

UNIVERSIDADE FEDERAL DE ALAGOAS
INSTITUTO DE FÍSICA
PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA DA MATÉRIA CONDENSADA

Dissertação de Mestrado

Propriedades de Transmissão de Ondas
Eletromagnéticas em Estruturas de
Multicamadas Dielétricas com Desordem
Diluída

Átila Pereira Ribeiro

Maceió
2011

Átila Pereira Ribeiro

Propriedades de Transmissão de
Ondas Eletromagnéticas em
Estruturas de Multicamadas
Dielétricas com Desordem Diluída.

Dissertação apresentada ao Instituto de Física da Universidade Federal de Alagoas, como parte dos créditos para a obtenção do título de Mestre em Ciências.

Orientador: Prof. Dr. Marcelo Leite Lyra

Maceió
2011

Catálogo na fonte
Universidade Federal de Alagoas
Biblioteca Central
Divisão de Tratamento Técnico
Bibliotecária: Helena Cristina Pimentel do Vale

R484p Ribeiro, Átila Pereira.
Propriedades de transmissão de Ondas Eletromagnéticas em Estruturas de Multicamadas Dielétricas com Desordem Diluída. / Átila Pereira Ribeiro, 2011.

111 f.: il. tabs.,grafs.

Orientador: Marcelo Leite Lyra.

Dissertação (Mestrado em Física da Matéria Condensada) — Universidade Federal de Alagoas. Instituto de Física, Maceió, 2011.

Bibliografia: f. 67-72.

1. 1. Ondas eletromagnéticas – Propagação. 2. Ondas eletromagnéticas – Transmissão. 3. Multicamadas dielétricas. I. Título.

CDU: 535.318



Universidade Federal de Alagoas
Instituto de Física
Programa de Pós Graduação em Física

BR 104 km 14. Campus A.C. Simões
Cidade Universitária
Tabuleiro dos Martins
57072-970 Maceió - AL, Brasil
FONE : (82) 3214-1423/FAX 3214-1645

PARECER DA BANCA EXAMINADORA DE DEFESA DE
DISSERTAÇÃO DE Mestrado

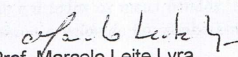
**"Propriedades de transmissão de ondas eletromagnéticas em multicamadas
dielétricas com desordem diluída"**

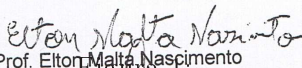
por

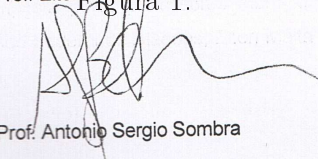
Átila Pereira Ribeiro

A Banca Examinadora composta pelos professores Marcelo Leite Lyra (orientador), do Instituto de Física da Universidade Federal de Alagoas, Elton Malta Nascimento, do Instituto de Física da Universidade Federal de Alagoas e Antonio Sergio Sombra, do Departamento de Física da Universidade Federal do Ceará, consideram o candidato aprovado com grau "A".

Maceió, 08 de agosto de 2011


Prof. Marcelo Leite Lyra


Prof. Elton Malta Nascimento


Prof. Antonio Sergio Sombra

Dedico a minha mãe e a todos os meus irmãos, em especial a minha irmã Reni que me ensinou o valor de um sonho e me deu apoio e estrutura para buscá-lo.

*“Correr atrás daquilo que realmente queremos é uma obrigação nossa!! Viva.. ame..
pense.. erre.. e depois do erro corra atrás de refazer o seu acerto.. nada é pra vida
toda... O importante é ser feliz sempre! Não pense no mal, pense apenas no bem, que
assim a felicidade um dia vem... Clarice Lispector*

Agradecimentos

Há momentos em que, diante dos dissabores da vida, pensamos em desistir de nossos objetivos, pensamos também em deixar para trás a ideologia e nos recolhermos à singularidade de nossa própria vida, como se não estivéssemos aqui, nesse plano terreno, para cumprir uma missão. É nesse exato momento que Deus toca nosso coração e nos mostra, através dos simples gestos de carinho e atenção que recebemos que vencer não significa apenas alcançar um simples resultado favorável, mas sim viver com dignidade, humildade, respeito ao próximo e cultivando, a cada dia, novas amizades.

Com isso, quero agradecer em primeiro lugar a Deus, por ter me guiado e iluminado em cada decisão a ser tomada. Aos meus queridos professores Luizdarcy de Matos Castro e Cristina Porto Gonçalves da Universidade Estadual do Sudoeste da Bahia que cruzaram o meu caminho e muito contribuíram para chegar aqui.

Agradeço a todos os professores do Instituto de Física da Universidade Federal de Alagoas em especial ao meu orientador Marcelo Leite Lyra pela orientação e pela paciência em me ajudar a vencer minhas limitações e me dar estímulo o suficiente para prosseguir minha vida acadêmica e principalmente por tornar possível a realização desse trabalho, ao meu co-orientador Elton Malta Nascimento que muito contribuiu na realização deste trabalho. Agradeço também, ao professor Glauber Tomaz pelo incentivo e pela amizade.

Aos amigos Kléver Robson, Islânio Alves, Keila Lopes, Zenaide Cardoso e Júlio Santos que mesmo distantes estavam presentes me dando forças sempre. Agradeço também a Carlos Alberto Aragão pela amizade de sempre, a Nívea Fernanda pela amizade e pelos bons momentos, as amigas Thaíla Figueiredo, Moniellen Monteiro, Emanuelle Satiko, Ana Paula Praxedes e Lidiane Omena pela atenção e carinho de sempre e também a Pedro Heades, Frederico Passos, Tiago Bento, Nuccia Carla e aos demais colegas da pós-graduação pela convivência.

A Ester Magalhães e não poderia me esquecer de agradecer especialmente a Zoraide Felgueiras pelo carinho, atenção e preocupação que sempre demonstrou.

Agradeço também a todas as pessoas que passaram por minha vida que conforme dizia Charles Chaplin “cada pessoa que passa em nossa vida, passa sozinha, é porque cada pessoa é única e nenhuma substitui a outra! Cada pessoa que passa em nossa vida passa sozinha e não nos deixa só porque deixa um pouco de si e leva um pouquinho de nós. Essa é a mais bela responsabilidade da vida e a prova de que as pessoas não se encontram por acaso”, por isso agradeço a todos vocês que de alguma forma cruzaram o meu caminho.

Ao apoio financeiro da FAPEAL e CAPES que foi imprescindível para a realização deste trabalho.

Portanto, conforme Chico Xavier, agradeço todas as dificuldades que enfrentei porque se não fosse por elas, eu não teria saído do lugar. As facilidades nos impedem de caminhar e mesmo as críticas nos auxiliam muito.

Resumo

Nesta dissertação, estudamos alguns aspectos da transmissividade de uma onda eletromagnética incidindo perpendicularmente sobre uma estrutura de multicamadas dielétricas isotrópicas com desordem diluída, que obedecem a condição de Bragg ($n_A d_A = n_B d_B$). Esta estrutura de multicamadas é constituída de dois substratos interpenetrantes, ou seja, um substrato constituído de $N/2$ camadas de índice de refração fixo que denominamos de substrato hospedeiro ocupando os sítios de índice ímpar e um substrato aleatório constituído de $N/2$ camadas de dois tipos distintos de materiais dielétricos ocupando os sítios de índice par. Para as estruturas de multicamadas binárias, consideramos que o substrato hospedeiro é formado por camadas de índice de refração n_A e espessura d_A e no substrato aleatório as camadas são inseridas com probabilidade p para camadas de índice de refração n_B e de espessura d_B e $1 - p$ para as camadas de índice de refração n_A . Por meio da técnica da matriz de transferência, calculamos as propriedades de transmissão para esta estrutura e mostramos que essa nova estrutura reflete luz melhor que uma estrutura totalmente desordenada. Em seguida, realizamos uma extensão deste modelo para um sistema de multicamadas ternárias e verificamos que esta nova estrutura reflete luz melhor que o modelo anterior. Portanto, nossos resultados sugerem que a desordem introduzida pela variável p nas estruturas dessas multicamadas dielétricas pode ser potencialmente utilizada no desenvolvimento de filtros de banda larga.

Palavras-chave: Multicamadas dielétricas, Filtro de banda larga, Desordem diluída, Espectro de transmissão

Abstract

In this work we study some aspects of the transmission of an electromagnetic wave incident normally on a multilayer film with diluted disorder, which consists of a substrate composed of layers of refractive index n_A and thickness d_A occupying the sublattice with an odd index and random layers in the even sublattice. The even layers will be considered to have refractive index n_A with probability p or refractive index n_B with probability $p - 1$, satisfying the Bragg condition $n_A d_A = n_B d_B$. Applying the transfer matrix formalism we compute the transmission spectrum, the reduced Lyapunov coefficient and the scaling behaviour of the frequency average transmission as a function of the system size. We observed the absence of the quarter-wavelength resonance observed in the disordered binary multilayer. As a consequence of this, the scaling behaviour of the frequency average transmission exhibits an exponential decay as the total size of the stack increases. We also investigate the dependence of the frequency average transmission with the probability p for a fixed system size. Our results suggests that the disorder introduced by the variable p in the dielectric structure can potentially be used in the development of wide-band filters.

Keywords: Dielectric multilayers, Wide band-gap filters, Diluted disorder, Transmission spectrum

Sumário

1	Multicamadas Dielétricas	11
1.1	Introdução	11
1.2	Estruturas de Multicamadas Dielétricas Periódicas Unidimensionais	14
1.3	A Desordem nas Multicamadas Dielétricas	18
1.4	Teoria de Escala para a Transição de Anderson	23
1.5	As Correlações no Modelo de Anderson	28
2	A Matriz de Transferência	32
2.1	Formalismo da Matriz de Transferência	33
2.2	Coeficientes de Transmissão e Reflexão	41
3	Efeitos da Desordem Diluída em Multicamadas Dielétricas Binárias	44
3.1	Introdução	44
3.2	Resultados	45
4	Efeitos da Desordem Diluída em Multicamadas Dielétricas Ternárias	56
4.1	Introdução	56
4.2	Resultados	57
5	Considerações Finais	65
	Referências	68

Capítulo 1

Multicamadas Dielétricas

1.1 Introdução

As últimas décadas foram envolvidas com grandes avanços tecnológicos produzidos pela fusão de diferentes áreas. Esta tendência deverá se manter no futuro próximo em virtude dos recentes avanços da comunicação em fibras ópticas, fotônicas, biomédicas e de nanotecnologias no mundo inteiro. Neste contexto, novas estruturas de materiais ópticos tem proporcionado a realização de novos experimentos bem como de novos efeitos ópticos. Cristais fotônicos, por exemplo, são capazes de inibir a propagação de certas frequências da luz produzindo como habilidade única os guias de ondas em micro ressonadores [1; 2].

Tais características podem ser obtidas através de uma estrutura óptica periódica de camadas dielétricas de espessura da ordem do comprimento de onda da luz incidente, o chamado Cristal Fotônico Unidimensional [3]. Estas estruturas são de fabricação relativamente simples e por conta disto são bastante estudadas. Ajustando os parâmetros das camadas de forma que o sistema apresente um perfil período de índices de refração, observa-se um espectro de transmissão com regiões que apresentam modos transmissíveis, enquanto que para outras regiões do espectro os modos são totalmente refletidos. Para

estas regiões dá-se o nome de band-gap fotônico (PBG), cujas características, tais como a largura e a posição no espectro, são controladas pelos parâmetros de construção das camadas, como a espessura e sua distribuição ao longo do filme e os valores dos índices de refração utilizados [4]. Como exemplo, se considerarmos um filme com N camadas formando uma sequência alternada de dois tipos de materiais dielétricos A e B (sequência binária), em que tais parâmetros obedecem à condição de Bragg, $n_A d_A = n_B d_B$, o modo central do primeiro PBG obtido para uma incidência normal de luz é caracterizado pelo comprimento de onda $\lambda_0 = 4n_A d_A = 4n_B d_B$. Observa-se que para incidência oblíqua, a luz experimenta uma periodicidade diferente quando comparada com uma incidência normal, assim, as propriedades do PBG também sofrem modificações, de forma que nem sempre é possível obter um PBG comum a qualquer ângulo de incidência e a qualquer polarização utilizando uma estrutura dielétrica unidimensional. Este tipo de PBG é denominado de omnidirecional total e só pode ser obtido em PC 1D sob certas condições especiais [5].

Em sistemas ópticos unidimensionais, as amostras podem ser fabricadas com completo controle sobre o tipo e sua distribuição através da utilização da epitaxia de feixes moleculares [6]. Contudo, o processo mais estudado para a fabricação de dispositivos de cristais fotônicos é baseado em padronização 2D das placas dielétricas planares, utilizando litografia por feixes de elétrons [2; 7–9]. Pela combinação da litografia com eletroquímica, ou seja, o ataque de íons reativos permite a fabricação de cristais fotônicos 2D de baixa imperfeição em várias combinações de materiais de alto índice de refração, incluindo o silício poroso que proporciona a obtenção de uma faixa de valores de índice de refração que varia com o grau de dopagem com Si. No caso do silício poroso levemente dopado, é possível obter uma faixa de valores de índice de refração entre 1.4 e 1.7, enquanto que para o caso fortemente dopado, esta faixa cresce para valores entre 1.4 e 2.4.

A devida manipulação dos parâmetros estruturais de um filme de multicamadas, tais como a distribuição do valor da constante dielétrica, pode gerar modificações interessantes

nas suas características espectrais, como o surgimento de modos não transmissíveis com a inclusão de defeitos na distribuição de índices de refração da estrutura [10]. Estes conceitos são comumente usados em espelhos dielétricos e filtros ópticos. A figura 1.1 mostra o esquema de um sistema binário de multicamadas alternadas que apresenta um defeito representado por uma camada com índice de refração diferente. Este arranjo não é uma idéia nova pois em 1887 Lord Rayleigh publicou uma das primeiras análises das propriedades ópticas deste tipo de sistema.

A maneira tradicional para analisar este sistema, pioneirizado por Lord Rayleigh em 1917, é imaginar uma onda plana propagando através do material e considerar a soma das reflexões e refrações múltiplas que ocorre em cada interface [10].

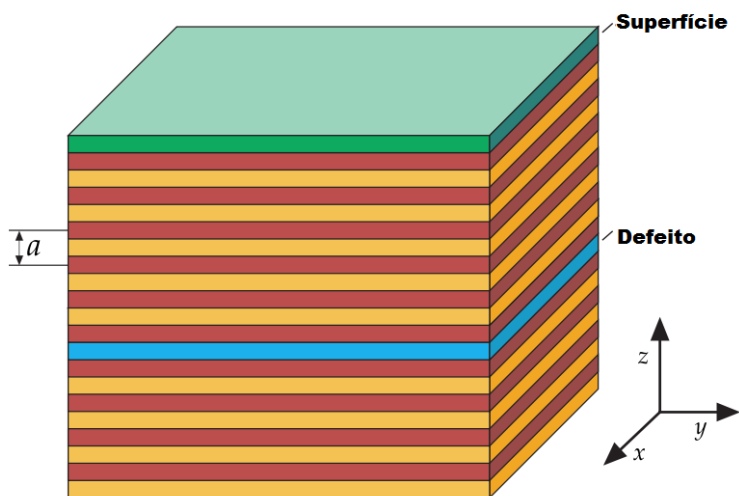


Figura 1.1: Ilustração esquemática de possíveis sítios de estados localizados para um cristal fotônico.

As propriedades espectrais e a fácil confecção dos Cristais Fotônicos o transformam em

potenciais instrumentos para criação de dispositivos capazes de controlar a transmissão e a emissão de ondas eletromagnéticas, servindo de grande motivação para este estudo.

Assim sendo, nesta dissertação estudaremos as propriedades de transmissão de ondas eletromagnéticas em estruturas de multicamadas dielétricas que apresentam desordem do tipo diluída, onde uma concentração p de defeitos, caracterizados por um tipo de camadas dielétrica com índice de refração característico, substitui aleatoriamente as camadas dos sítios ímpares de um filme inicialmente periódico. O ajuste da concentração de defeitos pode levar o sistema a apresentar características periódicas ($p = 1.0$) bem como aleatórias ($p = 0.5$).

Este trabalho está organizado da seguinte forma: no restante desse capítulo faremos uma revisão sobre os sistemas de multicamadas periódicas e aleatórias, faremos uma discussão sobre a teoria de escala para a transição de Anderson e também sobre as correlações nos modelos de Anderson. No capítulo 2, apresentaremos um estudo sobre o formalismo da matriz de transferência para uma única camada dielétrica e generalizamos para um sistema composto de N camadas. No capítulo 3, apresentaremos os resultados obtidos para um sistema de multicamadas com desordem diluída constituído por dois tipos de camadas, no capítulo 4 iremos estender o modelo de desordem visto no capítulo anterior para um sistema construída por três tipos distintos de camadas dielétricas e no capítulo 5 apresentaremos as considerações finais deste trabalho de pesquisa bem como nossas perspectivas futuras.

