



UNIVERSIDADE FEDERAL DE ITAJUBÁ
INSTITUTO DE ENGENHARIA DE SISTEMAS E TECNOLOGIA DA
INFORMAÇÃO
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA ELÉTRICA

MARCIANO DE LIMA MEDEIROS

**EFICIÊNCIA DE ACOPLAMENTO
ENTRE FIBRAS DE CRISTAL
FOTÔNICO E CIRCUITOS
INTEGRADOS FOTÔNICOS**

ITAJUBÁ

2023

MARCIANO DE LIMA MEDEIROS

**EFICIÊNCIA DE ACOPLAMENTO
ENTRE FIBRAS DE CRISTAL
FOTÔNICO E CIRCUITOS
INTEGRADOS FOTÔNICOS**

Dissertação submetida ao Instituto de Engenharia de Sistemas e Tecnologia da Informação da Universidade Federal do Itajubá, como requisito parcial para a obtenção do título de Mestre em Engenharia Elétrica. Área de Concentração: Microeletrônica.

Orientador: Prof. Dr. Danilo Henrique Spadoti

Coorientador: Prof. Dr. Felipe Beltrán Mejía

ITAJUBÁ

2023

MARCIANO DE LIMA MEDEIROS

**EFICIÊNCIA DE ACOPLAMENTO
ENTRE FIBRAS DE CRISTAL
FOTÔNICO E CIRCUITOS
INTEGRADOS FOTÔNICOS**

Dissertação submetida ao Instituto de Engenharia de Sistemas e Tecnologia da Informação da Universidade Federal do Itajubá, como requisito parcial para a obtenção do título de Mestre em Engenharia Elétrica. Área de Concentração: Microeletrônica.

Aprovada em 19/04/2023

BANCA EXAMINADORA

Prof. Dr. Danilo Henrique Spadoti (Orientador)
Universidade Federal de Itajubá (UNIFEI)

Prof. Dr. Felipe Beltrán Mejía (Coorientador)
(PADTEC)

Prof. Dr. Mateus Augusto Faustino Chaib Junqueira
Universidade Federal de Itajubá (UNIFEI)

Prof. Dr. Jorge Ricardo Mejía Salazar
Instituto Nacional de Telecomunicações (INATEL)

*Dedicado à mãinha e
papai.*

AGRADECIMENTOS

A presente dissertação é fruto de incontáveis horas de estudo e pesquisa. Durante esse tempo, conheci diversas pessoas que de alguma forma acabaram contribuindo de forma direta ou indireta para que esse trabalho fosse moldado até atingir sua forma final. Quero expressar minha gratidão a cada uma delas.

Agradeço primeiramente a mãe e papai, pelos sermões, conselhos, incentivo e por nunca permitirem que eu parasse de estudar. E mesmo estando distantes, nunca param de se preocupar e de me incentivar a continuar. A saudade só aumenta a cada dia!

Aos meus inestimáveis amigos e colegas da república Rep. Uteiro: William (Lobinho), Diego (Didi), Edson (Onii Chan), Jean (Dona Claudete) e Bruninho, e também ao "quase morador" Emerson, que são a minha família em Itajubá. Ao Físico e colega de mestrado William, fundador da Rep. Uteiro, agradeço pelas conversas sobre a parte conceitual e técnica deste trabalho, mas sou grato especialmente, pela inestimável amizade, pelos conselhos e as conversas nas horas de desânimo, preocupação e tristeza que várias vezes me tiraram o sono; ao meu amigo e colega de mestrado no LabTel, Jean, pela amizade, apoio e incentivo constantes; e aos meus inestimáveis amigos Diego, o quase engenheiro Edson, Bruninho e Emerson, pela grande amizade, conselhos e incentivo. Cada momento compartilhado na Rep. Uteiro, os rolês, as dificuldades, as brigas e discussões, são momentos que contribuem cada vez mais para melhorar nossa convivência como uma família. Obrigado a todos!

Ao prof. Dr. Danilo Henrique Spadoti, meu orientador, por abrir as portas do LabTel para mim, e cuja orientação, experiência e ensinamentos foram fundamentais para que este trabalho fosse concluído. Sou grato também pelas coisas que vão além da orientação, como a amizade, os sermões, a paciência, a preocupação e o constante apoio.

Ao Físico e prof. Dr. Felipe Beltrán Mejía, meu coorientador, pelos ensinamentos e orientação em conjunto com o professor Danilo. Sou especialmente grato pela amizade e dedicação, que muitas vezes o fez viajar para Itajubá nos sábados para me orientar no LabTel.

Aos meus colegas do LabTel, pelo companheirismo e amizades.

Ao prof. Dr. Christopher T. Nadovich, diretor dos laboratórios do departamento de Engenharia Elétrica e de Computação do Lafayette College, Easton, Pensilvânia. Sou grato pelas gentis e esclarecedoras respostas aos meus emails sobre simulações de eficiência de acoplamento e, principalmente, pelas valiosas observações e indicação da técnica de análise numérica adequada para solucionar o problema.

À UNIFEI por fornecer os ambientes e equipamentos necessários para o desenvolvimento das pesquisas.

À CAPES pelo apoio financeiro.

RESUMO

Interesse de pesquisa: Nesta dissertação, o problema do acoplamento entre nanoguias de silício e o "mundo exterior", ou seja, uma fibra óptica, foi investigado numericamente por meio do método FDTD. O processo de inserção de luz da fibra para um nanoguia é chamado de acoplamento óptico. O problema de acoplamento surge da incompatibilidade dimensional entre o convencional núcleo de fibra óptica e a seção transversal dos nanoguias integrados. Atualmente, este é um dos problemas mais importantes enfrentados pelos pesquisadores na área de nanofotônica de silício. Embora a fabricação de dispositivos fotônicos de silício tenha alcançado alta qualidade devido à compatibilidade com os processos de fabricação CMOS, a transição na interface entre a fibra e o nanoguia é governada por consideráveis perdas de inserção devido ao problema de acoplamento. Portanto, a solução deste problema é de grande importância para a aplicação dos circuitos integrados fotônicos de silício nas comunicações ópticas.

Objetivos: O objetivo deste trabalho é abordar o problema de interface de acoplamento entre fibras ópticas e nanoguias de silício, utilizando fibras de cristal fotônico em vez de fibras ópticas convencionais. Para tal, são utilizadas redes de Bragg uniformes como técnica de acoplamento, e a eficiência de acoplamento à fibra de cristal fotônico é investigada através de simulações numéricas, considerando o ângulo de acoplamento, parâmetros de grade, bem como os parâmetros físicos da fibra, nomeadamente o diâmetro dos furos de ar. Portanto, este trabalho foca no estudo, modelagem e otimização da técnica de acoplamento usando grades de Bragg para obter um acoplamento eficiente entre fibras de cristal fotônico e nanoguias de silício.

Resultados obtidos: Os resultados das simulações mostram que um acoplamento eficiente pode ser obtido entre fibras de cristal fotônico e nanoguias SOI. A eficiência de acoplamento foi investigada com base em dois tipos de acopladores de Bragg uniformes. O primeiro é um acoplador de grade simples gravado na superfície de um nanoguia integrado na plataforma SOI. O segundo é um acoplador de grade de Bragg com um refletor metálico inferior. Neste último, um refletor de ouro foi adicionado para maximizar a reflexão na interface óxido/substrato da plataforma SOI e reutilizar a energia irradiada para o substrato. As simulações de eficiência com o acoplador padrão demonstram uma eficiência máxima de acoplamento de 32.6%, em um ângulo de acoplamento de 10°. Enquanto isso, uma eficiência máxima de acoplamento de 70.3% é demonstrada quando o refletor é adicionado. Além disso, determinou-se também uma interessante dependência da eficiência de acoplamento em função do diâmetro dos furos de ar das fibras de cristal fotônico, de modo que este parâmetro deve ser escolhido adequadamente para otimizar a eficiência de acoplamento.

Palavras-chave: nanofotônica de silício; nanoguias SOI; grades de Bragg; fibras de cristal fotônico; eficiência de acoplamento.

ABSTRACT

Research interest: In this dissertation, the coupling problem between silicon nanoguides and the "outside world," namely an optical fiber, was numerically investigated using the FDTD method. The process of guiding light from the fiber into a nanoguide is referred to as optical coupling, and the coupling problem arises from the dimensional incompatibility between the conventional optical fiber core and the cross-sectional area of the integrated nanoguides. Currently, this is one of the most significant challenges faced by researchers in the field of silicon nanophotonics. Although the manufacturing of silicon photonic devices has achieved high quality due to compatibility with CMOS fabrication processes, the transition at the interface between the fiber and the nanoguide is characterized by considerable insertion losses due to the coupling problem. Thus, solving this problem holds great importance for the application of silicon photonic integrated circuits in optical communications..

Objectives: The objective of this work is to address the coupling interface problem between optical fibers and silicon nanoguides, using photonic crystal fibers instead of conventional optical fibers. For this purpose, uniform Bragg gratings are employed as a coupling technique, and the coupling efficiency to the photonic crystal fiber is investigated through numerical simulations, considering the coupling angle, lattice parameters, as well as the physical parameters of the fiber, specifically the air hole diameter. Therefore, this study focuses on the examination, modeling, and optimization of the coupling technique using Bragg gratings to achieve efficient coupling between photonic crystal fibers and silicon nanoguides.

Results obtained: The simulation results show that efficient coupling can be achieved between photonic crystal fibers and SOI waveguides. The coupling efficiency was investigated based on two types of uniform Bragg couplers. The first one is a simple grating coupler etched on the surface of a nanoguide integrated in the SOI platform. The second one is a Bragg grating coupler with a bottom metallic reflector. In the latter, a gold reflector was added to maximize the reflection at the oxide/substrate interface of the SOI platform and reuse the radiated energy to the substrate. Efficiency simulations with the standard coupler demonstrate a maximum coupling efficiency of 32.6% at a coupling angle of 10° . Meanwhile, a maximum coupling efficiency of 70.3% is demonstrated when the reflector is added. Furthermore, an interesting dependence of the coupling efficiency on the air hole diameter of the photonic crystal fibers has also been determined, indicating that this parameter should be appropriately chosen to optimize the coupling efficiency.

Keywords: silicon nanophotonics; SOI nanoguides; bragg gratings; photonic crystal fibers; coupling efficiency.

LISTA DE SIGLAS

DSL Digital Subscriber Line

FTTH Fiber-To-The-Home

PIC Photonic Integrated Circuit

SOI Silicon On Insulator

InP Indium Phosphide

GaAs Gallium Arsenide

CMOS Complementary Metal-Oxide-Semiconductor

MFD Modal Field Diameter

SMF Single Mode Fiber

NIM Negative Index Metamaterial

SSCs Spot Size Converters

PCFs Photonic Crystal Fibers

SPPs Surface Plasmon Polaritons

GRIN Gradient-Index

GVD Group Velocity Dispersion

SVAA Slowly Varying Amplitude Approximation

PMLs Perfectly Matched Layers

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	1
1.1	Motivação e contexto de pesquisa	1
1.2	Tecnologia nanofotônica	8
1.2.1	Nanoacopladores ópticos	9
1.3	Técnicas de acoplamento óptico	11
1.3.1	Nanoacopladores integrados na fibra	12
1.3.2	Nanoacopladores autônomos	13
1.3.3	Nanoacopladores integrados no chip	15
1.4	Acoplamento fibra-chip usando Fibras de Cristal Fotônico	17
1.5	Objetivos e organização do trabalho	19
2	PRINCÍPIOS DA NANOFOTÔNICA DE SILÍCIO	21
2.1	Teoria eletromagnética da luz	22
2.1.1	Equações de Maxwell	23
2.1.2	Equações de onda para campo eletromagnético	25
2.1.3	Conservação da energia no campo eletromagnético: o teorema de Poynting	31
2.1.4	Resposta e propriedades do meio	34
2.1.5	Comportamento dos campos em interfaces	38
2.1.6	Reflexão e refração de ondas eletromagnéticas	39
2.2	Guias de ondas ópticos	46
2.2.1	Modos em um guia de ondas óptico	53

2.2.2	Modos TE e TM em um guia de ondas plano	54
2.2.2.1	Solução para o guia assimétrico	56
2.2.3	O guia de ondas de silício sobre isolador (SOI)	60
2.3	Interferência e difração	62
2.3.1	Formalismo escalar da difração: A integral de Helmholtz-Kirchhoff	63
2.3.2	Difração da luz por uma fenda	66
2.3.3	Regiões de Fresnel e Fraunhofer	70
2.3.4	Difração na região de Fraunhofer	71
3	FIBRAS DE CRISTAL FOTÔNICO	76
3.1	Luz em estruturas periódicas: origem dos cristais fotônicos	76
3.2	Ondas eletromagnéticas em meios periódicos	79
3.2.1	Cristais fotônicos unidimensionais	79
3.2.2	Cristais fotônicos bidimensionais	83
3.3	Dos cristais fotônicos às fibras de cristal fotônico	86
3.3.1	Modelagem de PCFs	87
3.3.2	Mecanismos de guiamento	89
3.3.3	Guiamento por reflexão interna total modificada	89
3.3.4	Guiamento por gap fotônico	89
3.3.5	PCF's infinitamente monomodo	90
4	TEORIA DO ACOPLADOR DE GRADE	91
4.1	Acoplamento fibra-chip baseado em grades de Bragg	92
4.1.1	Tipos de grades de difração	92
4.1.2	Condição de correspondência de Bragg	94
4.1.3	Acoplador de grade de nanoguia SOI	96
4.2	Acoplamento de modos em uma grade de difração	99

4.2.1	Tipos de acoplamento: contra-direcional e co-direcional	100
4.3	Análise de eficiência em acopladores de grade SOI	101
4.3.1	Potência acoplada fora do nanoguia	101
4.3.2	Eficiência de acoplamento	103
5	MÉTODOS DE SIMULAÇÃO E ANÁLISE DOS RESULTADOS	106
5.1	Método de diferenças finitas no domínio do tempo	106
5.1.1	Condições de contorno: camadas perfeitamente combinadas (PMLs)	107
5.2	Projeto e simulações	108
5.3	Discussão dos resultados	113
5.3.1	Posição da fibra e ângulo de acoplamento	114
5.3.2	Parâmetros de grade e camada refletora	117
5.3.3	Parâmetros da PCF	120
5.3.4	Comprimento de onda, parâmetros de grade e camada de corres- pondência de índice	122
6	CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS	128
6.1	Conclusões	128
6.2	Trabalhos futuros	129
	Apêndice A – Análise de ondas acopladas em meios periódicos	131
	Bibliografia	143

1 INTRODUÇÃO

Esta dissertação aborda o problema de acoplamento na interface fibra-chip na Nanofotônica de Silício. Uma discussão sobre a evolução da fibra óptica à fotônica integrada em direção às redes totalmente ópticas é apresentada neste capítulo. As principais vantagens da Fotônica de Silício e o problema de acoplamento fibra-chip é apresentado neste contexto. Por fim, apresenta-se os principais objetivos e a organização do trabalho em questão.

1.1 Motivação e contexto de pesquisa

Nas últimas décadas, o tráfego na Internet vem passando por um extraordinário crescimento. A cada dia, taxas de dados cada vez maiores são necessárias e, conseqüentemente, a demanda por comunicações de banda larga¹ aumenta excessivamente, principalmente, devido ao enorme crescimento do número de usuários, dispositivos conectados e aplicativos habilitados pela Internet das Coisas que exigem cada vez mais largura de banda, tais como: aplicativos de vídeos de alta definição, comunicação e compartilhamento de arquivos. Para termos uma ideia intuitiva sobre isso, segundo o relatório da Cisco Systems de 2020 [1], o número global de usuários de Internet deve crescer de 3,9 bilhões em 2018 para 5,3 bilhões até 2023. O que representa 51% da população global em 2018 e 66% até 2023. Além disso, o número de dispositivos conectados às redes IP, em relação a 2018, será mais de três vezes maior que a população global até 2023. Aproximadamente 29,3 bilhões de dispositivos estarão conectados em rede até 2023, contra 18,4 bilhões em 2018. Em relação à conectividade móvel, esta poderá alcançar mais de 70% da população global até 2023. De modo que o número total de assinantes móveis globais crescerá de

¹Aqui, o termo banda larga é sinônimo de *largura de banda*: uma medida da capacidade de transporte de dados (informação) em um meio de transmissão (Cabo Coaxial ou Fibra Óptica, por exemplo). É expressa como produto da frequência de dados e da distância percorrida, em geral, MHz.km ou GHz.km. Por exemplo, uma fibra óptica com largura de banda de 900 MHz pode transmitir 900 MHz de dados por uma distância de 1 km, ou transmitir 30 MHz de dados por 30 km.

5,1 bilhões (66% da população) em 2018 para 5,7 bilhões (71% da população) até 2023. Enquanto isso, até 2023, o número de dispositivos e conexões 5G terá um aumento de mais de 10% em relação a 2018. Será um aumento de 8,8 bilhões de dispositivos móveis globais em 2018 para 13,1 bilhões até 2023, e desse número, aproximadamente 1,4 bilhão estará conectado à rede 5G [1].

