a seguir:

$$n_1 \sin(\theta_1) = n_2 \sin(\theta_2) \quad (1)$$

Onde θ_1 e θ_2 são os ângulos formados entre o feixe de luz e a reta normal às superfícies 1 e 2 respectivamente, e n_1 e n_2 são os índices de refração do meio 1 e do meio 2, nesta ordem. Podemos observar um exemplo de refração da luz, por meio da figura a seguir:

Figura 1: Feixe de Luz se propagando do meio 2 para o meio 1. Parte do feixe incidente é transmitido ou refratado para o meio 1 e parte é refletida para o próprio meio 2.



Supõe-se que $n_2 > n_1$ e que o feixe radiante se propaga do meio 2 para o meio 1. Manipulando-se a relação da Lei de Snell, tem-se:

$$\frac{n_1}{n_2} = \frac{\sin\theta_2}{\sin\theta_1} \quad (2)$$

Quer-se que o feixe radiante não se propague no meio 1, em outras palavras, que seja completamente refletido no meio 2. Então queremos que θ_1 tenha no mínimo 90° em relação à reta normal. Para essa condição, chamaremos o ângulo de incidência no meio 2, θ_2 , de ângulo crítico θ_c . Tem-se então para $\theta_1 = 90^\circ$:

$$\sin\theta_c = \frac{n_1}{n_2} \quad (3)$$

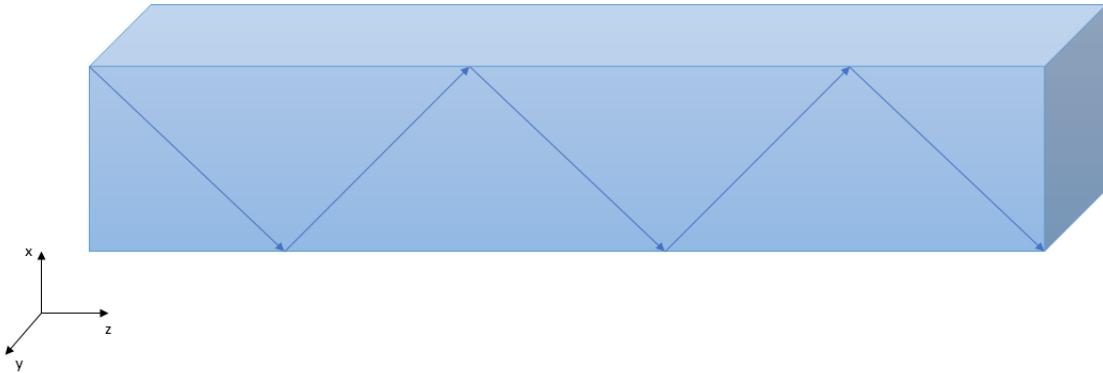
Dessa maneira, sabemos que quando o ângulo de incidência da luz for maior que este ângulo, o feixe incidente será totalmente refletido para o meio incidente.

2.2 Guia de onda

Um guia de onda óptico é uma estrutura espacialmente não homogênea que guia a luz [9], ou seja, trata-se de uma estrutura utilizada para aprisionar e guiar a luz, e esse

guiamento ocorre devido ao fenômeno de reflexão interna total.

Figura 2: Guia de onda retangular, tridimensional com guiamento de modo propagante.



Porém, o fato de o feixe luminoso possuir um ângulo de incidência maior que o ângulo crítico não é uma condição suficiente para que haja o guiamento deste feixe através do guia. É necessário, também, que o ângulo de incidência seja coincidente com o ângulo de um modo guiado.

Um modo guiado é uma condição que permite o guiamento de radiações que interferem construtivamente entre si, em um guia de onda. O que resulta em constantes de propagação β discretizadas, ou seja, para alguns valores de β haverá propagação no guia de onda e para alguns não. Essa discretização dos β se deve ao simples fato de, enquanto ocorrem as reflexões dos feixes radiantes no guia, apenas os feixes que possuem acúmulos de fase múltiplos de 2π são propagados, pois estes são os únicos feixes que obedecem a condição de ressonância transversal. Estes β podem ser encontrados através das equações de Maxwell e das condições de contorno do guia propagante [10]. Suponhamos o sistema representado abaixo:

Figura 3: Exemplo de um sistema óptico que possui um guia de onda envolto por uma cobertura e um substrato.



Nesta estrutura temos um guia de onda com espessura d , representado pelo meio 2, e duas camadas envoltórias, a 1, que chamaremos de cobertura e a 3 que chamaremos de substrato. Para este caso, supomos $n_2 > n_1$ e $n_1 = n_3$.

Por meio das equações de Maxwell, escritas a seguir (para um meio isotrópico, sem perdas e sem fontes de carga):

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (4)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (5)$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = 0 \quad (6)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (7)$$

Nas quais:

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \quad (8)$$

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} \quad (9)$$

Onde \vec{E} é o vetor de campo elétrico, \vec{H} é o vetor de campo magnético, \vec{D} é o vetor densidade de fluxo elétrico, \vec{B} é o vetor densidade de fluxo magnético, μ é a permeabilidade magnética do meio e ϵ é a permissividade elétrica do meio. Supondo modo TE (onda possui apenas componente de campo transversal ao plano de propagação) com dependência no tempo e direção longitudinal expressas por $e^{j(\omega t - \beta z)}$ [10].

Dessa forma, teremos as formas dos campos elétrico e magnético, dadas por:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{j(\omega t - \beta z)} \quad (10)$$

$$\vec{H} = \vec{H}_0 e^{j(\omega t - \beta z)} \quad (11)$$

Podemos encontrar então, a equação de onda de Helmholtz [10] que representa a propagação de uma onda eletromagnética em um meio com índice de refração n . Tal equação pode ser observada a seguir:

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + (k_0^2 n^2 - \beta^2) E_y = 0 \quad (12)$$

Onde o número de uma onda no vácuo é $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ onde λ_0 é o comprimento de onda. Sabe-se que este tipo de equação diferencial tem como resposta a combinação linear entre ondas planas contra-propagantes:

$$E_y(x) = A e^{-jK'x} + B e^{jK'x} \quad (13)$$

Tal que K' é definido como $K' = \sqrt{k_0^2 n^2 - \beta^2}$.

Tendo em mente que desejamos o guiamento de onda em 2, e não desejamos guiamento em 1 e 3, queremos que K' seja puramente real em 2 (para que a resposta seja oscilatória) e que K' seja puramente imaginário em 1 e 3 (para que a resposta seja exponencialmente decrescente). E, dadas as características do sistema, sabemos que as constantes de propagação longitudinais para este caso se encontrará entre $k_0 n_1 < \beta < k_0 n_2$. Com base nessas afirmações teremos então:

$$K'_1 = j\sqrt{\beta^2 - k_0^2 n_1^2} = jk_1 \quad (14)$$

$$K'_2 = \sqrt{k_0^2 n_2^2 - \beta^2} = k_2 \quad (15)$$

$$K'_3 = j\sqrt{\beta^2 - k_0^2 n_3^2} = jk_3 \quad (16)$$

Como já sabemos quais serão os tipos de respostas que serão obtidas em cada uma das camadas, partiremos para a equação transcendental do modo TE, que pode ser encontrada via manipulações da Equação de Helmholtz e suas condições de contorno. A aplicação das condições de contorno (componentes tangenciais dos campos elétricos e magnéticos têm que ser contínuas na interface entre materiais), chegamos na equação transcendental:

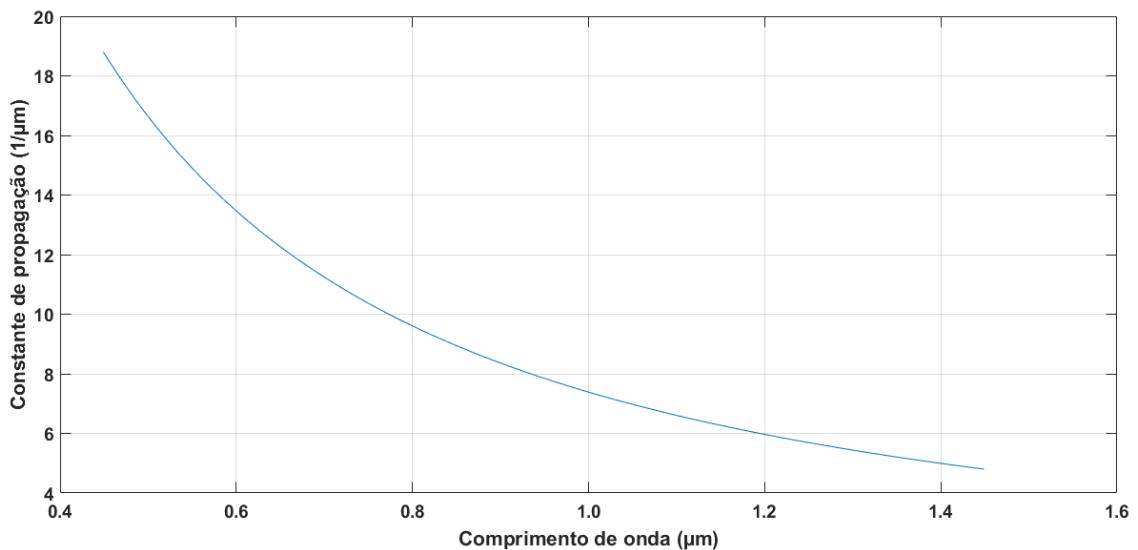
$$\tan(k_2 d) = k_2 \frac{k_1 + k_3}{k_2^2 - k_1 k_3} \quad (17)$$

Caso admitíssemos modo TM (onda possui apenas componente de campo magnético transversal ao plano de propagação), obteríamos a equação transcendental:

$$\tan(k_2 d) = \frac{k_2 [k_1 (\frac{n_2}{n_3})^2 + (\frac{n_2}{n_3})^2 k_3]}{k_2^2 - (\frac{n_2}{n_3})^2 (\frac{n_2}{n_1})^2 k_1 k_3} \quad (18)$$

Com auxílio de métodos computacionais, consegue-se achar os zeros dessas equações de modo a encontrar os conjuntos de comprimento de onda λ e constantes de propagação β , que representarão os modos guiados de um sistema. Estes conjuntos podem ser expressos no formato de diagrama de dispersão. Podemos observar o diagrama de dispersão da estrutura em estudo, visto que se trata de um sistema mono-modo (possui apenas um modo guiado) com cobertura e um substrato formados por Ar ($n_1 = n_3 = 1$) e um guia de onda composto por vidro ($n_2 = 1,5$) com largura inicial $d = 200$ nm.

Figura 4: Diagrama de dispersão para um guia de onda com radiação propagante em Modo TE.

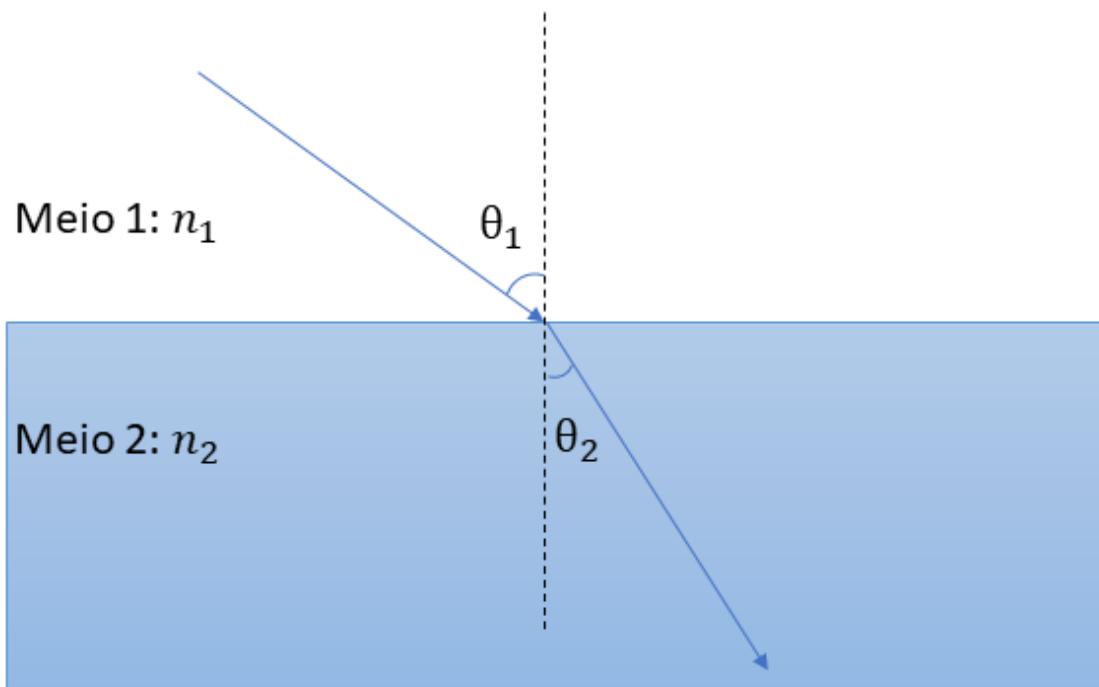


Este diagrama de dispersão foi obtido para o sistema que será utilizado nesta monografia.

2.3 Acoplamento por redes de difração

Agora, ilustraremos uma questão quanto à excitação dos modos guiados. Estamos interessados primordialmente em excitar os modos guiados com incidência no plano do guia, como mostrado na Figura 5. Para isso, é necessário que uma radiação que se propaga através da cobertura de ar incida no guia de onda e refrate para a parte interna do guia de onda com um ângulo de difração pelo menos maior que o ângulo crítico. Entretanto, pela lei de Snell, sabe-se que quando se tem um feixe luminoso incidindo de um meio com índice de refração menor para um meio com índice de refração maior, esse feixe será refratado com um ângulo menor que o ângulo incidente, como podemos observar na figura abaixo:

Figura 5: Feixe de luz se propagando de um meio com índice de refração menor para um meio com índice de refração maior o que implica em $\theta_2 < \theta_1$.

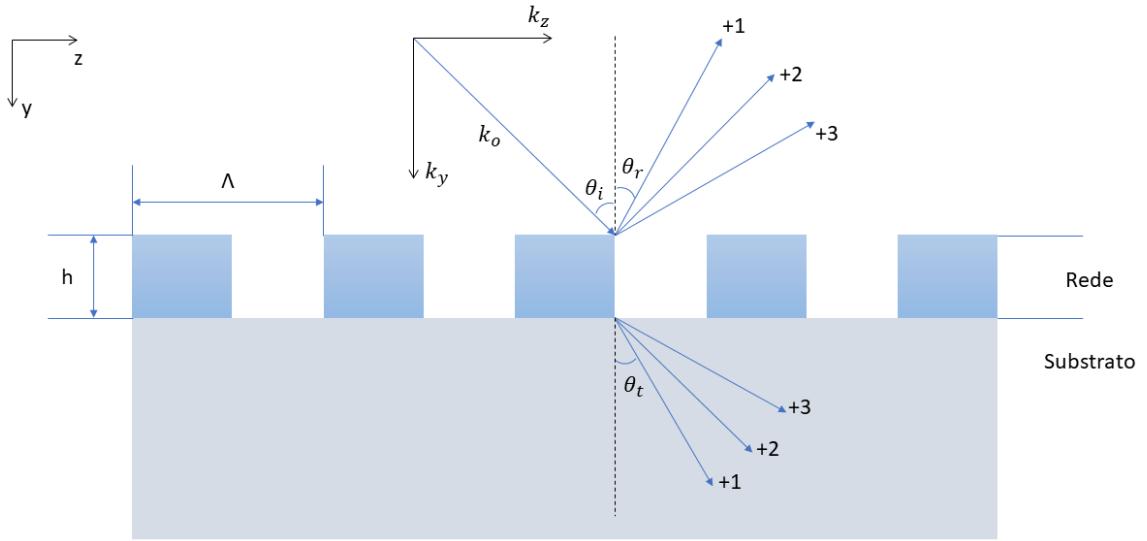


Portanto, é impossível excitar esses modos pelo Meio 1, a não ser que alguma coisa seja feita para refratar a luz com ângulos acima dos dados pela lei de Snell. Para isso, podemos adicionar estrutura com irregularidades estruturais, ou seja, uma rede de difração, que é o tópico do próximo item.

2.4 Física das redes de difração

Redes de difração são estruturas que possuem variação periódica de seus índices de refração e permitem o controle de feixes de luz propagantes. Podemos observar um exemplo de uma rede de difração na figura a seguir:

Figura 6: Rede de difração.



Onde h é a altura e Λ é o período da rede; θ_i , θ_t e θ_r são, respectivamente, os ângulos de incidência, reflexão e transmissão dos feixes luminosos em relação à reta normal ao sistema, como mostrado na Figura 6; k_z e k_y são as componentes paralelas e perpendiculares à direção de modulação do índice de refração da rede, respectivamente.

2.5 Relação de Bragg

A presença de periodicidade nas redes de difração faz com que existam ordens de difração tanto para reflexão, quanto para transmissão. Tais ordens, que podem ser tanto negativas quanto positivas, estão assinaladas na figura 6 por meio de suas numerações (+1,+2 e +3,...). Adotaremos m como índice para as ordens de difração.

O comportamento de tais ordens pode ser expresso pela relação de Bragg, evidenciada a seguir:

$$k_{zm} = k_z + \frac{2\pi m}{\Lambda} \quad (19)$$

Onde m é um número inteiro. Esta relação enuncia que dada uma onda incidente em uma rede de difração, com período Λ , que possui componente paralela à direção de propagação k_z , também existem ordens de difração tais que suas constantes de propagação, paralelas à direção de propagação k_{zm} obedecerão a relação de Bragg.