1.2 Estruturas de Multicamadas Dielétricas Periódicas Unidimensionais

A necessidade de desenvolver ferramentas numéricas capazes de prever com precisão as propriedades de cristais fotônicos foi reconhecida muito cedo, na esteira dos estudos

pioneiros nesse campo. Não há dúvida de que as considerações heurísticas baseadas em Física do Estado Sólido que plantou as sementes do conceito de cristal fotônico, continuam a proporcionar interpretações físicas acerca das características básicas do mesmo.

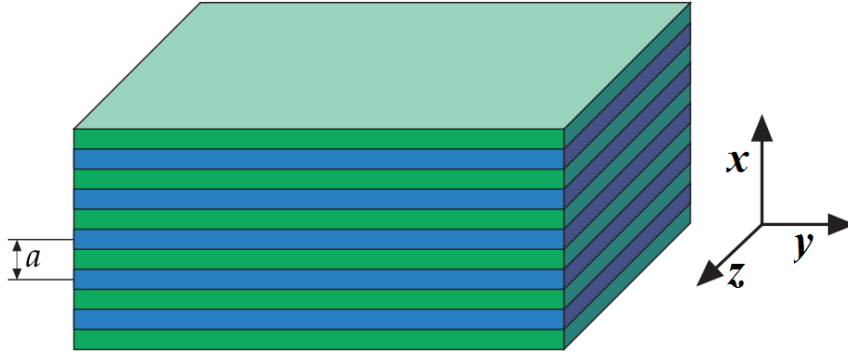


Figura 1.2: Filme de multicamadas unidimensional. O termo unidimensional é usado porque a função dielétrica $\epsilon(x)$ varia somente ao longo da direção x . O sistema consiste de camadas alternadas de materiais com diferentes constantes dielétricas, com um período espacial a . Imaginamos que cada camada é uniforme e se estende infinitamente ao longo das direções y e z , e cuja periodicidade na direção x também se estende infinitamente.

Quantitativamente, para obter uma descrição do cristal fotônico 1D, tomemos o eixo x na direção perpendicular à superfície das camadas dielétricas e o campo elétrico propagando na direção deste eixo e sendo linearmente polarizado ao longo da direção do eixo y . Tomemos o campo elétrico da onda incidente como uma função complexa $E(x,t)$, de forma que sua parte real representa o campo elétrico físico.

Desta forma, a equação de onda para $E(x,t)$ é dado por:

$$\frac{c^2}{\epsilon(x)} \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} \quad (1.1)$$

onde $\epsilon(x)$ é a constante dielétrica relativa do cristal fotônico 1D com dependência espa-

cial, denominada de *função dielétrica*. Na equação 1.1, assumimos que a permeabilidade magnética do cristal fotônico é igual àquela do espaço livre ($\mu = \mu_0$). Sendo $\epsilon(x)$ é uma função periódica de período a , temos:

$$\epsilon(x + a) = \epsilon(x) \quad (1.2)$$

Temos que $\epsilon^{-1}(x)$ também é periódica e pode ser expandida numa série de Fourier:

$$\epsilon^{-1}(x) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \kappa_m \exp\left(i\frac{2\pi m}{a}x\right), \quad (1.3)$$

onde m é um inteiro e κ_m são os coeficientes de Fourier. Desde que assumimos que $\epsilon(x)$ é real, teremos que $\kappa_{-m} = \kappa_m^*$.

Conforme as estruturas atômicas periódicas, nessa estrutura de cristal fotônico a propagação de ondas também será regida pelo teorema de Bloch, onde o auto-modo do cristal fotônico 1D é caracterizado por um número de onda k conforme a seguinte expressão:

$$E(x,t) \equiv E_k = u_k \exp(i(kx - \omega_k t)) \quad (1.4)$$

onde ω_k são as auto-frequências angulares e $u_k(x)$ são funções periódicas tal que $u_k(x + a) = u_k(x)$, que também pode ser expandida numa série de Fourier, assumindo a seguinte forma:

$$E_k = \sum_{m=-\infty}^{\infty} E_m \exp\left[i\left(k + \frac{2\pi m}{a}\right) - i\omega_k t\right] \quad (1.5)$$

onde E_m são os coeficientes de Fourier.

Para simplificar, assumiremos que $m = 0$ e $m = \pm 1$ são predominantes na expansão

em (1.3)

$$\epsilon^{-1}(x) \approx \kappa_0 + \kappa_1 \exp\left(i\frac{2\pi}{a}x\right) + \kappa_{-1} \exp\left(-i\frac{2\pi}{a}x\right) \quad (1.6)$$

Substituindo (1.5) e (1.6) na equação de onda (1.1) temos:

$$\begin{aligned} & \kappa_1 \left\{ k + \frac{2(m-1)\pi}{a} \right\}^2 E_{m-1} + \kappa_{-1} \left\{ k + \frac{2(m+1)\pi}{a} \right\}^2 E_{m+1} \\ & \approx \left\{ \frac{\omega_k^2}{c^2} - \kappa_0 \left(k + \frac{2m\pi}{a} \right)^2 \right\} E_m. \end{aligned} \quad (1.7)$$

Para $m = 0$, temos:

$$E_0 \approx \frac{c^2}{\omega_k^2 - \kappa_0 c^2 k^2} \left\{ \kappa_1 \left(k - \frac{2\pi}{a} \right)^2 E_{-1} + \kappa_{-1} \left(k + \frac{2\pi}{a} \right)^2 E_1 \right\}. \quad (1.8)$$

Para $m = -1$, temos:

$$E_{-1} \approx \frac{c^2}{\kappa_0 c^2 \left(k - \frac{2\pi}{a} \right)^2} \left\{ \kappa_1 \left(k - \frac{4\pi}{a} \right)^2 E_{-2} + \kappa_{-1} k^2 E_0 \right\} \quad (1.9)$$

Por esta razão, se $k \approx |k - \frac{2\pi}{a}|$, ou seja $k \approx \pi/a$, e se $\omega_k^2 \approx \kappa_0 c^2 k^2$, E_0 e E_{-1} são dominantes na expansão (1.5). Neste caso, podemos ignorar todos os outros termos e obter as seguintes equações acopladas,

$$(\omega_k^2 - \kappa_0 c^2 k^2) E_0 - k_1 c^2 \left(k - \frac{2\pi}{a} \right) E_{-1} = 0 \quad (1.10)$$

$$- \kappa_{-1} c^2 k^2 E_0 + \left\{ \omega_k^2 - \kappa_0 c^2 \left(k - \frac{2\pi}{a} \right)^2 \right\} E_{-1} = 0 \quad (1.11)$$

Estas equações lineares tem uma solução não trivial quando o determinante dos coe-

ficientes é nulo, ou seja,

$$\begin{vmatrix} \omega_k^2 - \kappa_0 c^2 k^2 & -\kappa_1 c^2 \left(k - \frac{2\pi}{a}\right)^2 \\ -\kappa_1 c^2 k^2 & \omega_k^2 - \kappa_1 c^2 \left(k - \frac{2\pi}{a}\right)^2 \end{vmatrix} = 0 \quad (1.12)$$

Se introduzirmos a relação $h = k - \frac{\pi}{a}$, as soluções serão dadas por:

$$\omega_{pm} \approx \frac{\pi c}{a} \sqrt{k_0 \pm |k_1|} \pm \frac{ac}{\pi |k_1|} \left(k_0^2 - \frac{|k_1|^2}{2} \right) h^2 \quad (1.13)$$

na medida que $|h| \ll \pi/a$. Então, não teremos nenhum modo no intervalo

$$\frac{\pi c}{a} \sqrt{k_0 - |k_1|} < \omega < \frac{\pi c}{a} \sqrt{k_0 + |k_1|} \quad (1.14)$$

Este gap desaparece quando $k_1 = 0$. Neste resultado pode ser interpretado que os modos com $k \approx \pi/a$ e $k \approx -\pi/a$ foram misturados uns com os outros na presença da modulação periódica da constante dielétrica e esta mistura levou a uma divisão de frequência.

Em geral, os vetores de onda que diferem uns dos outros por um múltiplo de $2\pi/a$ devem ser considerados iguais por causa da presença da modulação periódica espacial da constante dielétrica. Quando o vetor de onda é pequeno, a relação de dispersão no cristal fotônico é aproximadamente linear (com o vetor de onda restrito à primeira zona de Brillouin, $[-\frac{\pi}{a}, \frac{\pi}{a}]$). Além do mais, quando duas linhas de dispersão se cruzam, indica a formação de um band-gap, conforme ilustrado na figura 1.3.

1.3 A Desordem nas Multicamadas Dielétricas

Atualmente a ciência tem mostrado um grande interesse em relação às propriedades e aplicações das estruturas de multicamadas unidimensionais periódicas, quasi-periódicas

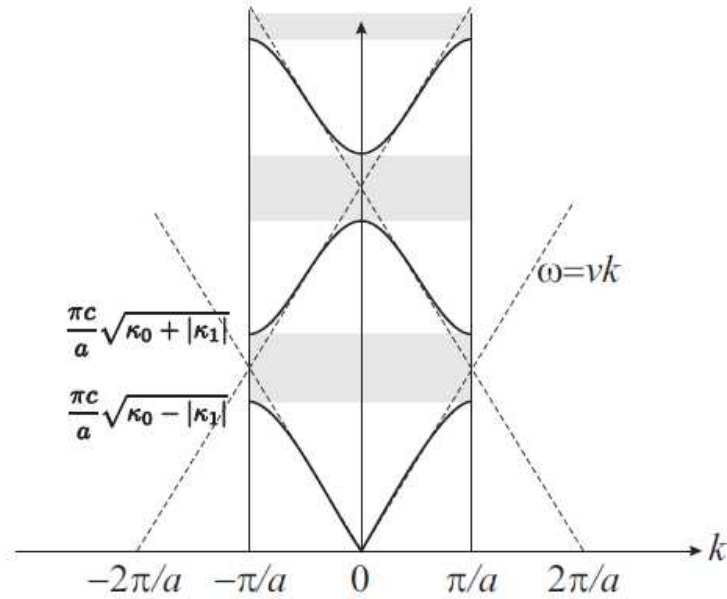


Figura 1.3: Relação de dispersão para um cristal fotônico 1D (sólido linear). O limite da zona de Brillouin é indicado por duas linhas verticais. As linhas de dispersão do material uniforme são indicadas pelas linhas tracejadas. Elas são desdobradas para a primeira zona de Brillouin, levando em conta a identidade dos números de onda que diferem uns dos outros por um múltiplo de $2\pi/a$. Quando duas linhas de dispersão se cruzam, elas se repelem e um band-gap fotônico aparece.

e aleatórias. Assim sendo, os sistemas quasi-periódicos podem ser considerados como modelos adequados para descrever a transmissão de estruturas aleatórias a partir de estruturas perfeitamente periódicas [10].

Vários estudos tem se baseado em sistemas de multicamadas construídas recursivamente de acordo com a sequência de Fibonacci, tal como mostrado por Maciá [11] onde este apresenta uma análise de ondas que se propagam através de multicamadas dielétricas (FDM). Neste trabalho foi explorado o potencial destas estruturas para a construção de dispositivos refletivos. Alguns trabalhos foram focados em estudar a localização de ondas eletromagnéticas dentro de estruturas de multicamadas com distribuição de índices de

refração seguindo uma sequência de Fibonacci e assim criar bandgap similares aos existentes em estruturas periódicas, além de bandgaps omnidirecionais [12–14]. Com base nas estruturas quasi-periódicas, Nascimento [15] investigou as propriedades fotônicas de um sistema de multicamadas contendo um cristal líquido colestérico (ChCLs) com defeito de fase Fibonacci assim como para uma sequência alternada de camadas ChCL e camadas dielétricas isotrópicas. Para a obtenção do diagrama cromático para estas estruturas foi utilizado o método da matriz 4×4 de Berreman.

Em [16] Nascimento também investiga as propriedades de multicamadas 1D apresentando uma modulação aperiódica sobre a sequência de índice de refração. Em tal trabalho, a aperiodicidade é introduzida considerando a sequência de índices de refração segundo uma função senoidal cuja fase ϕ varia como uma lei de potência, $\phi \propto j^\nu$, onde j representa o índice da camada no filme dielétrico e o expoente ν controla o grau de aperiodicidade da estrutura. Foi mostrado que as propriedades de transmissão de uma estrutura binária de multicamadas dielétricas com modulação aperiódica sobre a sequência de índices de refração apresenta diferentes comportamentos para cada grau de aperiodicidade. Para o caso $\nu > 1$ observa-se uma sequência resultante do tipo pseudo-aleatória, fazendo com que a localização de Anderson dos modos eletromagnéticos produza um largo gap no espectro de transmissão, estreitando as bandas de transmissão centradas pelos modos ressonantes de Bragg. Por outro lado, quando $\nu < 1$, observa-se uma dependência não monotônica da média espectral da transmissão com o expoente de aperiodicidade, em que tal comportamento é devido a dois efeitos opostos sendo que um está relacionado com o espalhamento nas interfaces entre camadas diferentes.

Por outro lado, temos que a propagação de ondas eletromagnéticas em meios aleatórios corresponde ao cenário ideal da física para aplicar os conceitos da localização de Anderson. Assim, em sistemas desordenados 1D, os modos localizados decaem exponencialmente e, como consequência, a média no ensemble do logaritmo da transmissão sobre muitas realizações da desordem normalmente decai linearmente com o tamanho da

amostra [17]. Contudo, o mais simples sistema óptico 1D corresponde a uma sequência de finas camadas dielétricas sem nenhum grau de desordem translacional.

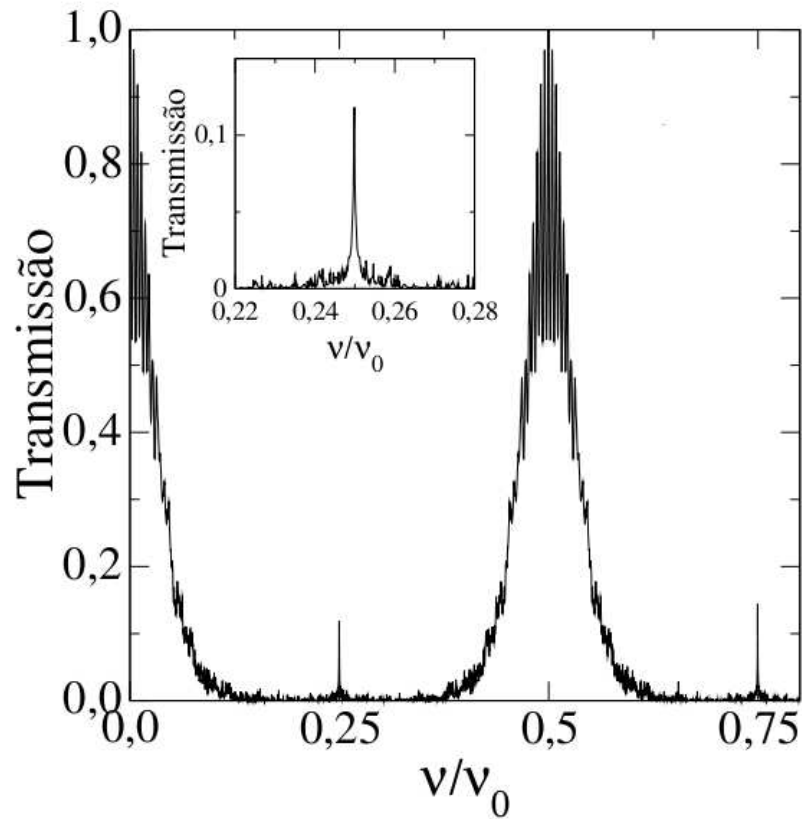


Figura 1.4: Espectro de transmissão de um filme binário aleatório com $N = 10^2$ camadas. O inset mostra em detalhes o pico de transmissão induzido pela desordem no centro da região de frequência correspondente ao gap fotônico.

Com base nos trabalhos sobre multicamadas desordenadas [18; 19], Nascimento [17] investigou o comportamento do espectro de transmissão em um meio dielétrico estratificado composto de uma sequência binária de camadas distribuídas aleatoriamente e seguindo a condição de reflexão de Bragg. Conforme vemos na Fig. 1.4, a desordem faz surgir alguns modos os quais estão relacionados com os estados de necklace [20; 21] resultantes

da hibridização de estados degenerados localizados em regiões distintas do filme. Embora, esses modos se tornem raros com o aumento do número de camadas, eles dominam a transmissão média nesta região de frequência, de forma que o espectro de transmissão apresenta um pequeno pico no centro do gap fotônico. Nota-se que a transmissão média em torno do modo de $1/2$ comprimento de onda decai com o aumento do grau de desordem, uma vez que a localização de Anderson é o efeito predominante. A média espectral da transmissão em torno da ressonância de $1/4$ de comprimento de onda descreve uma tendência oposta, ou seja, crescendo com o aumento do grau de desordem devido ao surgimento de estados dentro do band gap. A pequena região de modos transmissíveis é centrada no modo de meio comprimento de onda. Este modo é completamente transparente e invisível à desordem. A largura desta banda decai com o grau de desordem e com o número de camadas, de forma que a média espectral da transmissão cresce com $N^{1/2}$. Além disto, o comprimento de localização diverge quadraticamente à medida que se aproxima da frequência de ressonância.