Quanto às velocidades de banda larga, até 2023, estas atingirão mais que o dobro para banda larga fixa. As velocidades globais de banda larga fixa chegarão a 110,4 Megabits por segundo (Mbps) em 2023, contra 45,9 Mbps em 2018. Já as velocidades móveis (celulares) mais que triplicarão até 2023, atingindo uma velocidade média de conexão de 43,9 Mbps até 2023, contra 13,2 Mbps em 2018. O mesmo acontecerá com as velocidades de Wi-Fi dos dispositivos móveis que atingirão velocidades médias de 92 Mbps até 2023, contra 30,3 Mbps em 2018. Além disso, as velocidades 5G terão um significativo aumento de aproximadamente 13 vezes do que a conexão móvel média, e atingirá uma velocidade média de conexão de 575 Mbps até 2023 [1].

Nesse contexto, a Rede de Telecomunicações² precisa ser constantemente adaptada para atender à crescente demanda de largura de banda e gerenciar de forma mais eficiente essa gigantesca quantidade de dados. A implementação da fibra óptica na rede de telecomunicações na década de 1970 [2], não apenas tornou a rede expansível, possibilitando a transferência de informações por vários quilômetros, mas também permitiu aumentar as taxas de transferência de dados atuais para vários terabits por segundo [3, 4]. Além disso, as fibras ópticas possuem características importantes que as tornam ideal para o transporte de informações em redes de comunicação, tais como: baixa atenuação de sinal em frequências altas ($10^{14} \text{ Hz} - 10^{15} \text{ Hz}$), grande largura de banda, alta imunidade a ruído e a campos eletromagnéticos externos, podem ser usadas para atravessar áreas perigosas sem riscos de curtos-circuitos, também são imunes a corrosão [5, 6]. Estas propriedades, em especial, a alta capacidade de transmissão das fibras ópticas a longas distâncias, fazem com que a rede de transporte da fibra óptica seja uma infraestrutura sustentável e expansível, permitindo atender à crescente demanda de largura de banda. Atualmente, o transporte de informações na forma de luz usando fibras ópticas em Redes de Telecomunicações é muito eficiente quando comparado ao transporte usando cabos de cobre (ou cabos coaxiais), mas ainda não eliminou completamente os cabos de cobre das redes de comunicações, que por muito tempo foram utilizados como principal meio de transmissão

²Uma Rede de Telecomunicações é um sistema de transmissão que permite que as informações sejam transmitidas de forma analógica ou digital entre vários locais diferentes por meio de sinais eletromagnéticos ou ópticos.

de informação [7]. Embora as vantagens da fibra óptica já sejam bem conhecidas e a fibra óptica tenha se tornado o meio padrão para operações de backhaul³ de quase todas as Redes de Telecomunicações, os cabos de cobre ainda são amplamente utilizados na rede de acesso para links de última milha⁴ [9].

A questão da última milha está relacionada não apenas com a economia das operações de rede, mas também com a eficácia dela. Tanto o cabo de cobre quanto o cabo de fibra óptica apresentam pontos fortes e fracos que não se identificam como uma tecnologia claramente superior [7, 9]. Do ponto de vista econômico, parece ser mais viável manter as redes de cabos de cobre, pelo menos por enquanto, pois a economia das soluções baseadas em cabos de cobre é maior do que àquelas com base na fibra óptica, tanto para o provedor de serviços quanto para os consumidores de banda larga [9]. Saber qual tecnologia, fibra óptica ou cabo de cobre, é mais viável para uma determinada aplicação nem sempre é uma decisão óbvia, e depende de muito mais fatores do que apenas fatores econômicos como, por exemplo, o tipo de comunicação, a aplicação ou serviço a ser entregue, a distância de comunicação, os tipos de terreno a serem encontrados, etc [7]. Por exemplo, em potências mais altas, ligeiramente acima de 1 W, as fibras ópticas são suscetíveis ao chamado fusível de fibra, um fenômeno que resulta em um tipo específico de destruição catastrófica do núcleo da fibra óptica, começando em um ponto e propagando-se em direção à fonte de luz, causando danos também aos componentes de transmissão e recepção [10]. Esse fenômeno é assim chamado porque sua aparência é muito semelhante a um fusível em chamas [11]. Atualmente, a fibra óptica é geralmente escolhida para sistemas que requerem maior largura de banda ou sistemas de comunicação que abrangem distâncias muito maiores do que o cabeamento elétrico pode acomodar, mas para aplicações de curta distância e largura de banda relativamente baixa, a transmissão elétrica é muitas vezes preferida nos casos em que grandes quantidades de dados não são necessárias e devido ao menor custo de transmissores e receptores [12]. Embora o cabo de cobre seja uma tecnologia significativamente mais antiga, larguras de banda maiores podem ser geradas a partir de melhorias e atualizações com base na tecnologia de linha digital de assinante (DSL - Digital Subscriber Line)⁵ e no chamado modo fantasma⁶ [13, 14, 15, 16, 17]. Em [18], por

³Em uma Rede de Telecomunicações, o backhaul compreende os links intermediários entre a rede central (backbone) e as sub-redes periféricas da rede. Para mais detalhes, o leitor é remetido à referência [8].

⁴Numa Rede de Telecomunicações, a última milha ou último quilômetro é a etapa final da entrega de conectividade de um provedor de comunicações a um cliente na rede de acesso.

⁵Nas Telecomunicações, DSL é uma tecnologia que suporta telefonia e conexão com a Internet simultaneamente, e utiliza cabos de cobre para transmissão de dados. Essa tecnologia utiliza faixas de frequência diferentes para transmitir/receber dados e sinais de voz simultaneamente pelo mesmo canal telefônico, separando-os por filtragem.

⁶Na Teoria do efeito de proximidade em cabos multifio [13], o modo fantasma é um modo de trans-

exemplo, explora-se a taxa de dados viável para modems usando modelos matemáticos a fim de melhorar a velocidade de transmissão em cabos de cobre. Por outro lado, em aplicações nas quais os links⁷ têm vários quilômetros de extensão, a fibra supera os cabos de cobre e coaxiais. Logo, a substituição de parte desses links por fibra reduz o cabeamento de cobre restante, permitindo que eles funcionem de forma muito mais eficiente e rápida [19]. Com base nesta abordagem, soluções novas e mais eficientes baseadas em fibra óptica começaram a despertar o interesse das operadoras de Telecom, como a solução de interligação direta da fibra para casa (FTTH - Fiber-To-The-Home)⁸. A ideia é fornecer maior velocidade e largura de banda aos clientes, levando o link de fibra diretamente às residências [19, 20]. Porém, os sinais ópticos são usados apenas para transportar a informação, enquanto que o equipamento de rede usado para processar a informação permanece principalmente eletrônico, o que exige a conversão do sinal óptico em sinais elétricos (e vice-versa) nos nós da rede [19]. As redes ópticas de multiplexação por divisão de comprimento de onda utilizam um elemento de rede principal (interruptor óptico) em nós intermediários com alguns componentes eletrônicos que realizam a conversão óptico-elétrico-óptico para rotear diferentes comprimentos de onda para seu próximo destino [21]. Dessa forma, o sinal óptico de uma fibra de entrada é convertido em um sinal elétrico na porta de entrada e analisado por um dispositivo eletrônico que decide para qual porta de saída o sinal deve ir, roteando-o para a mesma. O sinal elétrico é convertido novamente em um sinal óptico na porta de saída e transportado pela fibra de saída para seu próximo destino [21].

Essas conversões opto-eletrônicas fazem com que a latência do sinal aumente em toda a rede de comunicação, pois os sinais ópticos de alta velocidade precisam ser convertidos em sinais elétricos que são mais lentos [19]. Dessa forma o aumento da velocidade das taxas de dados no domínio óptico em relação às do domínio elétrico faz com que a diferença entre as velocidades do sinal em cada domínio aumente, resultando em congestionamento de informações e, conseqüentemente, prejudicando o desempenho da rede [21]. Mesmo os processadores eletrônicos mais rápidos são incapazes de processar de forma eficiente a gigantesca quantidade de bits que chegam aos computadores eletrônicos, o que torna o processamento da informação muito demorado. Além disso, os transmissores e receptores

missão que possibilita a criação de canais virtuais que podem ser utilizados para aumentar as taxas de upload/download (em até 300 Mbps para pequenas distâncias) de um usuário; além de utilizar a infraestrutura de telefonia existente, mantendo o custo de implementação baixo [14].

⁷Em uma Rede de Telecomunicações, um link é um canal de comunicação que conecta dois ou mais dispositivos para transmissão de dados.

⁸FTTH é uma arquitetura de rede de banda larga que utiliza fibra óptica para substituir partes ou todo o cabeamento de cobre usual usado para Telecomunicações de última milha em que a fibra atinge o limite do espaço vital, como uma caixa na parede externa de uma casa.

de longa distância são caros, grandes e consomem muita energia [21]. Fica claro que as redes de comunicações atuais necessitam de interruptores totalmente ópticos que possam mudar o comprimento de onda de um sinal óptico de um caminho para outro, mantendo a informação em um sinal no domínio óptico, ou seja, sem convertê-lo em sinais elétricos. Se a necessidade de conversões opto-eletrônicas for eliminada, a eletrônica ocorreria apenas no chaveamento para rotear internamente o sinal óptico de entrada para a fibra de saída apropriada [21]. Enquanto a necessidade de conversões opto-eletrônicas não for eliminada, será difícil explorar completamente todas as vantagens oferecidas pela capacidade de alta velocidade das fibras ópticas nas redes de comunicação [19, 21, 22]. Enquanto isso, a demanda por largura de banda aumenta cada vez mais, e os circuitos microeletrônicos usados para o processamento do sinal em redes de comunicação estão sujeitos à crosstalks severos, interferências eletromagnéticas, perdas, alto consumo de energia, etc., tudo isso somado às conversões opto-eletrônicas dão origem ao chamado "gargalo eletrônico" das rede de comunicação [22, 23]. Este gargalo eletrônico constitui o principal obstáculo nas atuais redes de comunicação, pois as tornam limitadas à velocidades eletrônicas. Para solucionar esse problema, foi proposto o conceito de redes totalmente ópticas nas quais todo o processo de transmissão de dados e troca do nó de origem para o nó do usuário final é realizado no domínio óptico, ou seja, um caminho óptico completo de ponta a ponta sem a intervenção de sinais elétricos no meio [23]. As redes totalmente ópticas permitirão explorar todas as vantagens oferecidas pelas fibras ópticas uma vez que os circuitos microeletrônicos serão substituídos por circuitos capazes de processar sinais totalmente ópticos e, conseqüentemente, alcançarão velocidades de processamento comparadas às velocidades de transmissão das fibras ópticas [19, 23]. Uma vez que nas redes totalmente ópticas a transmissão, comutação e amplificação do sinal não precisam ser submetidas à conversões eletro-ópticas, estes processos não são afetados pela resposta lenta dos dispositivos eletrônicos, permitindo que a rede seja muito mais transparente ao sinal óptico, ou seja, na rede totalmente óptica a função principal de um nó de rede é realizar a transmissão transparente das informações e enviá-las ao próximo nó sem a necessidade de processá-las antes. Uma transmissão mais transparente permite aproveitar completamente o potencial da fibra óptica, fornecendo largura de banda muito maior à rede [23].

Enquanto isso, a integração de dispositivos ópticos em chips não só oferece um progresso significativo para realizar interconexões ópticas compactas e de alta velocidade, mas também tornou-se um método muito eficiente para desenvolver componentes mais avançados e baratos. O resultado da integração de vários dispositivos ópticos que executam

diferentes funções em um único chip é o que se chama de circuito integrado fotônico (PIC - Photonic Integrated Circuit). Além disso, quando estes dispositivos são desenvolvidos e utilizados para manipular a luz ou fótons em escala nanométrica, utilizamos o termo Nanofotônica Integrada para se referir ao estudo destes dispositivos. Da mesma forma que os circuitos microeletrônicos na Microeletrônica [24], os PICs são o principal componente dos sistemas de comunicação de baixa potência e alta velocidade na Nanofotônica Integrada [25, 26], com aplicações emergentes que se estendem desde o sensoriamento óptico à computação de alto desempenho [27, 28, 29]. A implantação comercial dos PICs nessas aplicações, especialmente as orientadas ao consumidor, exige uma plataforma de integração não só de baixo custo, mas também de baixo consumo de energia [30, 31, 32]. O gargalo eletrônico descrito anteriormente é um dos principais problemas que impedem a comunicação eficiente entre os atuais PICs e sistemas que utilizam luz para transportar informações, mas devido ao atual progresso no campo da Nanofotônica Integrada, os futuros PICs estão evoluindo rapidamente para interconexões totalmente ópticas [33, 34]. Nesse contexto, muitas abordagens têm sido propostas com base em diferentes plataformas semicondutoras [30, 35], como o silício sobre isolante (SOI - Silicon On Insulator) e tecnologias de integração híbrida, tais como: o fosfeto de índio (InP - Indium Phosphide) e arseneto de gálio (GaAs - Gallium Arsenide). Atualmente, a integração nanofotônica é baseada principalmente nas plataformas SOI e InP. No entanto, cada solução tem suas vantagens e desvantagens, de modo que encontrar uma abordagem universal que forneça a todos os componentes as propriedades necessárias não é nada fácil. Por exemplo, embora a integração fotônica baseada na plataforma InP ofereça todas as funcionalidades ópticas aos PICs, incluindo emissão, transmissão, modulação e detecção de luz, os PICs são construídos em substratos InP de pequeno porte e muito caros [36]. Por outro lado, a integração fotônica baseada na plataforma SOI, embora forneça um número limitado de tipos de dispositivos funcionais [37], também permite a construção de PICs baseados em silício com volume alto e baixo custo, pois o silício é um material mais forte que o InP, o que permite wafers muito maiores, 75 mm para InP em comparação com 300 mm para o Si [38]. Além disso, a integração fotônica em SOI é compatível com a tecnologia de semicondutor de óxido metálico complementar (CMOS - Complementary Metal-Oxide-Semiconductor), o que permite aproveitar toda a capacidade dos processos de fabricação CMOS [37, 38, 39],

De fato, a compatibilidade da plataforma SOI com as arquiteturas de sistemas eletrônicos existentes realizadas em substratos de silício somada à maturidade do processo de fabricação CMOS, fez com que a Nanofotônica de Silício se tornasse uma solução

viável para manter a produção de baixo custo para dispositivos fotônicos. Além disso, a transparência do silício em comprimentos de onda de telecomunicações de 1310 nm e 1550 nm, permite o confinamento da luz em fios de silício em analogia com os fios elétricos que conduzem correntes de elétrons em circuitos microeletrônicos, aumentando ainda mais compactação dos dispositivos para processamento óptico. Porém, mesmo com o gigantesco progresso feito na realização de dispositivos ópticos de alto desempenho, a Nanofotônica de Silício ainda encontra obstáculos que logo precisarão ser resolvidos para acelerar a integração fotônica em direção às redes totalmente ópticas e acompanhar o rápido aumento no consumo de dados e energia [40]. O principal destes problemas diz respeito à inserção de luz na interface entre fibras ópticas e PICs, chamado problema de acoplamento fibra-chip, e que restringe a comunicação entre os chips de silício e o "mundo exterior", introduzindo uma lacuna entre as fibras ópticas e os PICs. Embora a diferença de índice de refração da plataforma SOI permita alto confinamento da luz e integração de alta densidade em dimensões nanométricas, essa tecnologia precisa lidar com o problema de acoplar a luz das fibras ópticas para os nanoguias⁹ e vice-versa. A Fig. 1 mostra a comparação de tamanho entre um guia de onda integrado monomodo em SOI e o núcleo de uma fibra óptica monomodo (SMF - Single Mode Fiber).

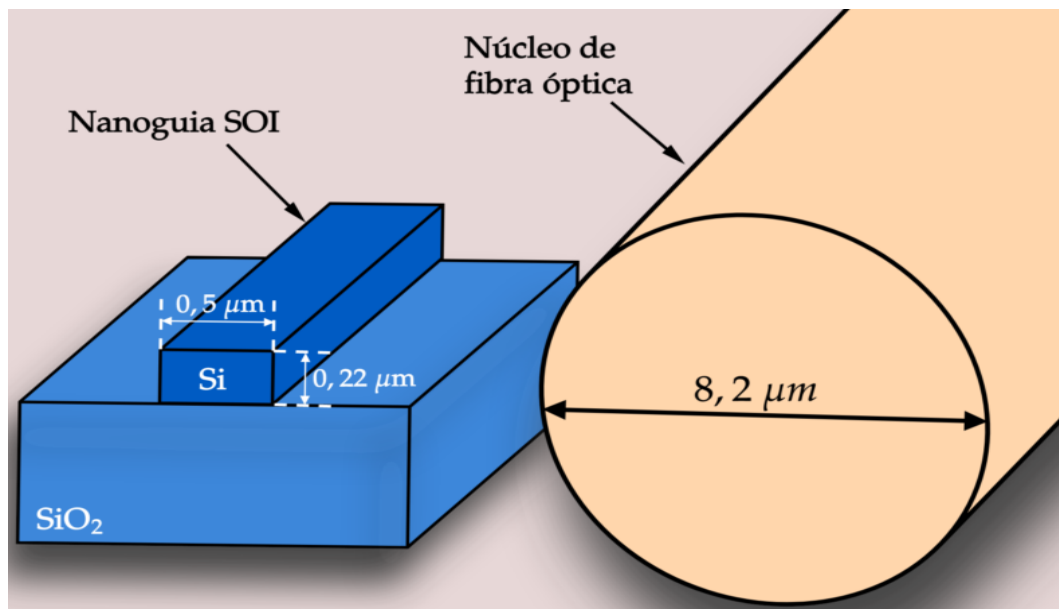


Figura 1: Representação da diferença dimensional entre um núcleo de uma fibra monomodo e um nanoguia integrado. **Fonte:** Autor.