Analisemos agora a questão dos ângulos presentes na figura 6. Tomemos o caso das ordens de difração refletidas. Por uma simples relação trigonométrica, podemos dizer que:

$$\sin\theta_r = \frac{|k_{zm}|}{|k_{0m}|} \quad (20)$$

Sabendo que:

$$|k_{0m}| = \frac{2\pi n}{\lambda} \quad (21)$$

Tal que n é o índice de refração do meio que no qual as radiações estão se propagando Substituindo as equações (19) e (21) em na equação (20), teremos:

$$\sin\theta_{rm} = \frac{k_z + \frac{2\pi m}{\Lambda}}{\frac{2\pi}{\lambda}} \quad (22)$$

E o mesmo ocorre para as ordens de difração transmitidas:

$$\sin\theta_{tm} = \frac{k_z + \frac{2\pi m}{\Lambda}}{\frac{2\pi n_s}{\lambda}} \quad (23)$$

2.6 Incidência perpendicular do feixe luminoso em relação ao sistema

Supondo um caso especial (que será o caso de estudo deste texto), onde as ondas incidentes são perpendiculares ao sistema, ou seja $\theta_i = 0$, e considerando apenas as primeiras ordens de difração para reflexão e transmissão ($k_z = 0$ e $m = 1$), teremos então:

$$\sin\theta_{r1} = \frac{\lambda}{\Lambda} \quad (24)$$

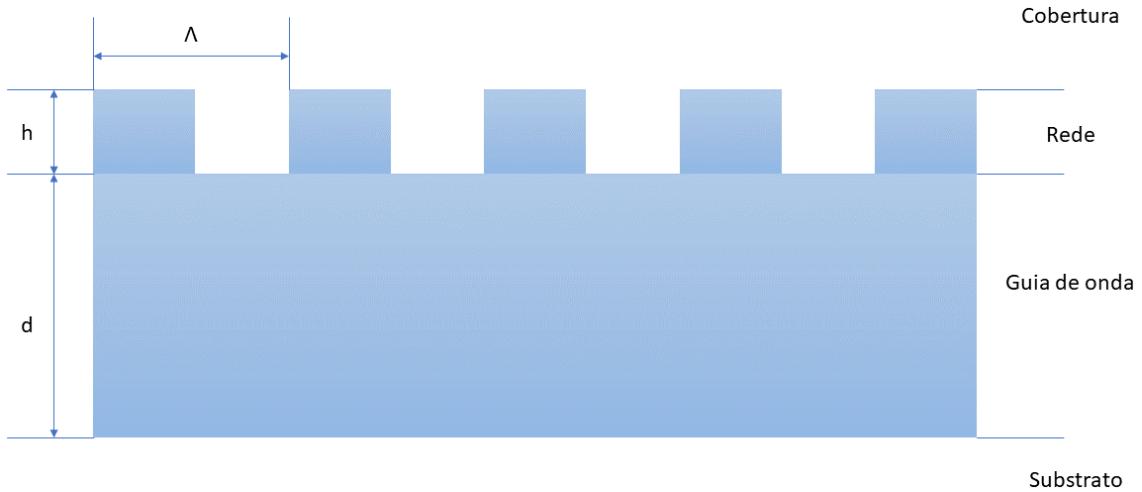
$$\sin\theta_{t1} = \frac{\lambda}{\Lambda n_s} \quad (25)$$

Analizando a equação (24), podemos perceber que, se o período da rede for menor que o comprimento de onda (*subwavelength grating*), as ondas refletidas serão evanescentes, já que $\sin\theta_{r1} > 1$. Porém, analisando a equação (25), podemos perceber que para o caso das ondas transmitidas, o fato do período ser menor que o comprimento de onda pode ser compensado com n_s , e essa relação, quando comparada à equação (3), garante que o ângulo de difração transmitido será maior que o ângulo crítico. Assim, utilizar estruturas com essa característica permite que a proposta deste tcc seja plausível.

2.7 Rede de difração como acoplador óptico

Agora foquemos na aplicação da rede de difração como um acoplador. Podemos observar uma exemplificação a seguir:

Figura 7: Sistema estudado.



Nesta estrutura, temos uma cobertura e um substrato formados por ar ($n_c = n_s = 1$), uma rede formada pela variação periódica do vidro ($n_r = 1,5$) e ar ($n_g = 1$) e por fim um guia de onda composto por vidro ($n_w = 1,5$).

Neste caso, a rede de difração será responsável por difratar os feixes luminosos para a parte interna do guia de onda, porém, como já foi observado anteriormente, isso apenas não basta.

Para que haja o devido guiamento de radiação pelo guia é necessário que $\beta = k_{zm}$, ou seja, quando a componente paralela da constante de propagação da radiação difratada for igual ao β de um modo guiado haverá um casamento de fase. Que, por sua vez, excitará um modo, fazendo com que haja a propagação da radiação através do guia de onda. Isso consequentemente faz com que as radiações propagantes obedeçam a relação:

$$\beta = \frac{2\pi m}{\Lambda} \quad (26)$$

2.8 Filtros baseados em guias de onda

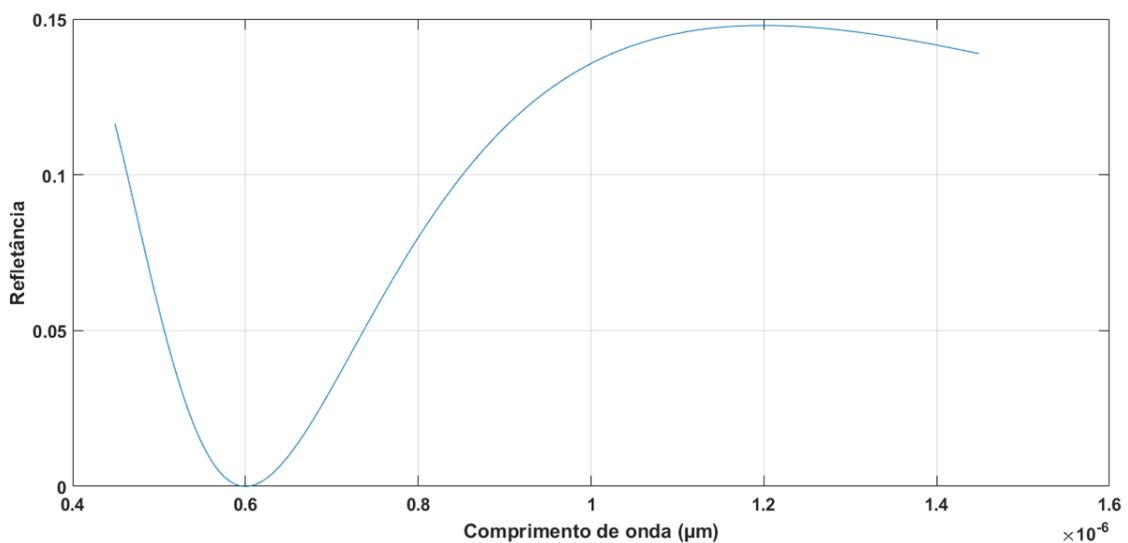
Entendidos os conceitos expostos nos itens anteriores, cabem agora comentários sobre os espectros de reflexão, transmissão e absorção das estruturas fotônicas. Nesta parte, analisaremos mais profundamente o espectro de reflexão, já que o espectro de transmissão é recíproco e o espectro de absorção pode ser encontrado por meio desses

outros dois.

Primeiramente, vamos nos ater ao espectro de reflexão de uma placa liso e uniforme. Quando se tem um feixe luminoso se propagando em uma placa, este funcionará como uma cavidade de Fabry-Perot – aprisionador óptico linear formado por dois espelhos refletores [11]. As cavidades Fabry-Perot têm um comportamento interessante, que é o de manter apenas radiações que interferem construtivamente entre si.

O espectro de reflexão para um sistema composto por um guia de vidro, de espessura $d = 200 \text{ nm}$ e índice de refração $n = 1,5$, envolto por ar com radiação incidindo perpendicularmente à sua superfície, tem o comportamento expresso na figura 8:

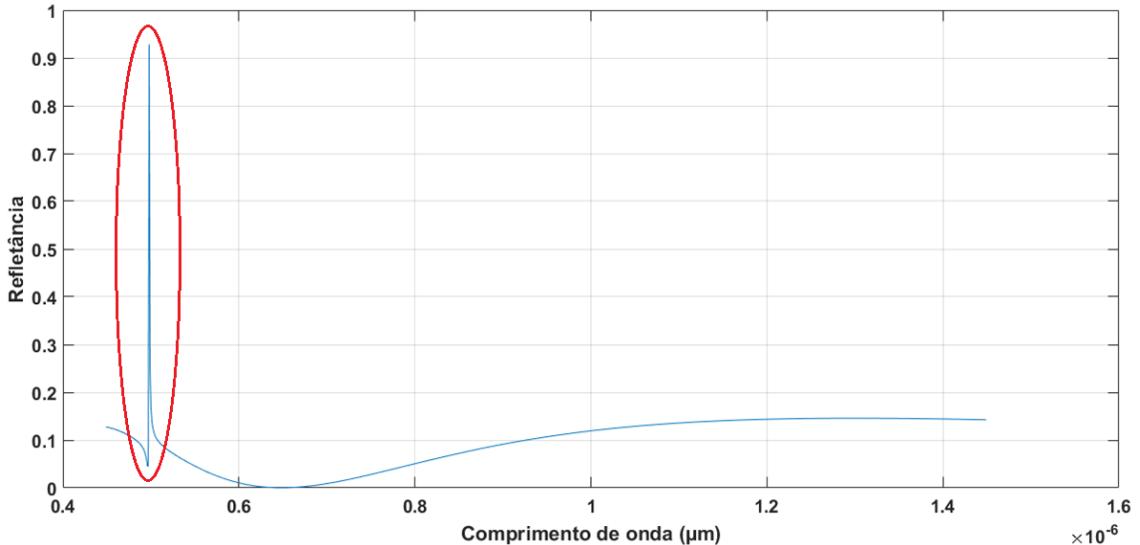
Figura 8: Exemplo do espectro de refletância de uma placa dielétrica uniforme.



Analisemos agora o espectro de reflexão de uma placa com a adição de uma rede difração sobre ele. Como vimos anteriormente, quando há um acoplamento óptico, há uma transição abrupta de fase. Este acumulo de fase é diretamente convertido em uma ressonância tanto no espectro de reflexão quanto no espectro de transmissão do sistema, e esse fato faz com que tais ressonâncias sirvam como indicativo de que, de fato ocorreu uma excitação modal no sistema. Essa característica faz com que estes tipos de filtros sejam muito úteis como sensores espectrais e também para o aumento na eficiência de células termofotovoltaicas, já que ao forçar o aprisionamento de radiação nas placas deste tipo de sistema, fazemos com que a radiação se propague por um caminho maior no guia de onda, e assim se pode utilizar técnicas para um maior aproveitamento da energia.

Um exemplo do espectro de refletância de um, para um sistema que contém uma rede de difração pode ser observado na figura 9:

Figura 9: Exemplo do espectro de refletividade de uma estrutura que contém uma rede de difração de espessura $h = 20 \text{ nm}$ e um guia de onda com espessura $d = 200 \text{ nm}$ um acoplamento óptico ocorrendo em um $\lambda = 500 \text{ nm}$.



2.9 Coeficiente de absorção

A fim de fazer um melhor monitoramento quanto às excitações equivalentes aos acoplamentos modais em algumas estruturas mais complexas, como estruturas com variação periódica do índice de refração em duas dimensões, utilizou-se uma técnica conhecida para diminuir e até mesmo eliminar as ressonâncias de Rayleigh (anomalias que aparecem naturalmente em sistemas com redes de difração) [12], e aumentar amplitude das ressonâncias referentes aos acoplamentos.

Essa técnica consiste na adição iterativa de uma constante de absorção de baixa magnitude na parte imaginária do índice de refração do guia de onda em questão. Se faz isso de maneira iterativa, pois as alterações são feitas de acordo com a observação dos espectros de refletância, transmitância e absorção, até que estes estejam satisfatórios para a observação dos acoplamentos modais.

À primeira vista, observa-se a que a adição de uma constante de absorção satisfatória no sistema reflete em um espectro de absorção mais limpo, que preserva as ressonâncias dos modos guiados e elimina grande parte as ressonâncias indesejáveis.

O coeficiente de absorção adotado para todos as estruturas em 2D deste trabalho (cristais fotônicos e estruturas quase-aleatórias) foi de $K = 3 \times 10^{-4}$.

3 PROPOSTA DE TRABALHO

Consultando então o diagrama de dispersão do sistema, na figura 4, tomamos como exemplo para a síntese da estrutura $\beta_1 = 7,386 \times 10^6 \frac{rd}{m}$ em um comprimento de onda $\lambda_1 = 1000\text{nm}$, para a primeira ordem de difração do feixe refratado.

Assim, utilizando a Equação (26), obteremos um período para estrutura $\Lambda_1 = 850,68 \text{ nm}$. Se a partir deste período, encontrássemos um β_2 para a segunda ordem de difração, obteríamos $\beta_2 = 1,477 \times 10^7 \frac{rd}{m}$, que de acordo com o diagrama de dispersão, está relacionado ao $\lambda_2 = 554 \text{ nm}$. Dessa forma, teríamos uma diferença de 446nm entre os comprimentos de onda das duas excitações, o que em alguns casos – como para aplicações em confinamento de luz - é uma diferença muito grande em relação ao espectro observado para caracterizar uma faixa de excitação, e isso torna as redes *subwavelength* insatisfatórias para esse tipo de aplicação. Assim, a pergunta que este trabalho se propõe a responder é: podemos projetar estruturas que permitam a excitação de ressonâncias mais próximas umas das outras?

Uma forma de abordar esse problema é utilizar estruturas fotônicas quase-aleatórias [13], que possuem períodos grandes para impedir que o intervalo entre as excitações seja elevado. Para exemplificar isso, tomemos agora $\beta_{10} = 1,347 \times 10^7 \frac{rd}{m}$ no comprimento de onda $\lambda_{10} = 600 \text{ nm}$, para a décima ordem de difração do feixe refratado. Utilizando novamente a Equação 26 obtém-se um período $\Lambda = 4,6646 \mu m$, cerca de 5 vezes maior que o período do caso anterior. Com o período encontrado, obteve-se para a nona ordem de difração do feixe um $\beta_9 = 1,2123 \times 10^7 \frac{rd}{m}$, que está relacionado a $\lambda_9 = 656 \text{ nm}$. Dessa maneira teremos um intervalo de 56 nm entre as duas excitações o que é quase 10 vezes menor que para o caso das redes *subwavelength*. Outra característica das estruturas quase-aleatórias, que é favorável para este projeto, é a capacidade de concentrar a energia do sistema em uma região do seu espectro de Fourier. O que permite que a energia do sistema seja utilizada apenas na faixa de excitação de interesse.

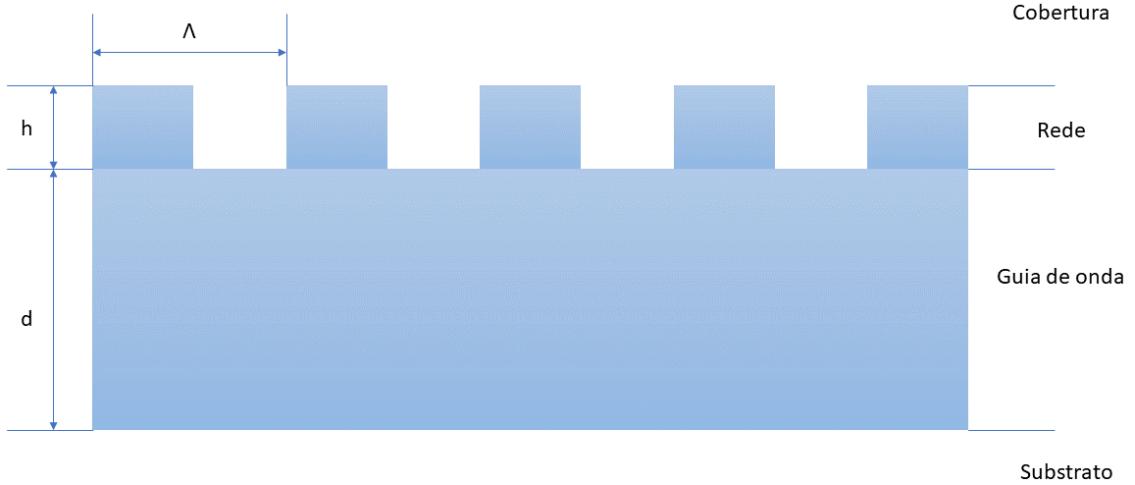
4 METODOLOGIA

Para o design do filtro fotônico de estrutura quase-aleatória, com grau de liberdade elevado – este grau de liberdade elevado será representado por meio da excitação de uma faixa larga de λ no guia de onda -, foram realizados alguns passos e etapas que são enumerados nesse capítulo.

4.1 Estrutura fundamental

Podemos observar abaixo a estrutura utilizada como base para os procedimentos realizados ao longo deste estudo:

Figura 10: Geometria do sistema estudado.



Tal que:

Tabela 1: Dados do Sistema

Camada	Índice de refração
Cobertura (Ar)	$n_c = 1$
Rede (Vidro/Ar)	$n_r = 1.5 / n_g = 1$
Guia de onda	$n_w = 1.5$
Substrato (Ar)	$n_s = 1$

E h é a altura da rede e d é a altura do guia de onda. Optou-se por uma espessura $d = 200 \text{ nm}$, para que o sistema seja de fato mono modo, e uma altura $h = 20 \text{ nm}$ para a rede de difração. Pode-se perceber que se trata de um sistema composto por quatro camadas. Sendo elas, da superior até a inferior em ordem: Cobertura, formada por ar; Rede, formada pela alternância de um material com o ar; Guia de onda, composto do mesmo material presente na rede; Substrato, também formado por ar.

4.2 Diagrama de dispersão

Para iniciar o estudo, primeiramente gera-se o diagrama de dispersão do sistema, mostrado na fig 11. Este diagrama possui as constantes de propagação β e os comprimento de onda λ , que satisfazem a equação transcendental apresentada anteriormente. Por causa disso criou-se um algoritmo em Matlab para encontrar as soluções da equação transcendental. O algoritmo é baseado em um método que procura os zeros (as soluções) da função, por meio da inspeção da troca no sinal da função enquanto se varria a faixa de β possíveis ($k_0 n_s < \beta < k_0 n_w$); se uma troca de sinal na função é encontrada, somava-se o valor do β referente ao valor positivo da função ao β referente ao valor negativo da função e se dividia este valor por dois, tomado assim um valor médio para β - assim, cada um dos pontos deste diagrama representa um modo guiado para um determinado comprimento de onda.

4.3 Cálculos

Tendo posse do diagrama de dispersão do sistema e a equação 26, escolhe-se um valor inicial de β para ser o primeiro valor que deve excitar o sistema. Sabemos de antemão que períodos pequenos (da ordem de $1 \mu m$) fazem com que os intervalos entre os β sejam elevados, o que não é interessante neste caso. Por isso optou-se por um β inicial com valor maior, para servir como referência para o período da estrutura, e atribui-se a este β uma ordem de difração maior, de modo que os próximos β sejam achados com o decremento do valor de m .