Em síntese, a estrutura analisada por Nascimento exibe dois dos conhecidos cenários que conduzem a violação da localização exponencial de Anderson devido a desordem. Em geral, a propagação de ondas luminosas em multicamadas desordenadas está submetida a um processo de espalhamento múltiplo no qual os efeitos de interferência podem desempenhar um importante papel. Isto leva a interessantes fenômenos ópticos dos quais o surpreendente é o da localização da luz [3; 22]. A localização de Anderson foi originalmente descoberta para o transporte de elétrons, onde a difusão da auto-função de um elétron desaparece quando é aumentada a desordem dentro do condutor. Foi observado que a interferência entre múltiplas ondas de Shödinger conduz a autofunções localizadas que decaem exponencialmente com a posição [22]. Sendo um fenômeno de pura interferência, a localização de Anderson é esperada para ocorrer também para ondas clássicas tal como a radiação eletromagnética [23].

1.4 Teoria de Escala para a Transição de Anderson

O modelo de Anderson e o conceito de localização tem desempenhado importantes papéis na compreensão de sistemas desordenados. A física dos sistemas desordenados é um tema vasto, com uma extensa literatura. Como as previsões para sistemas ópticos desordenados se assemelham às obtidas no modelo de Anderson para elétrons não interagentes, os princípios desta teoria servirão de base para interpretação dos resultados obtidos no modelo de estudo proposto na presente dissertação.

Em 1958, P. W. Anderson utilizou um modelo que permitiu estudar os efeitos da desordem sobre a função de onda eletrônica. Ele propôs um modelo variante de “tight-binding” que incorpora desordem e admite a possibilidade de uma transição para a localização. Desde então este modelo ficou como um paradigma para a descrição de uma única partícula de sistemas eletrônicos desordenados [24].

Quantitativamente, para podermos discutir o papel da desordem na localização dos estados eletrônicos, consideraremos o modelo de Bloch com potencial periódico nulo ($U(r) = 0$), ou seja, um elétron livre. Assim, se introduzirmos uma única barreira de potencial, a função de onda será parcialmente transmitida e parcialmente refletida pela barreira. Porém, ao introduzirmos duas barreiras de potencial, a função de onda sofrerá duas reflexões, ou seja, as duas barreiras geram ondas refletidas e incidentes as quais podem sofrer interferências que, dependendo da diferença de fase existente, podem ser construtivas ou destrutivas. Tais interferências podem mudar bastante o padrão da função de onda. No caso da presença de um potencial aleatório, a função de onda sofrerá várias reflexões as quais não mantêm coerência de fase. Estas reflexões causam interferências destrutivas que induzem uma localização exponencial da função de onda. A função de onda se concentrará numa pequena região e tem valor desprezível em qualquer outra região do sólido. Neste regime, o sistema estará na fase isolante. Para o caso de

ondas estendidas, onde o elétron apresenta probabilidade de ser localizado em qualquer sítio da cadeia, temos a fase metálica.

Em 1979, Anderson et al. [25] construíram uma teoria de escala para a condutância generalizada para este modelo obtendo a dependência da transição Metal-Isolante com a dimensão. A consistência deste resultado apresenta quantidades experimentalmente testáveis que foram baseadas em um novo processo de interferência com muitos corpos que explorava o processo de localização. Este resultado obtido por Anderson et al. foi um dos temas que atraiu bastante a atenção dos cientistas no final da década de 70.

A hipótese básica desta teoria é que a condutância generalizada g controla a transição de estado estendido para localizado em $T = 0$. A teoria de escala foi utilizada na reformulação do Modelo de Anderson feita por Thouless em que as unidades básicas agora são caixas de volume l^d que contém muitos sítios, sendo que um sólido é constituído de várias caixas acopladas entre si [26].

Assim sendo, as energias características W e t , do modelo proposto por Anderson, são mapeadas respectivamente no espaçamento médio entre os níveis de energia ΔE e no deslocamento δE causado por mudanças nas condições de contorno. Com base no princípio da incerteza, um forte argumento é que no limite macroscópico δE conecta com a condutividade σ .

Por meio do princípio da incerteza pode-se estabelecer que:

$$\delta = \frac{\hbar}{t_D} \quad (1.15)$$

onde $t_D = L^2/D$ é o tempo necessário para um pacote de onda eletrônico difundir até os contornos de uma caixa de aresta L , onde D é a constante de difusão. Da relação de Einstein entre a condutividade e as propriedades de difusão ($\sigma = e^2 D n(E)$) temos:

$$\delta E = \frac{\sigma \hbar}{e^2 (L^2 n(E))} \quad (1.16)$$

A densidade de estados média pode ser escrita como função do espaçamento médio entre os níveis $n(E) = 1/(L^2 n(E))$. Assim, temos que a razão $\Delta E/\delta E$ é uma medida da força da desordem no sistema em analogia com a razão W/t no modelo de Anderson tradicional. Contudo, os estados estendidos são sensíveis a mudanças nas condições de contorno ($\delta E > \Delta E$) enquanto que os estados localizados não são ($\delta E < \Delta E$). Desta forma, a condutância generalizada definida por ($g(L) \equiv \frac{\delta E}{\Delta E}$) será:

$$g(L) = (\hbar/e^2)\sigma L^{d-2}. \quad (1.17)$$

Ou seja, a teoria de escala inspeciona a dependência de $g(L)$ com o comprimento de escala utilizado. Sendo $g_0 = \delta E(L_0)/\Delta E(L_0)$ a condutância generalizada para um sistema composto de caixas acopladas de volume L_0^d , a teoria de escala assegura que, dado g_0 em uma escala de comprimento L_0 , podemos obter g numa escala maior $L = L_0 b$. Nessa nova escala $L_0 b$, a condutância g é completamente determinada pelo valor anterior de g_0 e pelo fator b . A partir da função $\beta(g)$, o comportamento de escala da função g pode ser escrito como:

$$\beta(g) = \frac{d \ln g(L)}{d \ln L} \quad (1.18)$$

Temos que, para $\beta > 0$, g cresce com o aumento de L enquanto que para $\beta < 0$, g decresce com o crescimento de L . O comportamento qualitativo de $\beta(g)$ está representado na figura 1.5, conforme proposto por Abrahams et al [25].

Da eq. (1.17), vemos que o comportamento qualitativo da função $\beta(g)$ pode ser determinado a partir dos seus limites assintóticos, ou seja para $g \rightarrow \infty$, temos:

$$\lim_{g \rightarrow \infty} \beta(g) = d - 2 \quad (1.19)$$

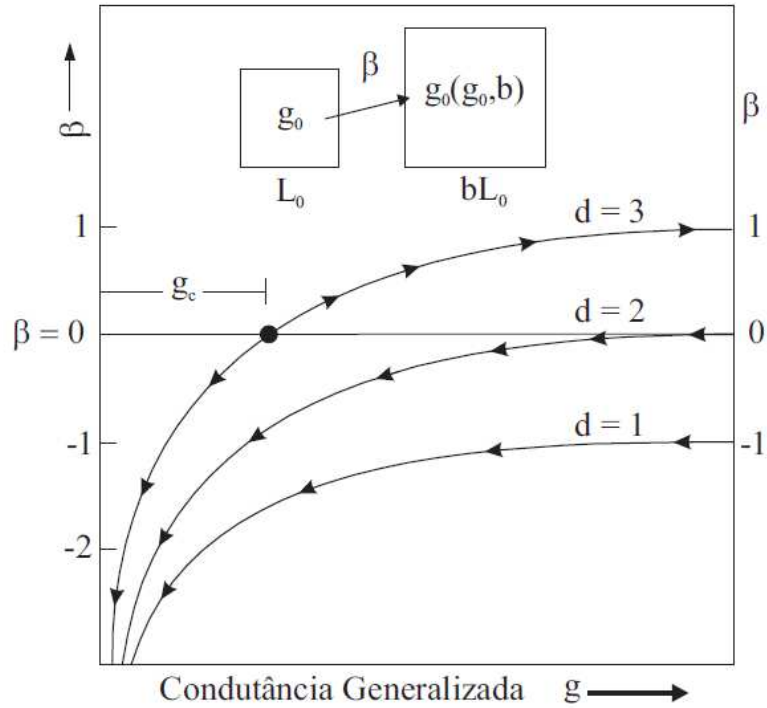


Figura 1.5: Comportamento qualitativo de $\beta(g)$ para $d = 1, 2$ e 3 na teoria de escala apresentada por Abrahams, Anderson, Licciardello e Ramakrishnan

Assim, $\beta(\infty)$ é $+1$ para $d = 3$, 0 para $d = 2$ e -1 para $d = 1$, conforme a figura 1.5. No caso em que g é pequeno, isto é, no limite de fraco acoplamento e forte desordem, o teorema de Anderson prevê que os estados eletrônicos são localizados e decaem exponencialmente com a distância. Nos contornos de uma caixa de aresta L , a amplitude da função de onda de um elétron localizado dentro da caixa é da ordem de $e^{-\gamma L}$, onde γ é o expoente de Lyapunov (o inverso do comprimento de localização λ).

Porém, o acoplamento entre as caixas também decaem exponencialmente com L , tal que $g(L) \propto e^{-\gamma L}$. Assim, da eq. (1.5) temos:

$$\lim_{g \rightarrow 0} \beta(g) = \ln g \quad (1.20)$$

Assim, $\beta(g)$ se aproxima de $-\infty$ para $g \rightarrow 0$ independente da dimensão. Admitindo que $\beta(g)$ tenha variação lenta e monotônica entre os limites $g \rightarrow \infty$ e $g \rightarrow 0$, na figura 1.5, temos que as setas do diagrama de fluxo sobre as curvas representam a direção em que g sofre variações quando L cresce. Para $d = 1$ e $d = 2$ as setas indicam que g sempre diminui com o crescimento de L . Em $d = 3$ temos dois comportamentos, isto é, abaixo de um certo g_c ($\beta(g) < 0$) as setas do diagrama de fluxo indica que o crescimento de L implica a redução da condutância e acima de g_c ($\beta(g) > 0$) temos o comportamento inverso. Neste diagrama, o ponto $(g_c, \beta(g_c) = 0)$ é chamado de ponto fixo instável. Tal diagrama expressa claramente a dependência da transição de Anderson com a dimensão: em $1d$ e $2d$ não existe transição metal-isolante, com a condutividade indo sempre a zero quando $l \rightarrow \infty$; em $3d$ existe uma transição metal-isolante. Entretanto, o comportamento crítico que parte desta transição em $3d$ também foi obtido a partir da teoria de escala [27]. Para o comprimento de localização λ , próximo da energia cinética de transição (mobility edge) apresenta um comportamento tipo lei de potência, ou seja, $\lambda \propto (E - E_c)^{-\nu}$ com expoente $\nu \approx 1.57$ [28–31].

As descobertas feitas por Anderson proporcionaram um melhor entendimento sobre as propriedades de condução da matéria. No caso de um sólido que se encontra a temperatura nula e desconsiderando ligações com outros graus de liberdade, como por exemplo fônons, ou interações mútuas, uma partícula que se encontra exponencialmente localizada não apresenta participação no processo de condução, pois só há probabilidade dela ser encontrada em uma região finita do sólido, enquanto que, em um estado estendido, a partícula se torna itinerante, isto porque apresenta probabilidade finita de ser encontrada em qualquer sítio da rede. Como consequência disso, temos que se só existirem estados localizados próximos à energia de Fermi o sistema será um isolante, ou seja, no limite de $T = 0K$, a condutividade DC (limite de baixa frequência para a condutividade linear) será nula. Porém, caso estes estados se apresentem estendidos, esta condutividade será finita e o sistema se torna um condutor. Acima de $0K$, o fenômeno

da condutividade é explicado por excitações térmicas. O modelo proposto por Anderson é considerado atualmente a estratégia mais eficiente para estudar os efeitos da desordem sobre as propriedades de transporte eletrônico.

Com base na teoria dos sistemas desordenados, muitos fenômenos foram explicados tal como o Efeito Hall quantizado, que está associado à presença de elétrons em estados localizados quando o material é submetido a um campo magnético externo [32]. Os sistemas macroscópicos como as ondas eletromagnéticas ou ondas mecânicas em meio líquido, bem como nos sistemas quânticos, apresentam diversas propriedades de localização ao serem submetidas a algum tipo de desordem e tem uma vasta aplicabilidade teórica [33; 34].

1.5 As Correlações no Modelo de Anderson

Foi previsto pela teoria de escala que todos os estados eletrônicos são localizados para sistemas de baixa dimensionalidade $d \leq 2$, para qualquer grau de desordem. Sistemas de dimensão $d = 3$ apresentam uma transição metal-isolante controlada pelo grau de desordem W . Porém, muitos trabalhos indicam que sistemas de baixa dimensionalidade podem apresentar uma transição metal-isolante, contrariando o resultado obtido pela teoria de escala proposta pelo modelo de Anderson original. Isto é obtido através da inclusão de correlações de algum tipo na distribuição da desordem. Desta forma, o interesse por modelos unidimensionais com desordem correlacionada vem crescendo, uma vez que correlações nos potenciais aleatórios podem afetar profundamente as propriedades de localização eletrônica. Entretanto, essas correlações podem ser de dois tipos: de curto alcance e de longo alcance.

Theodorou e Cohen [35] mostraram que para certos modelos com hamiltoniano tight-binding com desordem fora da diagonal do hamiltoniano, os estados no centro da banda

de energia eram estendidos. Por outro lado, Fleishman *et. al.* mostraram que o comprimento de localização diverge ao estudarem a natureza dos estados de energia zero, em sistemas 1D com desordem nos termos fora da diagonal [36]. A desordem induz uma localização fraca da função de onda, diferindo do modelo de Anderson original onde as funções de onda são localizadas exponencialmente.

Em 1989, Flores mostrou num modelo com hamiltoniano tight-binding tipo Anderson, com energias ϵ_i de cada sítio e termos de hopping aleatórios, que é possível apresentar uma energia crítica E_c onde o estado permanece estendido, caso estas desordem sejam correlacionadas [37]. Dunlap *et. al.* estudaram modelos com desordem correlacionada tanto no potencial de cada sítio quanto nos termos de hopping, mostrando que pode haver uma deslocalização de um pacote de onda eletrônica inicialmente localizada, independente da dimensão do sistema [38].

Em 1990, Dunlap [39] *et. al.* estudaram cadeias 1D de dímeros aleatórios utilizando o hamiltoniano tight-binding, com duas energias aleatórias ϵ_a e ϵ_b e um termo de hopping constante V , responsável pelo transporte entre primeiros vizinhos. Neste modelo, foi considerado que as energias dos sítios são postas ao acaso na rede e aos pares com probabilidade q e $1 - q$, respectivamente. Para uma partícula inicialmente localizada, o deslocamento quadrático médio cresce com $t^{3/2}$ desde que $-2V < \epsilon_a - \epsilon_b < 2V$ e a difusão ocorre quando $\epsilon_a - \epsilon_b = \pm 2V$. Este modelo apresenta um modo ressonante no qual o dímero se torna transparente. Neste caso, um fato marcante deste tipo de ressonância é a divergência do comprimento de localização ξ com $|E - E_0|^{-2}$.

Os estados eletrônicos para o modelos de Anderson 1D com desordem correlacionada têm sido amplamente estudados, uma vez que estes apresentam propriedades não usuais. Nos modelos de baixa dimensionalidade, a presença de desordem de curto alcance induz o aparecimento de certas energias ressonantes cujos estados eletrônicos são estendidos. Entretanto, se a correlação na desordem é de longo alcance, é possível ocorrer uma transição metal-isolante em uma dimensão [40; 41]. Vários trabalhos tem sido realizados

mostrando que esses sistemas unidimensionais apresentam uma transição de Anderson, com *mobility edges* separando estados estendidos e localizados.

Lyra e de Moura [40] estudaram a natureza dos estados eletrônicos num modelo de tight-binding unidimensional com as energias dos sítios apresentando desordem correlacionada de longo alcance e amplitudes de hopping não aleatórias. As energias dos sítios descrevem o traço do movimento browniano fracionário com uma densidade espectral especificada por $S(k) \propto \frac{1}{k^\alpha}$. Usando uma técnica do grupo de renormalização, eles mostraram que para sequências de energias correlacionadas de longo alcance com incrementos persistentes ($\alpha > 2$), o coeficiente de Lyapunov desaparece dentro de um intervalo finito de valores de energia revelando a presença de uma transição metal-isolante como no modelo de Anderson original. Dependendo do expoente α , ou seja, quando o desvio padrão da energia é igual ao termo de hopping entre primeiros vizinhos e $\alpha < 2$, então todos os estados eletrônicos permanecem localizados. Para $\alpha > 2$, os estados estendidos surgem no centro da banda, separados dos estados localizados por dois *mobility edges*. Vários outros modelos de baixa dimensionalidade têm sido propostos, onde a desordem possui correlação de longo alcance [42–46].