Em geral, um nanoguia de silício tem uma seção transversal de $0,25 \mu m$ de

⁹Em Nanofotônica, o nanoguia ou guia de ondas integrado é um dos principais componentes integrados cuja função é confinar e guiar a luz por do fenômeno de reflexão interna total. A estrutura e funcionamento do nanoguia serão discutidos em detalhes no próximo capítulo.

altura por $0.4 \mu m$ de largura, enquanto que uma SMF possui diâmetro de núcleo de aproximadamente $8.2 \mu m$ e um diâmetro de campo modal (MFD - Modal Field Diameter) de $10.4 \mu m$ no comprimento de onda de 1550 nm [41]. O processo de inserção de luz da fibra para o nanoguia chama-se acoplamento óptico, e o problema de acoplamento surge a partir da incompatibilidade dimensional entre o núcleo da fibra óptica convencional e a seção transversal do nanoguia integrado [42]. Por causa dessa incompatibilidade dimensional, a transição na interface entre a fibra e o nanoguia é governada por perdas de acoplamento consideráveis. Logo, acoplar a luz no nanoguia diretamente a partir da fibra leva a grandes perdas e apenas $0,1\%$, ou menos, da potência óptica é acoplada ao nanoguia. Logo, para que o acoplamento seja eficiente, estruturas ópticas adicionais são necessárias para suavizar a transição abrupta na interface e diminuir as perdas. Tais estruturas cujo objetivo é facilitar o acoplamento entre as fibras ópticas e os PICs são chamadas de acopladores. Na seção seguinte são apresentadas algumas das principais estruturas de acoplamento abordando algumas propriedades gerais de forma quantitativa.

1.2 Tecnologia nanofotônica

Avanços significativos foram feitos no campo da fotônica integrada como resultado das características promissoras das conexões ópticas, que podem resolver o gargalo da largura de banda em interconexões de longo, médio e curto alcance. Na verdade, a integração de dispositivos ópticos é uma forma de manter alta densidade de largura de banda, baixo consumo de energia e baixo custo de produção. O enorme contraste do índice de refração da plataforma SOI também possibilitou a construção de circuitos fotônicos muito pequenos. Como resultado, deu origem ao campo da tecnologia conhecida como nanofotônica. Devido ao tamanho mínimo dos componentes ópticos necessários e à rapidez dos conversores eletro-ópticos (EO) e opto-elétricos (OE), a nanofotônica de silício já permite obter densidades de largura de banda extremamente altas, cerca de $30 Tbps/cm^2$ em um único substrato para interconexões interchip de alta taxa de bits [43].

A nanofotônica se refere à manipulação da luz em dispositivos com dimensões na escala nanométrica. E um dos componentes chaves desta tecnologia é o guia de ondas nanofotônico, também chamado de nanoguia de ondas ou fio fotônico, que pode ter uma seção transversal na faixa de subcomprimento de onda. O nanoguia funciona de forma semelhante a um fio elétrico em um circuito eletrônico, mas, em vez de correntes elétricas, o nanoguia permite o transporte de informação através de ondas eletromagnéticas nos circuitos fotônicos. As pequenas dimensões do nanoguia são necessárias não apenas para

manter a alta densidade de integração nos chips, mas também para que apenas um único modo de guia (modo fundamental) se propague através do nanoguia. Isso é requerido, pois a propagação de vários modos no nanoguia pode resultar em dispersão modal do sinal, restringindo a taxa de transmissão de dados. Exemplos de partes integradas construídas usando nanoguias de modo único são mostrados na Fig. 2. No próximo capítulo, a teoria subjacente ao efeito de guia de onda e algumas implementações relacionadas a este componente são abordadas com mais profundidade.

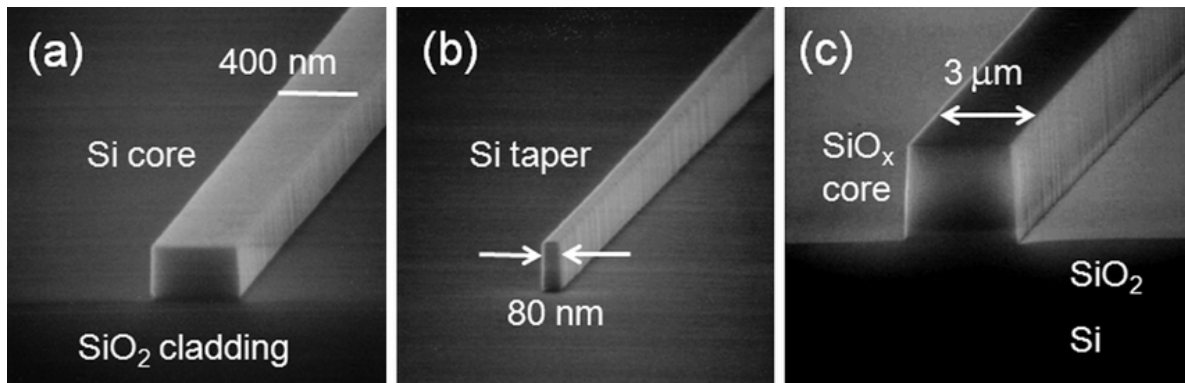


Figura 2: Imagens de microscópio eletrônico de varredura (SEM) de um sistema de guia de onda de fio fotônico de silício. (a) Núcleo de guia de onda de fio fotônico de silício, (b) cone de silício e (c) núcleo de guia de onda de SiOx para conversor de tamanho de ponto. **Fonte:** [44].

A forma mais intuitiva e comum de acoplar a luz da fibra para o nanoguia integrado, consiste no acoplamento de borda, no qual as extremidades dos dois dispositivos são posicionadas diretamente uma para outra. Entretanto, o acoplamento de borda permite uma transmissão de apenas 0.1% da fibra de entrada para o nanoguia devido às perdas causadas pela incompatibilidade dimensional entre os dispositivos e pela incompatibilidade modal entre os modos [42]. Além disso, o sinal de luz recebido no conversor OE no chip ou retransmitido do chip para a fibra de saída pode ser extremamente pequeno e não quantificável, pois os componentes integrados frequentemente exibem perdas extras de inserção. Várias técnicas foram desenvolvidas para solucionar esse problema, e podem ser classificadas em três grandes categorias: nanoacopladores na fibra, nanoacopladores autônomos e nanoacopladores no chip; conforme discutido a seguir.

1.2.1 Nanoacopladores ópticos

Acopladores ou nanoacopladores ópticos são dispositivos que permitem focar a luz ou um converter modos, fornecendo uma alta eficiência de acoplamento, que é a razão entre

a potência carregada no nanoguia integrado e a potência incidente no nanoacoplador a partir do espaço livre ou a partir de um guia de ondas (ou fibra) [45]. Existem várias técnicas para melhorar a eficiência do acoplamento fibra-chip em relação à técnica de acoplamento de topo. Todos os métodos dependem de um chamado nanoacoplador para conversão de modo entre os dois guias de onda. Em outras palavras, esse componente nada mais é do que um funil óptico que focaliza a luz em uma região com dimensões nanométricas [45]. O nanoacoplador pode ser incorporado em um chip, utilizado como um dispositivo autônomo ou fabricado na própria fibra. O método na fibra elimina a necessidade de desenvolver estruturas de acoplamento extras no próprio chip, necessitando apenas de alterações na face final da fibra óptica. Os métodos mais populares incluem fibras que são cônicas ou com lentes, que podem focalizar a luz em locais incrivelmente pequenos e, assim, reduzir a incompatibilidade significativa do modo [42]. A eficiência de acoplamento para um nanoguia de modo único pode ser aumentada diminuindo-se o MFD da fibra. Esta técnica pode ser favorável em termos de economia de tamanho de chip, mas os guias de onda também devem ser preparados com antecedência, clivando e polindo a face final do chip para acomodar a conexão lateral [42]. Uma abordagem ideal seria o emprego de um dispositivo autônomo capaz de captar a luz com base em um sistema de lentes para utilizar as SMFs padrão e sem nenhuma estrutura de conexão extra no chip. As lentes dielétricas convencionais são usadas há muito tempo em uma vasta gama de aplicações ópticas e são conhecidas por concentrar ondas eletromagnéticas; no entanto, o funcionamento destes dispositivos como nanoacopladores é muito restrito por causa de sua resolução limitada por difração [46]. Outra abordagem seria utilizar lentes de metamaterial de índice negativo (NIM - Negative Index Metamaterial), que teoricamente não são limitadas pela difração [47]. Entretanto, as NIMs precisam ser ajustadas, pois contêm componentes metálicos, que podem resultar em grandes perdas nas frequências ópticas.

A integração das estruturas de acoplamento diretamente no chip é uma abordagem mais adequada, pois este método é compatível com fibras comuns na maioria das aplicações e não requer procedimentos de alinhamento árduos devido aos dispositivos de lentes [42]. Embora existam muitas implementações potenciais, elas podem ser divididas em dois tipos principais com base na orientação da fibra: acoplamento fora do plano e acoplamento no plano. Enquanto a primeira técnica depende do acoplamento de luz de uma direção diferente da do guia de ondas, o que permite utilizar todo o potencial das grades difrativas de Bragg, a segunda depende de conversores de tamanho de ponto horizontal (SSCs - Spot Size Converters), onde a fibra é posicionada no plano do chip [48]. Em con-

traste com as grades de Bragg, que têm dimensões tão pequenas quanto o núcleo da fibra, os SSCs requerem um comprimento de várias centenas de micrômetros para converter o modo de fibra no modo de guia de onda. Embora o comprimento dos SSCs possa ser reduzido quando usado em conjunto com fibras cônicas, levando a eficiências acima de 90% [49, 50], superando significativamente os acopladores de grade, o acoplamento baseado em grades de Bragg já foi efetivamente desenvolvido ao longo dos últimos anos entre todos os métodos mencionados acima, devido as suas inúmeras vantagens. Esses dispositivos podem acoplar a luz diretamente de fibras comuns sem a necessidade de procedimentos de afunilamento adicionais, pois são significativamente mais compactos do que os SSCs integrados. Além disso, como são necessários apenas alguns processos de gravação, eles podem ser produzidos de forma barata e podem ser posicionados em qualquer lugar do chip sem clivagem de borda [42]. Dessa forma, o acoplamento baseado em grades de Bragg tornou possível testar wafers em pequena escala, facilitou a pesquisa de novos componentes integrados e, mais recentemente, possibilitou que a nanofotônica de silício se aproximasse de dispositivos comerciais [51]. Mesmo que a eficiência e a largura de banda obtidas por meio de testes ainda não sejam ideais, os acopladores de grade têm o potencial de substituir as técnicas de acoplamento de borda devido a seus muitos benefícios, previsões teóricas promissoras e rápido avanço tecnológico [42].

Nos últimos anos, a maior parte da pesquisa em nanofotônica do silício concentrou-se no desenvolvimento de dispositivos na plataforma SOI compatível com os processos de fabricação CMOS, para acoplar a luz das fibras ópticas convencionais para nanoguias integrados em comprimentos de ondas em torno de 1550 nm. Embora a eficiência de acoplamento possa ser melhorada com a otimização dos acopladores de grade, ainda existem perdas causadas pela incompatibilidade entre modo de fibra e o modo difratado pela grade [52]. Nesta dissertação, os acopladores uniformes de Bragg são utilizados para investigar o problema de acoplamento fibra-chip entre nanoguias de silício integrados numa plataforma SOI e as fibras de cristal fotônico (PCFs - Photonic Crystal Fibers).

1.3 Técnicas de acoplamento óptico

Dependendo da orientação da fibra, as técnicas acoplamento podem ser divididas em dois tipos [53]:

- *Acoplamento no plano ou acoplamento de borda*

A fibra e o nanoguia tem o mesmo eixo de propagação de modo que o feixe de

luz é acoplado lateralmente para dentro ou para fora do nanoguia, propagando-se constantemente no mesmo plano. Para alcançar altas eficiências de acoplamento com esta abordagem, é necessário fazer modificações na extremidade da fibra, por exemplo, o afunilamento para se obter mais compatibilidade dimensional.

- *Acoplamento fora do plano ou acoplamento vertical*

Neste caso, o feixe de luz incide no chip a partir de uma fibra localizada acima da superfície superior do chip, e uma estrutura de acoplamento apropriadamente projetada permite ajustar a direção do feixe de luz incidente para permitir o acoplamento da luz no nanoguia integrado. O acoplamento vertical baseado em grades de difração de Bragg é geralmente o mais utilizado, pois as grades de difração, em geral, admitem processos simples de fabricação por litografia, exigem tolerâncias de posicionamento menos rigorosas e permitem testes em escala de wafer. No entanto, são muito mais sensíveis à mudanças na polarização e no comprimento de onda, de modo que o design e processos de otimização cuidadosos são necessários para minimizar seus efeitos.

1.3.1 Nanoacopladores integrados na fibra

Os nanoacopladores integrados na fibra são fabricados modificando a ponta da fibra para suavizar a transição entre o guia de onda integrado e o núcleo.

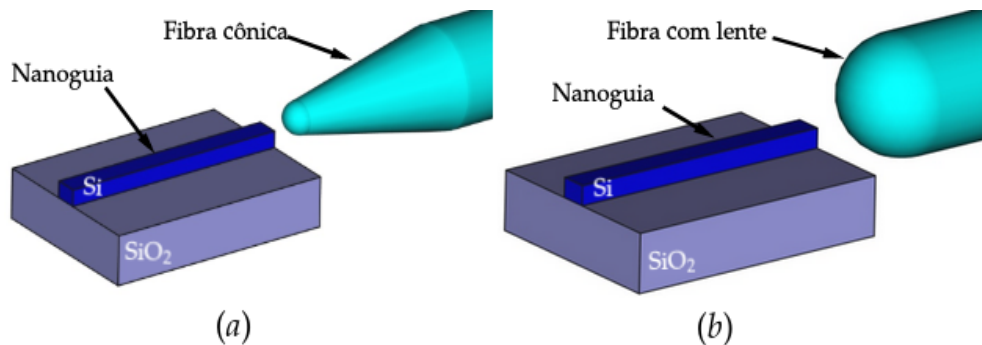


Figura 3: Diferentes métodos de acoplamento em fibra ilustrados esquematicamente utilizando (a) fibra cônica, (b) fibra com lente. **Fonte:** Autor.

Para o acoplamento usando fibras cônicas, é necessário que um grande pedaço da fibra seja aquecido e esticado para afunilar a ponta da fibra, Fig. 3(a). E devido ao baixo contraste do índice de refração entre o núcleo e o revestimento, a luz não pode mais ser confinada dentro do núcleo, ficando principalmente situada na interface fibra-ar, de um

modo geral, afunilar a fibra até as dimensões do guia de onda não resolve o problema [54]. Logo, é extremamente difícil ajustar o modo de propagação ao perfil do guia de onda, impossibilitando o acoplamento efetivo.

Enquanto isso, para o acoplamento usando fibras com lentes, Fig. 3(b), é necessário apenas moldar a face final da fibra para se obter uma estrutura da lente, o que permite concentrar a luz no nanoguia. A convexidade da face final das fibras com lentes tradicionais permite reduzir o MFD da fibra para cerca de $3 \mu m$ em um comprimento de onda de 1550 nm [55]. Além disso, com a introdução de revestimentos de alto índice, o MFD pode ser reduzido para $1.2 \mu m$ [55, 56], o que aumenta potencialmente a eficiência de acoplamento para os nanoguias integrados em aproximadamente 30%. Teoricamente, quando o MFD do feixe focalizado é diminuído para $0.5 \mu m$, o que corresponde aproximadamente às dimensões da seção transversal do guia de ondas, uma eficiência de mais de 90% é viável. Infelizmente, por causa do limite de difração [57], as lentes dielétricas são incapazes de concentrar a luz em um ponto tão pequeno no comprimento de onda operacional. Alternativamente, a geometria da ponta da fibra pode ser alterada de modo a obter uma grade de difração na face final para permitir o acoplamento vertical, permitindo também fazer testes de escala de wafer [58].

Além disso, técnicas avançadas de acoplamento com base em fenômenos plasmônicos também já foram mostradas [59, 60, 61]. De fato, os plásmon polaritons de superfície (SPPs - Surface Plasmon Polaritons), oscilações do plasma de elétrons metálicos causadas pelas ondas eletromagnéticas incidentes [62], podem ser criados na interface entre uma fina camada metálica e a extremidade de uma fibra óptica, melhorando o confinamento da luz em dimensões abaixo do limite de difração. Porém, as grandes perdas de metais em frequências ópticas, novamente tornam essas técnicas inadequadas para uso nas aplicações.

1.3.2 Nanoacopladores autônomos

O acoplamento baseado em nanoacopladores autônomos permite o uso de fibras comerciais comuns sem a necessidade de modificações extras na extremidade da fibra óptica. Uma das técnicas de acoplamento mais comuns dentro desta categoria é baseada nos nanoacopladores de prisma. Os nanoacopladores de prisma evitam a clivagem de borda, pois estes podem ser posicionados no topo do nanoguia integrado [63], Fig. 4. No entanto, como o silício tem um alto índice de refração, a fabricação de um prisma a partir de um material com um índice de refração maior que o do nanoguia para sistemas SOI, torna o processo complexo, e até mesmo incompatível com os processos de fabricação CMOS,

caso o material do prisma tenha características diferentes do silício.