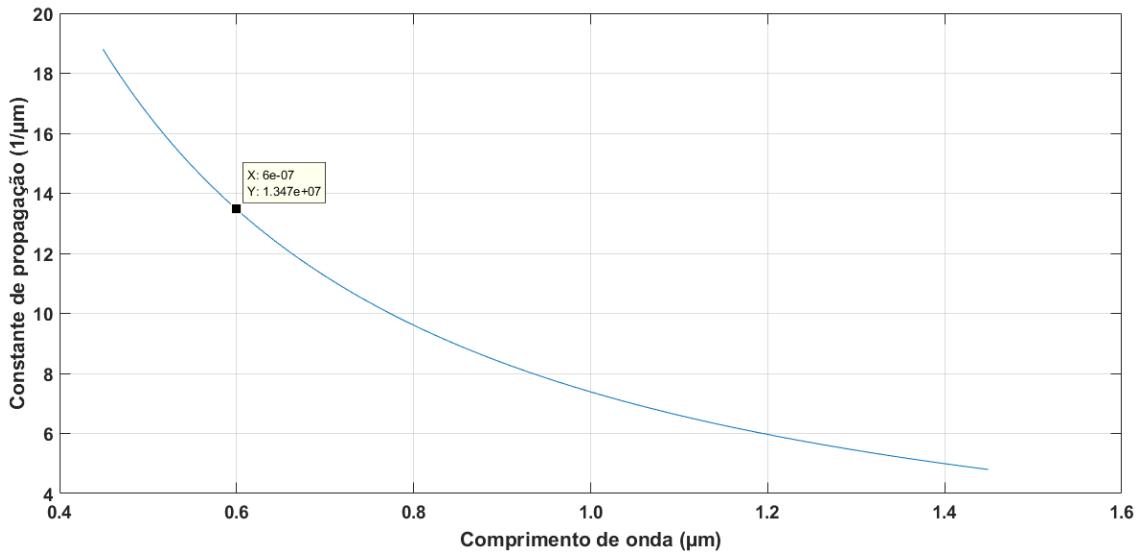
A fim de ilustrar estes cálculos, tomemos no diagrama de dispersão do sistema um par λ_m , β_m e o atribuamos a uma ordem de difração m . Pela equação (26), acha-se o período que será utilizado para a estrutura. Com esse período, basta-se decrementar gradualmente os valores das ordens de difração ($m-1, m-2, m-3, \dots$) na equação 26 para se encontrar os valores dos respectivos β ($\beta_{m-1}, \beta_{m-2}, \beta_{m-3}, \dots$). Em seguida, basta-se procurar por estes β no diagrama de dispersão e encontrar os λ ($\lambda_{m-1}, \lambda_{m-2}, \lambda_{m-3}, \dots$) nos quais as excitações de modo deverão ocorrer.

4.4 Acoplamento 1D

Após os dados da sessão anterior serem levantados, com o auxílio do RCWA (Rigorous coupled-wave analysis) - geralmente utilizado para analisar a difração de redes planares [14] - fazem-se simulações quanto ao espectro de transmitância, refletância e absorção do sistema com e sem redes de difração, para cada um dos β do item anterior. Para isso, utilizou-se a equação 26, com $m = 1$ para todos os casos. Assim encontramos

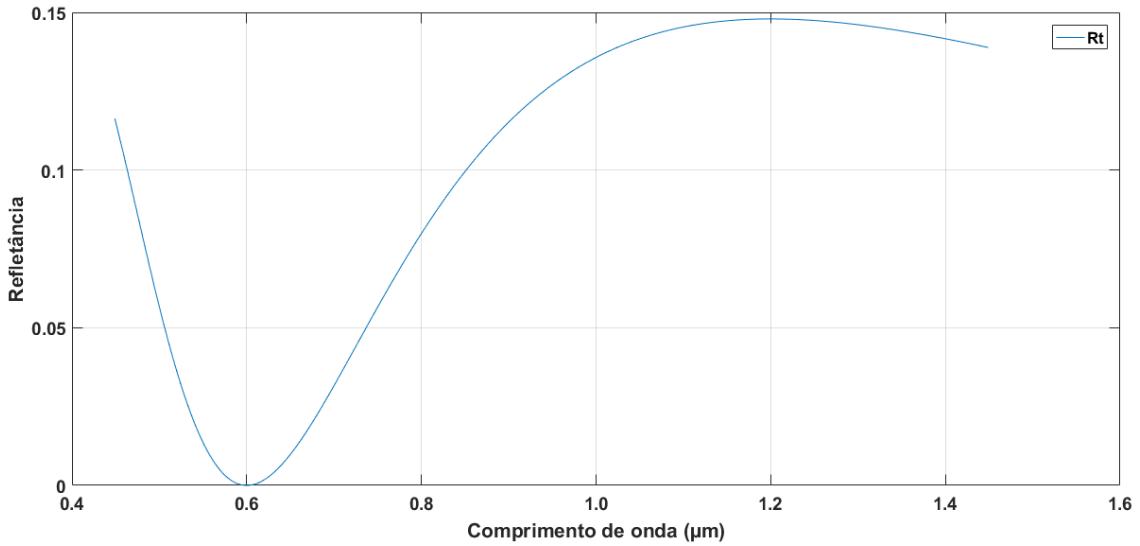
os períodos para redes de difração distintas, que devem excitar um modo no comprimento de onda relacionado aos seus β . Este método foi utilizado para comprovar se havia compatibilidade da teoria com a prática para a estrutura com uma dimensão. Utilizemos um caso de estudo para exemplificar essa etapa. Tomemos $\beta = 1,347 \times 10^7 \frac{rd}{m}$ e $\lambda = 600nm$, assinalados na figura a seguir:

Figura 11: Diagrama de dispersão com o conjunto $\beta = 1,347 \times 10^7 \frac{rd}{m}$ e $\lambda = 600nm$ assinalado.



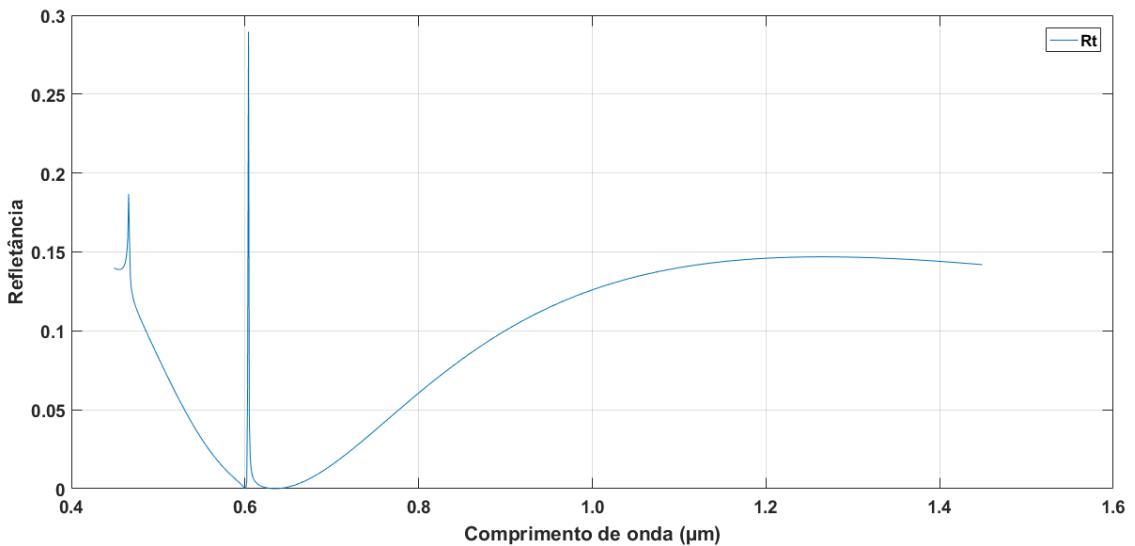
Utilizando este valor de β com $m = 1$ na equação 26, obteremos um período equivalente $\Lambda = 466,46nm$. Adicionando este período, juntamente com os dados referentes ao sistema com rede de difração de uma dimensão ($d = 200nm$ e $h = 20nm$) no RCWA-1D, esperamos obter em simulação uma excitação de modo ocorrendo em $600nm$. A título de comparação, podemos observar abaixo o espectro de transmissão do sistema sem rede de difração:

Figura 12: Espectro de reflexão total de um sistema sem rede de difração.



E a seguir podemos observar o espectro de reflexão do sistema, com a adição da rede com período $\Lambda = 466,46\text{nm}$:

Figura 13: Espectro de reflexão total de um sistema com rede de difração de período $\Lambda = 466,46\text{nm}$.



Podemos observar que a adição da rede de difração fez com que o modo fosse excitado na região esperada, porém, tal adição altera a condição de excitação projetada para o sistema, já que modificam a altura total do sistema, que neste caso era $d = 200\text{nm}$ e foi alterada para $d+h = 220\text{nm}$. Por conta disso as excitações podem ocorrer em pontos levemente defasados dos esperados.

4.5 Acoplamento 2D

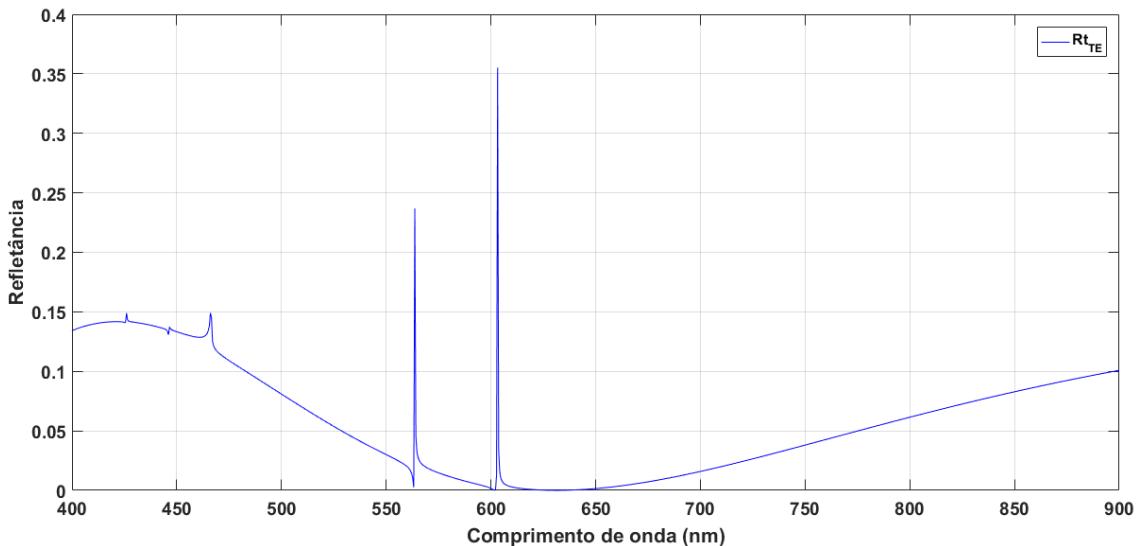
Agora, desejando-se validar a estrutura com variação periódica em duas dimensões, projetaram-se cristais fotônicos com postes circulares periódicos e fill-factor – fator semelhante ao duty-cycle de uma onda quadrada, que representa o a porcentagem de ridge (no caso, vidro), em relação ao período - de 0.5. Para fazer com que os períodos dos cristais fotônicos fossem iguais aos encontrados para os modos obtidos no item anterior deste capítulo, utilizou-se a relação:

$$ff = \frac{\pi r^2}{\Lambda^2} \quad (27)$$

Na qual ff é o fill-factor, r o raio do poste circular e Λ o período do cristal fotônico. Como exemplo, usaremos o mesmo período utilizado no item anterior $\Lambda = 466,46\text{nm}$. Substituindo este valor de período e o fill-factor de 0.5 na equação 27, obteve-se $r = 186,09\text{nm}$. Utilizando estes valores no RCWA 2D – programa que analisa a difração de redes com variação de índice de refração em duas dimensões – obtém-se o espectro de reflexão, transmissão e absorção para este tipo de estrutura.

Abaixo apresenta-se uma figura com o espectro de reflexão total do sistema contendo uma rede composta com cristais fotônico com postes circulares de raio $r = 186,09\text{nm}$.

Figura 14: Espectro de reflexão total para modo TE de um sistema com cristal fotônico composto por poste circulares de raio $r = 186,09\text{nm}$.



Comparando o espectro de reflexão dessa figura com os das duas figuras anteriores, podemos perceber que este possui mais perturbações que os outros.

4.6 Filtros fotônicos de estrutura quase-aleatória

Neste último passo, focamos em projetar uma estrutura quase-aleatória, capaz de excitar um faixa de modos guiados em nosso guia de ondas. Neste caso, utilizaremos os todos os β calculados no primeiro item deste capítulo, porém isso não é o bastante para o projeto. Como dito anteriormente, as estruturas quase-aleatórias podem concentrar a energia do sistema em uma região de seu espectro.

Temos o interesse em utilizar essa energia concentrada para excitação a faixa de β de interesse. Para focalizar essa energia, utilizou-se um Binary Search implementado em Matlab, que recebe o intervalo de ordens de difração, no qual a energia do sistema deve ficar contida, e faz cálculos com o espectro de Fourier, retornando: um anel no espectro de Fourier com tal energia acumulada; uma matriz binária que representa a variação dos índices de refração da estrutura, na qual 1 representa a presença do vidro e 0 representa a presença de ar; e o desenho de máscara para a síntese do filtro fotônico de estrutura quase-aleatória. Pode-se observar um exemplo do espectro de Fourier com energia concentrada entre as ordens de difração 11 e 14 e a máscara da estrutura retornados pelo Binary Search:

Figura 15: Espectro de Fourier gerado pelo Binary Search, com energia concentrada entre as ordens de difração 11 e 14.

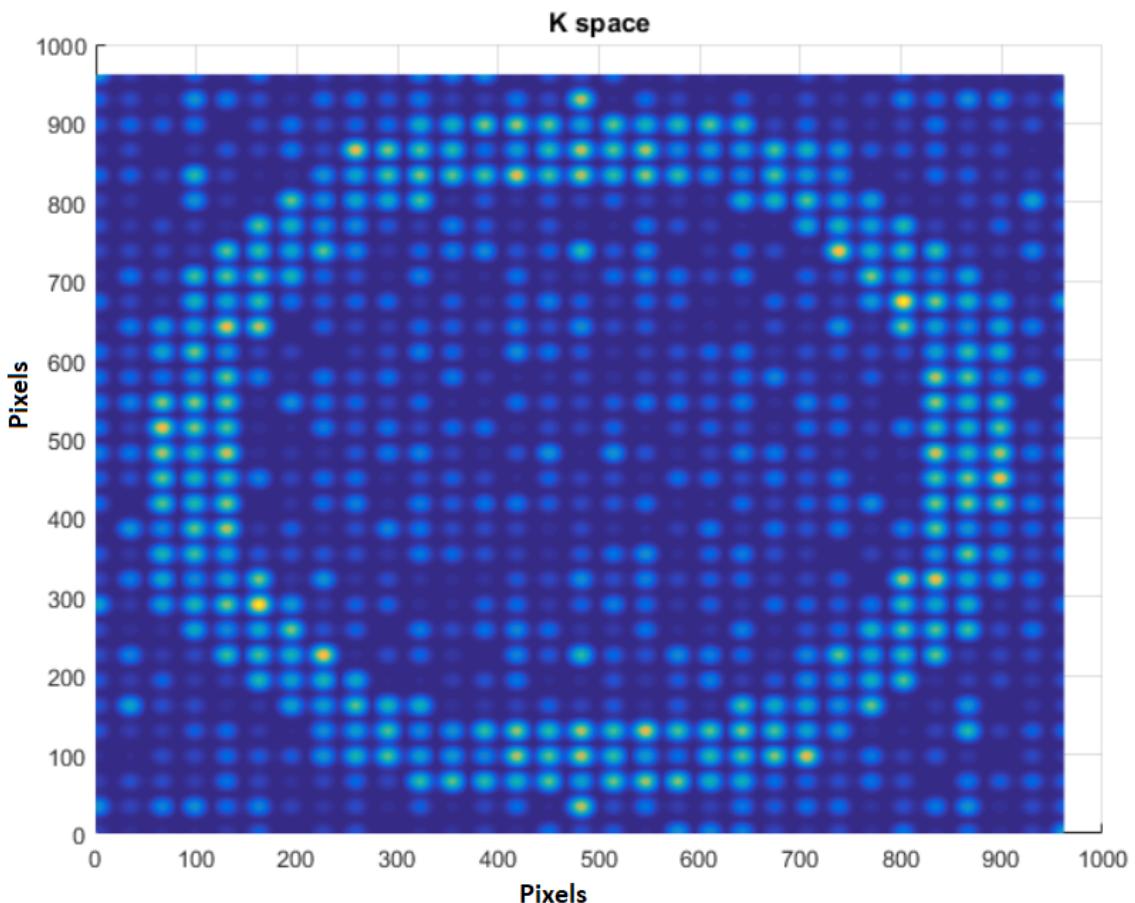
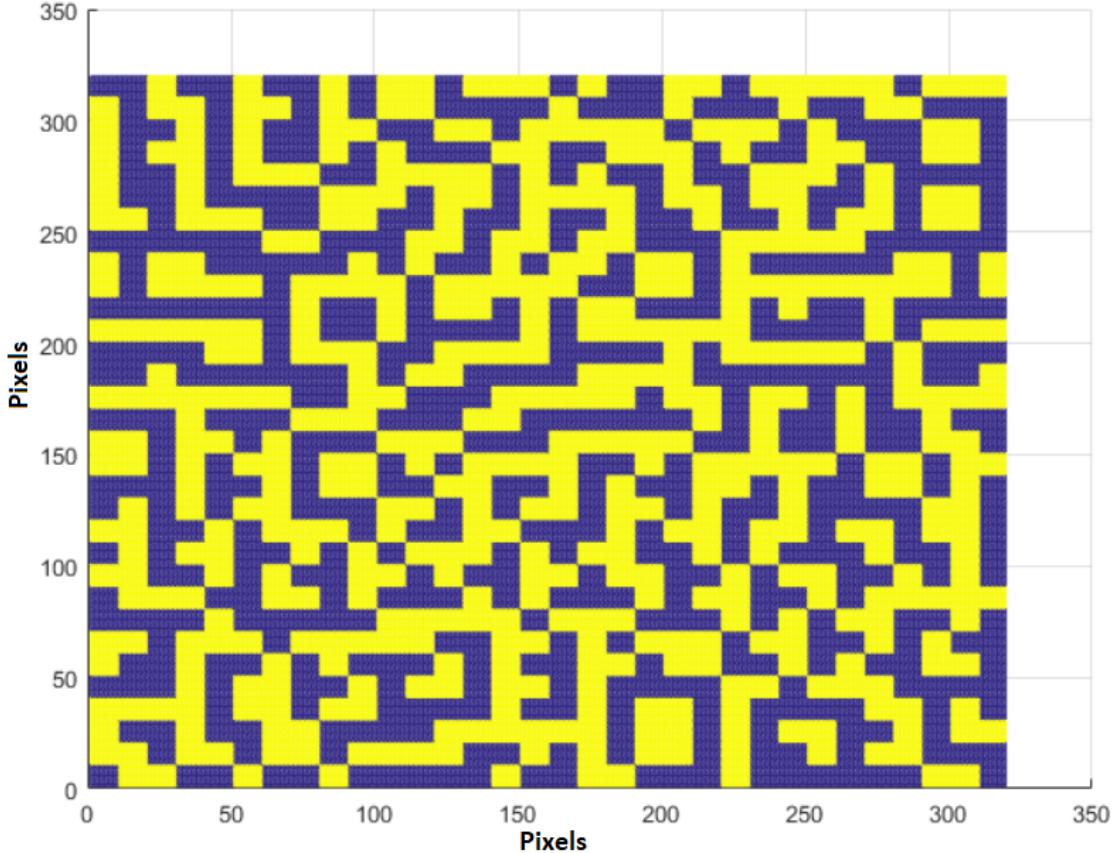