Hilke introduziu no modelo de Anderson desordem diagonal diluída [47], ou seja, o modelo consistia de duas cadeias interpenetrantes, uma delas composta de potenciais aleatórios e a outra composta de segmentos não aleatórios de potenciais constantes. Devido à periodicidade, energias ressonantes especiais surgiam, as quais estão relacionadas à rede não aleatória. O número de energias ressonantes é independente do tamanho do sistema e, portanto, foi conjecturado que estes estados ressonantes estendidos não deveriam ter qualquer influência nas propriedades de transporte. Um modelo simples para uma liga binária de compostos semicondutores, onde impurezas são colocadas em sub-redes, demonstrou analiticamente e numericamente a existência de estados estendidos no centro da banda [48]. O modelo de Anderson diluído foi estendido para incluir uma função geral de diluição que define as energias dentro de cada segmento não aleatório [49].

Usando uma abordagem de dizimação, foi demonstrado que o número de modos depende do tamanho do segmento diluidor e das propriedades de simetria da função diluidora. De Moura *et. al.* demonstraram que o surgimento de estados estendidos neste modelo promove um alargamento sub-difusivo de um pacote de onda inicialmente localizado [50].

Atualmente, a propagação de ondas eletromagnéticas em meios aleatórios corresponde ao cenário físico ideal para aplicar os conceitos de localização de Anderson, desde que fótons são certamente partículas não interagentes. Neste trabalho, nós iremos aplicar estes conceitos para estudar as propriedades de transmissão de ondas eletromagnéticas através de estruturas dielétricas com desordem diluída. Para isto, iremos inicialmente descrever o formalismo da matriz de transferência que será a principal ferramenta utilizada para a obtenção do espectro de transmissão destas estruturas. Posteriormente, iremos aplicar este formalismo ao estudo de multicamadas binárias e terciárias.

Capítulo 2

A Matriz de Transferência

O Estudo de multicamadas tem atraído interesse crescente nos últimos anos, devido ao seu potencial uso como revestimento óptico bem como em eletrodos condutores transparente em dispositivos optoeletrônicos tais como telas planas, transistores e células solares de filmes finos. Em particular, uma importante propriedade óptica dos filmes finos nas células solares está no aumento da absorção nas proximidades do band gap, que pode permitir uma redução na espessura da célula. Conseqüentemente, a habilidade de prever e ajustar essas propriedades na interface de semicondutores pode contribuir gradativamente para reduzir o custo de células solares de filme fino. O desenvolvimento de um método geral que permite o estudo da resposta óptica de sistemas de multicamadas é de fundamental importância para o desenvolvimento de dispositivos optoeletrônicos mais eficientes. Portanto, neste capítulo será apresentado o formalismo da matriz de transferência que nos auxiliará na obtenção das propriedades de transmissão de ondas eletromagnéticas num sistema composto de multicamadas dielétricas.

2.1 Formalismo da Matriz de Transferência

O formalismo da Matriz de Transferência é particularmente interessante para calcular o espectro de transmissão de ondas eletromagnéticas em meios dielétricos estratificados como por exemplo nas multicamadas dielétricas [17] por resumir-se à produto de matrizes, que do ponto de vista computacional é de fácil operação.

Assim sendo, consideremos uma onda eletromagnética plana com dependência temporal harmônica propagando num meio estratificado, ou seja, um meio que apresenta mudanças em seu aspecto físico ao longo de uma dada direção, enquanto que nas demais o meio mantém suas propriedades constantes. Denominamos de modo TE (*transverse electric*) o caso de uma onda eletromagnética com polarização linear tal que o campo elétrico seja perpendicular ao plano de incidência. No caso de um campo magnético perpendicular ao plano de incidência, temos o modo TM (*transverse magnetic*). Desta forma, para qualquer polarização arbitrária podemos separar a onda em duas, sendo uma delas do tipo TE e a outra do tipo TM e tratá-las de maneira independente. Sabemos que para um meio ausente de cargas livres e densidade de corrente nula, as equações de Maxwell não sofrem mudanças quando permutamos E e H , e ϵ e $-\mu$. Isto nos informa que para qualquer resultado relacionado ao modo TE pode ser deduzido também para o modo TM desta permutação.

Assim, tomando o plano de incidência como sendo yz e sendo z a direção de estratificação, para uma onda em modo TE, $E_y = E_z = 0$, as equações de Maxwell são reduzidas às equações escalares abaixo, onde assumimos uma dependência temporal do tipo $\exp(-i\omega t)$:

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} + \frac{i\epsilon\mu}{c} E_x = 0 \quad (2.1a)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} = 0 \quad (2.1b)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = 0 \quad (2.1c)$$

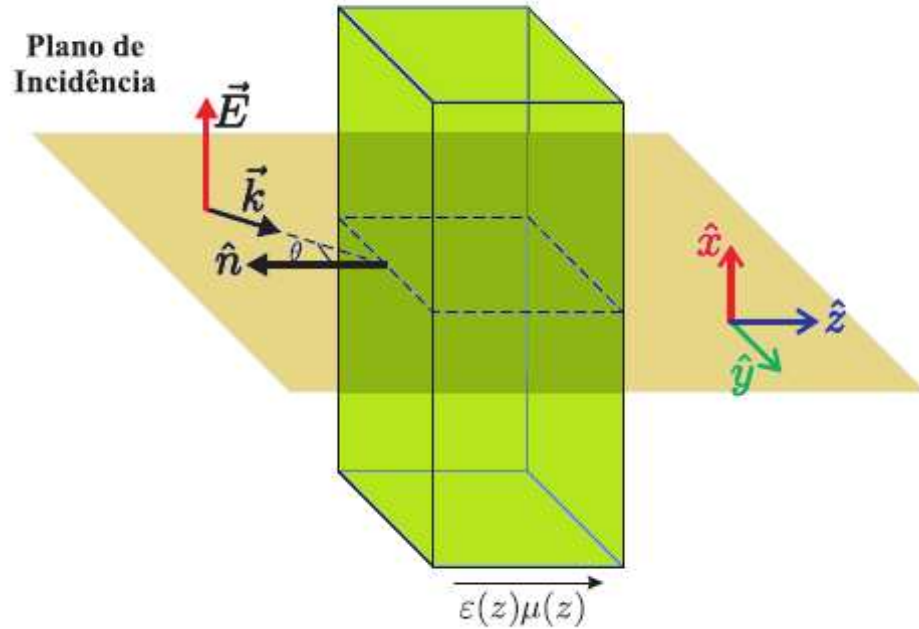


Figura 2.1: Representação de uma onda eletromagnética incidente

$$\frac{i\omega\mu}{c}H_x = 0 \quad (2.2a)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{i\omega\mu}{c}H_y = 0 \quad (2.2b)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{i\omega\mu}{c}H_z = 0 \quad (2.2c)$$

Substituindo as relações (2.2b) e (2.2c) em (2.1a), podemos eliminar H_y e H_z , obte-

mos:

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} + n^2 k_0^2 E_x = \frac{d(\log \mu)}{dz} \frac{\partial E_x}{\partial z} \quad (2.3)$$

onde $n^2 = \epsilon\mu$ e $k_0 = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda_0}$.

Utilizando o método da separação de variáveis, podemos resolver a equação (2.3). Assim, vamos supor uma função que é produto de duas outras, uma dependendo apenas de y e a outra dependendo apenas de z :

$$E_x(y, z) = Y(y)U(z) \quad (2.4)$$

Substituindo (2.4) em (2.3), obtemos:

$$\frac{1}{Y} \frac{d^2 Y}{dy^2} = -\frac{1}{U} \frac{d^2 U}{dz^2} - n^2 k_0^2 + \frac{d(\log \mu)}{dz} \frac{1}{U} \frac{dU}{dz} \quad (2.5)$$

Como o termo do lado esquerdo é função apenas de y e o da direita depende apenas de z , podemos igualar cada termo a uma constante ($-K^2$), ou seja,

$$\frac{1}{Y} \frac{d^2 Y}{dy^2} = -K^2 \quad (2.6)$$

$$\frac{1}{U} \frac{d^2 U}{dz^2} - \frac{d(\log \mu)}{dz} \frac{1}{U} \frac{dU}{dz} + n^2 k_0^2 = K^2 \quad (2.7)$$

Por conveniência, assumimos que $K = k_0^2 \alpha^2$, desta forma a solução de (2.6) será:

$$Y = C e^{ik_0^2 \alpha y} \quad (2.8)$$

Consequentemente, E_x será:

$$E_x = U(z)e^{i(k_0\alpha y - \omega t)} \quad (2.9)$$

Das equações (2.2b) e (2.2c) vemos que H_y e H_z são dadas por expressões semelhantes,

$$H_y = V(z)e^{i(k_0\alpha y - \omega t)} \quad (2.10)$$

$$H_z = W(z)e^{i(k_0\alpha y - \omega t)} \quad (2.11)$$

Temos que as funções $U(z)$, $V(z)$ e $W(z)$ em geral são funções complexas. Assim, de acordo com (2.1a), (2.2b) e (2.2c), as amplitudes U , V e W são relacionadas pelas seguintes equações:

$$\frac{dV}{dz} = ik_0[\alpha W + \epsilon U] \quad (2.12a)$$

$$\frac{dU}{dz} = ik_0\mu V \quad (2.12b)$$

$$\alpha U + \mu W = 0 \quad (2.12c)$$

Eliminando W da equação (2.12a) por meio da equação (2.12c) obtemos, juntamente com (2.12b), o sistema de equações parciais para U e V :

$$\frac{dU}{dz} = ik_0\mu V \quad (2.13)$$

$$\frac{dV}{dz} = ik_0\left(\epsilon - \frac{\alpha^2}{\mu}\right)U$$

Desacoplando as equações obtemos para U e V as seguintes equações:

$$\frac{d^2U}{dz^2} - \frac{d(\log \mu)}{dz} \frac{U}{z} + k_0^2(n^2 - \alpha^2)U = 0 \quad (2.14)$$

$$\frac{d^2V}{dz^2} - \frac{d(\log(\epsilon - \frac{\alpha^2}{\mu}))}{dz} \frac{dV}{dz} + k_0^2(n^2 - \alpha^2)V = 0 \quad (2.15)$$

Em geral U , V e W são funções complexas de z . As superfícies de amplitude constante de E_x são dadas por $|U(z)| = cte$, enquanto que a superfície de fase constante (co-fasal) é obtida pela equação

$$\varphi(z) + k_0\alpha y = cte$$

onde $\varphi(z)$ é a fase de U . Os dois conjuntos, em geral, não coincidem (onda inhomogênea). Para um pequeno deslocamento (dy, dz) ao longo da superfície co-fasal temos: $\phi'(z)dz + k_0\alpha dy = 0$. Portanto, se θ denota o ângulo entre a normal à superfície co-fasal e a direção OZ temos:

$$\tan \theta = -\frac{dz}{dy} = \frac{k_0}{\phi'(z)} \quad (2.16)$$

No caso especial, quando a onda é uma onda plana homogênea,

$$\phi(z) = k_0nz \cos \theta \quad , \quad \alpha = n \sin \theta \quad (2.17)$$

$\phi(z) = k_0nz \cos \theta$, $\alpha = n \sin \theta$. A condição imposta de que $K^2 = k_0^2\alpha^2$, pode ser considerado como uma generalização da lei de Snell da refração para o meio estratificado. Desde que as funções $U(z)$ e $V(z)$ satisfazem uma equação diferencial linear de segunda ordem, segue que U e V podem ser expressas como uma combinação linear de duas soluções particulares, ou seja, U_1, U_2 e V_1, V_2 . Essas relações não podem ser arbitrárias,

elas devem ser acopladas pela equação diferencial de primeira ordem (eq. 13)

$$\begin{aligned} U_1' &= ik_0\mu V_1 & U_2' &= ik_0\mu V_2 \\ V_1' &= ik_0\left(\epsilon - \frac{\alpha^2}{\mu}\right)U_1 & V_2' &= ik_0\left(\epsilon - \frac{\alpha^2}{\mu}\right)U_2 \end{aligned} \quad (2.18)$$

Destas relações, segue-se que:

$$V_1U_2' - U_1'V_2 = 0 \quad , \quad U_1V_2' - V_1'U_2 = 0$$

tal que

$$\frac{d}{dz}(U_1V_2 - V_1U_2) = 0$$

Esta relação implica que o determinante

$$D = \begin{vmatrix} U_1 & V_1 \\ U_2 & V_2 \end{vmatrix} \quad (2.19)$$

associado com duas soluções particulares de (2.13) é constante, isto é, que D é uma invariante do nosso sistema de equações.

Para o nosso propósito, a escolha mais conveniente das soluções particulares é:

$$\begin{aligned} U_1 &= f(z), & U_2 &= F(z) \\ V_1 &= g(z), & V_2 &= G(z) \end{aligned} \quad (2.20)$$

tal que,

$$f(0) = G(0) = 0 \quad e \quad F(0) = G(0) = I \quad (2.21)$$

Assim, podemos expressar $U(0) = U_0$ e $V(0) = V_0$ da seguinte forma:

$$\begin{aligned} U &= FU_0 + fV_0 \\ V &= GU_0 + gV_0 \end{aligned} \tag{2.22}$$

ou na seguinte notação matricial

$$Q = NQ_0 \tag{2.23}$$

onde

$$Q = \begin{bmatrix} U(z) \\ V(z) \end{bmatrix} \quad Q_0 = \begin{bmatrix} U_0 \\ V_0 \end{bmatrix} \quad N = \begin{bmatrix} F(z) & f(z) \\ G(z) & g(z) \end{bmatrix} \tag{2.24}$$

Por conta da relação $D = cte$, o determinante da matriz quadrada é uma constante. O valor dessa constante pode ser imediatamente encontrado tomando $z = 0$

$$|N| = Fg - fG = 1 \tag{2.25}$$

Geralmente é mais conveniente expressar U_0 e V_0 como funções de $U(z)$ e $V(z)$. Resolvendo para U_0 e V_0 , obtemos:

$$Q_0 = MQ \tag{2.26}$$

onde,

$$M = \begin{bmatrix} g(z) & -f(z) \\ -G(z) & F(z) \end{bmatrix} \tag{2.27}$$

Esta matriz também é unimodular ($|M| = 1$).

O significado de M é claro: ele relaciona as componentes x e y do campo elétrico (ou magnético) no plano $z = 0$ com as componentes de um plano arbitrário $z = cte$. Vemos que conhecimento de U e V é suficiente para descrever completamente o campo. Assim, para determinar a propagação de uma onda plana monocromática através de um meio estratificado, este meio precisa ser especificado por uma matriz 2×2 unimodular M . Por esta razão, M é denominada matriz característica do meio estratificado.

Considerando o caso mais simples de um meio dielétrico homogêneo, onde ϵ , μ e n são constantes. Para uma onda TE, as equações (2.14) e (2.15) assumem a seguinte forma:

$$\begin{aligned}\frac{d^2U}{dz^2} + (k^2n^2 \cos^2 \theta)U &= 0 \\ \frac{d^2V}{dz^2} + (k^2n^2 \cos^2 \theta)V &= 0\end{aligned}\tag{2.28}$$

onde θ é o ângulo entre a direção de propagação da onda e o eixo z . A solução destas equações, sujeita à relação (2.13), são dadas por:

$$\begin{aligned}U(z) &= A \cos(k_0nz \cos \theta) + B \sin(k_0nz \cos \theta) \\ V(z) &= \frac{1}{i} \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} \cos \theta B \cos(k_0nz \cos \theta) - A \sin(k_0nz \cos \theta)\end{aligned}\tag{2.29}$$

Portanto, as soluções particulares de (2.20) que satisfazem às condições de contorno (2.21) são:

$$\begin{aligned}U_1 = f(z) &= \frac{i}{\cos \theta} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \sin(k_0nz \cos \theta) \\ V_1 = g(z) &= \cos(k_0nz \cos \theta) \\ U_2 = F(z) &= \cos(k_0nz \cos \theta) \\ V_2 = G(z) &= i \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} \cos \theta \sin(k_0nz \cos \theta)\end{aligned}\tag{2.30}$$

Chamando

$$p = \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} \cos \theta \quad (2.31)$$

Assim, podemos escrever a matriz característica da seguinte forma:

$$M(z) = \begin{bmatrix} \cos(k_0 n z \cos \theta) & -\frac{i}{p} \sin(k_0 n z \cos \theta) \\ -ip \sin(k_0 n z \cos \theta) & \cos(k_0 n z \cos \theta) \end{bmatrix} \quad (2.32)$$

No caso de uma onda TM, as equações são mantidas, porém com a mudança de p por:

$$q = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \cos \theta \quad (2.33)$$

Na interface de dois meios dielétricos, os campos apresentam componentes contínuas, tal que para um filme formado por N camadas dielétricas homogêneas, a relação entre os campos elétrico e magnético na primeira interface com os da última interface pode ser escrito pelo produtório das matrizes características:

$$Q_0 = M_1.M_2.M_3...M_{N-1}.M_N.Q \quad (2.34)$$

onde M_i representa a matriz característica (2.32) da i -ésima camada.