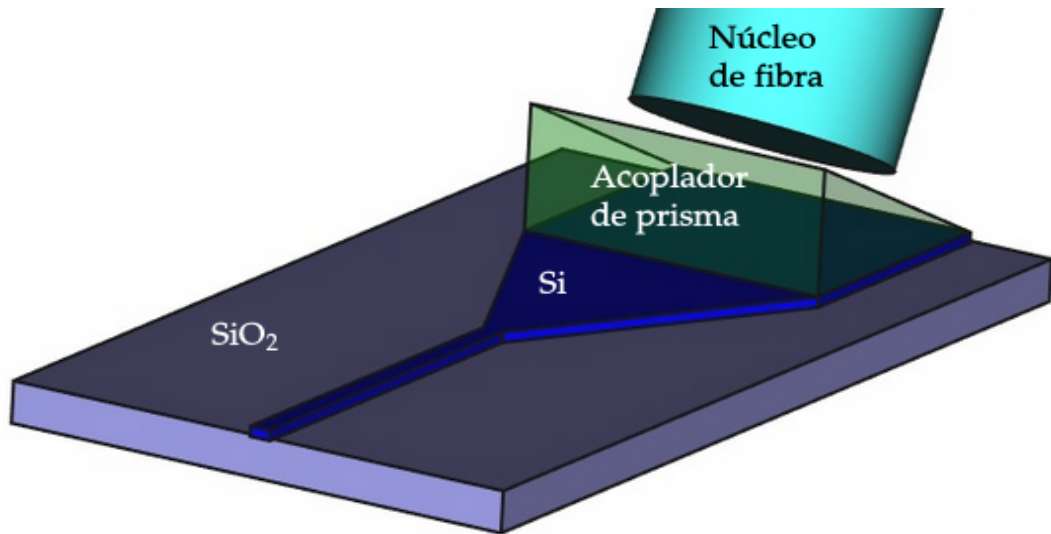


Figura 4: Ilustração esquemática do acoplamento de fibra para chip usando um nanoacoplador de prisma. **Fonte:** Autor.

Além disso, como o prisma deve estar situado próximo à camada de filme para permitir o acoplamento de onda evanescente [64], é necessário um afinilamento extra para o nanoguia, e tal projeto pode prejudicar as estruturas finas. As lentes dielétricas, também podem ser empregadas como nanoacopladores autônomos, Fig. 5, em vez de serem integradas à face final da fibra conforme descrito na seção anterior. Os principais tipos de lentes dielétricas incluem as lentes dielétricas esféricas, difrativas e de índice de gradiente (GRIN - Gradient-index) [65].

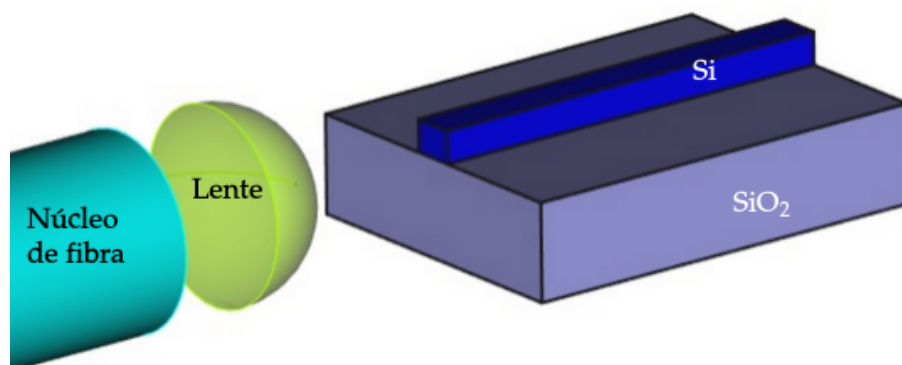


Figura 5: Ilustração esquemática do acoplamento de fibra para chip usando um nanoacoplador uma lente dielétrica plano-convexa. **Fonte:** Autor.

Micro-lentes esféricas podem ser usadas em óptica integrada para acoplar a luz do chip

à fibra, que pode então ser colocada no chamado V-groove para garantir um alinhamento preciso [66]. No entanto, novamente, o tamanho do ponto limitado pela difração, torna difícil focalizar a luz da fibra para os nanoguias. Essa limitação das lentes dielétricas, inspirou pesquisas com objetivo de obter imagens de objetos abaixo do limite de difração, levando ao desenvolvimento de novas formas de lentes conhecidas como superlentes, feitas a partir de materiais de índice negativo artificialmente projetados [67]. Essas lentes planas oferecem resolução de subcomprimento de onda no domínio do campo próximo, amplificando as ondas evanescentes, que carregam as características ultrafinas de um objeto. Em contraste com as lentes de índice positivo, que focalizam a luz com base em formas convexas, as configurações plano-côncavas, permitem a concentração da luz que entra no campo distante. Essas estruturas exibem menos aberrações ópticas, maior capacidade de foco e, o mais importante, uma distância focal menor que as lentes esféricas comuns, além de terem uma abertura numérica maior [68, 69].

1.3.3 Nanoacopladores integrados no chip

Os nanoacopladores integrados no chip, são fabricados diretamente na superfície do próprio chip, a Fig. 6 ilustra dois tipos de nanoacopladores integrados no chip. Embora alguns dos sistemas de lentes mencionados nas seções anteriores possam ser integrados no chip, a fabricação se torna trabalhosa, pois exige técnicas de fabricação não padronizadas que tornam as aplicações inviáveis em escala comercial [70, 71].

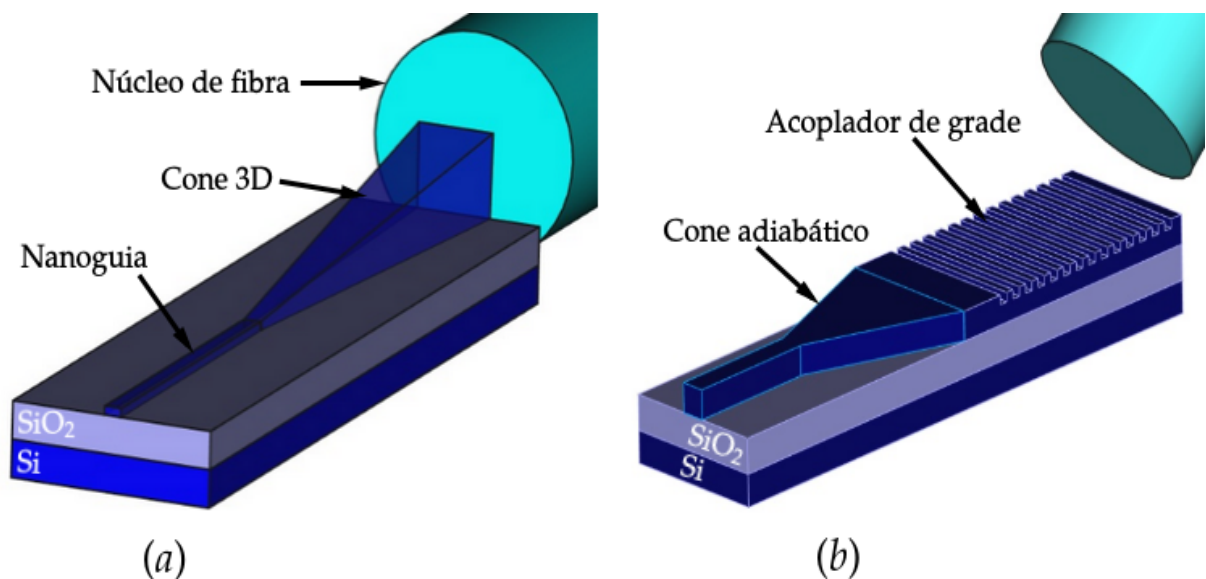


Figura 6: Ilustração esquemática de técnicas de acoplamento de fibra para chip baseadas em (a) um nanoacoplador cônico 3D, (b) uma grade de difração e um cone adiabático. **Fonte:** Autor.

Os nanoacopladores de cone 3D, Fig. 6 (a), respectivamente, geralmente necessitam de um comprimento de várias centenas de micrômetros, pois são usados para converter adiabaticamente o modo de fibra em um modo do nanoguia [72, 73]. Embora esses dispositivos tenham alta eficiência de acoplamento e pouca dependência de polarização, sua implementação necessita de acoplamento de borda e são frequentemente empregados com fibras cônicas ou com lentes para reduzir o tamanho do ponto do feixe de entrada [49, 74]. Em contraste, os nanoacopladores baseados em grades de difração, podem ser facilmente fabricados e fornecem uma técnica de acoplamento elegante e com maiores vantagens em comparação com os demais tipos de nanoacopladores, pois as grades de difração oferecem a opção de alternar a direção da luz recebida de um nanoguia integrado no chip para uma fibra alinhada verticalmente, e vice-versa. Além disso, devido a sua alta compactidade, essas grades podem ser facilmente integradas em qualquer lugar na superfície do chip, evitando a modelagem da face final da fibra, o que permite um acoplamento de topo simples para medições em escala de wafer. Os nanoacopladores de grade podem ser fabricados para executar uma variedade de funções, como demultiplexadores de comprimento de onda [75], divisores de potência ou combinadores [76] e divisores de feixe de polarização [77]. Para acoplar a maior parte da luz incidente, a área da estrutura de grade deve ser equivalente às dimensões do núcleo da fibra, portanto, a largura da grade deve ser afunilada até a largura do nanoguia, Fig. 6(b). Ainda assim, os nanoacopladores de grade possuem uma mecanismos de perda [78] que precisam ser superados para que possam competir com os altamente eficientes conversores de modo, apesar das inúmeras vantagens oferecidas por essas estruturas de acoplamento.

Embora existam várias abordagens de acoplamento que podem ser usadas, dependendo do tipo de aplicações, nem todas elas podem atender a todos os critérios industriais exigidos. Dessa forma, a pesquisa em nanofotônica é, sem dúvida, necessária para melhorar e desenvolver com urgência novos dispositivos comerciais capazes de acompanhar a atual expansão da largura de banda. Assim, componentes econômicos, eficientes e confiáveis são cruciais para tornar a nanofotônica disponível para produtos de usuário final. Como resultado, algumas das técnicas sugeridas podem não ser adequadas para produção em escalar comercial, embora possam ser utilizadas para outros tipos de aplicações. Em contraste, a técnica de acoplamento baseada nos nanoacopladores de grade apresenta maiores vantagens dentre todas as técnicas descritas, com exceção da eficiência e da largura de banda, que precisam ser aumentadas para competir com os conversores de modo. O capítulo 4 dessa dissertação aborda a teoria do acoplador de grade e os principais mecanismos de perda destes dispositivos.

1.4 Acoplamento fibra-chip usando Fibras de Cristal Fotônico

Conforme discutido nas seções anteriores, até o momento a única forma de evitar o gargalo eletrônico causado pelos nós existentes com base em um processamento eletrônico, é desenvolver um processamento totalmente óptico. Além disso, o problema acoplamento entre fibras ópticas e PICs é atualmente o principal impasse para uma comunicação eficiente entre chips de silício com o ambiente externo. Obviamente, a tendência de aumentar cada vez mais a densidade de integração, além de tornar o problema de acoplamento fibra-chip mais grave, também impõe limitações no controle da luz em escalas menores. Em escalas maiores, pode-se usar lentes e espelhos para controlar a trajetória da luz, mas em escalas muito pequenas, como a escala nanométrica, a luz interage diretamente com a matéria, o que torna o controle da luz complicado e requer o uso de materiais e estruturas com propriedades ópticas específicas, além de técnicas altamente avançadas de modelagem e simulação para projetar e otimizar dispositivos ópticos complexos. Neste contexto, os cristais fotônicos tem ganhado destaque e atraído atenção, especialmente dos pesquisadores em Nanofotônica. Um cristal fotônico é um material periódico que apresenta bandas proibidas para a propagação da luz em uma ou mais direções, análogo ao que acontece nos semicondutores eletrônicos [79]. Esses cristais permitem controlar o fluxo de luz em sua estrutura, permitindo que esta seja refletida ou transmitida em determinadas direções ou faixas de frequência. Essa propriedade torna o cristais fotônicos muito úteis em aplicações ópticas, como dispositivos de comunicação óptica, sensores e fotônica integrada. A teoria dos cristais fotônicos foi primeiro desenvolvida na década de 1980 pelos físicos Eli Yablonovitch e Sajeev John, e desde então, houve um grande interesse no estudo e desenvolvimento desses materiais [80, 79, 81, 82].

Dentre todas as aplicações dos cristais fotônicos, as PCFs são uma das mais importantes. Essas fibras possuem melhores propriedades de guiamento e algumas vantagens em relação às fibras ópticas convencionais, como maior largura de banda e uma menor sensibilidade à curvatura da fibra. Essas fibras são caracterizadas pela presença de um cristal fotônico bidimensional, construído a partir de uma matriz de furos de ar que se estendem ao longo de todo o comprimento da fibra. A luz é confinada na região central do núcleo, que pode ser sólido ou oco, conforme mostra a micrografia eletrônica de varredura para ambos os tipos de fibra na Fig. 7.

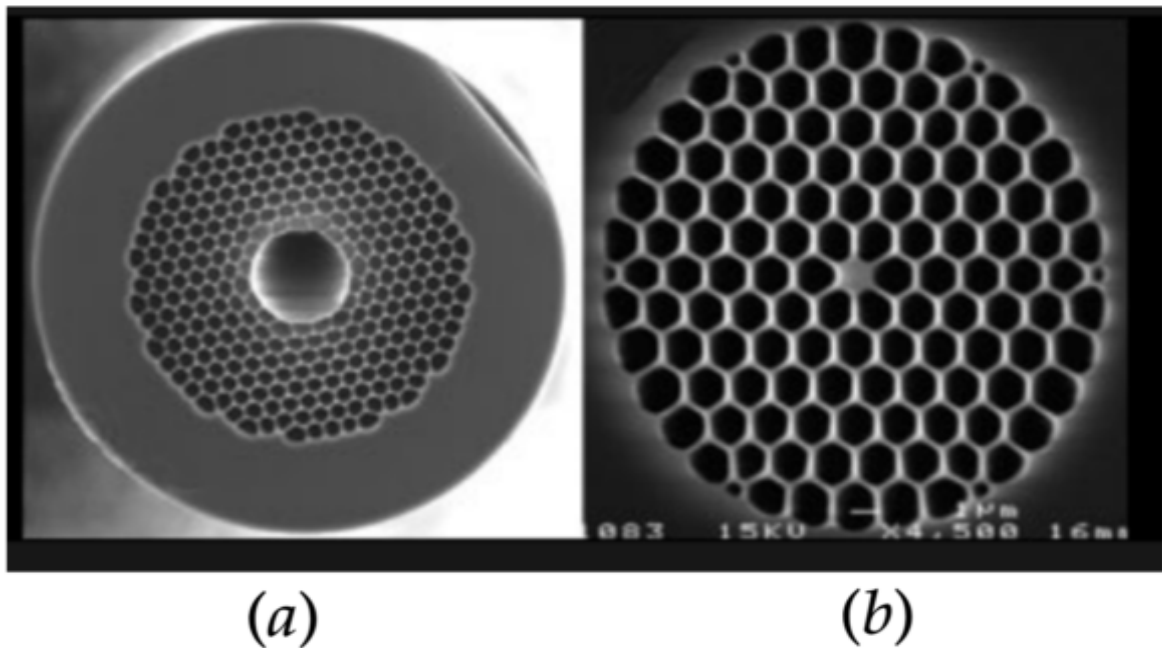


Figura 7: Micrografia eletrônica de varredura. (a) PCF de núcleo oco com um diâmetro de núcleo de $20 \mu\text{m}$. (b) PCF de núcleo sólido com um diâmetro de núcleo de $1,1 \mu\text{m}$. **Fonte:** [83].

As PCFs são utilizadas em diversas aplicações, como em sensores ópticos, amplificadores ópticos e em dispositivos de processamento de sinais ópticos [84, 85, 86]. Levando em conta as propriedades das PCFs e tendo em vista que o problema de acoplamento entre SMFs e PICs já vem sendo investigado com base em diversas técnicas de acoplamento, principalmente, usando técnicas baseadas em grades de difração de Bragg, conforme discutido nas seções anteriores, faz sentido então investigar o acoplamento entre as PCFs e os nanoguias integrados numa plataforma SOI. Neste trabalho, investigamos esse acoplamento usando dois tipos de acopladores baseados em grades uniformes integradas na superfície do guia de ondas SOI. O primeiro é um acoplador de Bragg simples, enquanto que o segundo é um acoplador de Bragg com uma camada refletora inferior que serve para reaproveitar a energia difratada para o substrato de silício da plataforma SOI. A eficiência de acoplamento é investigada numericamente em função do diâmetro dos furos de ar das PCFs, ângulo de acoplamento e dos parâmetros das grades de Bragg. A Fig. 8 mostra o esquema de um acoplador de grade integrado na plataforma SOI para acoplamento a uma PCF.