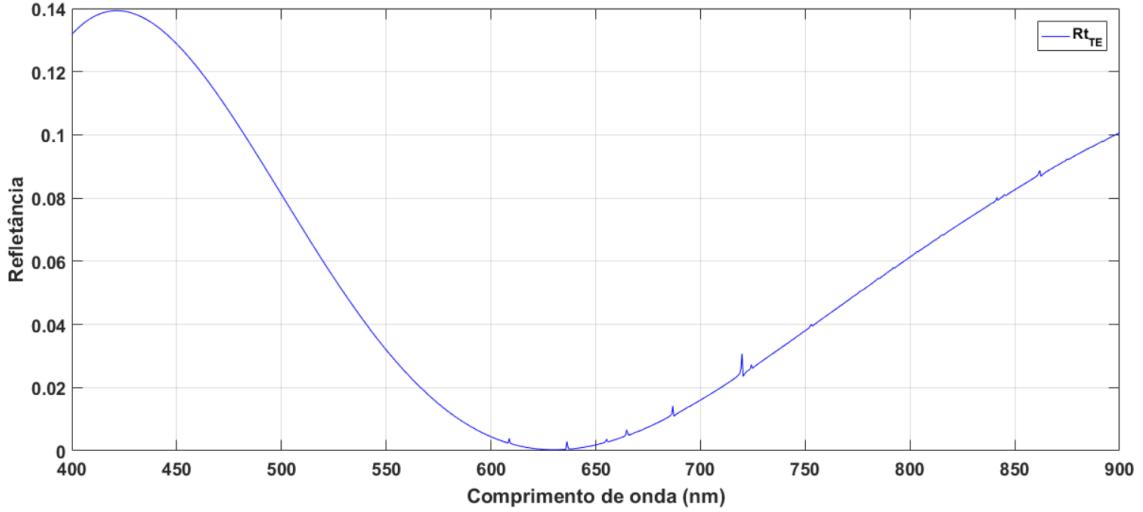
Figura 16: Máscara para a síntese de uma estrutura quase-aleatória com energia concentrada entre as ordens de difração 11 e 14



Para a implementação desse sistema, toma-se a dita faixa de β ($\beta_m, \beta_{m-1}, \beta_{m-2}, \beta_{m-3} \dots$) e seus respectivos λ ($\lambda_m, \lambda_{m-1}, \lambda_{m-2}, \lambda_{m-3} \dots$). Utiliza-se então como período para o filtro o período referente ao β_m , assim como ilustrado na sessão 3.3. Após isso escolhe-se uma região de concentração de energia no Binary search, utilizando a menor e a maior ordem de difração escolhidas. E então carrega-se no RCWA 2D a matriz binária retornada pelo Binary Search, o período escolhido para a estrutura e os outros dados do sistema como índices de refração das camadas e as larguras da rede e do guia de onda. E com isso geram-se as simulações dos espectros de transmissão, reflexão e absorção do sistema com o filtro de estrutura-quase aleatória e valida-se se a faixa de modo escolhida foi de fato excitada.

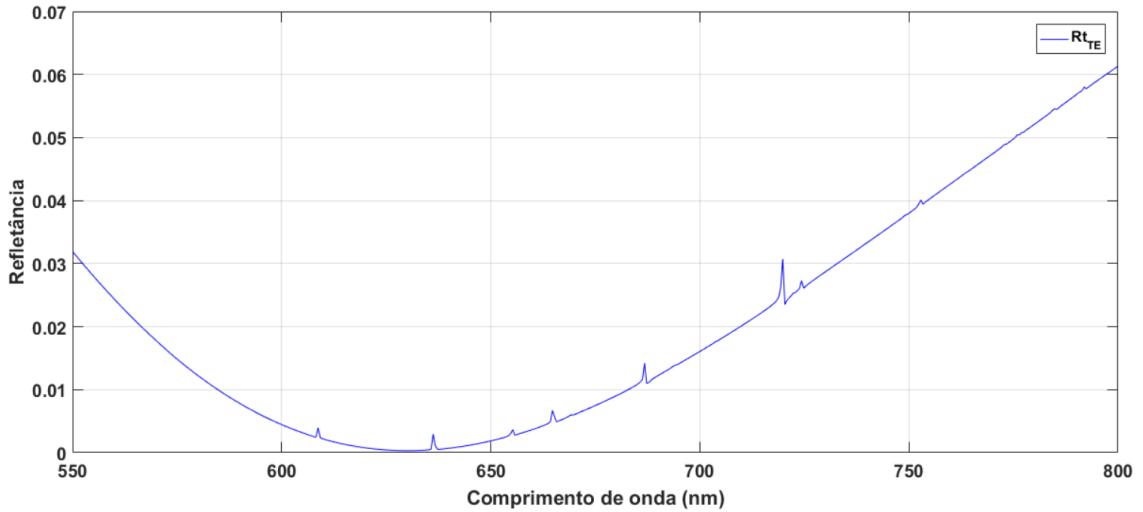
Podemos observar a seguir o exemplo do espectro de reflexão total de uma estrutura quase-aleatória, com período $\Lambda = 6,5304\mu m$ e com excitações previstas para ocorrer com as ordem de difração $m = (11, 12, 13, 14)$, nos comprimento de onda $\lambda_{14} = 600nm$, $\lambda_{13} = 639nm$, $\lambda_{12} = 685nm$ e $\lambda_{11} = 737nm$:

Figura 17: Espectro de reflexão total para modo TE de um sistema com estrutura quase aleatória de período $\Lambda = 6,5304\mu m$ e com faixa de excitação implementada para as ordens de difração 11, 12, 13 e 14.



Observa-se que as ressonâncias neste caso específico têm menor amplitude que nos casos anteriores. Podemos diminuir o intervalo dos eixos da figura para observá-las melhor:

Figura 18: Espectro de reflexão total para modo TE de um sistema com estrutura quase aleatória de período $\Lambda = 6,5304\mu m$ e com faixa de excitação implementada para as ordens de difração 11, 12, 13 e 14, com menor intervalo de comprimento de onda.



Devido ao fato de as simulações para este tipo de sistema necessitarem de uma resolução alta para uma nítida visualização das ressonâncias equivalentes aos modos guiados, o custo computacional das mesmas é elevado, demorando em média entre 4 em 5 horas. Por conta disso não foi possível fazer um número elevado de simulações para esse tipo de sistema. Por isso as simulações obtidas foram colocadas diretamente no capítulo de resultados deste trabalho.

5 APRESENTAÇÃO E ANÁLISE DOS RESULTADOS

Os resultados abordados neste capítulo estão divididos em dois grandes grupos, sendo o primeiro relacionado à uma estrutura quase aleatória com uma faixa de excitação projetada para as ordens de difração 11, 12, 13 e 14 e o outro à uma estrutura com faixa de excitação projetada para 2, 3, 4 e 5.

5.1 Cálculos para a estrutura aleatória com faixa de excitação estipulada para as ordens de difração 11, 12, 13 e 14

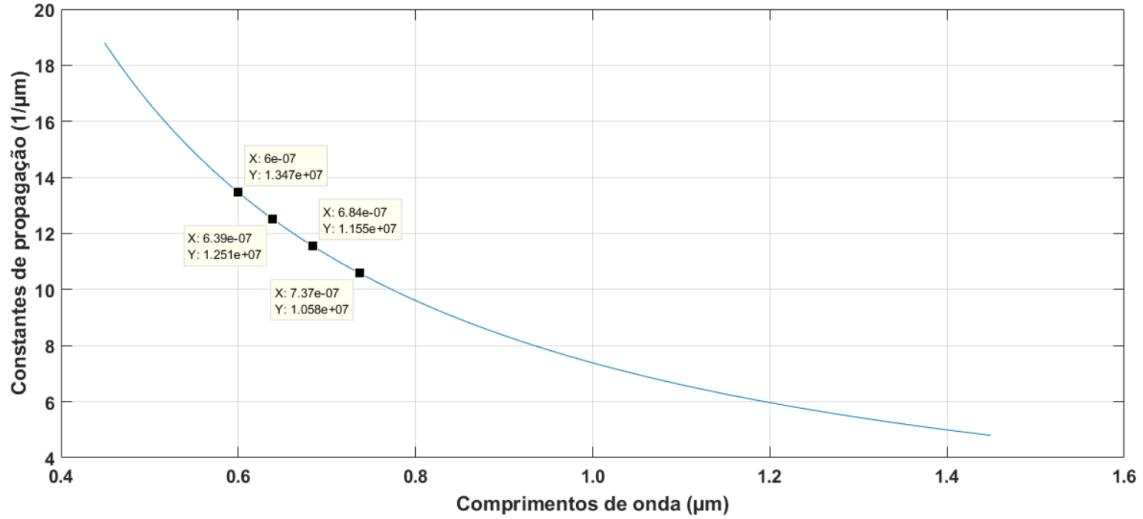
No diagrama de dispersão do sistema, escolheu-se como $\beta_{14} = 1,347 \times 10^7 \frac{rd}{m}$ e $\lambda_{14} = 600nm$, e a partir desse β_{14} , através da equação 26 obteve-se o período de $6,5304\mu m$. Com alguns cálculo iterativos nesta mesma equação, obteve-se então os outros β , que foram organizados na tabela a seguir:

Tabela 2: Pares de modos guiados para cada as ordens de difração 11, 12, 13 e 14.

Ordem de difração	$\beta(rd/m)$	$\lambda(nm)$
11	$1,0583 \times 10^7$	737
12	$1,1545 \times 10^7$	685
13	$1,2507 \times 10^7$	639
14	$1,347 \times 10^7$	600

Estes conjuntos podem ser observados no diagrama de dispersão do sistema a seguir:

Figura 19: Diagrama de dispersão com λ , β assinalados para a faixa de excitação entre a décima primeira e a décima quarta ordem de difração.



Com estes dados, utilizou-se novamente a equação 26 para se obter os períodos equivalentes a cada um destes . Estes períodos foram organizados na tabela a seguir:

Tabela 3: Períodos equivalentes e raios (cristais fotônicos com postes circulares) para cada constante de propagação referentes a faixa de excitação entre a décima primeira e a décima quarta ordem de difração

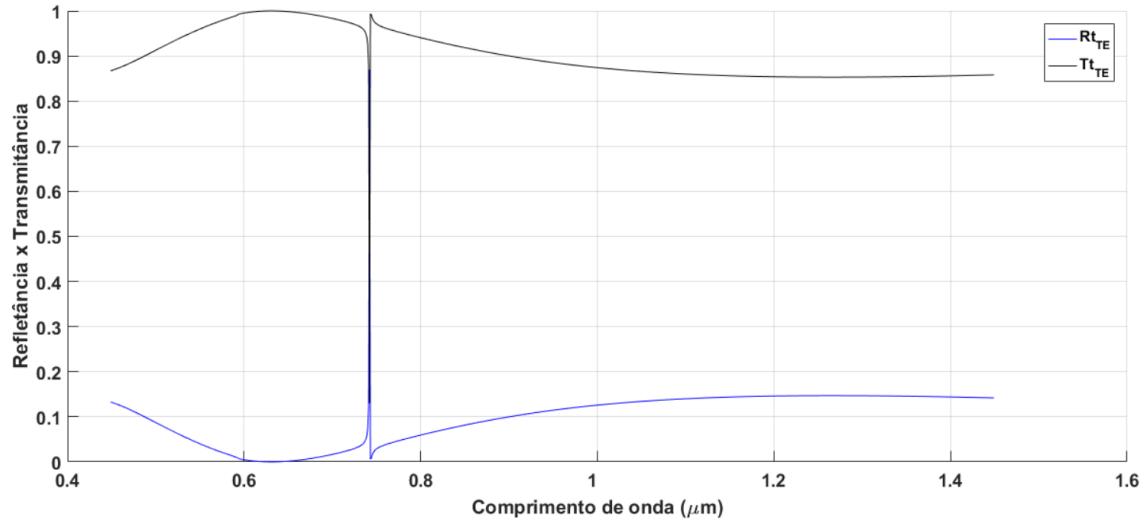
Ordem de difração	$\beta(\text{rd}/\text{m})$	$\Lambda(\text{nm})$	Raio(nm)
11	$1,0583 \times 10^7$	593,705	236,85
12	$1,1545 \times 10^7$	544,23	217,11
13	$1,2507 \times 10^7$	502,37	200,42
14	$1,347 \times 10^7$	466,457	186,09

5.1.1 Reflexão e Transmissão das redes de Difração 1D

Utilizando esses Λ no RCWA-1D, validaram-se as excitações de modo para redes de difração com uma dimensão (Utilizou-se $K = 0$ para todos os caso dessa sessão). Então:

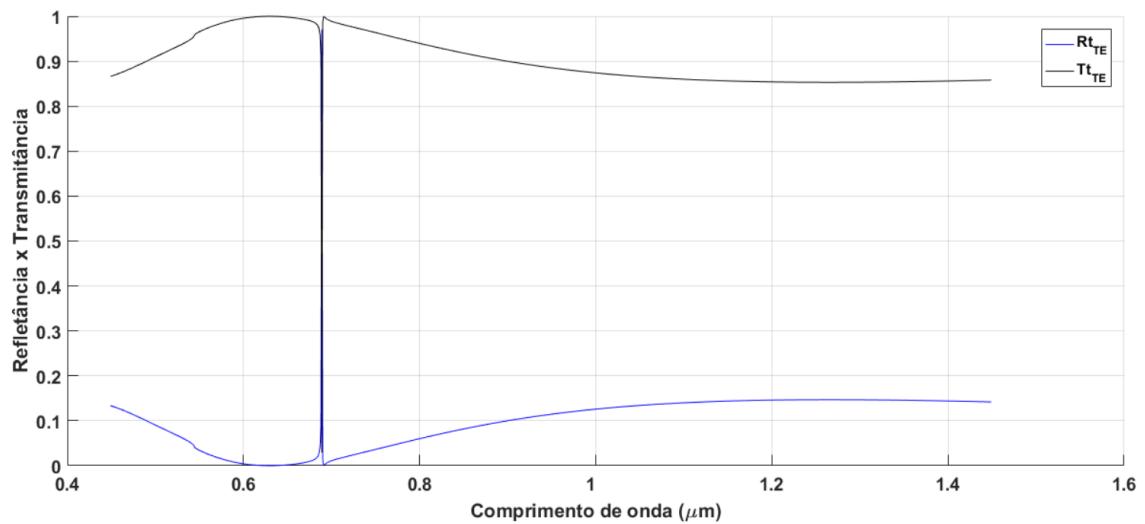
Para $m = 11$, $\beta_{11} = 1,0583 \times 10^7 \text{ rd}/\text{m}$ e $\Lambda = 593,705 \text{ nm}$ temos:

Figura 20: Espectro de Reflexão e Transmissão para rede de difração 1D referente à décima primeira ordem de difração - ressonância prevista em $\lambda_{11} = 737 \text{ nm}$.



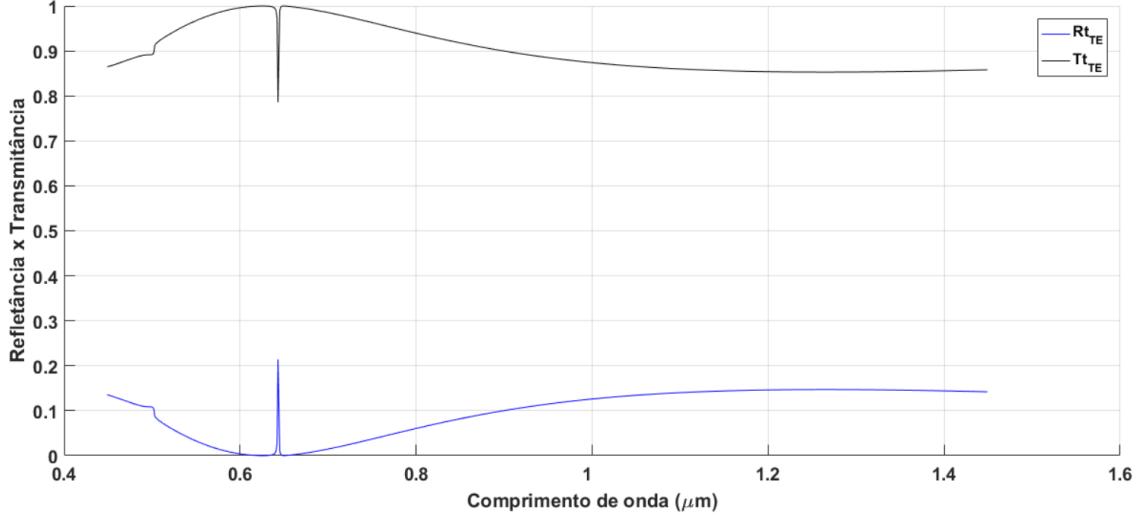
Para $m = 12$, $\beta_{12} = 1,1545 \times 10^7 \text{ rd}/\text{m}$ e $\Lambda = 544,23 \text{ nm}$ temos:

Figura 21: Espectro de Reflexão e Transmissão para rede de difração 1D referente à décima segunda ordem de difração - ressonância prevista em $\lambda_{12} = 685 \text{ nm}$.