2.2 Coeficientes de Transmissão e Reflexão

Os coeficientes de Transmissão (T) e Reflexão (R) medem a fração da energia incidente que é transmitida e refletida respectivamente. Assim, consideramos uma onda plana incidindo sobre um meio estratificado que se estende desde $z = 0$ para $z = z_1$ e que é limitado por cada lado por um meio semi-infinito e homogêneo. Seja A , R e T as amplitudes (provavelmente complexas) do vetor campo elétrico da onda incidente, refletida

e transmitida, ϵ_1 , μ_1 e ϵ_l , μ_l a constante dielétrica e a permeabilidade magnética na primeira e da última camada, e θ_1 e θ_l os ângulos entre a direção de propagação das ondas incidente e transmitida com direção de estratificação z .

Ao longo das interfaces que separa dois meios adjacentes, as componentes tangenciais \vec{E} e \vec{H} devem ser contínuas, satisfazendo a seguinte relação:

$$\vec{H} = \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} \hat{u} \times \vec{E} \quad (2.35)$$

onde \vec{u} é um versor que aponta para direção de propagação da onda. Desta forma, obtemos a seguinte relação para uma onda TE.

$$\begin{aligned} U_0 &= A + R, & U(z_l) &= T \\ V_0 &= p_1(A - R), & V(z_l) &= p_l T \end{aligned} \quad (2.36)$$

Onde,

$$p_{1l} = \sqrt{\frac{\epsilon_{1l}}{\mu_1 l}} \cos \theta_{1l} \quad (2.37)$$

As quatro quantidades dadas por (2.36) são conectadas pela relação (2.26), logo

$$\begin{aligned} A + R &= (m'_{11} + m'_{12} p_l) \\ p_l(A - R) &= (m'_{21} + m'_{22} p_l) T \end{aligned} \quad (2.38)$$

onde m'_{ij} são os elementos da matriz característica do meio.

Da relação (2.38) obtemos os coeficientes de reflexão e transmissão do filme:

$$r = \frac{T}{A} = \frac{(m'_{11} + m'_{12} p_l) p_l - (m'_{21} + m'_{22} p_l)}{(m'_{11} + m'_{12} p_l) p_l + (m'_{21} + m'_{22} p_l)} \quad (2.39)$$

$$t = \frac{T}{A} = \frac{2p_1}{(m'_{11} + m'_{12}p_l)p_1 + (m'_{21} + m'_{22}p_l)} \quad (2.40)$$

Em termos de r e t , a refletividade e a transmitividade são:

$$R = |r|^2, \quad T = \frac{p_l}{p_1} |t|^2 \quad (2.41)$$

Para uma onda TM as equações podem ser obtidas a partir de (2.39) e (2.40) substituindo p_1 e p_l por:

$$q_{1l} = \sqrt{\frac{\mu_{1l}}{\epsilon_{1l}}} \cos \theta_{1l} \quad (2.42)$$

visto que neste caso, r e t passam a ser razões da amplitude do campo magnético, e não do campo elétrico em si.

Nos capítulos seguintes iremos utilizar o método da matriz de transferência para determinar as propriedades de transmissão de uma onda eletromagnética incidindo perpendicularmente sobre um sistema de multicamadas dielétricas que apresenta desordem diluída em sua estrutura.

Capítulo 3

Efeitos da Desordem Diluída em Multicamadas Dielétricas Binárias

3.1 Introdução

O conceito de cristal fotônico seguido das ideias de Yablonovich [3] e John [51] têm sido utilizado para desenvolver materiais que podem afetar as propriedades de fótons da mesma forma que materiais semicondutores afetam elétrons. Como a transmissão de ondas eletromagnéticas também apresenta efeitos de interferência, esses sistemas são apropriados para descrever o fluxo de luz. Ondas luminosas em estruturas desordenadas sofrem espalhamentos múltiplos que podem ser considerados como um tipo de transporte difusivo. Assim, Khalfoun *et. al.* investigaram a propagação de ondas luminosas numa estrutura de multicamadas constituída por camadas de defeitos e camadas hospedeiras de mesmo caminho óptico, ou seja, sendo válida a condição de Bragg, demonstrando com isso a existência de um novo regime balístico [52].

Com base nas idéias de camadas hospedeiras propostas por Khalfoun, no presente

capítulo iremos investigar as características espectrais de um sistema de multicamadas com desordem diluída. Assumimos que este sistema seja formado por dois substratos, isto é, um substrato formado por $N/2$ camadas de espessura d_A e índice de refração n_A ocupando os sítios de índice ímpar e um substrato desordenado formado por $N/2$ camadas de dois tipos distintos de índice refração n_A e n_B , que satisfazem a condição de Bragg, ($n_A d_A = n_B d_B$) ocupando os sítios de índice par. Neste substrato desordenado, as camadas são inseridas com probabilidade p para camadas de índice de refração n_B e probabilidade $1 - p$ para camadas de índice de refração n_A . Deste modo, para $p = 0$ o sistema se comporta como uma camada única de espessura Nd_A e índice de refração n_A e para $p = 1$ retomamos um sistema de multicamadas binárias alternado. O sistema apresenta o maior grau de desordem para $p = 0.5$, onde o substrato desordenado apresentará uma distribuição aleatória e de mesma proporção das duas componentes constituintes do sistema. Mesmo nesta situação, o sistema apresenta alguma característica de periodicidade devido à presença do substrato hospedeiro, o que pode levar as propriedades espectrais do filme a apresentar um comportamento híbrido diferenciado do obtido em sistemas de multicamadas binárias aleatórias.

Para investigar tais características, foi aplicado o formalismo da matriz de transferência visto no Capítulo 2.

3.2 Resultados

Para investigar as características espectrais deste sistema de multicamadas com desordem diluída, inicialmente calculamos o espectro de transmissão para diferentes valores de p para um sistema composto de $N = 1000$ camadas. Assumimos que o substrato hospedeiro é formado por camadas dielétricas isotrópicas de índice de refração $n_A = 1.0$ e o substrato binário aleatório constituído por camadas com índice de refração $n_A = 1.0$ e $n_B = 1.5$. A espessura das camadas foram tomadas de maneira a satisfazer a condição de Bragg

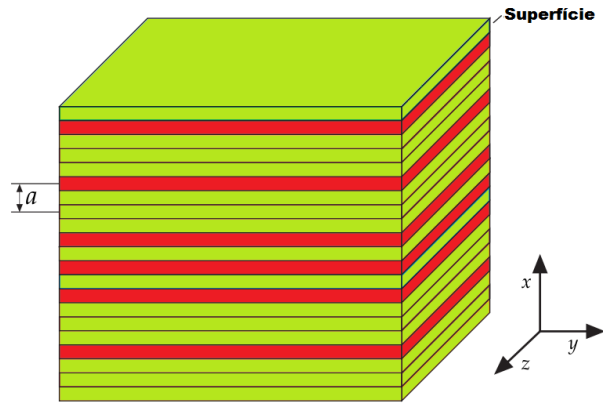


Figura 3.1: Representação esquemática de um filme de multicamadas dielétricas com desordem diluída onde as camadas de cor verde representam as de índice de refração n_A e as camadas de cor vermelha representam as de índice de refração n_B . Nos sítios de índice par as camadas são inseridas conforme o valor fornecido a variável p

$n_A d_A = n_B d_B = \lambda_0$. Na figura 3.2 apresentamos o espectro de transmissão para $p = 0.25, 0.50, 0.75$ e 1.00 calculado sobre 100 amostras.

Para $p = 0$, o sistema se comporta como uma única camada de espessura Nd_A e consequentemente todo o espectro é transparente. Ao introduzirmos impurezas na estrutura com o aumento do valor de p , observamos mudanças no espectro com o surgimento de pseudo-gaps e bandas de transmissão, característico de um sistema de multicamadas aleatório. Para $p = 0.25, 0.50$ e 0.75 , a presença da desordem cria um pseudo-band-gap centrado nos modos cujo comprimento de onda equivale à $1/4$ do caminho óptico das camadas, este modo é portanto denominado de "quarto de comprimento de onda" (figura 3.2a). Já os modos de transmissão são centrados em modos cujo comprimento de onda equivalem à metade do caminho óptico das camadas, os chamados modos de "meio comprimento de onda". Para estes modos o sistema se apresenta totalmente transparente.

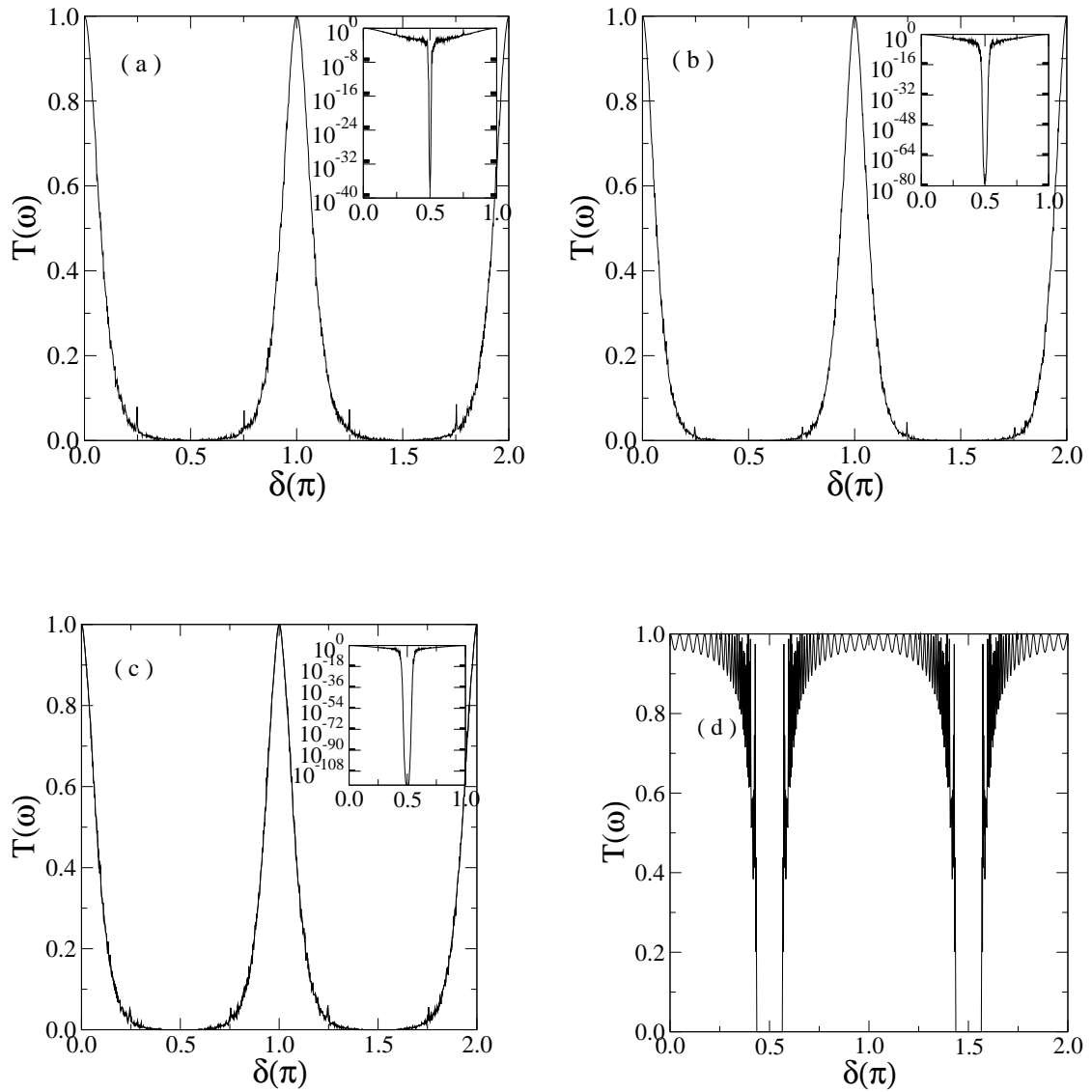


Figura 3.2: Espectro de transmissão para (a) $p = 0.25$, (b) 0.50 , (c) 0.75 e (d) 1.00 . Exceto para o caso $p = 1.00$, o sistema apresenta um comportamento similar ao obtido para um sistema de multicamadas periódicas binária. Os insets nas figuras mostram o decaimento da transmissão no centro do pseudo-gap.

Esta característica se deve ao fato de que para esta frequência em particular, a matriz de transferência de todas as camadas se tornam identidades em módulo, mantendo o campo

elétrico na primeira camada igual ao da última. Na configuração de maior aleatoriedade $p = 0.5$, a localização de Anderson da luz se torna mais evidente, como consequência observamos uma redução do comprimento da banda de transmissão e consequente aumento da largura dos pseudo-band-gap. Para $p > 0.5$, a distribuição de camadas se aproxima do modelo de multicamadas binárias alternadas ($p = 1.0$), o que significa uma redução no grau de desordem e consequente redução da região do pseudo band gap, como observado no gráfico para $p = 0.75$. Finalmente obtemos a bem conhecida estrutura de bandas que caracteriza um cristal fotônico para o caso $p = 1.0$, onde a largura dos band-gaps é determinada pelo contraste dos índices de refração ($|n_A - n_B|$).

Em comparação com o modelo de multicamadas aleatórias binário [17], o espectro de transmissão mostrado acima em geral apresenta um comportamento semelhante. Note-mos no entanto a ausência da ressonância de quarto de comprimento de onda observado em [17] para o modelo com desordem diluída. De fato, para este valor de frequência, pares de camadas do mesmo tipo se tornam transparentes e essa situação ocorre para qualquer valor de p menor do que 1, principalmente nas situações de baixa concentração de camadas do tipo B (p pequeno). Podemos quantizar esta situação notando que um número $N(p - 1)/2$ de pares AA são formados e portanto serão transparentes à incidência do modo de quarto de comprimento de onda. Dizimando virtualmente estes pares, o filme como um todo resultará em uma sequência alternada efetiva de $pN/2$ pares de camadas AB . Como este modo caracteriza o centro do band gap de uma sequência alternada, o espectro apresentará nesta região modos de transmissividade nula, conforme mostra os *in sets* da figura 3.2. No modelo com desordem binária, pares de camadas iguais podem acontecer em qualquer par de sítios e pode ser tanto com camadas do tipo A como do tipo B , esta ausência de vínculos faz com que o sistema efetivo para esta frequência apresente um tamanho bem menor, o que leva ao surgimento de modos de transmissividade não nula devido à efeitos de tamanho finito. Para fins de aplicação em filtro óptico, a ausência dessas ressonâncias apresenta uma vantagem sobre os sistemas

de multicamadas aleatórios, uma vez que o band gap precisa apresentar uma grande capacidade de reflexão.

Devido à natureza aleatória dos modos ressonantes presentes no modelo binário aleatório, o tamanho efetivo do sistema e conseqüentemente a transmissividade destes modos apresenta um comportamento de escala com o tamanho do sistema diferenciado. Este fato tem uma influência importante sobre o comportamento de escala da transmissão espectral média em função do tamanho do sistema quando calculada sobre modos localizados na região espectral centrada no modo de quarto de comprimento de onda. Para uma região espectral contendo N modos, a transmissão espectral é calculada por:

$$\langle T \rangle_{\omega} = \frac{1}{N} \sum_i T_i \quad (3.1)$$

Na figura 3.3 temos o cálculo da média espectral da transmissão para $p = 0.25$, $p = 0.5$ e $p = 0.75$, calculada sobre uma média de 1000 amostras nas regiões espectrais (a) $\pi/4 < \delta < 3\pi/4$ e (b) $3\pi/4 < \delta < 5\pi/4$. Para os 3 casos calculados na figura 3.3a, observamos um decaimento da transmissão do tipo exponencial, contrastando com o decaimento do tipo exponencial alongada citada em [17]. De fato, a ausência dos modos ressonantes nesta região do espectro faz mudar o comportamento de escala da transmissão, uma vez que estes modos possuem uma natureza diferente e conseqüentemente uma dependência da transmissão com o tamanho do sistema diferenciada.

Podemos notar ainda nesta figura uma maior sensibilidade da média espectral da transmissão para uma concentração $p = 0.5$. Este comportamento está em perfeito acordo com o que foi discutido anteriormente com relação ao máximo grau de desordem para este valor de concentração. Uma vez que há um maior número de interfaces aleatoriamente distribuídas, o número de reflexões internas incoerentes será maior, intensificando o efeito da localização de Anderson da luz.