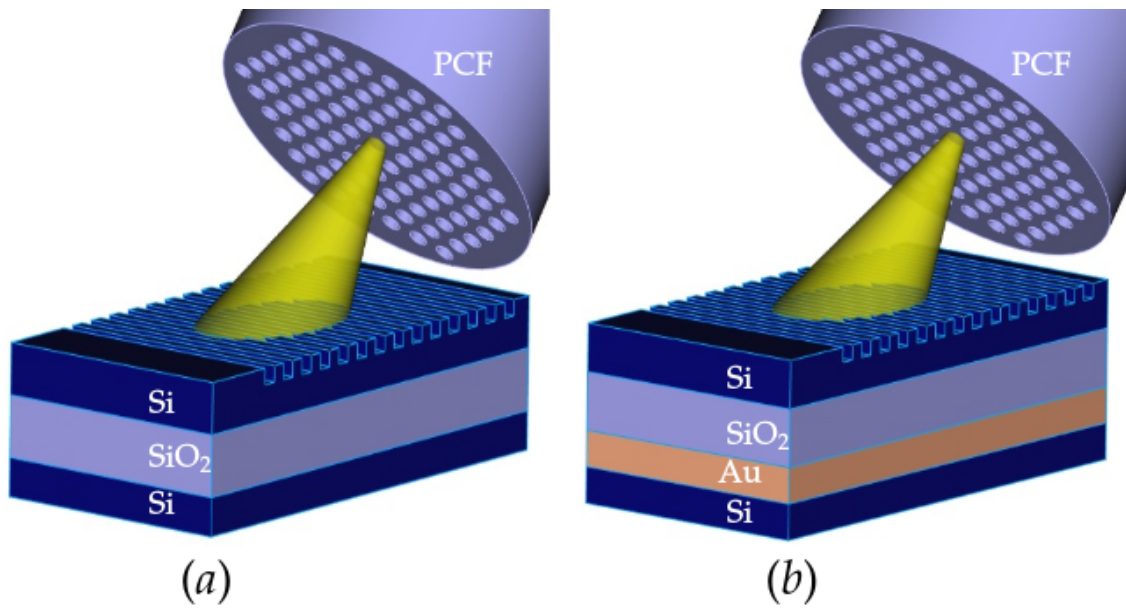


Figura 8: Configuração de acoplamento entre uma PCF um guia de ondas SOI. (a) Usando um acoplador de grade de Bragg integrado no guia. (b) Usando um acoplador de grade de Bragg otimizado com um refletor inferior feito de ouro. **Fonte:** Autor.

1.5 Objetivos e organização do trabalho

Esta dissertação trata do problema de acoplamento entre nanoguias integrados e PCFs. Para isso, uma estrutura de acoplamento é necessária para suavizar a transição abrupta na interface entre a fibra e o nanoguia, e aumentar a eficiência de acoplamento. Conforme já discutido, existem vários métodos que podem ser usados, seja na fibra, como um dispositivo autônomo ou diretamente no chip, para resolver esse problema. Por causa das inúmeras vantagens oferecidas pelos acopladores de grade de Bragg, essas estruturas foram empregadas aqui em um esforço para alcançar uma melhor eficiência de acoplamento entre as PCFs e os nanoguias de silício. Portanto, o objetivo deste trabalho é abordar o problema da interface de acoplamento entre fibras ópticas e nanoguias de silício, utilizando fibras de cristal fotônico ao invés das fibras ópticas convencionais. Para isso, grades uniformes de Bragg são utilizadas como técnica de acoplamento, e a eficiência de acoplamento à fibra de cristal fotônico é investigada através de simulações numéricas em função do ângulo de acoplamento e dos parâmetros físicos da fibra, ou seja, o diâmetro e a distância entre os furos. Portanto, este trabalho se concentra no estudo, modelagem e otimização da técnica de acoplamento usando redes de Bragg para obter um acoplamento eficiente entre a fibra e o nanoguia de silício.

Para atingir os objetivos descritos, este trabalho está organizado da seguinte forma:

o Capítulo 2 apresenta uma revisão teórica geral da Nanofotônica de silício. A teoria eletromagnética da luz é apresentada, enquanto que várias propriedades e fenômenos envolvendo a luz como onda eletromagnética são discutidas, como os fenômenos de interferência e difração ondas, bem como sua interação com a matéria.

O Capítulo 3 trata principalmente das fibras de cristal fotônico. Em particular, a origem e principais propriedades dos cristais fotônicos unidimensionais e bidimensionais são discutidas. A relação entre os cristais fotônicos bidimensionais e fibras de cristal fotônico é discutida junto com as duas formas de guiamento da luz nas PCFs, bem como a condição de operação monomodo.

O Capítulo 4 trata principalmente do acopladores baseados em grades Bragg. A interação dos modos de propagação em estruturas dielétricas periódicas é descrita com base na teoria de ondas acopladas. Os acopladores de grade são então discutidos com base na condição de correspondência de Bragg, bem como seus principais parâmetros e eficiência de acoplamento.

O capítulo 5 trata dos métodos e modelos de simulação utilizados. Nossos resultados são apresentados e discutidos em detalhes.

Por fim, no capítulo 6, apresentamos nossas conclusões e perspectivas para trabalhos futuros.

2 PRINCÍPIOS DA NANOFOTÔNICA DE SILÍCIO

Conforme descrito anteriormente, os sistemas de comunicação óptica contam com o processamento de sinais de luz e a propagação destes em elementos de ligação, como em nanoguias. Este capítulo trata de fornecer a base teórica necessária para entendermos o mecanismo de propagação da luz nestes componentes e, conseqüentemente, entender teoricamente o problema de acoplamento entre PICs e fibras ópticas.

A óptica integrada abrange um campo extremamente extenso, e materiais como Silício, Sílica (SiO_2), polis-silício, Nitreto de silício (Si_3N_4) estão entre os mais importantes na óptica integrada devido à tecnologia de processo de silício altamente desenvolvida. Embora os componentes ópticos à base de silício constituam apenas uma subdivisão da óptica integrada, frequentemente chamada de Nanofotônica de silício, a literatura que trata da descrição e funcionamento destes componentes é relativamente extensa [87]. Entre os principais dispositivos da Nanofotônica de silício baseados em silício, estão o guia de ondas nanofotônico (nanoguia), diversos tipos de filtros, amplificadores ópticos, sensores de pressão e distância, acopladores de grade, lasers, moduladores, detectores e divisores de feixe fabricados em silício [87, 88]. Dentre estes, apenas os componentes mais relevantes para este trabalho serão discutidos, a saber, o nanoguia de silício e os acopladores de grades de Bragg. Para isso, a teoria eletromagnética da luz é discutida previamente.

Também é discutida brevemente uma das principais limitações da Óptica tradicional [89] que precisaram ser superadas para que a construção de dispositivos ópticos em escala nanométrica se tornasse possível, o limite de difração da luz. A partir das discussões subsequentes tornar-se-á claro que é impossível controlar as propriedades ópticas destes dispositivos nanométricos, ou mesmo entendê-las, sem informações fundamentais sobre a estrutura microscópica dos materiais que os constitui. Muitos problemas fundamentais e práticos ainda precisam ser resolvidos para que essa tecnologia se desenvolva ainda mais [90].

2.1 Teoria eletromagnética da luz

Na teoria eletromagnética da luz ou óptica eletromagnética, a luz é um fenômeno cujo comportamento e propriedades podem ser descritas pelos mesmos princípios que governam todos os tipos de radiação eletromagnética. A luz corresponde a radiação eletromagnética com frequências que variam na faixa de 1 THz à 10 PHz, cujo comprimento de onda varia de $\approx 300 \mu m$ à $\approx 30 nm$ no espaço livre. Essa faixa do espectro eletromagnético costuma ser dividida nas regiões infravermelha, visível e ultravioleta, conforme indicado na Tabela 1 [91].

Tabela 1: Espectro eletromagnético.

Região da onda	Frequência	Comprimento de onda	Dispositivos
Rádio	kHz-MHz-GHz	km-m-cm	Dispositivos eletrônicos
Micro-ondas	$1 GHz - 1 THz$	$300 mm - 300 \mu m$	Dispositivos de micro-ondas
Óptico	<i>Infravermelho</i>	$1 THz - 430 THz$	$300 \mu m - 700 nm$
	<i>Visível</i>	$430 THz - 750 THz$	$700 nm - 400 nm$
	<i>Ultravioleta</i>	$750 THz - 10 PHz$	$400 nm - 30 nm$
Raios-X	$10 PHz - 10 EHz$	$300 mm - 300 pm$	
Raios gama	$\geq 10 EHz$	$\leq 300 pm$	

Em fotônica a faixa espectral de interesse geralmente está entre os comprimentos de onda de 10 μm e 100 nm, mas o principal interesse nas aplicações de dispositivos fotônicos está em uma faixa ainda mais estreita de comprimentos de onda do visível e do infravermelho próximo. E como veremos, essa faixa espectral de aplicação é amplamente determinada pelas propriedades dos materiais usados para dispositivos fotônicos. É importante ter mente que na escala nanométrica, a natureza dual da luz é extremamente relevante. Os fótons de luz visível têm energias entre 1,7 eV e 3,1 eV, a mesma faixa dos band gaps da maioria dos semicondutores, como o silício [91].

Dessa forma, a natureza quântica da luz é importante na faixa espectral de aplicação dos dispositivos fotônicos, pois a energia do fóton é um parâmetro importante que determina o comportamento de uma onda óptica em um dispositivo fotônico semiconductor.

Por outro lado, a natureza ondulatória da luz caracteriza completamente a propagação da luz em um dispositivo fotônico. Em termos práticos, quando se trata de processos como geração, emissão, absorção, conversão de frequência ou detecção de luz em dispositivos fotônicos, o comportamento quântico da luz é fundamental, pois a luz exibe comportamento de partícula (fóton), como no efeito fotoelétrico descrito por Einstein em 1905. Por outro lado, a natureza ondulatória é importante na operação de todos os dispositivos fotônicos. Em particular, em processos que envolvem modulação, comutação, interferência, polarização ou difração de luz, a natureza ondulatória desta é indispensável. A singularidade dos dispositivos fotônicos é que as características ondulatórias e quânticas da luz devem ser consideradas para o funcionamento e aplicações desses dispositivos [91].

A luz é um campo eletromagnético que se propaga na forma de onda, e o campo eletromagnético é matematicamente descrito por dois campos vetoriais relacionados que são funções da posição e do tempo: o campo elétrico $\mathbf{E}(\mathbf{r},t)$ e o campo magnético $\mathbf{H}(\mathbf{r},t)$. Logo, em geral, são necessárias seis funções escalares de posição e tempo para descrever a luz no espaço livre. Felizmente, essas seis funções estão inter-relacionadas, pois devem satisfazer o célebre conjunto de equações diferenciais parciais acopladas conhecidas como equações de Maxwell [92].

2.1.1 Equações de Maxwell

A descoberta da reflexão interna total da luz, base da óptica de ondas guiadas, pelo físico suíço Daniel Colladon em 1841 [93], levou os cientistas a buscarem uma compreensão muito mais profunda das propriedades e comportamento da luz, através dos métodos da teoria do campo de Maxwell-Lorentz [94]. Atualmente, é quase impossível tratar das propriedades da luz sem levar em consideração a interação desta com a matéria, o que leva naturalmente ao campo da Mecânica Quântica. No entanto, na maioria das aplicações da eletrodinâmica clássica na escala macroscópica, uma teoria de meio efetivo [95] é suficiente para descrever o comportamento do campo eletromagnético e, portanto, uma abordagem clássica é de particular interesse não só na Física Teórica, como também nos diversos campos da Física Aplicada e da Engenharia. Além disso, nas situações de interesse prático, o cálculo de uma grandeza eletromagnética usando uma teoria de campo clássica é mais simples quando comparado ao cálculo a partir da teoria quântica de campos [96]. Isso torna a abordagem clássica, por si só, muito útil como ponto de partida para estudos mais avançados que levam em conta a interação da luz com a matéria. Para observações macroscópicas, no entanto, o comportamento detalhado do campo eletromagnético e suas

drásticas variações na escala microscópica, não são relevantes [97]. Dessa forma, na eletrodinâmica clássica desenvolvida em meios macroscópicos, em geral, o que importa é a média dos campos e as propriedades da matéria em regiões cujo volume é relativamente grande quando comparado à volumes na escala microscópica (volume ocupado por um único átomo ou molécula) [96, 97].

Na escala macroscópica, o comportamento do campo eletromagnético é governado pelas bem conhecidas equações macroscópicas de Maxwell [97, 98]:

$$\nabla \times \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = 0 \quad (2.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} - \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = \mathbf{J} \quad (2.2)$$

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

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

Nas equações acima, \mathbf{E} e \mathbf{H} são, respectivamente, os vetores de campo elétrico (em volts por metro) e campo magnético (em amperes por metro), frequentemente empregados para descrever um campo eletromagnético ou uma onda óptica. Quanto as grandezas \mathbf{D} e \mathbf{B} , estas são chamadas, respectivamente, de vetor de deslocamento elétrico (em coulombs por metro quadrado) e vetor de indução magnética (em webers por metro quadrado), e descrevem o efeito do campo eletromagnético sobre a matéria. As quantidades ρ e \mathbf{J} são a densidade de carga elétrica (em coulombs por metro cúbico) e o vetor densidade de corrente elétrica (em amperes por metro quadrado), respectivamente. A carga e a corrente elétrica podem ser consideradas como fontes da radiação eletromagnética, representada pelos campos vetoriais \mathbf{E} e \mathbf{H} [98]. Essas quatro equações descrevem completamente o comportamento do campo eletromagnético na escala macroscópica e são a base da teoria do campo de Maxwell-Lorentz [94, 96]. As equações de Maxwell consistem em 8 equações escalares que relacionam um total de 12 funções, 3 para cada um dos 4 vetores de campo \mathbf{E} , \mathbf{H} , \mathbf{D} e \mathbf{B} . A priori, não é possível resolver esse sistema de equações sem conhecer as relações entre \mathbf{B} e \mathbf{H} , e entre \mathbf{E} e \mathbf{D} . A determinação única dos vetores de campo só pode ser feita utilizando as condições de contorno para os campos e complementando as equações de Maxwell pelas chamadas equações constitutivas (ou equações materiais) [98]

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M}) \quad (2.5)$$

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} \quad (2.6)$$

onde os parâmetros constitutivos ε e μ são tensores de segunda ordem se o meio é anisotrópico e escalares se o meio é isotrópico, e são conhecidos como tensor dielétrico (ou tensor de permissividade elétrica) e tensor de permeabilidade magnética, respectivamente. Em notação vetorial, o tensor dielétrico e o tensor de permeabilidade são frequentemente escritos em termos de matrizes 3×3 , mas no vácuo, são escalares dados por $\varepsilon_0 = 8.854 \times 10^{-12} \text{ F/m}$ e $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ H/m}$ [98]. As grandezas \mathbf{P} e \mathbf{M} são, respectivamente, as polarizações elétrica e magnética do meio material onde localiza-se o campo eletromagnético. Quando um campo eletromagnético está presente na matéria, o campo elétrico pode perturbar o movimento dos elétrons e produzir uma distribuição de separação de carga, induzindo uma polarização dipolar por unidade de volume. Analogamente, o campo magnético também induz uma magnetização em materiais cuja permeabilidade é diferente da permeabilidade magnética do vácuo μ_0 [98]. Em meios materiais isotrópicos, ε e μ se reduzem a escalares. Além disso, na maioria das aplicações em comunicações ópticas, as quantidades ε e μ podem ser consideradas independentes das intensidades dos campos. No entanto, se estes campos forem suficientemente fortes, por exemplo, comparáveis à intensidade dos campos gerados pela focalização de um feixe de laser, a dependência de ε e μ com as intensidades de \mathbf{E} e \mathbf{H} não pode ser ignorada [98].

A partir das equações de Maxwell é possível chegar a duas previsões surpreendentes sobre os fenômenos eletromagnéticos. A primeira, e mais importante, refere-se ao comportamento ondulatório dos campos eletromagnéticos, ou seja, estes campos propagam-se pelo espaço na forma de ondas, e a luz também exhibe esse comportamento. Essas ondas são chamadas de ondas eletromagnéticas e foram verificadas experimentalmente em 1888 pelo professor Oliver Joseph Lodge [99], e depois por Heinrich Rudolf Hertz no mesmo ano [100], porém, Hertz publicou seus resultados primeiro. A segunda, é que estas ondas transportam energia [97, 98]. Na verdade, as ondas eletromagnéticas também transportam momento linear e angular [101, 102]. No entanto, para os objetivos desta dissertação, é suficiente analisar apenas a energia armazenada no campo eletromagnético e o fluxo de potência associado a uma onda eletromagnética, que estão relacionados pelo teorema de Poynting, conforme será discutido nas próximas subseções.