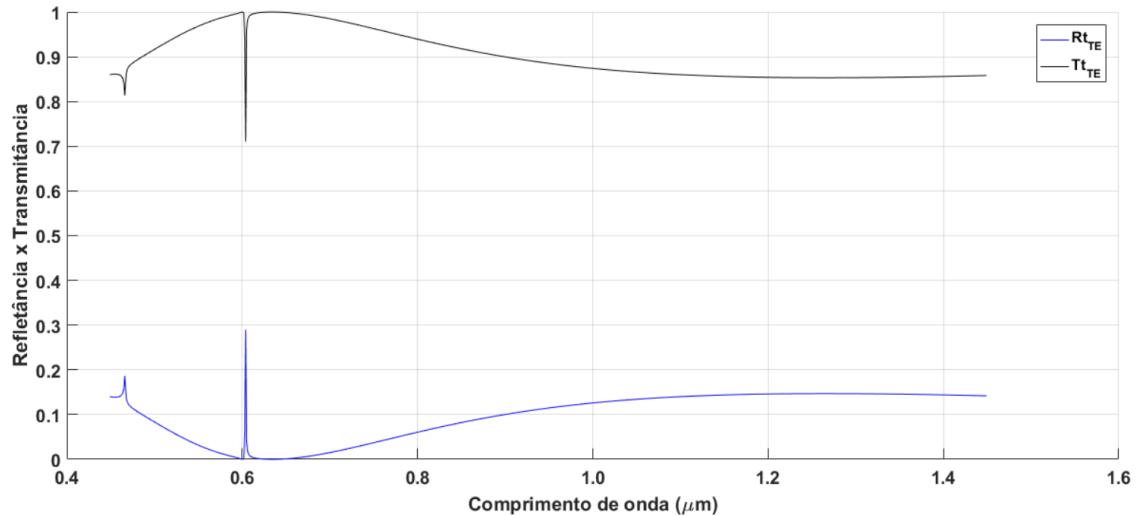
Para $m = 13$, $\beta_{13} = 1,2507 \times 10^7 \text{ rd}/\text{m}$ e $\Lambda = 502,37 \text{ nm}$ temos:

Figura 22: Espectro de Reflexão e Transmissão para rede de difração 1D referente à décima terceira ordem de difração - ressonância prevista em $\lambda_{13} = 639 \text{ nm}$.



Para $m = 14$, $\beta_{14} = 1,347 \times 10^7 \text{ rd/m}$ e $\Lambda = 466,457 \text{ nm}$ temos:

Figura 23: Espectro de Reflexão e Transmissão para rede de difração 1D referente à décima quarta ordem de difração - ressonância prevista em $\lambda_{14} = 600 \text{ nm}$.

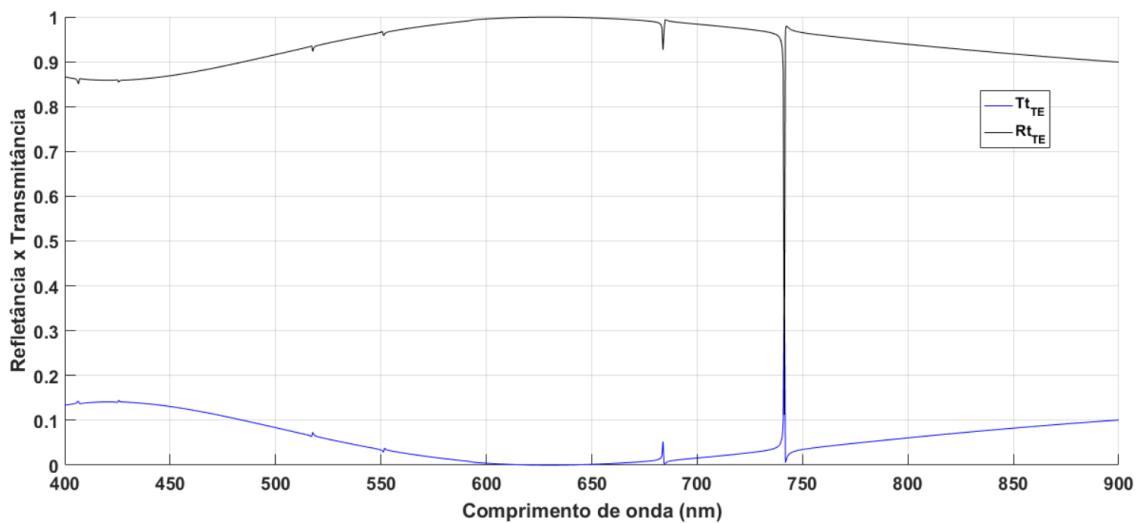


5.1.2 Reflexão e Transmissão dos cristais fotônicos

Utilizando os mesmo Λ no RCWA-2D, validaram-se as excitações de modo para os cristais fotônicos. Assim:

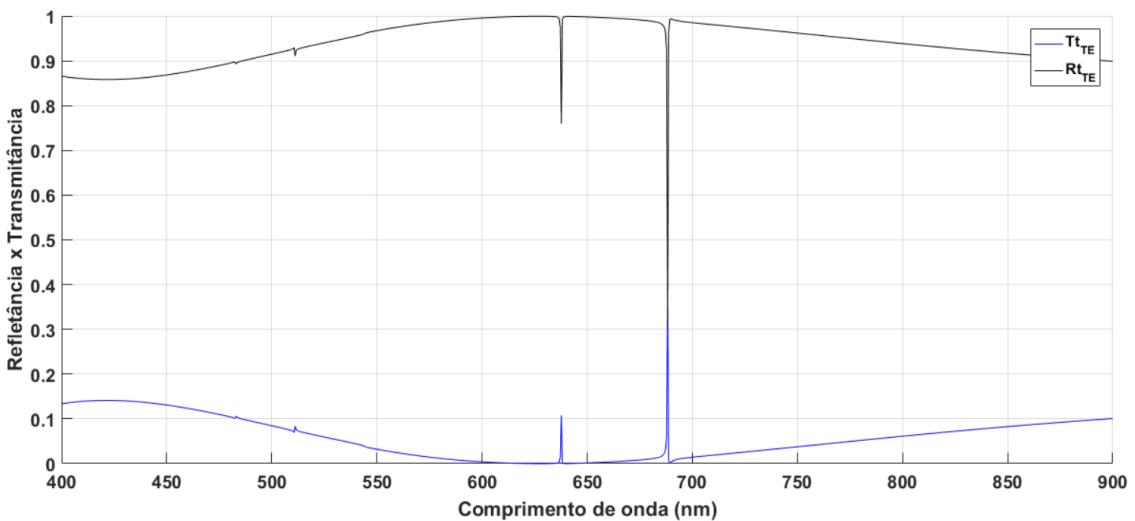
Para $m = 11$, $\beta_{11} = 1,0583 \times 10^7 \text{ rd/m}$, $\Lambda = 593,705 \text{ nm}$ e $K = 3 \times 10^{-4}$ temos:

Figura 24: Espectro de Reflexão e Transmissão para o cristal fotônico referente à décima primeira ordem de difração - ressonância prevista em $\lambda_{11} = 737 \text{ nm}$.



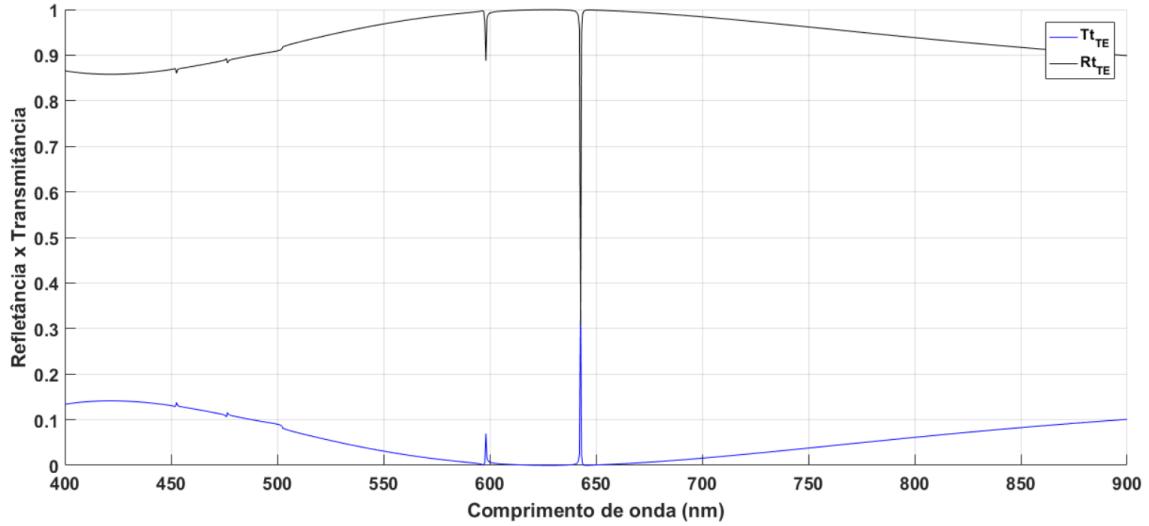
Para $m = 12$, $\beta_{12} = 1,1545 \times 10^7 \text{ rd}/m$, $\Lambda = 544,23 \text{ nm}$ e $K = 3 \times 10^{-4}$ temos:

Figura 25: Espectro de Reflexão e Transmissão para o cristal fotônico referente à décima segunda ordem de difração - ressonância prevista em $\lambda_{12} = 685 \text{ nm}$.



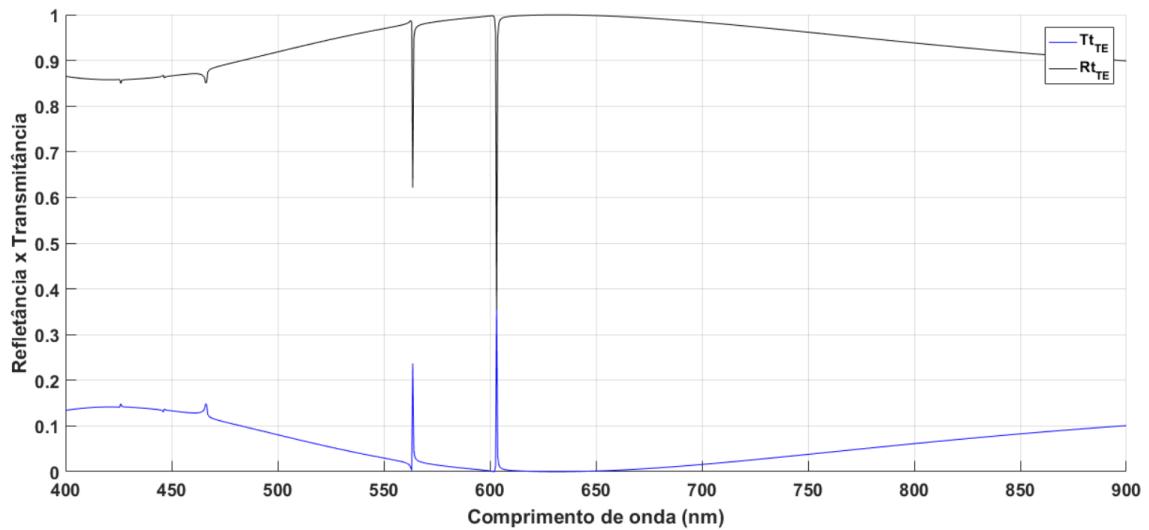
Para $m = 13$, $\beta_{13} = 1,2507 \times 10^7 \text{ rd}/m$, $\Lambda = 502,37 \text{ nm}$ e $K = 3 \times 10^{-4}$ temos:

Figura 26: Espectro de Reflexão e Transmissão para o cristal fotônico referente à décima terceira ordem de difração - ressonância prevista em $\lambda_{13} = 639 \text{ nm}$.



Para $m = 14$, $\beta_{14} = 1,347 \times 10^7 \text{ rd/m}$, $\Lambda = 466,457 \text{ nm}$ e $K = 3 \times 10^{-4}$ temos:

Figura 27: Espectro de Reflexão e Transmissão para o cristal fotônico referente à décima quarta ordem de difração - ressonância prevista em $\lambda_{14} = 600 \text{ nm}$.

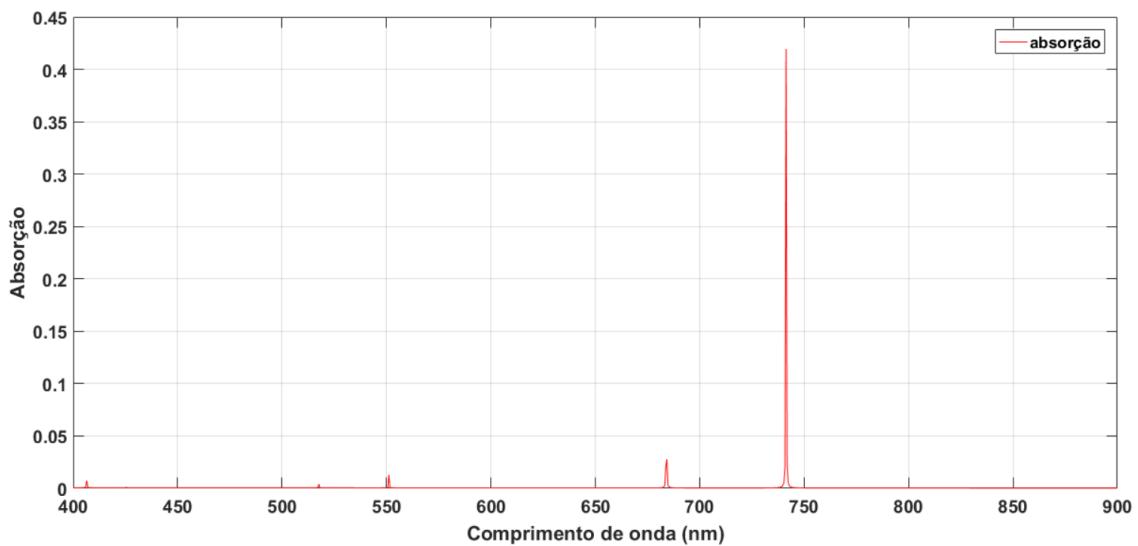


5.1.3 Absorção dos cristais fotônicos

No RCWA-2D, validaram-se as excitações de modo para os cristais fotônicos, com período equivalente às ordens de difração de interesse. Dessa maneira:

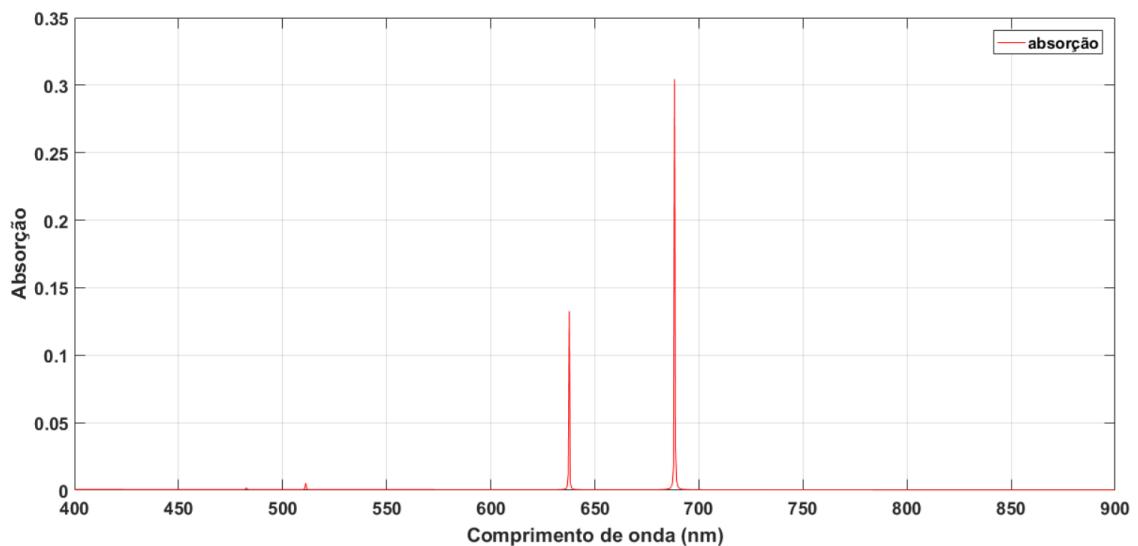
Para $m = 11$, $\beta_{11} = 1,0583 \times 10^7 \text{ rd/m}$, $\Lambda = 593,705 \text{ nm}$ e $K = 3 \times 10^{-4}$ temos:

Figura 28: Espectro de absorção para o cristal fotônico referente à décima primeira ordem de difração - ressonância prevista em $\lambda_{11} = 737 \text{ nm}$.