Uma análise similar é observada na figura 3.3b onde temos o comportamento de es-

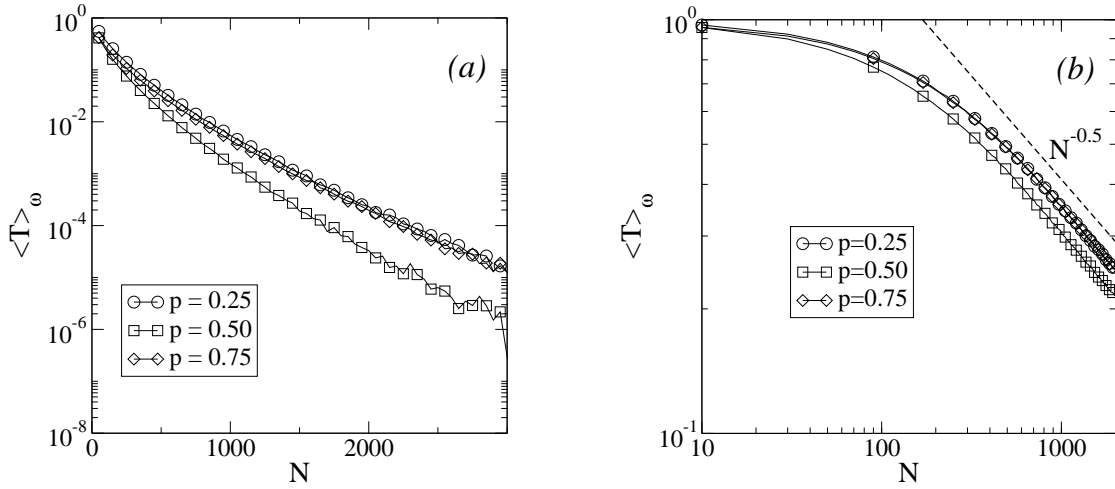


Figura 3.3: *Transmissão espectral média em função do tamanho do sistema para $p = 0.25$, $p = 0.50$ e $p = 0.75$ sobre as regiões espectrais (a) $\pi/4 < \delta < 3\pi/4$ e (b) $3\pi/4 < \delta < 5\pi/4$. O gráfico representa uma média sobre 1000 realizações. A ausência de ressonâncias próximo ao modo de meio comprimento de onda leva a um decaimento exponencial na região dos modos refletidos, enquanto para a região de modos transmissíveis mantém uma lei de potência do tipo $N^{-0.5}$.*

cala da média espectral da transmissão para uma região centrada pelo modo de meio comprimento de onda. Como esta região espectral não sofreu mudanças na sua natureza se comparado com o modelo de multicamadas binárias aleatórias, observamos um decaimento semelhante, do tipo lei de potência, cujo expoente de decaimento se mantém o mesmo ($N^{-0.5}$). A única diferença entre as concentrações estudadas está no fato de que para $p = 0.5$ o sistema atinge o comportamento assintótico para um número de camadas menor, já que neste grau de concentração o sistema apresenta uma maior desordem e portanto uma maior atuação da localização de Anderson da luz.

Uma característica importante neste modelo e que pode ser observada na figura 3.3 é a baixa sensibilidade para com a desordem em sistemas de tamanho pequeno e médio, tal que o comportamento assintótico somente é observado para valores grandes de N . Esta característica se deve ao fato de haver uma sequência periódica intercalando a distribuição

aleatória de camadas. Esta peculiaridade do modelo reduz o papel desempenhado pela desordem, de forma que a onda eletromagnética necessita de um sistema maior para "sentir" uma desordem capaz de localizar exponencialmente a luz.

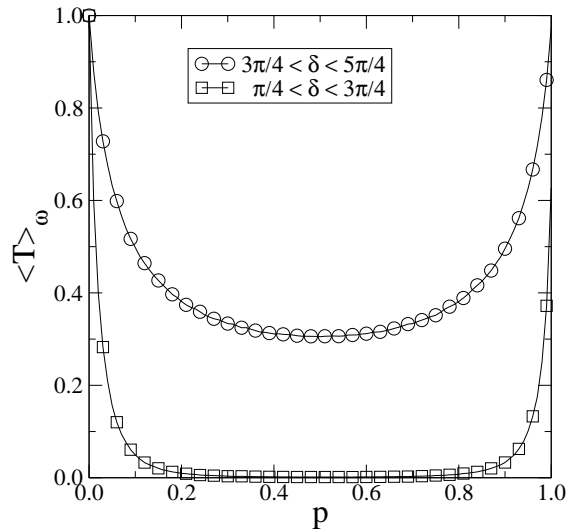


Figura 3.4: *Transmissão espectral média em função do grau de desordem p para um sistema com $N = 1000$ camadas e 100 amostras nas duas regiões espectrais da figura anterior. O sistema apresenta uma pequena assimetria devido às diferenças espectrais nos dois limites de concentração de desordem.*

A dependência entre a transmissão espectral média e a concentração de defeitos p é melhor analisada na figura 3.4 onde mostra $\langle T \rangle_\omega$ como uma função do parâmetro p nas duas regiões espectrais estudadas na figura 3.3, calculada sobre uma média de 100 amostras diferentes de um filme de $N = 1000$ camadas. Como esperado, a região centrada pelo modo de meio de comprimento de onda apresenta uma transmissão média maior para todos os valores de p , sendo o mínimo em $p = 0.5$ nas duas regiões. Notamos ainda que o comportamento de $\langle T \rangle_\omega$ mostra uma sutil assimetria, uma vez que em $p = 0.0$, o sistema é transparente para toda a região espectral e para $p = 1.0$ o espectro apresenta uma estrutura de bandas, gerando uma transmissividade diferente para as duas regiões. Isto confirma portanto a existência de dois regimes distintos de ação da

desordem. Para $p < 0.5$, o número de camadas do tipo A do substrato desordenado é maior, uma vez que o substrato periódico é formado por este mesmo tipo de camada, o sistema apresenta uma tendência a comportar-se como uma camada única formada pelo material do tipo A, como de fato ocorre para $p = 0$. Para $p > 0.5$ temos uma tendência diferente. Neste regime há um maior número de camadas do tipo B no substrato aleatório, o que faz o sistema tender a se comportar como um filme binário alternado. É conhecido da literatura que estes dois sistemas apresentam características espectrais diferentes, por isso a assimetria na figura 3.4 é mais notada próximo às extremidades, ou seja, p próximo de 0 e 1.

Uma outra quantidade que nos ajuda a compreender o grau de localização em sistemas desordenados é o chamado expoente de Lyapunov $\Lambda_\omega = 1/\lambda_\omega$, onde λ_ω é uma medida do comprimento de localização do modo de frequência ω . No limite termodinâmico tomemos a transmissão decaindo exponencialmente com o tamanho do sistema N :

$$T(\omega) = e^{-\frac{N}{\lambda_\omega}} \quad (3.2)$$

deste forma, podemos obter o expoente de Lyapunov por:

$$\frac{1}{\lambda_\omega} = - \lim_{N \rightarrow \infty} (\ln(T)/N) \quad (3.3)$$

Para um valor de $\lambda_\omega > N$, implica que o modo de frequência angular ω apresentará transmissividade não nula, caracterizando portanto um modo na banda de transmissão. Para $\lambda_\omega < N$ temos o contrário, o modo de frequência angular ω terá transmissividade praticamente nula, caracterizando um modo localizado pertencente à região de modos que são praticamente totalmente refletidos. A figura 3.5 mostra o coeficiente de Lyapunov reduzido (N/λ) do espectro de uma sequência com $p = 0.25$, $p = 0.50$, $p = 0.75$ e $p = 1.0$. Com a ajuda da linha horizontal tracejada demarcando $N = \lambda$, podemos ver claramente a estrutura de bandas já discutida anteriormente. Um fato interessante é a evidência

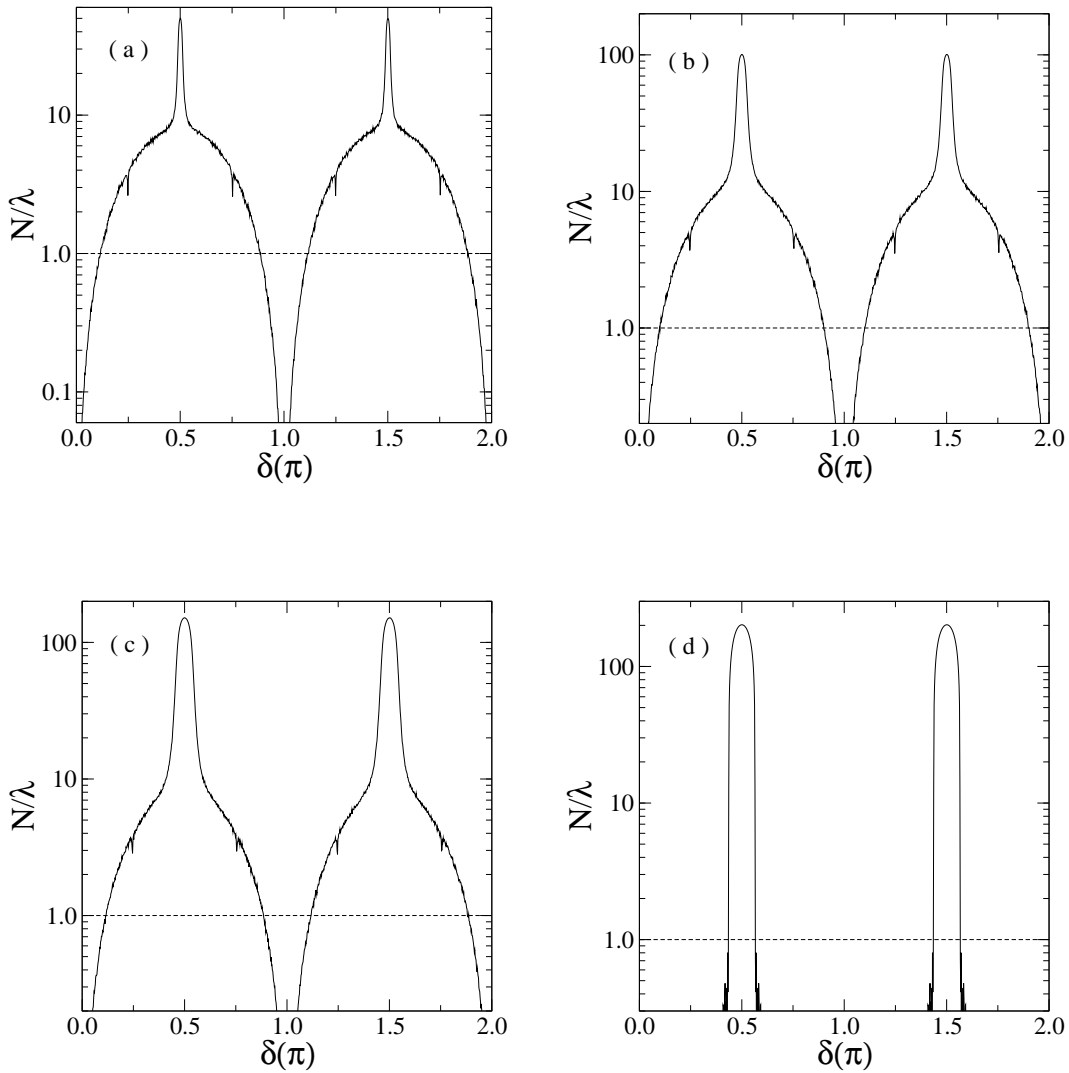


Figura 3.5: Coeficiente de Lyapunov reduzido para (a) $p = 0.25$ (b) 0.50 (c) 0.75 e (d) 1.00 . A reta tracejada representa o ponto crítico, ou seja, para valores de $N/\lambda > 1$ temos os modos efetivamente localizados e para $N/\lambda < 1$ os modos são efetivamente estendidos.

da ação diferenciada da desordem em $p = 0.25$ e $p = 0.75$, reafirmando a assimetria do modelo. Os gráficos da figura 3.4a e 3.4c mostram uma largura diferenciada das regiões cujos modos são mais localizados, centrado no modo de quarto de comprimento de onda. Para $p = 0.75$ a região é ligeiramente maior e apresenta modos mais localizados,

corroborando com o fato de que neste regime de concentração de defeitos ($p > 0.5$), a tendência que o sistema tem de se comportar como um sistema binário alternado reforça o surgimento do band-gap característico do cristal fotônico, conforme mostra a figura 3.4d para $p = 1.0$. Esta diferença de comportamento pode ser ainda mais evidenciada se o valor do índice de refração das camadas do tipo B for tomado por um valor ainda maior, uma vez que a largura do band-gap do cristal fotônico depende da diferença entre os índices de refração do filme binário.

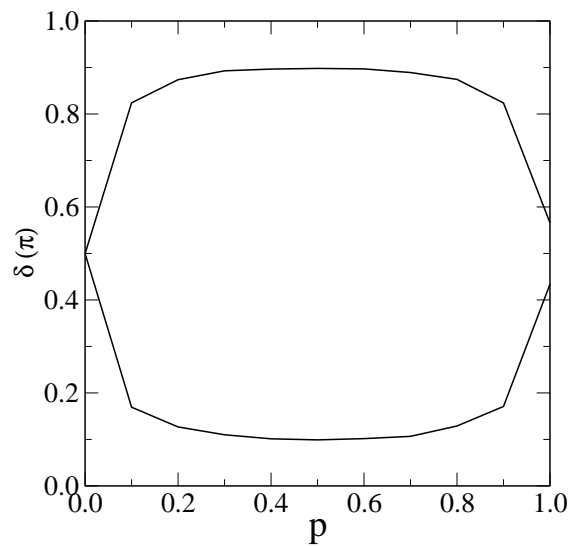


Figura 3.6: *Dependência da largura da banda de modos efetivamente localizados com o grau de concentração de defeitos.*

Plotando os modos cujo expoente de Lyapunov seja igual ao tamanho do sistema, é possível delimitar de maneira quantitativa a largura dos modos localizados para cada grau de concentração de defeitos. Este estudo é mostrado na figura 3.6, onde podemos observar de maneira mais clara a assimetria discutida no problema anterior. A região interna entre as duas linhas representa a banda de modos localizados. Nota-se claramente a ausência de band-gap para $p = 0$. É interessante notar no entanto que uma banda de modos localizados surge imediatamente com a inclusão de uma pequena concentração de defeitos,

atingindo a maior largura para $p = 0.5$. Com a tendência em reproduzir o sistema binário, esta largura reduz-se para $p > 0.5$ até atingir um valor característico em $p = 1.0$ que está diretamente relacionado com o contraste entre os índices de refração adotado nas simulações. É importante resaltar que a largura da banda de estados localizados aumenta com o número de camadas dielétricas, com todos os modos (exceto o de meio comprimento de onda) tornando-se localizados no limite termodinâmico.

Capítulo 4

Efeitos da Desordem Diluída em Multicamadas Dielétricas Ternárias

4.1 Introdução

Neste capítulo discutiremos uma extensão do modelo apresentado no capítulo anterior. Aqui vamos considerar um filme de N camadas constituído de duas subredes. Uma subrede hospedeira é composta de $N/2$ camadas de índice de refração n_A e espessura d_A ocupando os sítios ímpares do sistema. A outra subrede é constituída por uma distribuição aleatória entre camadas de índice de refração n_B e camadas de índice de refração n_C . A concentração de camadas do substrato aleatório é controlada pelo parâmetro p de forma que a camada do sítio $2m$ (para $m = 1, 2, 3, \dots, N/2$) apresenta probabilidade p de ser do tipo B e $1 - p$ de ser do tipo C . As espessuras das camadas foram tomadas de forma a satisfazer a condição de Bragg $n_A d_A = n_B d_B = n_C d_C$. Neste novo modelo teremos novamente o parâmetro p como ajuste para o comportamento do sistema. Para $p = 0$ teremos apenas camadas do tipo C nos sítios pares e portanto o sistema se comportará

como um filme binário alternado. O mesmo acontecerá para $p = 1.0$, com a diferença de que neste limite, o par de camadas será do tipo AB. Para $p = 0.5$ teremos novamente a configuração de maior grau de desordem pelas mesmas razões discutidas no capítulo anterior.

Assim como foi empregado no modelo anterior, aplicamos o formalismo da Matriz de Transferência e obtivemos o espectro de transmissão e o comportamento de escala da transmissão espectral média, bem como o coeficiente de Lyapunov reduzido.

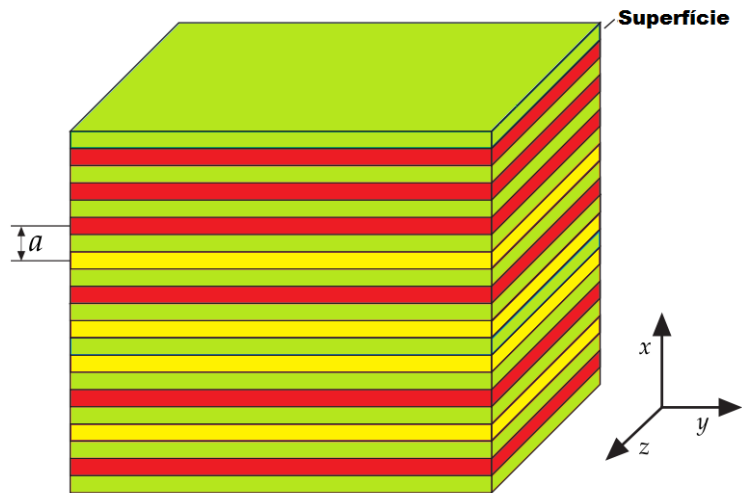


Figura 4.1: Representação esquemática de um filme de multicamadas dielétricas com desordem diluída: as camadas de índice de refração n_A são representadas pela cor verde, as de índice de refração n_B estão representadas na cor vermelha e as de índice de refração n_C estão representadas pela cor amarela. Os sítios de índice par são ocupados pelas camadas da subrede desordenada constituído pelas camadas de índice de refração n_B e n_C .