2.1.2 Equações de onda para campo eletromagnético

A radiação eletromagnética, incluindo a luz, é uma forma de energia que se propaga através do espaço livre ou através de um meio material na forma de ondas, chamadas de ondas eletromagnéticas. Essas ondas são compostas por campos elétricos e magnéticos

variáveis no tempo que oscilam transversalmente em planos mutuamente perpendiculares entre si e à direção de propagação no espaço [98]. Vamos mostrar que as equações de Maxwell levam às equações de onda que governam a propagação dessas ondas. Em seguida, consideramos a propagação de ondas planas eletromagnéticas em meios homogêneos e isotrópicos¹, ou seja, onde ε e μ são escalares. Vamos partir das equações de Maxwell (2.1) e (2.2) nos limitando a uma região onde as densidades de carga ρ e corrente \mathbf{J} são nulas [98, 97, 91]

$$\nabla \times \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = 0 \quad (2.7)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} - \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = 0. \quad (2.8)$$

Aplicando o rotacional na equação (2.7) e usando a equação constitutiva (2.5), temos

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} + \mu \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times \mathbf{H}) = 0 \quad (2.9)$$

e usando a equação (2.8) para eliminar $\nabla \times \mathbf{H}$ na equação (2.9), temos

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} + \mu \frac{\partial^2 \mathbf{D}}{\partial t^2} = 0 \quad (2.10)$$

finalmente, usando a equação constitutiva (2.6) e a identidade vetorial $\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = \nabla(\underbrace{\nabla \cdot \mathbf{E}}_{=0}) - \nabla^2 \mathbf{E}$ (levando em conta que o meio material é homogêneo e isotrópico), obtemos a equação de onda para o vetor campo elétrico [98]

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \varepsilon \mu \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0. \quad (2.11)$$

Um procedimento análogo leva a equação de onda para o campo magnético

$$\nabla^2 \mathbf{H} - \varepsilon \mu \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} = 0. \quad (2.12)$$

¹Um exemplo simples de um meio homogêneo e isotrópico é vácuo, mas os meios dielétricos com composições uniformes, como vidros, também são meios materiais que podem ser tratados como homogêneos e isotrópicos.[98]

As equações (2.11) e (2.12) são as equações de ondas eletromagnéticas. Uma solução bem conhecida que satisfaz essas equações é aquela que representa uma onda plana monocromática [98]

$$\psi(\mathbf{r}, t) = \psi_0 e^{j(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})} \quad (2.13)$$

onde ψ pode ser qualquer componente cartesiana de \mathbf{E} ou \mathbf{H} , ψ_0 é a amplitude da onda, e a frequência angular ω está relacionada com o módulo do vetor de onda $|\mathbf{k}|$ pela relação de dispersão

$$|\mathbf{k}| = \omega \sqrt{\varepsilon \mu}. \quad (2.14)$$

A equação (2.13) representa qualquer componente escalar de campo (elétrico ou magnético) em função do tempo e do espaço. Dados um ponto do espaço \mathbf{r} e um instante t arbitrários, esse campo pode ser representado como uma função senoidal do espaço e do tempo. Esse campo tem o mesmo valor para as coordenadas de posição \mathbf{r} e tempo t , que satisfazem [98]

$$\phi(\mathbf{r}, t) = \omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} = C \quad (2.15)$$

onde C é uma constante arbitrária que determina o valor do campo. A equação (2.15) determina um plano cujo vetor normal é o vetor de onda \mathbf{k} em qualquer instante de tempo. Este plano é chamado de superfície de fase constante, muitas vezes referidas como frentes de onda. A onda eletromagnética representada pela equação (2.13) é chamada de onda plana porque todas as frentes de onda são planares. Como as superfícies de fase constante viajam na direção do vetor de onda, é fácil mostrar a partir da equação (2.15) que a magnitude da velocidade a qual um determinado observador acompanha um plano de fase constante $\phi(\mathbf{r}, t) = C$ é dada por [98]

$$v = \frac{\omega}{|\mathbf{k}|} \quad (2.16)$$

que é chamada de velocidade de fase da onda. Além disso, uma análise da variação espacial da amplitude da onda em dado instante de tempo, mostra que a separação entre

dois picos de campo vizinhos, ou seja, o comprimento de onda é dado por [98]

$$\lambda = \frac{2\pi}{|\mathbf{k}|} = 2\pi \frac{v}{\omega} \quad (2.17)$$

que corresponde a menor distância entre duas superfícies de fase distintas para as quais a diferença de fase em um dado instante de tempo é igual a 2π . É interessante notar que a velocidade de fase é uma propriedade do meio e, portanto, pode ser expressa em termos da permissividade ε e da permeabilidade μ . De fato, usando as Equações (2.14) e (2.16), temos [98]

$$v = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon\mu}} \quad (2.18)$$

e para a radiação eletromagnética propagando-se no vácuo, temos

$$c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}} = 299,792,458 \text{ m/s}. \quad (2.19)$$

Da óptica, sabemos que a velocidade v da luz em um meio de índice de refração n é dada por [103]

$$v = \frac{c}{n} \quad (2.20)$$

onde c é a velocidade da luz no vácuo. Substituindo as equações (2.18) e (2.19) na equação (2.20), obtemos

$$n = \sqrt{\frac{\varepsilon\mu}{\varepsilon_0\mu_0}}. \quad (2.21)$$

A maioria dos materiais transparentes utilizados em Nanofotônica, Optoeletrônica e Óptica Integrada, são materiais não magnéticos, ou seja, têm uma permeabilidade magnética igual ou pelo menos aproximadamente igual a permeabilidade magnética do vácuo $\mu = \mu_0$ [98]. Na verdade, a partir de frequências ópticas, a ausência de uma resposta magnética é uma regra quase geral² no campo da óptica [105]. Na referência [106] é discus-

²A regra não é geral. Em [104], por exemplo, é demonstrado que uma transição de dipolo magnético

tida a razão pela qual uma resposta magnética resultante de correntes orbitais em átomos deve ser desprezível em frequências ópticas. Nesse caso, o índice de refração dado pela equação (2.21) pode ser escrito apenas em função da permissividade do meio

$$n = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}} \quad (2.22)$$

e é chamado de índice de refração do meio não magnético.

Na Tabela 1.1 da referência [98] consta uma lista contendo o índice de refração de alguns materiais comumente utilizados na fabricação de dispositivos fotônicos e optoeletrônicos. Devemos ter em mente, no entanto, que a permissividade ε e, portanto, o índice de refração n de um material não magnético ($\mu = \mu_0$) são funções da frequência ω . A variação do índice de refração com a frequência dá origem a dispersão cromática, um fenômeno bem conhecido na óptica. Consequentemente, em um meio dispersivo, a velocidade de fase de uma onda de luz depende da frequência. Por exemplo, a luz vermelha viaja mais rápido que a luz azul na maioria dos óculos ópticos [98].

Agora voltamos nossa atenção para a natureza vetorial do campo eletromagnético e os requisitos para satisfazer as equações de Maxwell. O formalismo complexo permite escrever os campos eletromagnéticos da onda plana monocromática nas formas [98]

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \hat{\mathbf{u}}_1 E_0 e^{j(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})} \quad (2.23)$$

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \hat{\mathbf{u}}_2 H_0 e^{j(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})} \quad (2.24)$$

onde $\hat{\mathbf{u}}_1$ e $\hat{\mathbf{u}}_2$ são dois vetores unitários constantes, e E_0 e H_0 são amplitudes complexas que são constantes no espaço e no tempo. Em um meio homogêneo sem carga, as equações de divergência de Maxwell são $\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$ e $\nabla \cdot \mathbf{H} = 0$, que, ao serem aplicadas às equações (2.23) e (2.24), resulta:

$$\hat{\mathbf{u}}_1 \cdot \mathbf{k} = \hat{\mathbf{u}}_2 \cdot \mathbf{k} = 0 \quad (2.25)$$

em íons de európio (Eu^{3+}) incorporados em uma nanopartícula de óxido de ítrio (Y_2O_3) pode ser excitada a partir da distribuição do campo magnético de um feixe de laser polarizado azimutalmente. Devido à ausência do campo elétrico no foco do feixe (polarizado azimutalmente), a nanopartícula é excitada pela transição do dipolo magnético em um comprimento de onda próximo a 527,5 nm. Para mais detalhes, o leitor é convidado a consultar esse interessante artigo.

ou seja, \mathbf{E} e \mathbf{H} são perpendiculares à direção de propagação. Esse é o motivo pelo qual as ondas eletromagnéticas são chamadas de ondas transversais. A condição transversal (2.25) vale para todos os quatro vetores de campo de uma onda plana que se propaga em um meio homogêneo e isotrópico. No entanto, se a onda plana se propaga em um meio sem fontes, mas anisotrópico, a condição transversal é satisfeita somente pelos vetores de campo \mathbf{D} e \mathbf{B} [98]. Outras restrições podem ser obtidas a partir das duas outras equações de Maxwell (leis de Faraday e Ampère), equações (2.1) e (2.2), respectivamente. Por exemplo, substituindo as equações (2.23) e (2.24) na lei de Faraday, equação (2.1), obtemos

$$\hat{\mathbf{u}}_2 = \frac{1}{|\mathbf{k}|}(\mathbf{k} \times \hat{\mathbf{u}}_1) = \hat{\mathbf{k}} \times \hat{\mathbf{u}}_1 \quad (2.26)$$

e

$$H_0 = \frac{E_0}{\eta} \quad \eta = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \quad (2.27)$$

demonstrando que a tríade $(\hat{\mathbf{u}}_1, \hat{\mathbf{u}}_2, \hat{\mathbf{k}})$ forma um conjunto de vetores mutuamente ortogonais e que os vetores de campo \mathbf{E} e \mathbf{H} estão em fase e em razão constante desde que ε e μ sejam reais. Uma análise dimensional no parâmetro η definido na equação (2.27) mostra que este parâmetro tem dimensão de resistência elétrica ($[\eta] = [R]$) e como o mesmo depende das características eletromagnéticas do meio, é chamado de impedância do meio. No vácuo, temos

$$\eta = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \approx 377 \, \Omega. \quad (2.28)$$

É surpreendente que o vácuo possua uma impedância não nula. Mesmo após os resultados do famoso experimento de Michelson-Morley [107], que confirmaram a inexistência do hipotético meio condutor (éter luminífero) no qual Maxwell assumiu que as ondas eletromagnéticas se propagavam, continua sendo um problema encontrar uma explicação satisfatória do porquê a impedância do vácuo é diferente de zero [108]. Atualmente, na Física, a explicação mais aceita é dada pela Mecânica Quântica [109], e baseia-se no conceito de flutuação quântica [110], que exige o abandono da nossa concepção intuitiva de

que existe um estado de total ausência de matéria (vazio absoluto)³. Em 1934, os professores Wendell Hinkle Furry e Julius Robert Oppenheimer sugeriram que as flutuações de vácuo podem afetar a permissividade do vácuo [111]. No mesmo ano, Wolfgang Ernst Pauli e Victor Frederick Weisskopf, estudaram a possibilidade de que o vácuo possa ser tratado como um meio com polarizabilidade elétrica e magnética [112, 113]. E em 1957, Robert Henry Dicke estudou a possibilidade de que o vácuo poderia ser considerado como um meio dielétrico [114]. A possibilidade de que as flutuações quânticas influenciem na determinação das constantes de permissividade e permeabilidade do vácuo e, consequentemente, na impedância do vácuo, é explorada por vários autores a partir de teorias mais avançadas e muito precisas, como a Eletrodinâmica Quântica desenvolvida por Richard Feynman [115, 116, 117, 118, 119].

2.1.3 Conservação da energia no campo eletromagnético: o teorema de Poynting

Vamos considerar um campo eletromagnético em uma região de volume Ω e limitada por uma fronteira Σ , conforme ilustra a Fig. 9. A origem deste campo eletromagnético pode advir de diversas causas. Por exemplo, uma flutuação de carga em algum ponto exterior à região de interesse [120]. Essas flutuações de carga podem ser produzidas, por exemplo, a partir de uma antena alimentada por um circuito cuja corrente elétrica é variável no tempo (geração de ondas de rádio-frequência) [120] ou a partir da aceleração de uma carga livre. As transições eletrônicas para estados de menor energia dos elétrons ligados aos átomos de um gás em um recipiente também geram perturbações eletromagnéticas que se manifestam na forma de luz. Independente da forma como são geradas, a propagação dessas perturbações são governados pelas mesmas equações, ou seja, as equações de Maxwell [120].

³É importante observar aqui que a inexistência do vazio absoluto não deve ser interpretada como existência do éter, cuja inexistência já foi precisamente comprovada pelo experimento de Michelson-Morley. Na Mecânica Quântica, o vácuo (também chamado de vácuo quântico) é tratado como um estado de mínima energia, composto por pares de partícula-antipartícula. A mudança temporária nessa quantidade mínima de energia é chamada de flutuação quântica.

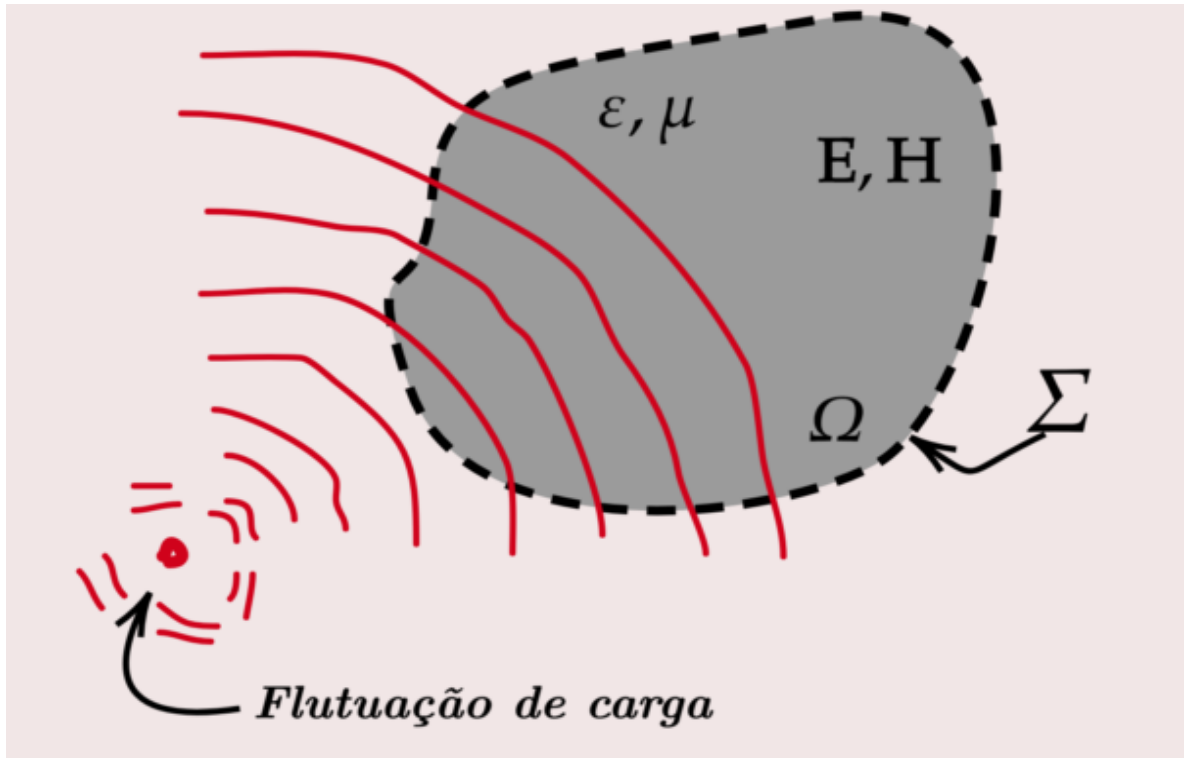


Figura 9: Representação do efeito eletromagnético gerado por uma flutuação de carga. **Fonte:** Adaptado de [120].

Para derivar a densidade de energia e o fluxo de potência para este campo eletromagnético, vamos partir das equações de Maxwell. Multiplicando escalarmente a Lei de Faraday, equação (2.1), pelo campo magnético \mathbf{H} , e a Lei de Ampère, equação (2.2), pelo campo elétrico \mathbf{E} e depois subtraindo os resultados, temos [121]

$$\left(\mathbf{H} \cdot \nabla \times \mathbf{E} + \mathbf{H} \cdot \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \right) - \left(\mathbf{E} \cdot \nabla \times \mathbf{H} - \mathbf{E} \cdot \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \right) = -\mathbf{E} \cdot \mathbf{J} \quad (2.29)$$

isolando os termos com derivadas temporais

$$\mathbf{E} \cdot \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{H} \cdot \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\mathbf{E} \cdot \mathbf{J} - (\mathbf{H} \cdot \nabla \times \mathbf{E} - \mathbf{E} \cdot \nabla \times \mathbf{H}) \quad (2.30)$$

e usando as equações constitutivas (2.5) e (2.6) e a identidade vetorial $\nabla \cdot (\mathbf{a} \times \mathbf{b}) = \mathbf{b} \cdot \nabla \times \mathbf{a} - \mathbf{a} \cdot \nabla \times \mathbf{b}$, obtemos

$$\varepsilon_0 \mathbf{E} \cdot \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \mathbf{E} \cdot \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t} + \mu_0 \mathbf{H} \cdot \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} + \mu_0 \mathbf{H} \cdot \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\mathbf{E} \cdot \mathbf{J} - \nabla \cdot (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) \quad (2.31)$$

deixando apenas o primeiro e o terceiro termos no lado esquerdo da equação (2.31) e usando a relação: $\frac{\partial}{\partial t}(|\mathbf{X}|^2) = \frac{\partial}{\partial t}(\mathbf{X} \cdot \mathbf{X}) = 2\mathbf{X} \cdot \frac{\partial \mathbf{X}}{\partial t}$, válida para qualquer campo vetorial $\mathbf{X}(\mathbf{r}, t)$, temos

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\varepsilon_0}{2} |\mathbf{E}|^2 + \frac{\mu_0}{2} |\mathbf{H}|^2 \right) = -\mathbf{E} \cdot \mathbf{J} - \nabla \cdot (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) - \left(\mathbf{E} \cdot \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t} + \mu_0 \mathbf{H} \cdot \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \right). \quad (2.32)$$

Uma análise dimensional no primeiro termo do lado direito da equação (2.32) mostra que $[\mathbf{E} \cdot \mathbf{J}] = V A/m^3 = W/m^3$, ou seja, o termo $\mathbf{E} \cdot \mathbf{J}$ é a densidade de potência por unidade volume. Obviamente, esta dissipação de energia deve estar relacionada com a diminuição líquida da densidade de energia e o fluxo de potência para fora do volume Ω . Integrando cada termo da equação (2.32) sobre o volume Ω , temos [91]