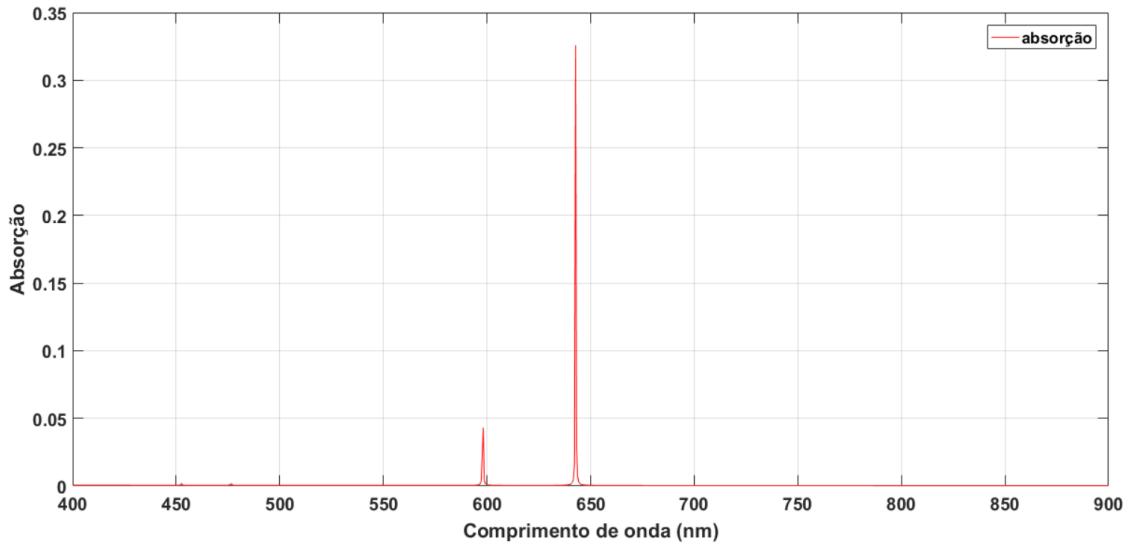
Para $m = 12$, $\beta_{12} = 1,1545 \times 10^7 \text{ rd}/m$, $\Lambda = 544,23 \text{ nm}$ e $K = 3 \times 10^{-4}$ temos:

Figura 29: Espectro de absorção para rede de difração 1D referente à décima segunda ordem de difração - ressonância prevista em $\lambda_{12} = 685 \text{ nm}$.



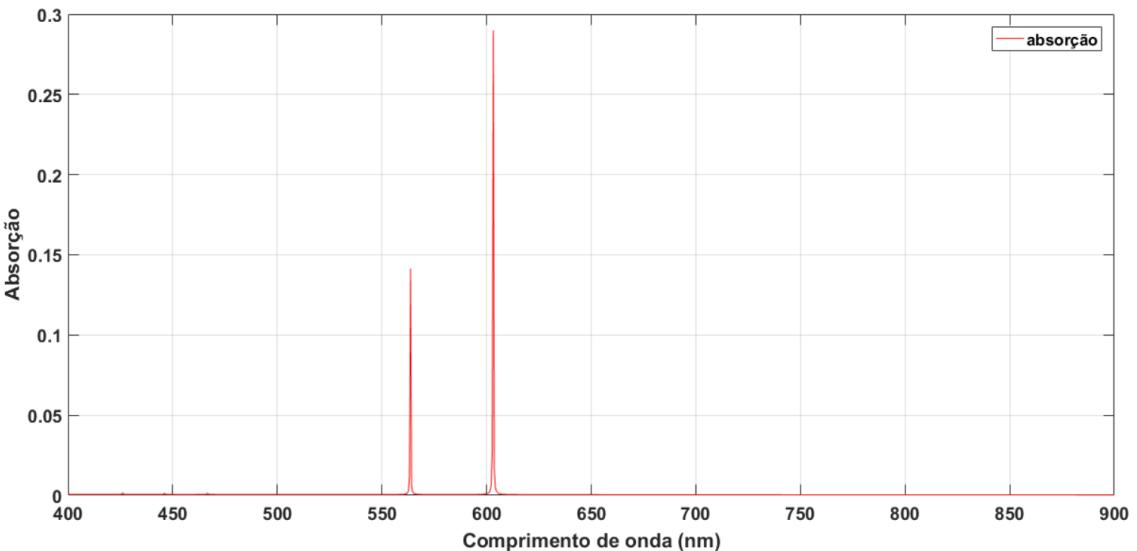
Para $m = 13$, $\beta_{13} = 1,2507 \times 10^7 \text{ rd}/m$, $\Lambda = 502,37 \text{ nm}$ e $K = 3 \times 10^{-4}$ temos:

Figura 30: Espectro de absorção para rede de difração 1D referente à décima terceira ordem de difração - ressonância prevista em $\lambda_{13} = 639 \text{ nm}$.



Para $m = 14$, $\beta_{14} = 1,347 \times 10^7 \text{ rd}/m$, $\Lambda = 466,457 \text{ nm}$ e $K = 3 \times 10^{-4}$ temos:

Figura 31: Espectro de absorção para rede de difração 1D referente à décima quarta ordem de difração - ressonância prevista em $\lambda_{14} = 600 \text{ nm}$.



5.1.4 Design da estrutura aleatória com faixa de excitação projetada entre a décima primeira e a décima quarta ordem de difração

Após as validações feitas quanto ao aparecimento das excitações para os β selecionados, utilizou-se o Binary Search para a geração de um anel com energia concentrada entre a décima primeira e a décima quarta ordem de difração. Este anel pode ser observado na figura 15. E então, utilizou-se o RCWA-2D para concretizar o design de uma estrutura quase-aleatória com o período encontrado para β_{14} , $\Lambda = 6,5304 \mu\text{m}$ e com $K = 3 \times 10^{-4}$.

Os espectro de reflexão, transmissão e absorção de tal estrutura podem ser observados a seguir:

Figura 32: Espectros de Reflexão e Transmissão do filtro fotônico de estrutura quase-aleatória projetado para uma faixa de excitação entre a décima primeira e a décima quarta ordem de difração - ressonâncias previstas para 600 nm, 639 nm, 685 nm e 737 nm

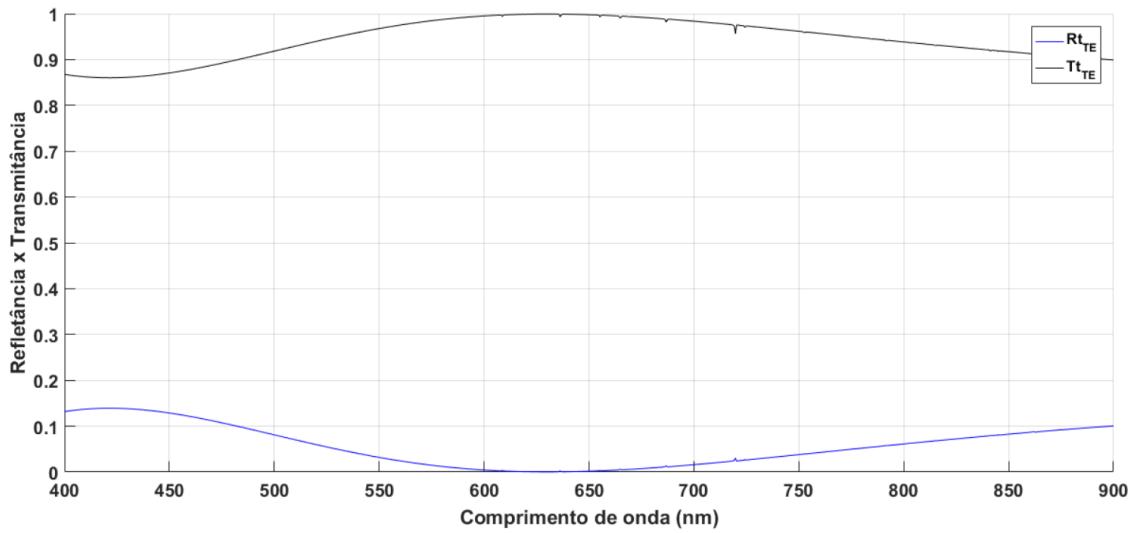
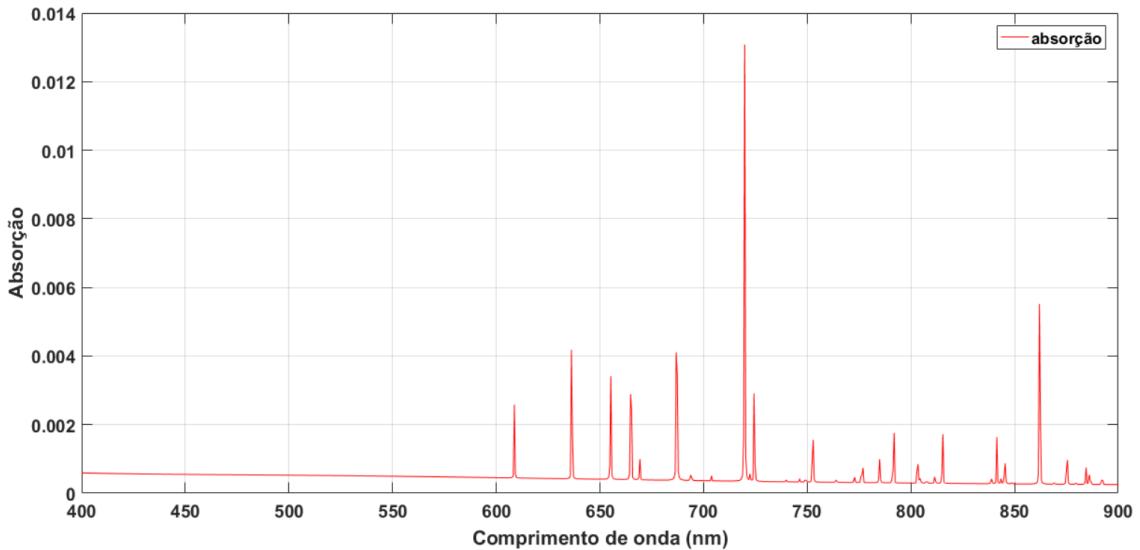


Figura 33: Espectros de Absorção do filtro fotônico de estrutura quase-aleatória projetado para uma faixa de excitação entre a décima primeira e a décima quarta ordem de difração - ressonâncias previstas para 600 nm, 639 nm, 685 nm e 737 nm



5.2 Cálculos para a estrutura aleatória com faixa de excitação estipulada para as ordens de difração 2, 3, 4 e 5

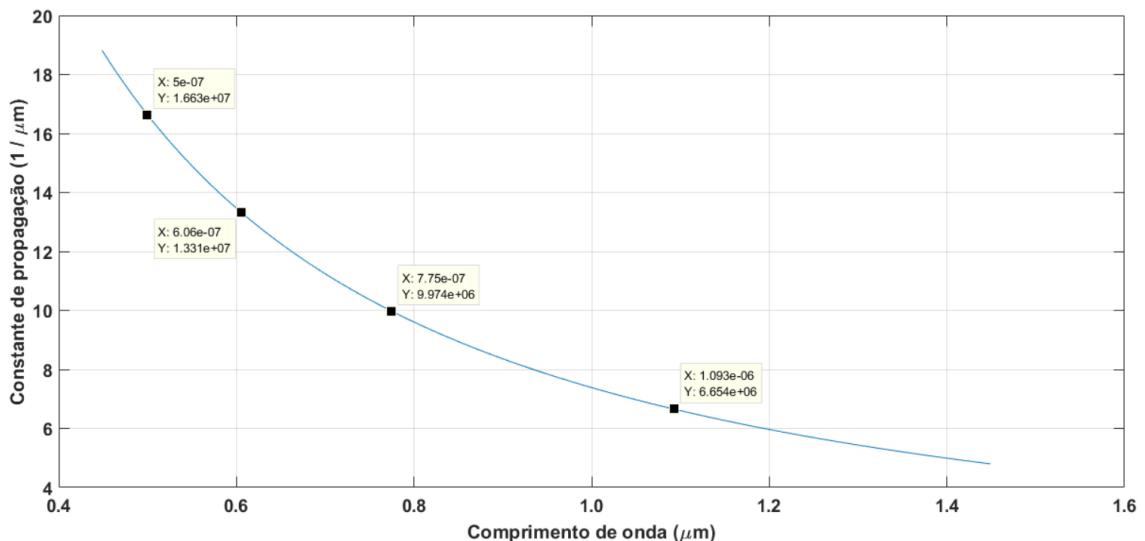
Para este caso, utilizou-se como altura do guia de onda $d = 180\text{ nm}$ e como altura das estruturas fotônicas $h = 70\text{ nm}$ escolheu-se no diagrama de dispersão do sistema $\beta_5 = 1,663 \times 10^7\text{ m}^{-1}$ e $\lambda_5 = 500\text{ nm}$, e através da equação 26 obteve-se o período de $1,8891\mu\text{m}$. Os outros β encontrados foram organizados na tabela a seguir:

Tabela 4: Pares de modos guiados para cada as ordens de difração 2, 3, 4 e 5.

Ordem de difração	$\beta(\text{rd/m})$	$\lambda(\text{nm})$
2	$6,652 \times 10^6$	1093
3	$9,978 \times 10^6$	755
4	$1,3304 \times 10^7$	606
5	$1,663 \times 10^7$	500

Podemos observar no diagrama de dispersão a seguir, os conjuntos λ, β :

Figura 34: Diagrama de dispersão com λ, β assinalados para a faixa de excitação entre a segunda e a quinta ordem de difração.



Com isso, obtiveram-se os períodos equivalentes e os raios para os cristais fotônicos referentes. Esse dados foram organizados na tabela a seguir:

Tabela 5: Períodos equivalentes e raios (cristais fotônicos com postes circulares) para cada constante de propagação referentes a faixa de excitação entre a segunda e a quinta ordem de difração.

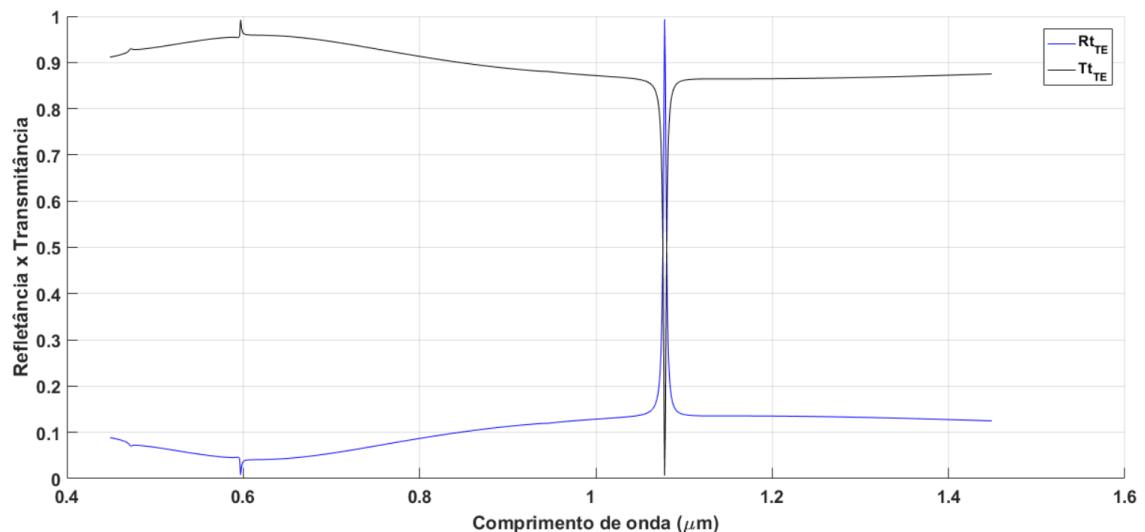
Ordem de difração	$\beta(rd/m)$	$\Lambda(nm)$	Raio(nm)
2	$1,663 \times 10^7$	377,82	150,73
3	$1,3304 \times 10^7$	472,28	188,41
4	$9,978 \times 10^6$	629,7	251,22
5	$6,652 \times 10^6$	944,56	376,82

5.2.1 Reflexão e Transmissão das redes de Difração 1D

Novamente, no RCWA-1D, validaram-se as excitações de modo para redes de difração com uma dimensão (Utilizou-se $K = 0$ para todos os caso dessa sessão). Obteve-se:

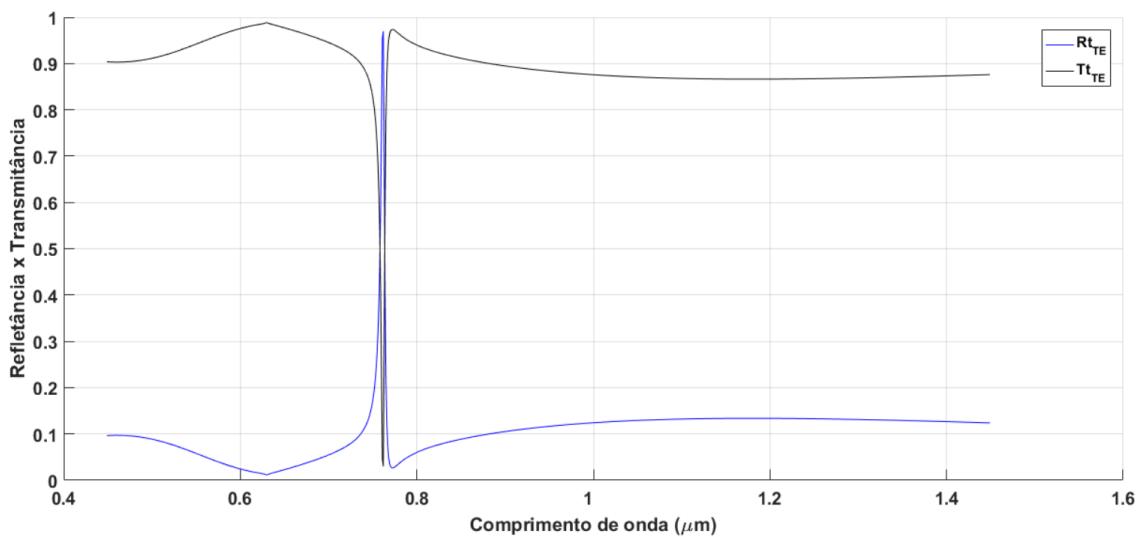
Para $m = 2$, $\beta_2 = 1,663 \times 10^7 \text{ rd}/\text{m}$ e $\Lambda = 944,56 \text{ nm}$ temos:

Figura 35: Espectro de Reflexão e Transmissão para rede de difração 1D referente à segunda ordem de difração - ressonância prevista em $\lambda_2 = 1093 \text{ nm}$.