4.2 Resultados

Para analisar as características espectrais deste novo sistema de multicamadas, calculamos o espectro de transmissão para $p = 0.0$, $p = 0.25$, $p = 0.50$ e $p = 0.75$ (figura 4.2)

para um sistema composto de $N = 1000$ camadas. Os gráficos representam um valor médio calculado sobre 100 amostras. Novamente assumimos que o substrato hospedeiro é formado por camadas dielétricas isotrópicas de índice de refração $n_A = 1.0$ e o substrato desordenado constituídos de camadas de índice de refração $n_B = 1.5$ e $n_C = 2.0$.

Em linhas gerais observamos um comportamento muito semelhante dos espectros em ambos os modelos estudados aqui. Vemos que novamente não existem modos ressonantes no centro do band-gap para $p = 0.25$, $p = 0.50$ e $p = 0.75$. No entanto, a ausência destes modos neste modelo tem uma origem diferente. Assim como foi discutido, para o modo de quarto de comprimento de onda duas camadas adjacentes do mesmo tipo são transparentes. É fácil notar que esta situação é impossível de ocorrer no modelo discutido aqui, uma vez que não existem camadas em comum entre os substratos, diferentemente do modelo estudado no capítulo anterior. Desta forma, o sistema não sofre uma redução virtual do tamanho e conseqüentemente não temos o surgimento de modos de transmissão finita devido a efeitos de tamanho finito. Analisando do ponto de vista tecnológico, esta característica torna este modelo ainda mais eficiente para a confecção de espelhos e filtros ópticos. Uma outra diferença sutil que podemos notar no espectro deste modelo é uma influência mais notória da periodicidade da camada hospedeira com o surgimento de pequenos picos ao longo da curva de transmissão. Estas pequenas oscilações são mais evidentes próximos ao modo de meio comprimento de onda e representam uma remanescência do espectro de bandas do cristal fotônico, que para tamanho finito apresenta uma série de oscilações (figura 4.2a). A quantidade de oscilações tem relação direta com a diferença entre os índices de refração (contraste) e com o tamanho do sistema, de forma que podemos notar uma redução da quantidade destes picos na figura 4.2d para $p = 0.75$, onde o sistema apresenta uma maior concentração de camadas do tipo A e B e portanto um menor contraste.

A diferença de contraste nos dois regimes de concentração de defeitos resulta em larguras de banda diferentes. Nota-se que a largura da região de modos refletidos é

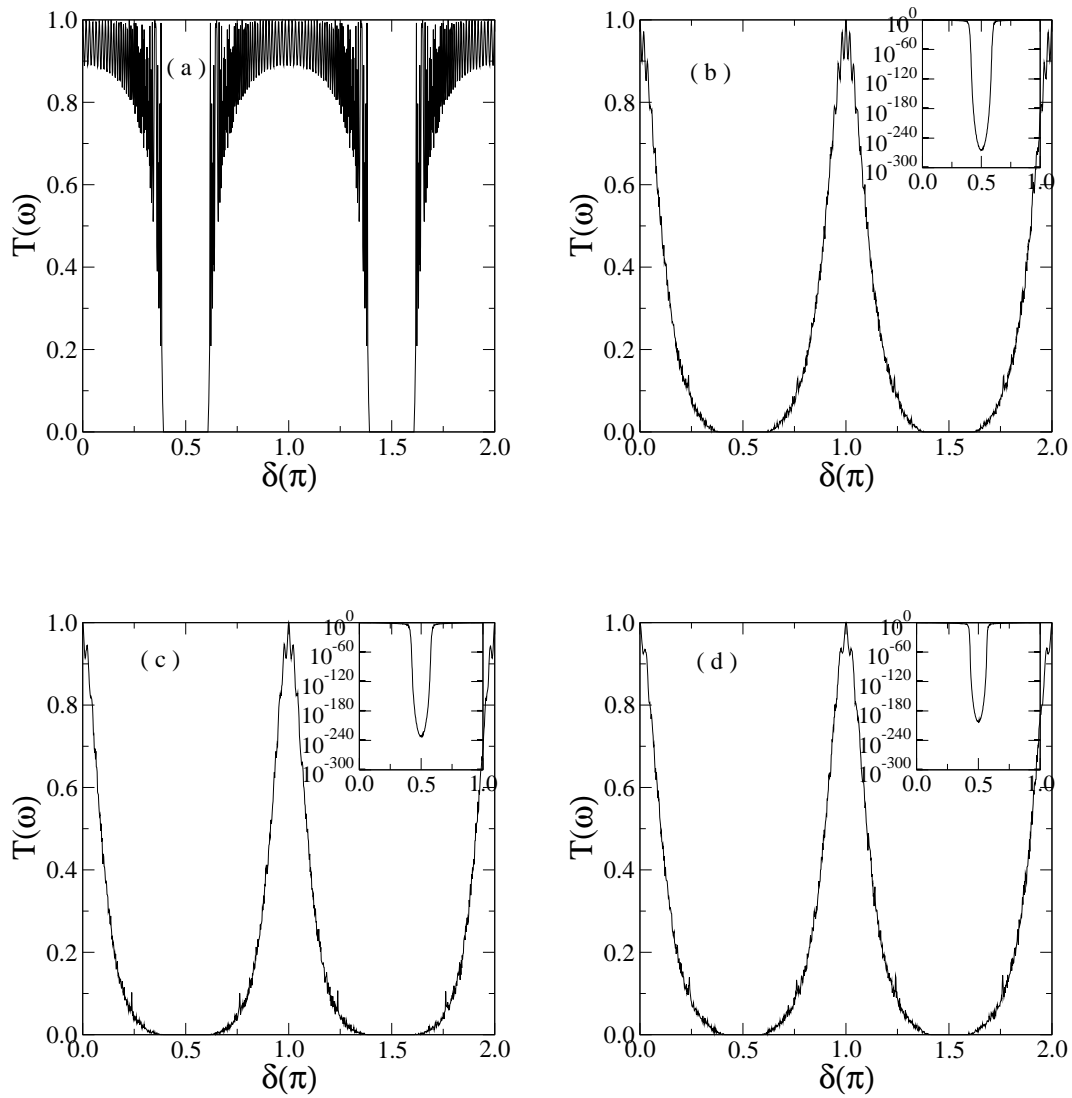


Figura 4.2: *Espectro de transmissão para (a) $p = 0.0$ (b) 0.25 (c) 0.50 e (d) 0.75*. *Exceto para o caso $p = 0.00$ e $p = 1.00$, o sistema apresenta um comportamento similar em comparação com um sistema de multicamadas binárias aleatórias. Os insets nas figuras mostram o decaimento da transmissão no centro do pseudo-gap.*

maior para $p = 0.25$ se comparado com $p = 0.75$, apesar de ambos os casos apresentar o mesmo grau de desordem.

Calculando a média espectral da transmissão para 1000 amostras com $p = 0.25$,

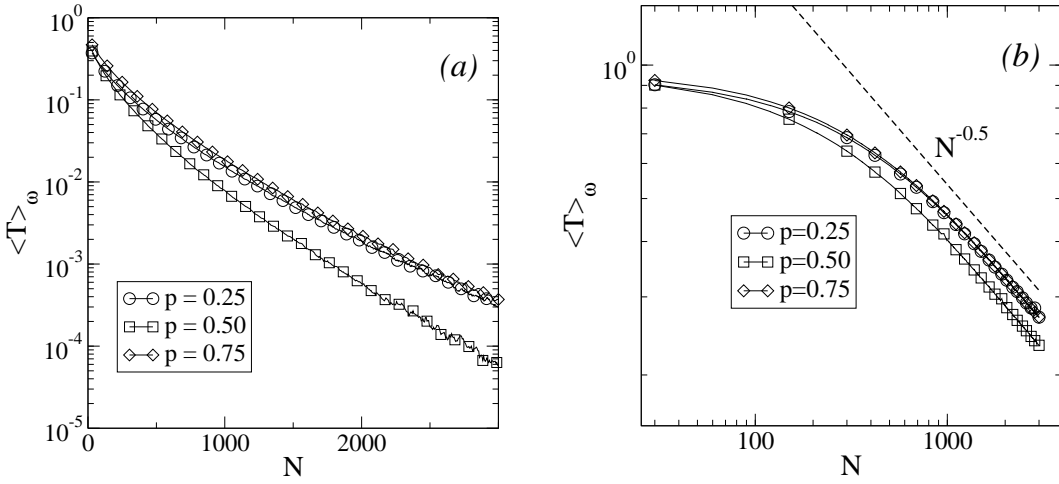


Figura 4.3: *Transmissão espectral média $\langle T \rangle_\omega$ em função do número de camadas N . (a) Em torno do modo de $1/4$ de comprimento de onda, mostrando o decaimento exponencial com o número de camadas. (b) Em torno do modo de $1/2$ comprimento de onda, mostrando um decaimento lei de potência $1/N^{1/2}$.*

$p = 0.50$ e $p = 0.75$ para as regiões espectrais $\pi/4 < \delta < 3\pi/4$ (figura 4.3a) e $3\pi/4 < \delta < 5\pi/4$ (figura 4.3b) notamos um comportamento muito semelhante ao verificado no modelo anterior. Como não temos a presença dos modos ressonantes no centro da banda de modos refletidos, observamos novamente um decaimento exponencial para a média espectral neste região de frequência. Um detalhe interessante e particular deste modelo é que a transmissão para $p = 0.25$ atinge o comportamento assintótico para um número de camadas ligeiramente menor que o caso $p = 0.75$. Esta diferença está diretamente relacionada ao fato de que para os dois regimes de concentração de defeitos o sistema apresenta um contraste efetivo diferente para os valores adotados de índice de refração, sendo maior para $p = 0.25$ ($|n_A - n_C| = 1$), o que caracteriza portanto uma maior ação da desordem e portanto uma necessidade de menos interfaces aleatórias para atingir o comportamento assintótico. Se observarmos apenas o ponto de vista posicional das camadas, o modelo pode gerar a falsa impressão de ser simétrico quanto ao grau de concentração de defeitos, tendo $p = 0.5$ como um grau de maior desordem, no entanto os

resultados acima mostram que ao se levar em consideração o contraste efetivo do sistema, este sistema apresenta uma ligeira assimetria.

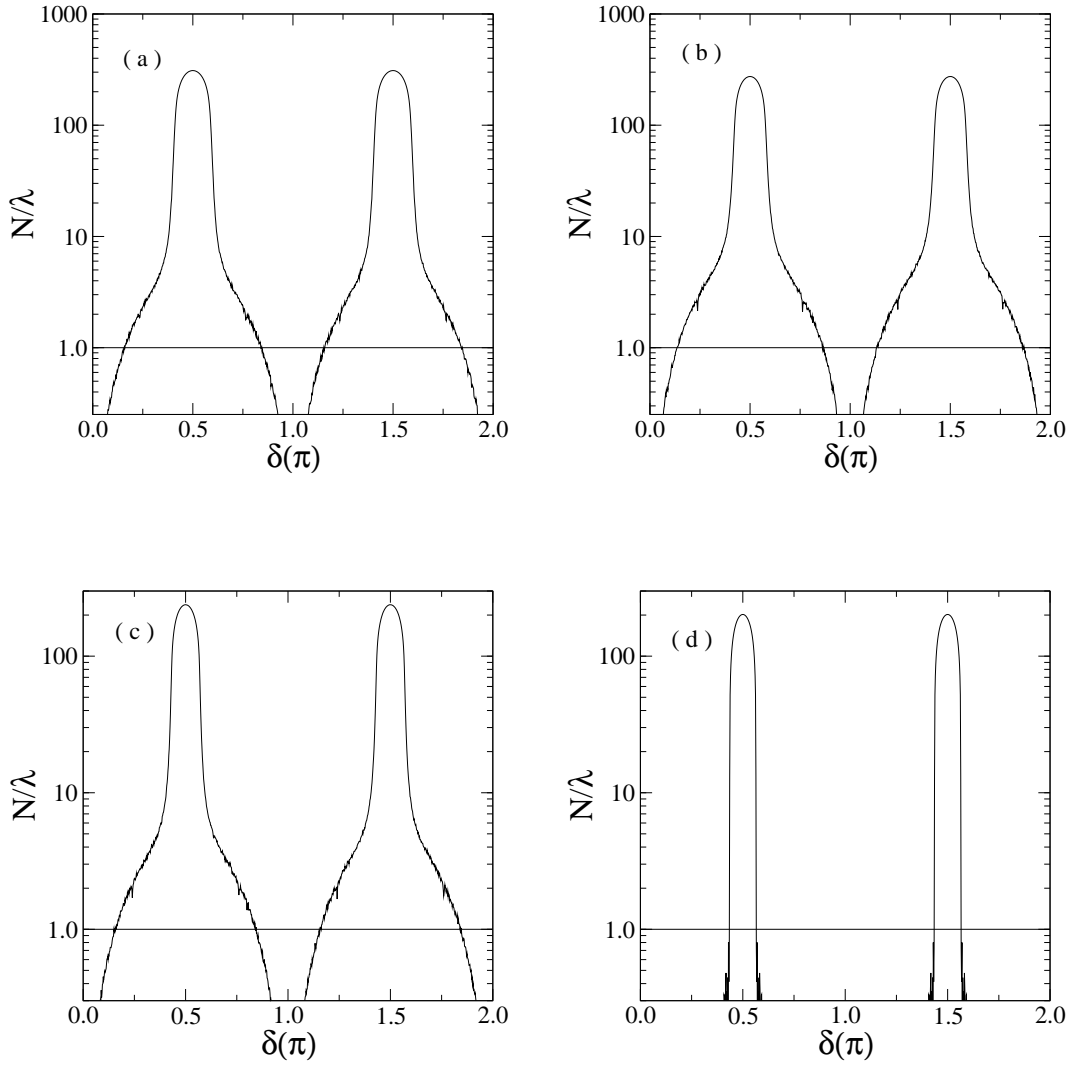


Figura 4.4: Coeficiente de Lyapunov reduzido para um sistema de 1000 camadas com (a) $p = 0.25$ (b) 0.50 (c) 0.75 e (d) 1.00 . O sistema apresenta uma assimetria referente ao grau de concentração de defeitos uma vez que a ação da desordem gera efeitos ligeiramente diferentes para $p = 0.25$ e $p = 0.75$, como pode ser verificado nesta figura.

Para a região em torno do modo de transmissão máxima, constatamos o mesmo

expoente de decaimento obtido no modelo anterior, uma vez que a natureza destes modos não é alterada entre os modelos estudados aqui. No entanto, não é observada a pequena diferença que foi discutida entre as curvas $p = 0.25$ e $p = 0.75$ para a região centrada pelo modo de quarto de comprimento de onda. Isto tem relação direta com o fato de que na região centrada pelo modo de meio comprimento de onda a desordem exerce pouco efeito, já que esta região possui uma densidade muito alta de modos transmissíveis.

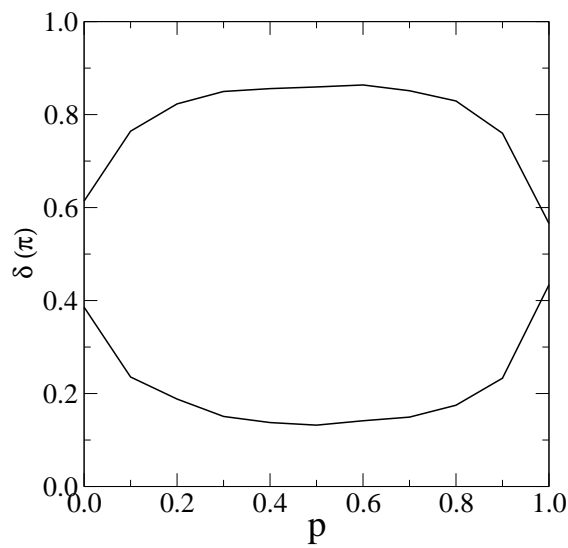


Figura 4.5: Dependência da largura efetiva da banda de modos localizados com o grau de concentração de defeitos. O sistema apresenta uma certa assimetria na largura da banda de modos localizados devido à diferença no contraste efetivo do sistema para cada região concentração de defeitos.

A pequena assimetria constatada na figura 4.3 pode ser confirmada no cálculo do expoente de Lyapunov mostrado na figura 4.4 para um sistema de 1000 camadas com $p = 0.25$, $p = 0.50$, $p = 0.75$ e $p = 1.00$ e calculado sobre uma média de 100 amostras. Observando a largura da banda de modos refletidos, vemos que esta é maior para $p = 0.25$ se comparado à $p = 0.75$, característico de um contraste efetivo maior. A largura desta banda atinge seu valor máximo no entanto em $p = 0.50$, onde temos uma forte ação da

desordem. Aumentando ainda mais o grau de concentração de defeitos, esta largura volta a reduzir, mas de uma maneira assimétrica, uma vez que para valores de p próximos à 1, o sistema apresenta um contraste efetivo diferente do observado quando p está próximo de 0. Este comportamento é melhor observado na figura 4.5, onde a linha contém os modos no qual $N/\lambda_{\omega} = 1$, delimitando portanto as regiões espectrais de modos localizados das regiões de modos estendidos. Na figura, a região interna à figura representa a banda de modos localizados. Conforme havíamos mencionado, o sistema apresenta uma leve assimetria devido à diferença de contraste efetivo nas duas regiões de concentração de defeitos.