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} \left(\frac{\varepsilon_0}{2} |\mathbf{E}|^2 + \frac{\mu_0}{2} |\mathbf{H}|^2 \right) d\Omega' &= - \int_{\Omega} \mathbf{E} \cdot \mathbf{J} d\Omega' + \\ &- \int_{\Omega} \nabla \cdot (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) d\Omega' + \\ &- \int_{\Omega} \left(\mathbf{E} \cdot \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t} + \mu_0 \mathbf{H} \cdot \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \right) d\Omega' \end{aligned} \quad (2.33)$$

e usando o teorema da divergência no segundo termo do lado direito, obtemos

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} \left(\frac{\varepsilon_0}{2} |\mathbf{E}|^2 + \frac{\mu_0}{2} |\mathbf{H}|^2 \right) d\Omega' &= - \int_{\Omega} \mathbf{E} \cdot \mathbf{J} d\Omega' + \\ &- \oint_{\Sigma} (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) \cdot \hat{\mathbf{n}} d\Sigma' + \\ &- \int_{\Omega} \left(\mathbf{E} \cdot \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t} + \mu_0 \mathbf{H} \cdot \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \right) d\Omega' \end{aligned} \quad (2.34)$$

onde o $\hat{\mathbf{n}}$ na segunda integral é um campo de vetores unitários normal à superfície Σ . Notamos que cada termo na equação (2.34) possui unidade de potência [91]. Uma vez que a quantidade escalar $\mathbf{E} \cdot \mathbf{J}$ é a densidade de potência por unidade volume, então a primeira integral no lado direito corresponde a potência total dissipada pelo campo eletromagnético para fora do volume Ω . Quanto a segunda integral no lado direito, podemos definir a quantidade vetorial:

$$\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H} \quad (2.35)$$

que representa a magnitude instantânea e a direção do fluxo de potência do campo do campo eletromagnético, e é chamado de vetor de Poynting. Em relação a integral no lado esquerdo, podemos definir a quantidade escalar

$$u_0 = \frac{\varepsilon_0}{2} |\mathbf{E}|^2 + \frac{\mu_0}{2} |\mathbf{H}|^2 \quad (2.36)$$

que possui unidade de densidade de energia, ou seja, $[u_0] = J/m^3$. Logo, corresponde a densidade de energia armazenada no campo eletromagnético. Voltamos nossa atenção agora ao último termo no lado direito da equação (2.34) e as duas componentes associadas aos campos elétrico e magnético, respectivamente. A quantidade

$$W_p = \mathbf{E} \cdot \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t} \quad (2.37)$$

é a densidade de potência gasta pelo campo eletromagnético na polarização do meio. Em outras palavras, corresponde a taxa de transferência de energia do campo eletromagnético para o meio, induzindo a polarização elétrica no meio [91]. Analogamente, a quantidade

$$W_m = \mu_0 \mathbf{H} \cdot \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \quad (2.38)$$

é a densidade de potência gasta pelo campo eletromagnético na magnetização do meio [91]. Logo, a equação (2.34) mostra que a perda temporal da energia puramente eletromagnética no volume Ω é igual a soma da potência realizada pelos campos elétrico e magnético no volume Ω e do fluxo de energia puramente eletromagnética que flui para o exterior do volume (fluxo do vetor de Poynting) [122]. As equações (2.32) e (2.34) expressam matematicamente o teorema de Poynting em suas formas diferencial e integral, respectivamente, e representa a lei de conservação da energia para o campo eletromagnético.

2.1.4 Resposta e propriedades do meio

A maior parte dos fenômenos eletromagnéticos são precisamente governados pelas equações de Maxwell ou pelas equações de onda, que descrevem a inter-relação entre os campos eletromagnéticos, as fontes (cargas e correntes) e as propriedades do meio. No entanto, as equações de Maxwell apenas descrevem como os campos se propagam na matéria sem levar em conta como estes campos afetam e são afetados por esta. Mesmo em

uma teoria macroscópica da eletrodinâmica, é importante entender, pelo menos aproximadamente, como a radiação eletromagnética interage com a matéria, pois esta interação influencia diretamente na propagação da radiação no meio. Em geral, as propriedades eletromagnéticas do meio no qual a luz se propaga podem ser totalmente descritas em termos da permissividade ε e da permeabilidade μ , que descrevem, respectivamente, a resposta do meio aos componentes elétrico e magnético da luz. Esses dois parâmetros, juntamente com outros parâmetros relacionados - o índice de refração $n = \sqrt{\mu\varepsilon/\mu_0\varepsilon_0}$ e a impedância $\eta = \sqrt{\mu/\varepsilon}$, são essencialmente parâmetros macroscópicos efetivos porque são usados para descrever a resposta média geral do material como um todo, ou seja, sem levar em conta a interação da luz com a matéria [123]. Vamos reconsiderar as relações constitutivas (2.5) e (2.6)

$$\mathbf{B} = \mu\mathbf{H} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M}) \quad (2.39)$$

$$\mathbf{D} = \varepsilon\mathbf{E} = \varepsilon_0\mathbf{E} + \mathbf{P}. \quad (2.40)$$

O termo de polarização \mathbf{P} na equação (2.40) é devido à propriedade do material e a contribuição para o fluxo elétrico devido à densidade de polarização do meio. É consequência da pequena contribuição dipolar devido à natureza polar dos átomos ou moléculas que compõem um meio. Quanto ao termo $\varepsilon_0\mathbf{E}$, este pode ser pensado como a contribuição da densidade de polarização do vácuo, constituído de pares de elétrons-pósitrons [124, 125]. No estado de equilíbrio, estes pares podem ser polarizados por um campo elétrico \mathbf{E} , o que também explica por que as ondas eletromagnéticas podem se propagar no vácuo [124]. Quando uma onda eletromagnética incide em um meio, os campos podem influenciar na organização das cargas e dipolos magnéticos do meio; e dependendo da frequência dos campos e do tipo de material, estes campos podem induzir polarização e magnetização em algum grau.

A polarização e a magnetização em um meio são geradas, respectivamente, pela resposta do meio aos campos elétrico e magnético. Portanto, $\mathbf{P}(\mathbf{r}, t)$ depende de $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$, enquanto $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$ depende de $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$. Para frequências ópticas (e frequências mais altas), a resposta magnética do material é suficientemente fraca, logo a magnetização se anula, $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t) = 0$ [91]. Logo, para campos ópticos, a (2.39) pode ser reescrita como [91]:

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \mu_0\mathbf{H}(\mathbf{r}, t). \quad (2.41)$$

Em baixas frequências, no entanto, a equação (2.41) não é verdadeira, pois é possível alterar as propriedades de um meio induzindo uma magnetização através de um campo magnético DC ou de baixa frequência, o que leva ao funcionamento dos dispositivos magneto-ópticos. Mas é importante ter em mente que mesmo neste caso, a magnetização não é induzida pelos componentes magnéticos dos campos ópticos, mas por um campo magnético DC ou de baixa frequência que é desacoplado dos campos ópticos [91].

Com exceção dos dispositivos magneto-ópticos, a maior parte dos dispositivos fotônicos são feitos de materiais dielétricos que têm magnetização zero ou quase zero em todas as frequências. Dessa forma, as propriedades ópticas de tais materiais podem ser completamente descritas pela relação entre a polarização $\mathbf{P}(\mathbf{r}, t)$ e o campo elétrico $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ [91]. Embora o índice de refração de um material dielétrico isotrópico, homogêneo e linear possa ser visto como um número real em muitos casos, devemos observar que para um tratamento rigoroso da luz interagindo com o meio óptico, a dependência da frequência das propriedades do material deve ser cuidadosamente considerada. A partir de frequências ópticas, a oscilação do campo elétrico é tão rápida que as cargas ligadas aos átomos ou moléculas do material são incapazes de seguir o campo elétrico no tempo. Em vez disso, a resposta eletromagnética do meio descrita por $\mathbf{D}(\mathbf{r}, t)$ no tempo t depende não apenas do campo elétrico \mathbf{E} naquele momento, mas também do valor de \mathbf{E} em todos os tempos passados. Portanto, a relação constitutiva tem que envolver operadores de tempo (convolução). A relação entre $\mathbf{P}(\mathbf{r}, t)$ e $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ é geralmente caracterizada por um tensor de suscetibilidade elétrica, χ , através da seguinte definição para polarização elétrica [91]:

$$\mathbf{P}(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^t \chi(\mathbf{r} - \mathbf{r}', t - t') \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}', t') dt' d\mathbf{r}' \quad (2.42)$$

Substituindo a (2.42) na equação (2.6), a resposta do meio na posição \mathbf{r} e no tempo t ao campo elétrico $\mathbf{E}(\mathbf{r}', t')$ na posição \mathbf{r}' e no tempo t' descrita pelo campo de deslocamento, é dada por [91]

$$\mathbf{D}(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + \varepsilon_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^t \chi(\mathbf{r} - \mathbf{r}', t - t') \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}', t') dt' d\mathbf{r}' \quad (2.43)$$

As definições dadas pelas equações (2.42) e (2.43) estão na forma de integrais de convolução. É necessário comentar sobre os limites de integração nas equações (2.42) e (2.43), [126, 91]: Primeiro, devido ao princípio de causalidade, a polarização e o campo de deslocamento em um instante t dependem apenas dos valores dos campos calculados em

tempos anteriores. Como o tempo é uma grandeza unidirecional, apenas uma excitação em um instante anterior pode ter algum efeito sobre a propriedade de um meio em instantes posteriores, ou seja, apenas excitações no passado podem influenciar nas propriedade do meio no futuro. A convolução no tempo explica o fato de que a resposta do meio à excitação de um campo elétrico geralmente não é instantânea ou local no tempo, essa não localidade temporal implica que a excitação permanecerá no sistema por algum tempo mesmo após o término da excitação. Conseqüentemente, a integração no tempo é feita de $-\infty$ à t . Segundo, devido às restrições relativísticas, a integração no espaço é realizada sobre a região tal que $|\mathbf{r} - \mathbf{r}'| < c|t - t'|$ uma vez que os valores dos campos em pontos que não satisfazem esta condição não podem influenciar a corrente calculada em um ponto \mathbf{r} e instante t , pois nenhuma interação pode se propagar a uma velocidade acima da velocidade da luz. A convolução no espaço é responsável pela não localidade espacial da resposta material. Dessa forma, a excitação de um meio em um ponto \mathbf{r}' pode resultar em uma mudança na propriedade do meio em outro ponto \mathbf{r} . Como o espaço não é unidirecional, não há causalidade espacial, em geral, e a convolução espacial é integrada em todo o espaço. Podemos integrar sobre todo o espaço porque um volume de espaço substancialmente menor realmente contribui para a integral, pois a função de resposta χ anula-se em distâncias $|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$ que são muito menores que os limites relativísticos. A Fig. 10 mostra a dependência típica da resposta não local em função do tempo e da distância devido às excitações eletromagnéticas.

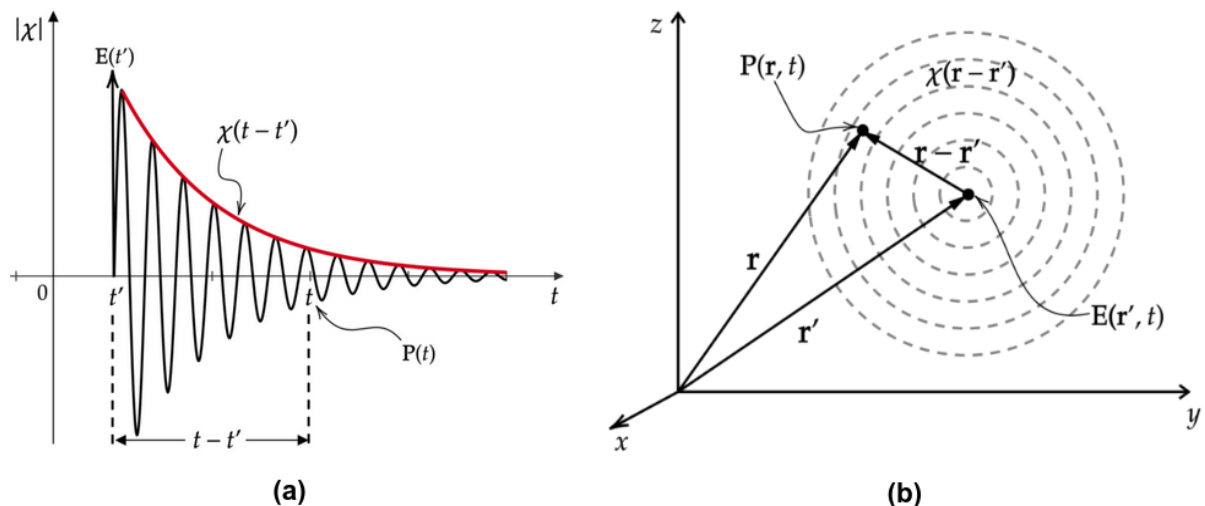


Figura 10: Comportamento não local da resposta de um meio devido ao campo óptico. (a) Em função do tempo (b) Em função do espaço. **Fonte:** Adaptado de [91, p. 8].

Além da dependência na distância e no tempo através da convolução com o campo óptico, χ também pode ser uma função do espaço e tempo independente do campo óptico,

caso o meio apresente não homogeneidades espaciais ou temporais. A não homogeneidade espacial existe em todas as estruturas ópticas, por exemplo, como nos guias de onda ópticos cujo o índice de refração é uma função do espaço. A não homogeneidade temporal pode existir quando uma propriedade óptica de um meio varia com o tempo, por exemplo, devido à modulação por um campo elétrico de baixa frequência [91].

2.1.5 Comportamento dos campos em interfaces

Antes de estudar fenômenos de reflexão e refração é importante entender o comportamento dos campos na interface de dois meios de propriedades ópticas diferentes, como mostrado na Fig. 11. Os componentes do campo óptico devem satisfazer certas condições de contorno que podem ser derivadas a partir das equações de Maxwell dadas em (2.1)-(2.4) [91]. Um resultado dessas condições de fronteira é que as ondas nos limites são geralmente parcialmente transmitidas e parcialmente refletidas com direções e amplitudes que dependem dos dois meios de comunicação, dos ângulos e das polarizações incidentes.

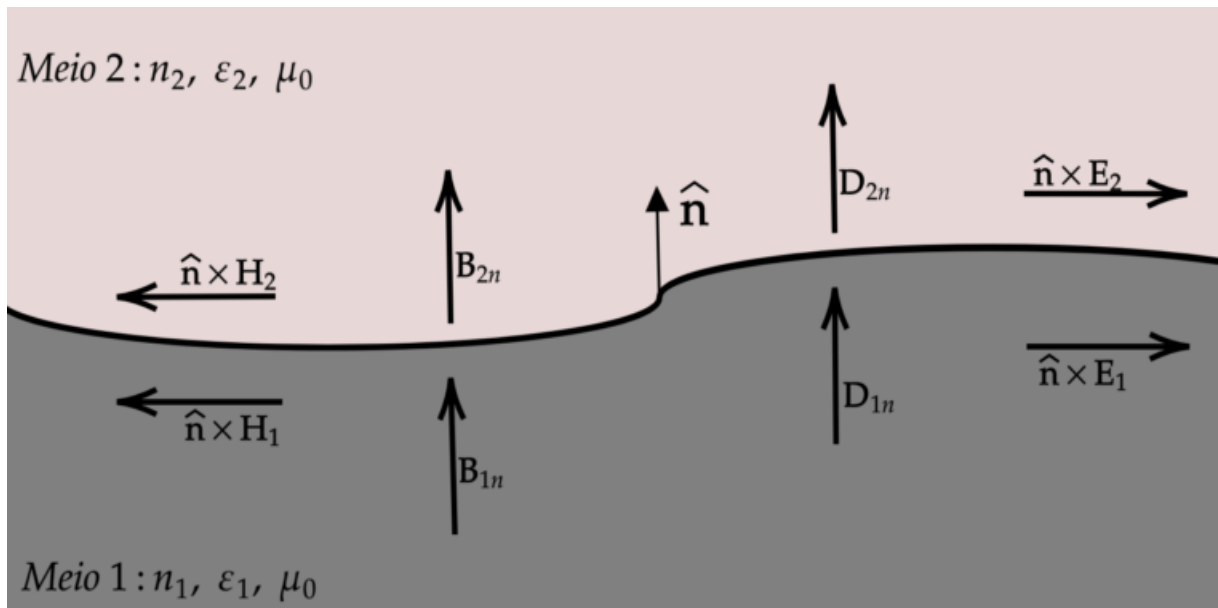


Figura 11: Comportamento dos campos na fronteira entre dois meios. **Fonte:** Adaptado de [91, p. 9].

As equações de Maxwell levam às seguintes condições de continuidade para os componentes tangenciais e normais dos campos à interface [91, 127]

$$\mathbf{n} \times (\mathbf{E}_2 - \mathbf{E}_1) = 0 \quad (2.44)$$

$$\mathbf{n} \cdot (\mathbf{D}_2 - \mathbf{D}_1) = 0 \quad (2.45)$$

$$\mathbf{n} \times (\mathbf{H}_2 - \mathbf{H}_1) = 0 \quad (2.46)$$

$$\mathbf{n} \cdot (\mathbf{B}_2 - \mathbf{B}_1) = 0. \quad (2.47)$$

Logo, os componentes tangenciais de \mathbf{E} e \mathbf{H} e os componentes normais de \mathbf{D} e \mathbf{B} devem ser contínuos na interface. Além disso, como $\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}$ para campos ópticos, as condições (2.46) e (2.47) implicam na continuidade do componente tangencial de \mathbf{B} e do componente normal de \mathbf{H} . Dessa forma, todos os componentes do campo magnético em um campo óptico são contínuos ao longo da fronteira entre os dois meios. Possíveis descontinuidades em um campo óptico existem apenas na componente normal de \mathbf{E} ou na componente tangencial de \mathbf{D} [91].