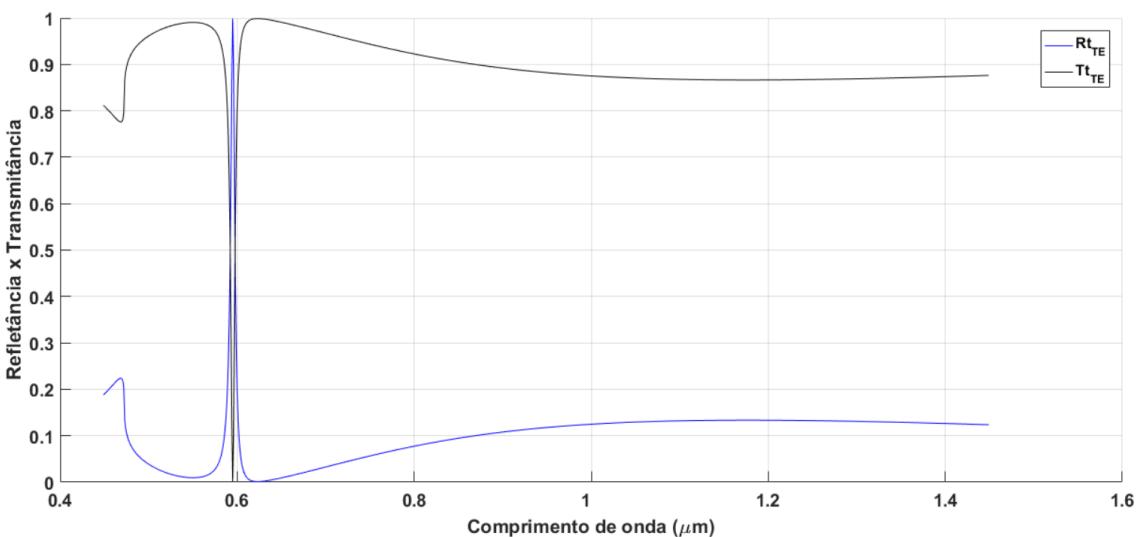
Para $m = 3$, $\beta_3 = 1,3304 \times 10^7 \text{ rd}/\text{m}$ e $\Lambda = 629,7 \text{ nm}$ temos:

Figura 36: Espectro de Reflexão e Transmissão para rede de difração 1D referente à terceira ordem de difração - ressonância prevista em $\lambda_3 = 775 \text{ nm}$.



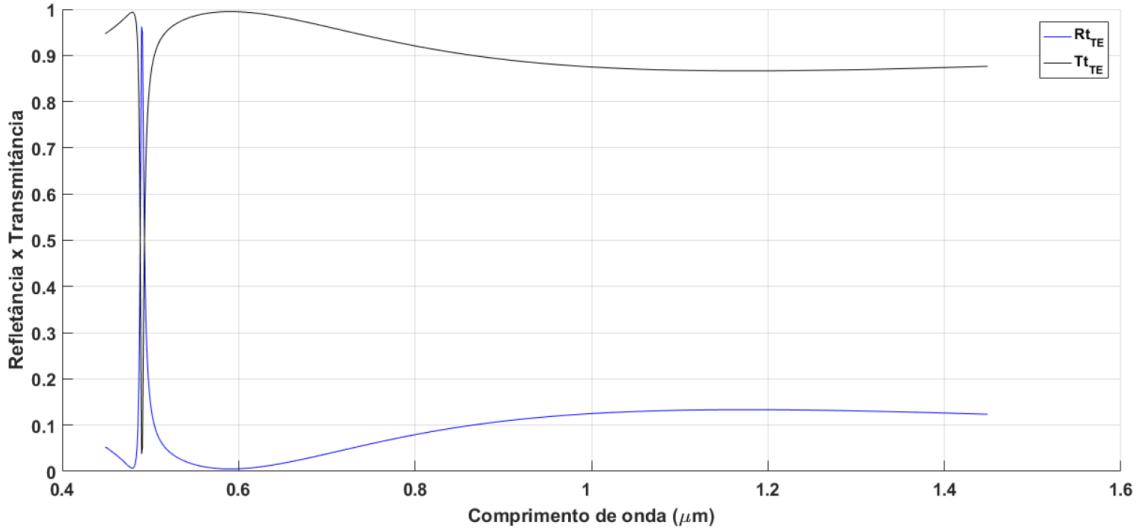
Para $m = 4$, $\beta_4 = 9,978 \times 10^6 \text{ rd/m}$ e $\Lambda = 472,28 \text{ nm}$ temos:

Figura 37: Espectro de Reflexão e Transmissão para rede de difração 1D referente à quarta ordem de difração - ressonância prevista em $\lambda_4 = 606 \text{ nm}$.



Para $m = 5$, $\beta_5 = 6,652 \times 10^6 \text{ rd/m}$ e $\Lambda = 377,82 \text{ nm}$ temos:

Figura 38: Espectro de Reflexão e Transmissão para rede de difração 1D referente à quinta ordem de difração - ressonância prevista em $\lambda_5 = 500\text{ nm}$.

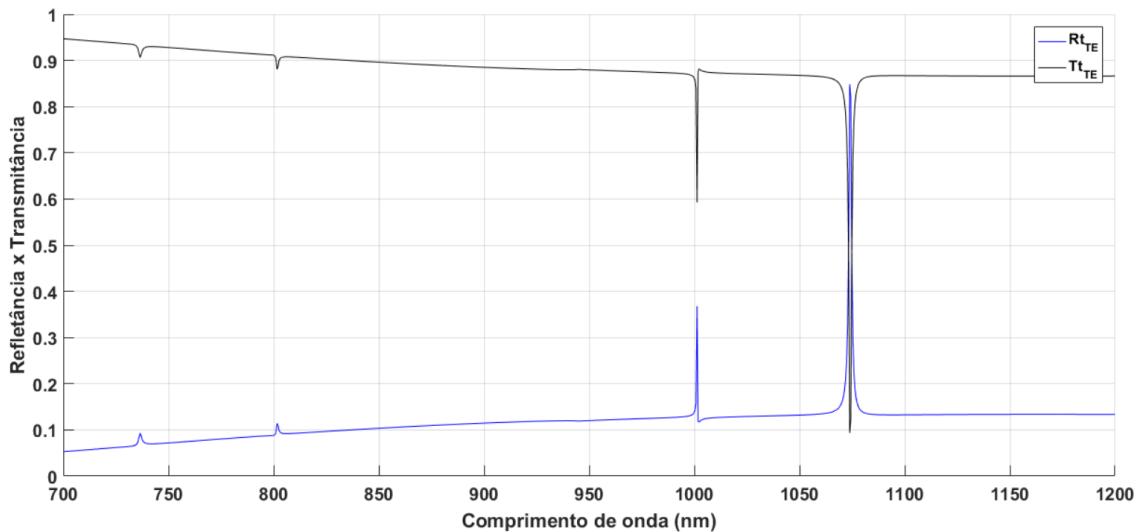


5.2.2 Reflexão e Transmissão dos cristais fotônicos

No RCWA-2D, validaram-se as excitações de modo para os cristais fotônicos, baseando-se em ressonância em seus espectros de absorção. Então:

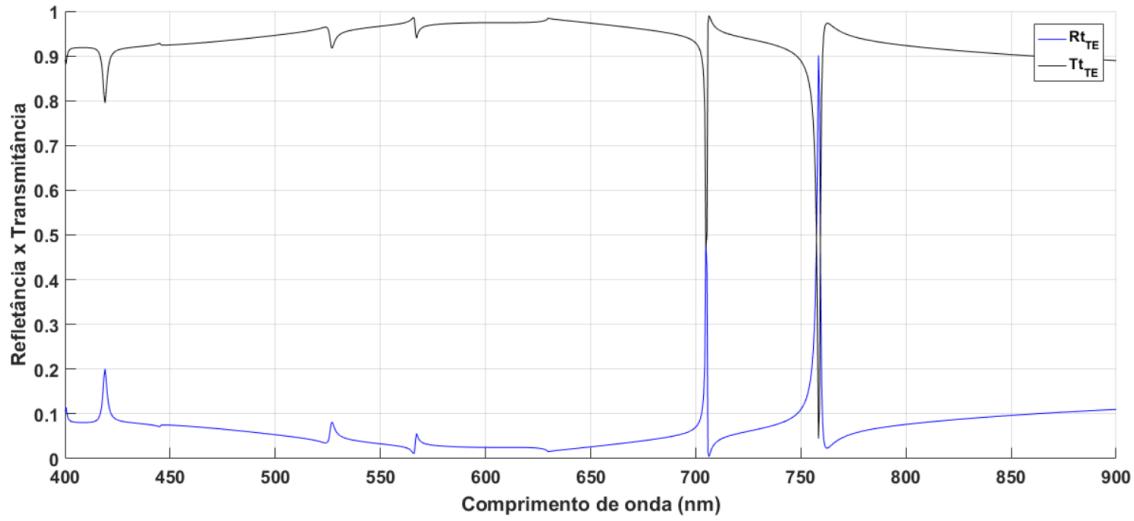
Para $m = 2$, $\beta_2 = 6,652 \times 10^6\text{ rd/m}$, $\Lambda = 377,82\text{ nm}$, $r_2 = 376,82\text{ nm}$ e $K = 3 \times 10^{-4}$ temos:

Figura 39: Espectro de Reflexão e Transmissão para o cristal fotônico referente à segunda ordem de difração - ressonância prevista em $\lambda_2 = 1093\text{ nm}$.



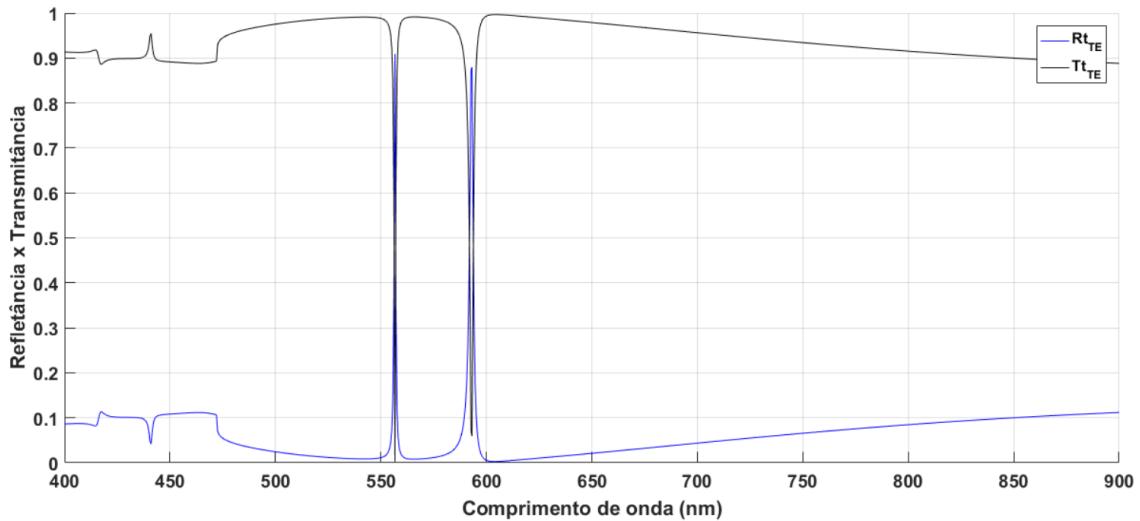
Para $m = 3$, $\beta_3 = 1,3304 \times 10^7\text{ rd/m}$, $\Lambda = 629,7\text{ nm}$, $r_3 = 251,22\text{ nm}$ e $K = 3 \times 10^{-4}$ temos:

Figura 40: Espectro de Reflexão e Transmissão para o cristal fotônico referente à terceira ordem de difração - ressonância prevista em $\lambda_3 = 775 \text{ nm}$.



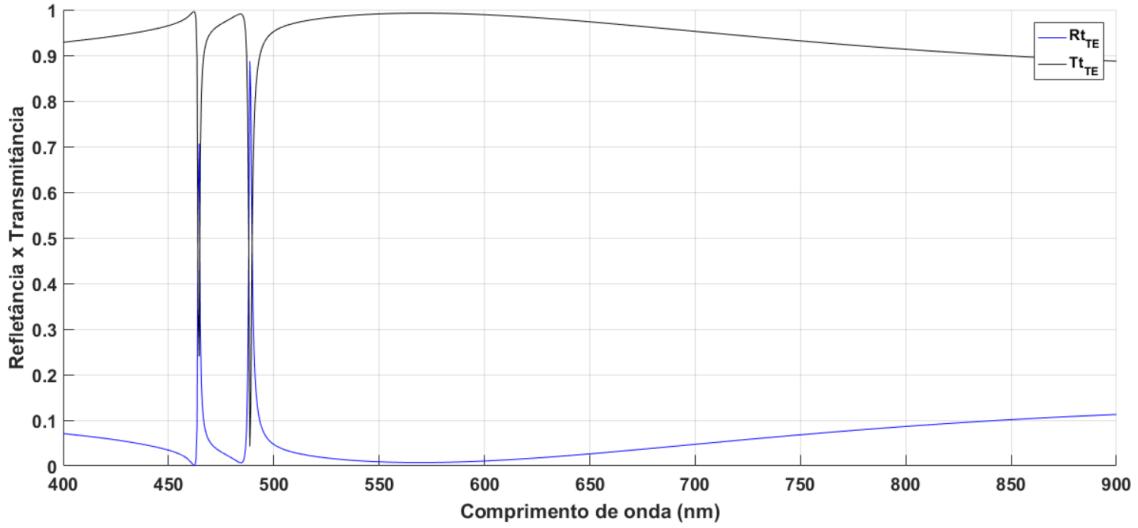
Para $m = 4$, $\beta_4 = 9,978 \times 10^6 \text{ rd}/m$, $\Lambda = 472,28 \text{ nm}$, $r_4 = 188,41 \text{ nm}$ e $K = 3 \times 10^{-4}$ temos:

Figura 41: Espectro de Reflexão e Transmissão para o cristal fotônico referente à quarta ordem de difração - ressonância prevista em $\lambda_4 = 606 \text{ nm}$.



Para $m = 5$, $\beta_5 = 6,652 \times 10^6 \text{ rd}/m$, $\Lambda = 377,82 \text{ nm}$, $r_5 = 150,73 \text{ nm}$ e $K = 3 \times 10^{-4}$ temos:

Figura 42: Espectro de Reflexão e Transmissão para o cristal fotônico referente à quinta ordem de difração - ressonância prevista em $\lambda_5 = 500\text{ nm}$.

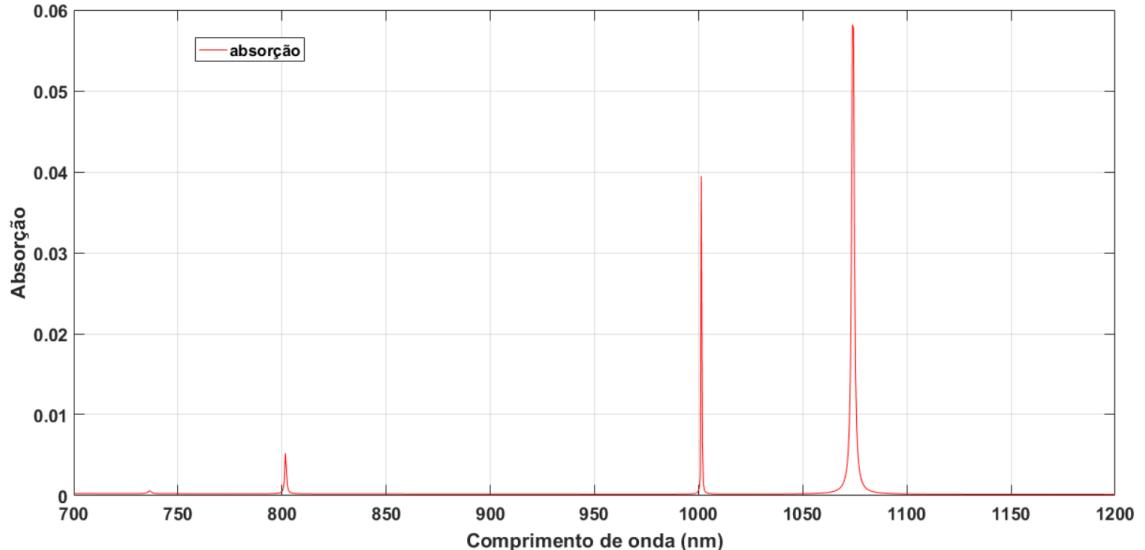


5.2.3 Absorção dos cristais fotônicos

No RCWA-2D, confirmaram-se as excitações de modo para cristais fotônicos, com períodos equivalentes às ordens de difração 2, 3, 4 e 5, baseando-se em seus espectros de absorção. Dessa maneira:

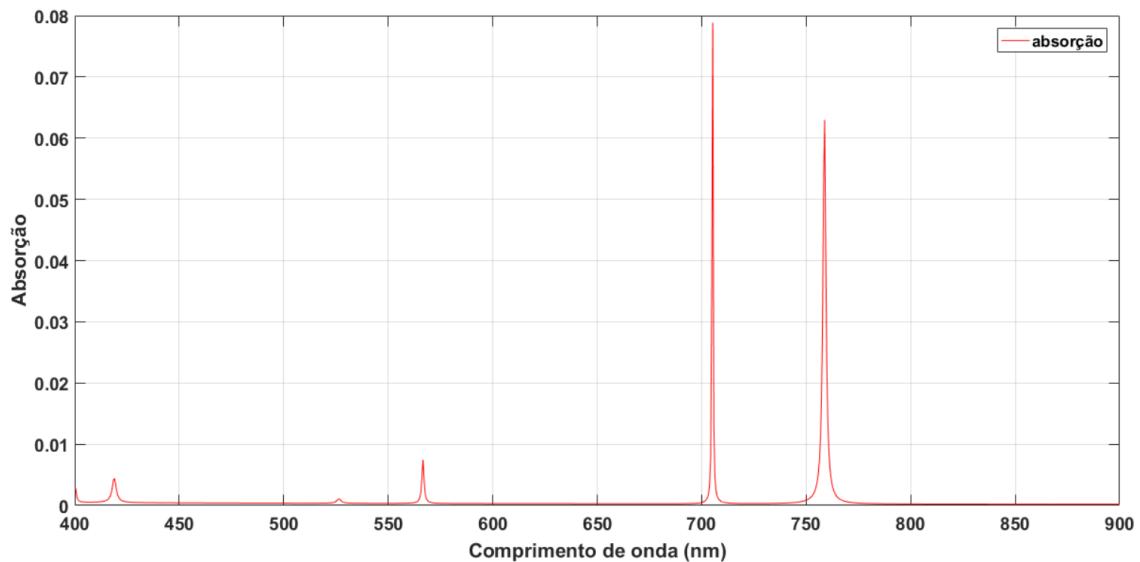
Para $m = 2$, $\beta_2 = 6,652 \times 10^6\text{ rd/m}$, $\Lambda = 377,82\text{ nm}$, $r_2 = 376,82\text{ nm}$ e $K = 3 \times 10^{-4}$ temos:

Figura 43: Espectro de absorção para o cristal fotônico referente à segunda ordem de difração - ressonância prevista em $\lambda_2 = 1093\text{ nm}$.