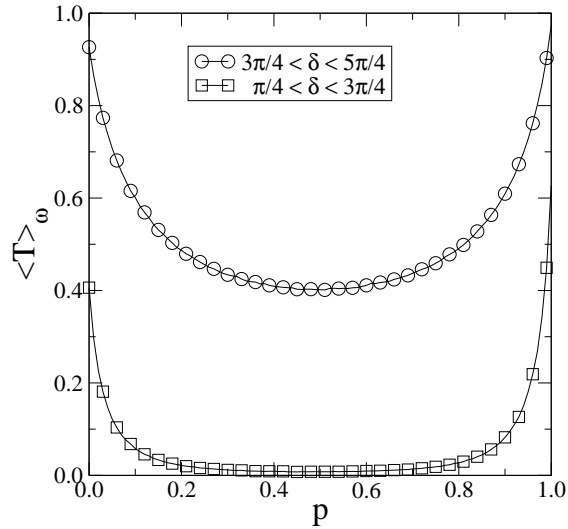


Figura 4.6: *Transmissão espectral média $\langle T \rangle_{\omega}$ como função do grau de concentração de defeitos p para um sistema de 1000 camadas e calculado sobre uma média de 1000 amostras. O sistema apresenta um comportamento semelhante ao apresentado no modelo anterior, a menos da região próxima à $p = 0.0$ que sobre forte influência da estrutura de bandas existente para este grau de concentração de defeitos.*

A dependência da transmissão espectral com o grau de concentração de defeitos também foi estudado neste modelo como pode ser visto na figura 4.6 para um sistema de 1000 camadas e calculado sobre uma média de 100 amostras. Observamos um comporta-

mento muito semelhante ao obtido no modelo do capítulo anterior, onde a transmissão apresenta um valor mínimo para $p = 0.50$. A diferença no entanto se encontra na região próxima à $p = 0.0$, onde aqui a transmissão para as duas regiões espectrais apresentam valores diferentes para $p = 0.0$, diferentemente do resultado obtido no modelo anterior. Este fato está em perfeita conformidade com os resultados anteriores, uma vez que o modelo estudado neste capítulo se comporta como uma sequência binária alternada para este valor de p , apresentando portanto uma estrutura de bandas característica, diferentemente do caso $p = 0.0$ do modelo estudado no capítulo anterior, cujo sistema se comportava como uma camada única de tamanho Nd_A e índice de refração n_A e portanto possui todo o espectro transparente.

Capítulo 5

Considerações Finais

Muito dos avanços em nossas tecnologias tem sido resultado de uma profunda compreensão acerca das propriedades dos materiais. Tecnologias de visualização e iluminação dependem fortemente de componentes optoeletrônicos: diodo de laser, diodos emissores de luz, de cristais líquidos e tela de plasma, etc. Atualmente é impossível encontrar equipamento eletrônico que não emprega dispositivos optoeletrônicos como uma estrutura básica. Os optoeletrônicos estão praticamente em todas as casas e escritórios de negócios do desenvolvido mundo moderno, em telefones, fotocopiadoras, computadores e iluminação.

Assim, o estudo das propriedades de transmissão de ondas eletromagnéticas em filmes de multicamadas dielétricas tem sido de grande interesse nos últimos anos devido a sua capacidade de controlar a transmissão e absorção da mesma de forma relativamente simples. O domínio sobre estas propriedades pode oferecer à humanidade diversas facilidades tecnológicas, principalmente no campo da optoeletrônica e das comunicações.

Os resultados apresentados nesta dissertação mostram alguns aspectos da transmissão de ondas planas e monocromáticas incidindo perpendicularmente sobre um filme constituído por uma sequência de N camadas dielétricas e isotrópicas, configuradas numa

estrutura que a desordem é denominada Desordem Diluída. Este modelo consiste em dois substratos interpenetrantes de camadas, um hospedeiro composto de camada de índice de refração n_A e espessura d_A , e um desordenado composto de dois tipos distintos de materiais dielétricos, que neste caso assumem índice de refração n_A e n_B , (Modelo I) ou n_C e n_B (Modelo II). Em ambos os casos, a concentração de camadas de cada tipo foi controlada pela variável p e a espessura das camadas foi tomada de forma a obedecer a condição de Bragg $nd = \lambda_0$. Desta forma podemos obter um sistema periódico adotando $p = 1.0$ ou $p = 0.0$ para o Modelo II, um sistema desordenado para $0.0 < p < 1.0$ ou um sistema de camada única para $p = 0.0$ no Modelo I.

Utilizando o método da matriz de transferência, calculamos o espectro de transmissão, a transmissão espectral média como função do número de camadas e do grau de concentração de defeitos e o expoente de Lyapunov para diferentes valores de p , a fim de verificar os efeitos da desordem diluída sobre seu comportamento espectral e sua dependência com o grau de concentração de impurezas. Verificamos inicialmente que o sistema apresenta um comportamento semelhante ao observado no modelo de multicamadas binárias aleatórias, onde há regiões do espectro que apresentam transmitividade nula, centrada pelo modo cujo quarto do comprimento de onda equivale ao caminho óptico das camadas, e regiões de modos transmissíveis, centrada por um modo completamente transparente do sistema e que apresenta meio de seu comprimento de onda igual ao caminho óptico das camadas. Um fator particularmente interessante foi o fato de que para ambos os modelos estudados aqui, o espectro não apresentou ressonâncias próximo ao modo de quarto de comprimento de onda, o que favorece a capacidade reflexiva de estruturas ópticas que seguem este modelo. Apesar deste fato acontecer em ambos os modelos, sua causa não é comum aos dois. A existência da correlação no Modelo I reduz a dizimação virtual que acontece na estrutura para este valor de frequência, onde camadas vizinhas de mesmo tipo são transparentes à onda eletromagnética. Já no Modelo II, esta condição de transparência é impossível de acontecer.

A ausência destes modos ressonantes teve como consequência um decaimento exponencial com o aumento do número de camadas da transmissão espectral média sobre uma faixa de frequência em torno dos modos de quarto de comprimento de onda para ambos os modelos. Já na região próxima ao modo completamente transparente, obtivemos um comportamento semelhante ao do modelo de desordem binária aleatória, com a transmissão espectral média decaindo como uma lei de potência do tipo $N^{-1/2}$, uma vez que esta região apresenta modos que "sentem" menos os efeitos da desordem, seja qual for o modelo de distribuição.

A mudança do grau de concentração de defeitos apresentou relação direta com o contraste efetivo do sistema, ou seja, o módulo da diferença dos índices de refração. Esta quantidade é fundamental para determinar, juntamente com a ação da desordem, a largura dos modos localizados e transmitidos. Por conta disso foi verificado um comportamento diferenciado da ação da desordem para $0.0 < p < 0.5$ e para $0.5 < p < 1.0$, apresentando transmissão espectral mínima em $p = 0.5$. Esta característica foi claramente confirmada ao verificar o expoente de Lyapunov reduzido, onde com a ajuda de uma linha guia em $N/\lambda_\omega = 1$, foi possível determinar de maneira quantitativa a dependência da largura da banda de modos localizados em função de p .

O estudo de multicamadas, como foi mostrado nesta dissertação, pode trazer para o campo da óptica bem como para a ciência dos materiais, uma vasta gama de novos fenômenos apenas modificando as distribuições das camadas. Nossos resultados sugerem que a desordem introduzida pela variável p na estrutura do filme dielétrico pode ser potencialmente usada no desenvolvimento diferentes dispositivos e equipamentos ópticos, contribuindo de maneira positiva no crescimento da ciência e da tecnologia nesta área.

Referências

- [1] Maksim Skorobogotiy and Jianke Yang. *Fundamentals of Photonic Crystals Guiding*. Cambridge, New York, 2009.
- [2] Jun Hyuk Moon, Jamie Ford, and Shu Yang. Fabricating three-dimensional polymeric photonic structures by multi-beam interference lithography. *Polymers for advanced technologies*, 17:83, 2006.
- [3] Eli Yablonovitch. Inibited spontaneous emission in solid-state physics an eletronics. *Physical Review Letters*, 58(20):2059, May 1987.
- [4] Xunya Jiang, Yonggang Zhang, and Songlin Feng. Photonic band gaps and localization in the thue–morse structures. *Applied Physics Letters*, 86, 2005.
- [5] W. Gellermann, M. Kohmoto, B. Sutherland, and P. C. Taylor. Localization of light waves in fibonacci dielectric multilayers. *Physical Review Letters*, 72:633, 1994.
- [6] R. W. Peng, Mu Wang, A. Hu, S. S. Jiang, G. J. Jin, and D. Feng. Photonic localization in one-dimensional k-component fibonacci structures. *Physical Review B*, 57(3):1544, 1997.
- [7] Y. Xia, B. Gates, Y. Yin, and Y. Lu. Monodispersed colloidal spheres: old materials with new applications. *Adv. Mater.*, 12, 2000.
- [8] C. Lopez. Materials aspects of photonic crystals. *Adv. Mater.*, 15, 2003.

-
- [9] P. V. Braun, S. A. Rinne, and F. G. Santamaría. Introducing defects in 3d photonic crystals: state of the art. *Adv. Mater.*, 18, 2006.
- [10] J. D. Joannopoulos, Meade R. D., and Winn J. N. *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light*. Princeton University Press, New Jersey, 1995.
- [11] Enrique Macia. Optical engineering with fibonacci dielectric multilayers. *Applied Physics Letters*, 73, 1998.
- [12] Ulrich Kuhl and Hans-Jurgen Stockmann. Microwave transmission spectra in regular and irregular one-dimensional scattering arrangements. *Physical E*, 9, 2001.
- [13] Daozhong Zhang, Zhaolin Li, Wei Hu, and Bingying Cheng. Broadband optical reflector - an application of light localization in one dimension. *Applied Physics Letters*, 67, 1995.
- [14] Hang Peng and Wang He-Zhou. Effects of invariant transformation in one-dimensional randomly-perturbed photonic crystal. *Chinese Physics Letters*, 20, 2003.
- [15] E. M. Nascimento, I. N. de Oliveira, and M. L. Lyra. Reflection chromaticity of multilayered structures incorporating cholesteric liquid crystals. *JOURNAL OF APPLIED PHYSICS*, 104, 2008.
- [16] E.M. Nascimento, F.A.B.F. de Moura, and M.L. Lyra. Suppressed transmission in aperiodically modulated multilayered dielectric structures. *Photonics and Nanostructures - Fundamentals and Applications*, 7:101–107, 2009.
- [17] E. M. Nascimento, F. A. B. F. de Moura, and M. L. Lyra. Scaling laws for the transmission of random binary dielectric multilayered structures. *Physical Review B*, 76, 2007.

-
- [18] J. Xu, H. Fang, and Z. Lin. Expanding high reflection range in a dielectric multilayer reflector by disorder and inhomogeneity. *J. Phys D*, 34, 2001.
- [19] H. Li, H. Chen, and X. Qiu. Band-gap extension of disordered 1d binary photonic crystals. *J. Physica B*, 279, 2000.
- [20] J. Bertolotti, S. Gottardo, and D. S. Wiersma. Optical necklace states in anderson localized 1d systems. *Physical Review Letters*, 94, 2005.
- [21] J. Bertolotti, M. Galli, R. Sapienza, M. Ghulinyan, S. Gottardo, L. C. Andreani, L. Pavesi, and D. S. Wiersma. Wave transport in random systems: Multiple resonance character of necklace modes and their statistical behavior. *Physical Review E*, 74, 2006.
- [22] Xunya Jiang, Yonggang Zhang, Songlin Feng, Kerwyn C. Huang, Yasha Yi, and J. D. Joannopoulos. Photonic band gaps and localization in the thue–morse structures. *Applied Physics Letters*, 86:201110, 2005.
- [23] Godfrey Gumbs and M. K. Ali. dynamic maps, cantor spectra, and localization for fibonacci and related quasiperiodic lattices. *Physical Review Letters*, 60:1081, 1988.
- [24] P. W. Anderson. Absence of diffusion in certain random lattices. *Physical Review*, 109, 1958.
- [25] E. Abrahams, P. W. Anderson, D. C. Licciardello, and T. V. Ramakrishnan. Scaling theory of localization: Absence of quantum diffusion in two dimensions. *Physical Review Letters*, 42(10):673, 1979.
- [26] D. J. Thouless. Electrons in disordered systems and the theory of localization. *Physics Reports*, 13:93, 1974.
- [27] B Kramer and NewAuthor2. Localization: theory and experiment. *Rep. Prog. Phys*, 56, 1993.

-
- [28] Keith Slevin and Tomi Ohtsuki. Corrections to scaling at the anderson transition. *Physical Review Letters*, 82, 2001.
- [29] Keith Slevin, Peter Markoš, and Tomi Ohtsuki. Reconciling conductance fluctuations and the scaling theory of localization. *Physical Review Letters*, 86, 2001.
- [30] S. L. A. de Queiroz. Reentrant behavior and universality in the anderson transition. *Physical Review B*, 63, 2001.
- [31] Keith Slevin, Tomi Ohtsuki, and Tohru Kawarabayashi. Topology dependent quantities at the anderson transition. *Physical Review Letters*, 84, 2000.
- [32] H. Aoki and T. Ando. Effect of localization on the hall conductivity in the two-dimensional system in strong magnetic fields. *Solid State Commun*, 38:1079–1082, 1981.
- [33] E. Akkermans, P. E. Wolf, and R. Maynard. Coherent backscattering of light by disordered media: Analysis of the peak line shape. *Physical Review Letters*, 56, 1986.
- [34] S. Etemad, R. Thompson, and M. J. Andrejco. Weak localization of photons: Universal fluctuations and ensemble averaging. *Polymers for advanced tecnologies*, 57, 1986.
- [35] G. Theodorou and M. H. Cohen. Extended states in a one-dimensional system with off-diagonal disorder. *Physical Review B*, 13, 1976.
- [36] L. Fleishman and D. C. Licciardello. Fluctuations and localization in one dimension. *J. Phys C*, 10:L 125, 1977.
- [37] J. C. Flores. Transport in models with correlated diagonal and off-diagonal disorder. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 1:8471, 1989.

-
- [38] D. H. Dunlap, Kalyan Kundu, and Philip Phillips. Absence of localization in certain statically disordered lattices in any spatial dimension. *Physical Review B*, 40:109999, 1989.
- [39] David H. Dunlap, H-L. Wu, and Philip W. Phillips. Absence of localization in a random-dimer model. *Physical Review Letters*, 65, 1990.
- [40] F. A. B. F. de Moura and M. L. Lyra. Delocalization in the 1d anderson model with long-range correlated disorder. *Physical Review Letters*, 81:3735, 1998.
- [41] F. M. Izrailev and A. A. Krokhnin. Localization and the mobility edge in one-dimensional potentials with correlated disorder. *Physical Review Letters*, 82:4062, 1999.
- [42] H. Shima, T. Nomura, and T. Nakayama. Localization-delocalization transition in one-dimensional electron systems with long-range correlated disorder. *Physical Review B*, 70:075116, 2004.
- [43] F. A. B. F. de Moura, M. D. Coutinho-Filho, M. L. Lyra, and E. P. Raposo. Delocalization and ballistic dynamics in the two-dimensional anderson model with long-range correlated disorder. *Europhysics Letters*, 66:585, 2004.
- [44] B. Santos, L.P. Viana, M.L. Lyra, and F.A.B.F. de Moura. Diffusive, super-diffusive and ballistic transport in the long-range correlated 1d anderson model. *Solid State Commun*, 138:585, 2006.
- [45] F. Domínguez-Adame, V. A. Malyshev, F. A. B. F. de Moura, and M. L. Lyra. Bloch-like oscillations in a one-dimensional lattice with long-range correlated disorder. *Physical Review Letters*, 91:197402, 2003.
- [46] G. Schubert, A. WeiXeb, and H. Fehske. Delocalisation transition in chains with correlated disorder. *Physica B*, 359:801–803, 2005.

-
- [47] M. Hilke. Localization properties of the periodic random anderson model. *Journal of Physics A*, 30, 1997.
- [48] F. Domínguez-Adame, I. Gómez, A. Avakyan, D. Sedrakyan, and A. Sedrakyan. Electron states in a class of one-dimensional random binary alloys. *Physica Status Solidi B*, 633, 2000.
- [49] E. Lazo and M.E. Onell. Existence of delocalized states in two interpenetrated 1d diluted anderson chains. *Physics Letters A*, 283:376, 2001.
- [50] F.A.B.F. de Moura, M.N.B. Santos, U.L. Fulco, M.L. Lyra, E. Lazo, and M.E. Onell. Delocalization and wave-packet dynamics in one-dimensional diluted anderson models. *European Physical Journal B*, 36:81, 2003.
- [51] Sajeev John. Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattice. *Physical Review Letters*, 58, 1987.
- [52] H. Khalfoun, M. Bouamound, S. Bentata, L. Henrard, and C. Vandembem. Nature of the enhanced resonant modes in one-dimensional photonic random dimer systems. *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, 11, 2009.