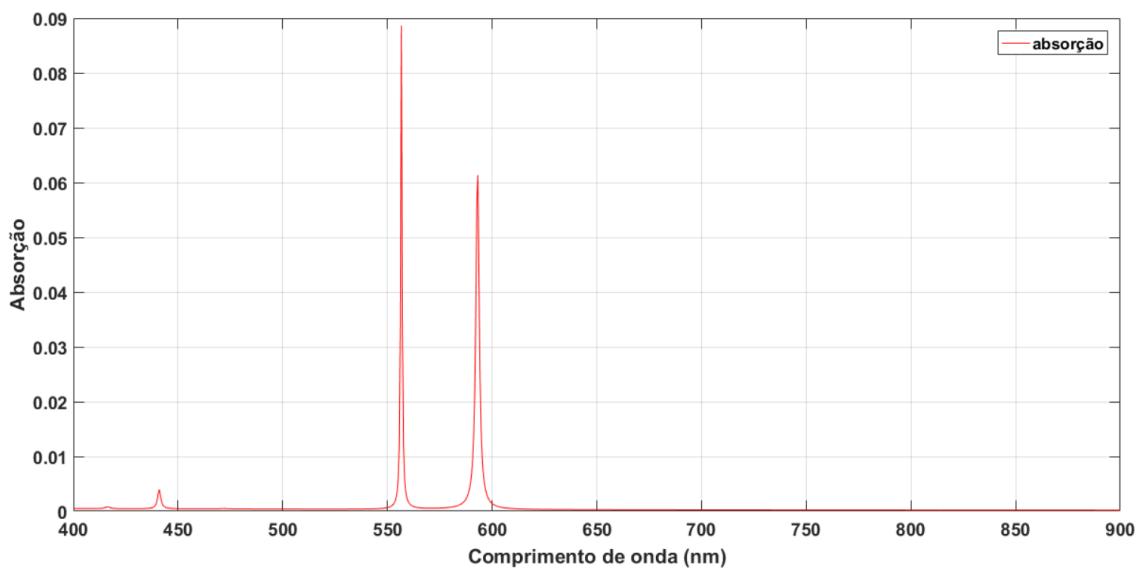
Para $m = 3$, $\beta_3 = 1,3304 \times 10^7\text{ rd/m}$, $\Lambda = 629,7\text{ nm}$, $r_3 = 251,22\text{ nm}$ e $K = 3 \times 10^{-4}$ temos:

Figura 44: Espectro de absorção para rede de difração 1D referente à terceira ordem de difração - ressonância prevista em $\lambda_3 = 775\text{ nm}$.



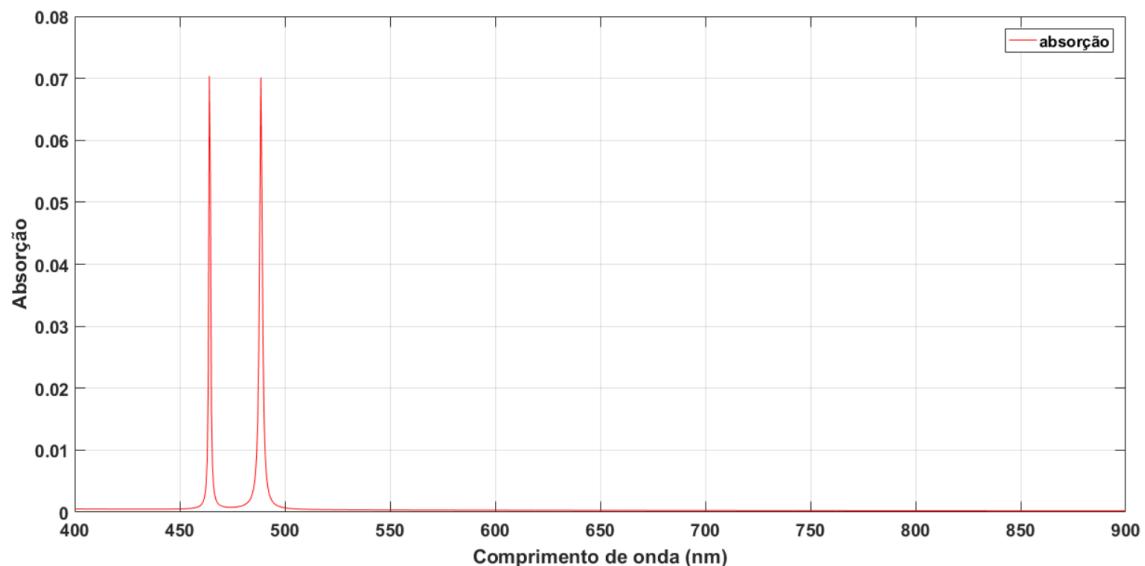
Para $m = 4$, $\beta_4 = 9,978 \times 10^6\text{ rd/m}$, $\Lambda = 472,28\text{ nm}$, $r_4 = 188,41\text{ nm}$ e $K = 3 \times 10^{-4}$ temos:

Figura 45: Espectro de absorção para rede de difração 1D referente à quarta ordem de difração - ressonância prevista em $\lambda_4 = 606\text{ nm}$.



Para $m = 5$, $\beta_5 = 6,652 \times 10^6\text{ rd/m}$, $\Lambda = 377,82\text{ nm}$, $r_5 = 150,73\text{ nm}$ e $K = 3 \times 10^{-4}$ temos:

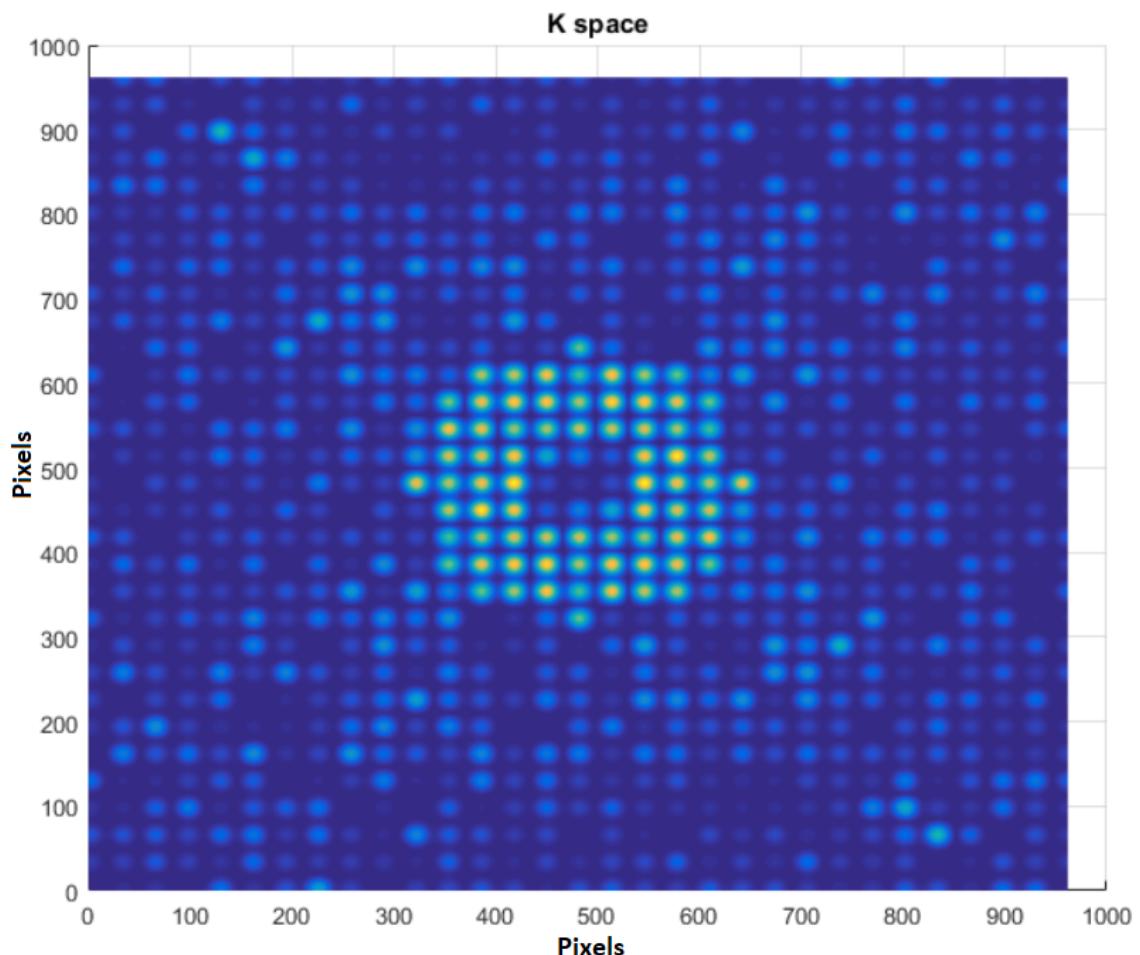
Figura 46: Espectro de absorção para rede de difração 1D referente à décima quarta ordem de difração - ressonância prevista em $\lambda_5 = 500\text{ nm}$.



5.2.4 Design da estrutura aleatória com faixa de excitação projetada entre a segunda e a quinta ordem de difração

Assim como na sessão anterior, utilizou-se o Binary Search para a geração de um anel com energia concentrada entre a segunda e a quinta ordem de difração. Este anel pode ser observado na figura a seguir:

Figura 47: Espectro de Fourier, como energia concentrada entre a segunda e a quinta ordem de difração



E então, utilizou-se o RCWA-2D para avaliar o design de uma estrutura quase-aleatória com o período encontrado para β_5 , $\Lambda = 1,8891\mu m$ e com $K = 3 \times 10^{-4}$. Os espectro de reflexão, transmissão e absorção de tal estrutura podem ser observados a seguir:

Figura 48: Espectros de Reflexão e Transmissão do filtro fotônico de estrutura quase-aleatória projetado para uma faixa de excitação entre a segunda e a quinta ordem de difração - ressonâncias previstas para 500 nm, 606 nm, 775 nm e 1093 nm

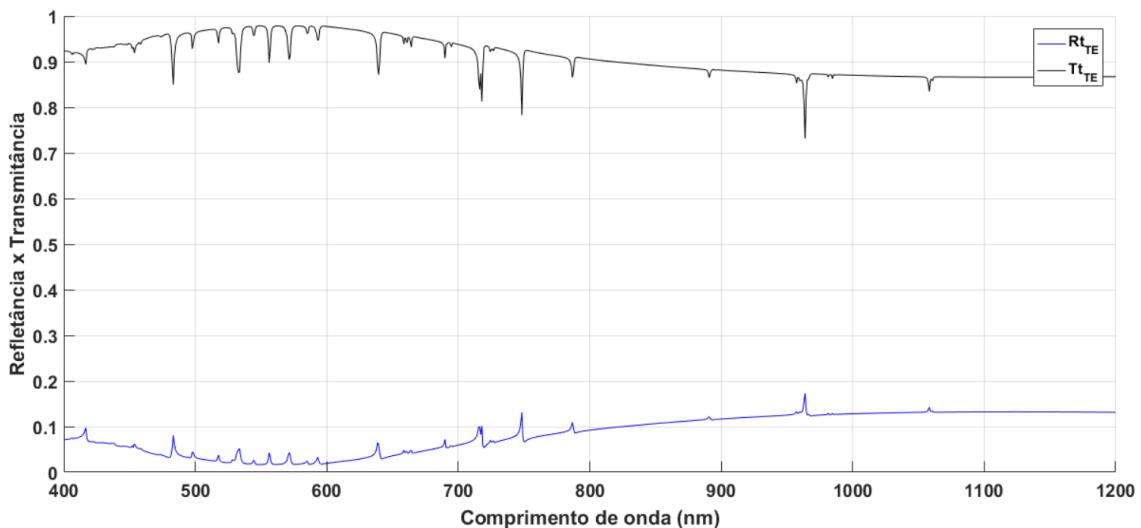
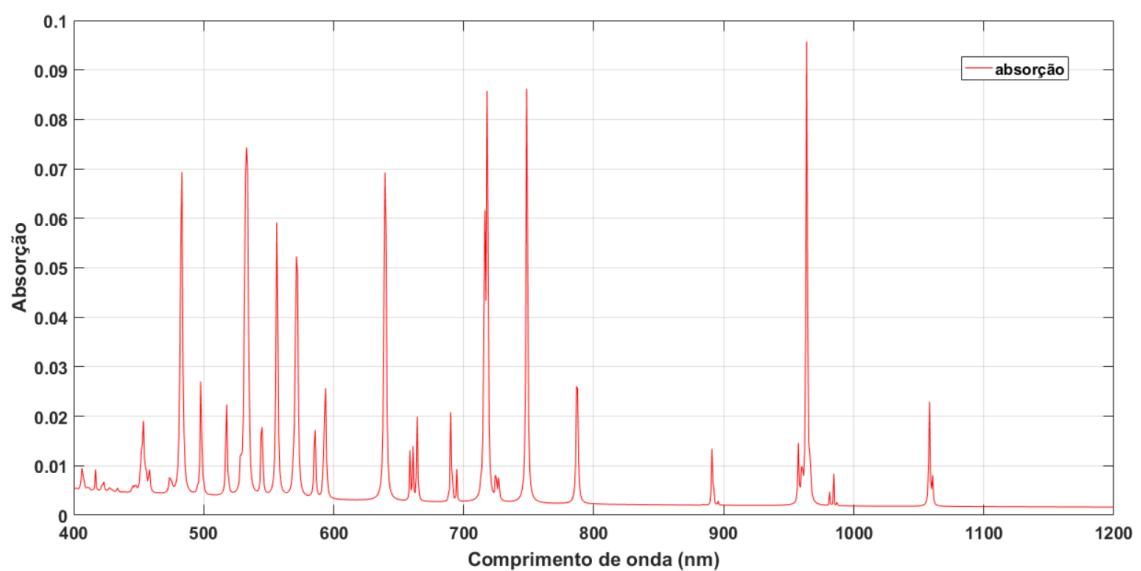


Figura 49: Espectros de Absorção do filtro fotônico de estrutura quase-aleatória projetado para uma faixa de excitação entre a segunda e a quinta ordem de difração - ressonâncias previstas para 500 nm, 606 nm, 775 nm e 1093 nm



6 CONCLUSÕES E TRABALHOS FUTUROS

A primeira estrutura quase-aleatória analisada neste trabalho foi a projetada para uma faixa de excitação de modos entre a décima primeira e a décima quarta ordem de difração, com período de $\Lambda = 6,5304 \mu m$; porém ao se analisar as figuras 32 e 33, pode-se perceber que os acoplamentos foram quase imperceptíveis. Tendo isso em vista, decidiu-se diminuir o período da rede a fim de procurar alguma melhoria na performance das excitações. Assim projetou-se a mesma com a faixa de excitação contida entre a segunda e a quinta ordem de difração, com um período $\Lambda = 1,8891 \mu m$, que, como se pode observar nas figuras 48 e 49 possuem ressonâncias com maiores amplitudes, que indicam acoplamentos mais relevantes, tornando essa última estrutura satisfatória para o caso de estudo ao qual esse trabalho se propôs, que é a excitação de uma faixa larga de modo guiados.

Tendo em vista tais resultados obtidos, em acordo com o objetivo inicial do projeto, pode-se concluir que a proposta deste trabalho foi validada com sucesso, já que foi possível acoplar ressonâncias com uma separação mínima de $3,326 \times 10^6 m^{-1}$ entre os β , o que, para o guia de onda estudado, corresponde à uma separação espectral de aproximadamente $106 nm$, entre as duas últimas ordens de difração escolhidas.

Além disso, a partir dessa implementações, pode-se propor para futuros projetos de pesquisa o estudo para se encontrar qual seria o melhor período para a estrutura quase-aleatória que fizesse com que os acoplamentos ópticos fossem ainda mais significativos.

REFERÊNCIAS

- [1] BEA Saleh and MC Teich. Fundamental of photonics, preface, 1991.
- [2] Hamamatsu. *Subminiature package phototransistor*, 6 2015.
- [3] Philip Russell. Photonic crystal fibers. *science*, 299(5605):358–362, 2003.
- [4] O Paiva Filho and JR Braz. Laser surgery and anesthesia. *Revista brasileira de anestesiologia*, 54(1):99–107, 2004.
- [5] Michaelis Moderno Dicionário da Língua Portuguesa. Editora Melhoramentos Ltda, 2017.
- [6] Emiliano R Martins, Juntao Li, YiKun Liu, Jianying Zhou, and Thomas F Krauss. Engineering gratings for light trapping in photovoltaics: The supercell concept. *Physical Review B*, 86(4):041404, 2012.
- [7] Dandan Pang, Qingmei Sui, Ming Wang, Dongmei Guo, and Yaozhang Sai. Development of high temperature acoustic emission sensing system using fiber bragg grating. *Photonic Sensors*, pages 1–7, 2017.
- [8] Rüdiger Paschotta. Article on "Refraction" in the *Encyclopedia of laser physics and technology*, volume 1. Wiley-vch Berlin, 2017.
- [9] Matthew NO Sadiku. *Elements of electromagnetics*. Oxford university press, 2014.
- [10] Ben-hur V. Borges. *SEL 366 - Comunicações Ópticas*. 2003.
- [11] Gonzalo Hernández. *Fabry-perot interferometers*. Number 3. Cambridge University Press, 1988.
- [12] Kokou B Dossou. Large field enhancement obtained by combining fabry–perot resonance and rayleigh anomaly in photonic crystal slabs. *Journal of Optics*, 19(4):045101, 2017.
- [13] Emiliano R Martins, Juntao Li, YiKun Liu, Valérie Depauw, Zhanxu Chen, Jianying Zhou, and Thomas F Krauss. Deterministic quasi-random nanostructures for photon control. *Nature communications*, 4:2665–2665, 2013.
- [14] MG Moharam and TK Gaylord. Rigorous coupled-wave analysis of planar-grating diffraction. *JOSA*, 71(7):811–818, 1981.