2.1.6 Reflexão e refração de ondas eletromagnéticas

Estamos agora em condições de formular o problema de propagação de ondas eletromagnéticas entre dois meios com propriedades ópticas diferentes e derivar relações de natureza exclusivamente ondulatória dos campos eletromagnéticos. Se uma onda eletromagnética colidir com uma interface, essa onda será parcialmente refletida e parcialmente refratada. Na análise a seguir, vamos assumir que as ondas são ondas planas

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0 e^{j(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})} \quad (2.48)$$

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{H}_0 e^{j(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})} \quad (2.49)$$

onde \mathbf{E}_0 e \mathbf{H}_0 são vetores constantes cujos módulos são iguais as amplitudes complexas dos campos da onda, ou seja, $|\mathbf{E}_0| = E_0$ e $|\mathbf{H}_0| = H_0$. Embora estejamos considerando apenas soluções da onda plana, as informações obtidas a partir da presente análise são de caráter geral [127]. As características de reflexão e refração de uma onda óptica na interface de dois meios diferentes dependem das propriedades do meio. Para termos uma ideia, vamos considerar o caso em que a reflexão e a refração acontece na interface planar de dois meios dielétricos lineares, sem perdas e isotrópicos. Nesta situação, as permissividades ε_1 e ε_2 dos dois meios são escalares reais constantes, enquanto as permeabilidades são simplesmente iguais a μ_0 , já que estamos considerando frequências ópticas [91]. Vamos

assumir que a onda óptica propaga-se do meio 1 para o meio 2. A onda incidente tem um vetor de onda \mathbf{k}_i , e ao incidir na interface entre os dois meios, parte dessa onda é refletida de volta para o meio 1 com vetor de onda \mathbf{k}_r , enquanto que outra parte da onda é transmitida para o meio 2 com vetor de onda \mathbf{k}_t , conforme a Fig. 12.

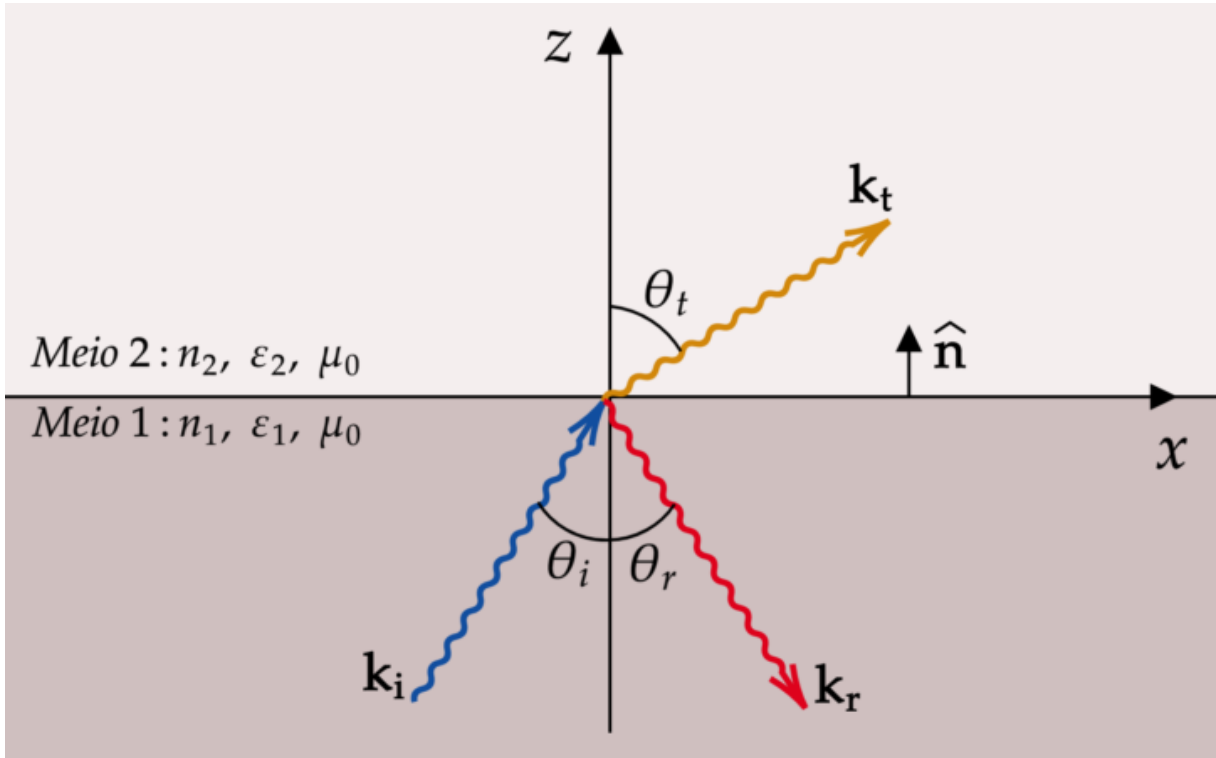


Figura 12: Reflexão e refração de uma onda eletromagnética na interface de separação entre dois meios. **Fonte:** Adaptado de [127, p. 303].

O plano que contém o vetor normal à superfície de separação (plano $z = 0$) e o vetor de onda \mathbf{k} é chamado de plano de incidência. Neste problema em particular, o plano de incidência é ele próprio ortogonal ao plano de separação $z = 0$. De acordo com o sistema de coordenadas escolhido, mostrado na Fig. 12, o plano de incidência coincide com o plano (x, z) . Tomando o plano de incidência como referência, o estado de polarização de uma onda pode ser decomposto em dois estados de polarização: polarização paralela na qual o vetor campo elétrico \mathbf{E} é paralelo ao plano de incidência, também chamada de *polarização TM* (Transversal Magnética), pois \mathbf{H} é perpendicular ao plano de incidência; e polarização perpendicular na qual o vetor campo elétrico \mathbf{E} é perpendicular ao plano de incidência, também chamada de *polarização TE* (Transversal Elétrica). A Fig. 13 ilustra as configurações dos campos de uma onda plana transversal incidente em um ângulo θ_i do meio 1 para o meio 2, considerando as duas polarizações ortogonais TE e TM, dependendo se o campo elétrico ou magnético é perpendicular ao plano de incidência.

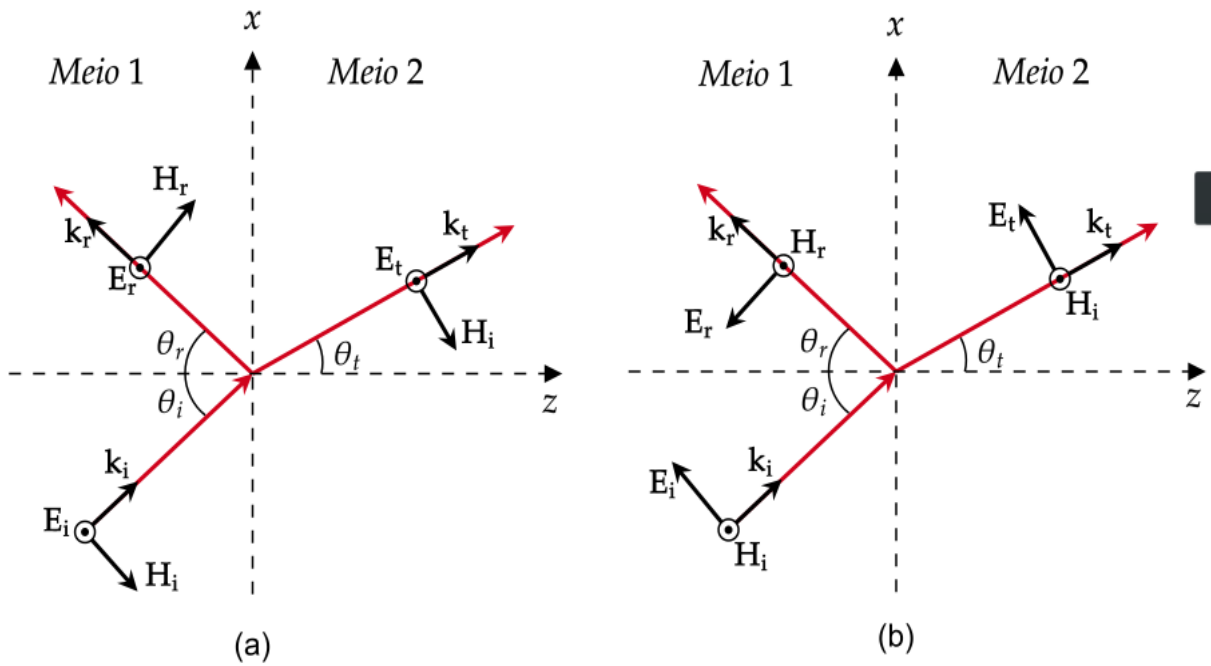


Figura 13: Reflexão e refração de uma onda eletromagnética na interface de separação entre dois meios, considerando as polarizações: (a) TE e (b) TM. **Fonte:** Adaptado de [128].

Vamos analisar o caso em que uma onda TM incide na interface entre dois meios dielétricos. Nesse caso, o vetor campo elétrico está no plano xz , Fig. 13(b). Um vetor posição \mathbf{r} é usado para identificar um ponto no espaço com coordenadas (x, y, z) :

$$\mathbf{r} = x\hat{\mathbf{x}} + y\hat{\mathbf{y}} + z\hat{\mathbf{z}} \quad (2.50)$$

onde $\hat{\mathbf{x}}$, $\hat{\mathbf{y}}$ e $\hat{\mathbf{z}}$ são os vetores unitários ao longo das direções dos eixos do sistema cartesiano tridimensional. As dependências dos vetores de onda nas variáveis x , y e z , podem ser determinadas tomando-se o produto interno dos vetores de onda com o vetor posição

$$\begin{aligned} \mathbf{k}_i \cdot \mathbf{r} &= k_x^i x + k_y^i y + k_z^i z \\ \mathbf{k}_r \cdot \mathbf{r} &= k_x^r x + k_y^r y + k_z^r z \\ \mathbf{k}_t \cdot \mathbf{r} &= k_x^t x + k_y^t y + k_z^t z. \end{aligned} \quad (2.51)$$

Como o plano de incidência coincide com o plano (x, z) , a onda não se propaga ao longo de y . Logo, $k_y^i = k_y^r = k_y^t = 0$. Além disso, a geometria da Fig. 13(b) permite derivar as seguintes identidades:

$$\begin{aligned}
k_x^i &= k_i \sin \theta_i \\
k_z^i &= k_i \cos \theta_i \\
k_x^r &= k_r \sin \theta_r
\end{aligned}
\tag{2.52}$$

$$\begin{aligned}
k_z^r &= -k_r \cos \theta_r \\
k_x^t &= k_t \sin \theta_t \\
k_z^t &= k_t \cos \theta_t.
\end{aligned}$$

onde $k_i = |\mathbf{k}_i|$, $k_r = |\mathbf{k}_r|$ e $k_t = |\mathbf{k}_t|$. Substituindo as equações (2.52) nas equações (2.51) e lembrando que $k_y^i = k_y^t = 0$, obtemos

$$\begin{aligned}
\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{r} &= k_i x \sin \theta_i + k_i z \cos \theta_i \\
\mathbf{k}_r \cdot \mathbf{r} &= k_r x \sin \theta_r - k_r z \cos \theta_r. \\
\mathbf{k}_t \cdot \mathbf{r} &= k_t x \sin \theta_t + k_t z \cos \theta_t.
\end{aligned}
\tag{2.53}$$

Agora podemos avaliar o campo eletromagnético na posição \mathbf{r} [128]

$$\mathbf{E}_i(\mathbf{r}, t) = E_{0i} (\cos \theta_i \hat{\mathbf{x}} - \sin \theta_i \hat{\mathbf{z}}) e^{j[\omega_i t - k_i(x \sin \theta_i + z \cos \theta_i)]}
\tag{2.54}$$

$$\mathbf{H}_i(\mathbf{r}, t) = \frac{E_{0i}}{\eta_1} e^{j[\omega_i t - k_i(x \sin \theta_i + z \cos \theta_i)]} \hat{\mathbf{y}}$$

onde $k_r = \omega \sqrt{\mu_0 \varepsilon_1}$, e $\eta_1 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_1}}$ é a impedância de onda no meio 1. Se E_{0i} é a magnitude do campo incidente, então as amplitudes das frações de campo refletida e transmitida, podem definidas como [129]

$$E_{0r} = \Gamma E_{0i}
\tag{2.55}$$

$$E_{0t} = \tau E_{0i}
\tag{2.56}$$

onde os fatores Γ e τ são chamados de coeficientes de reflexão e transmissão, respectivamente. O coeficiente de reflexão descreve a fração da onda incidente que é refletida de

volta ao meio 1, devido à descontinuidade de impedância no meio de transmissão. Análogamente, o coeficiente transmissão descreve a fração da onda incidente que é transmitida ao meio 2. Em termos de energia, esses coeficientes permitem definir a *refletividade* e a *transmissividade* [129]

$$R = |\Gamma|^2 \quad (2.57)$$

$$T = |\tau|^2 \quad (2.58)$$

que correspondem às frações de energia refletida e transmitida, respectivamente. Além disso, dependendo do material, parte da energia da onda incidente também pode ser absorvida, e nesse caso, define-se a *absorção* (A), que corresponde à fração de energia absorvida pelo meio material. E devido a lei de conservação da energia, tem-se $A+R+T = 1$ [129].

Para os campos refletido e transmitido, temos [128]

$$\mathbf{E}_r(\mathbf{r}, t) = \Gamma E_{0i} (\cos \theta_r \hat{\mathbf{x}} + \sin \theta_r \hat{\mathbf{z}}) e^{j[\omega_r t - k_r(x \sin \theta_r - z \cos \theta_r)]} \quad (2.59)$$

$$\mathbf{H}_r(\mathbf{r}, t) = -\frac{\Gamma E_{0i}}{\eta_1} e^{j[\omega_r t - k_r(x \sin \theta_r - z \cos \theta_r)]} \hat{\mathbf{y}}$$

e

$$\mathbf{E}_t(\mathbf{r}, t) = \tau E_{0i} (\cos \theta_t \hat{\mathbf{x}} - \sin \theta_t \hat{\mathbf{z}}) e^{j[\omega_t t - k_t(x \sin \theta_t + z \cos \theta_t)]} \quad (2.60)$$

$$\mathbf{H}_t(\mathbf{r}, t) = \frac{\tau E_{0i}}{\eta_2} e^{j[\omega_t t - k_t(x \sin \theta_t + z \cos \theta_t)]} \hat{\mathbf{y}} \quad (2.61)$$

onde $k_t = \omega \sqrt{\mu_0 \varepsilon_2}$, e $\eta_2 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_2}}$ é a impedância de onda no meio 2. Através da interface entre os dois materiais dielétricos, os componentes tangenciais dos campos elétrico e magnético devem ser contínuos. Apenas a componente x do campo elétrico é tangente ao plano $z = 0$; enquanto que todas as componentes do campo magnético são tangentes ao plano $z = 0$, pois \mathbf{H} é normal ao plano (x, z) . Logo, as seguintes condições de continuidade [128]

$$[\mathbf{E}_i(\mathbf{r})]_x + [\mathbf{E}_r(\mathbf{r})]_x = [\mathbf{E}_t(\mathbf{r})]_x \quad (2.62)$$

$$\mathbf{H}_i(\mathbf{r}) + \mathbf{H}_r(\mathbf{r}) = \mathbf{H}_t(\mathbf{r})$$

devem ser satisfeitas em todos os pontos \mathbf{r} pertencentes ao plano (x, y) , cuja a equação é $z = 0$. Dessa forma, temos [128]

$$\cos \theta_i e^{-jk_i x \sin \theta_i} + \Gamma \cos \theta_r e^{-jk_r x \sin \theta_r} = \tau \cos \theta_t e^{-jk_t x \sin \theta_t} \quad (2.63)$$

$$\frac{1}{\eta_1} e^{-jk_i x \sin \theta_i} - \frac{\Gamma}{\eta_1} e^{-jk_r x \sin \theta_r} = \frac{\tau}{\eta_2} e^{-jk_t x \sin \theta_t}.$$

Para que as condições de continuidade dos componentes tangenciais sejam satisfeitas em qualquer ponto da superfície $z = 0$, a variável x deve ser a mesma em ambos os lados das equações (2.63), de modo que [128]

$$k_i \sin \theta_i = k_r \sin \theta_r = k_t \sin \theta_t \quad (2.64)$$

que resulta nas conhecidas leis de reflexão e refração de Snell [128]

$$\theta_i = \theta_r \quad (2.65)$$

$$k_i \sin \theta_i = k_t \sin \theta_t \quad (2.66)$$

Com isso, garantimos que as variações das fases nas equações (2.63) sejam iguais em ambos os lados da interface entre os meios, o que é chamado de condição de correspondência de fase [128]. Finalmente, as equações (2.63), (2.65) e (2.66), podem ser usadas para expressar Γ e τ em função dos ângulos e das propriedades do meio [128]

$$\Gamma_{TM} = \frac{\eta_2 \cos \theta_t - \eta_1 \cos \theta_i}{\eta_2 \cos \theta_t + \eta_1 \cos \theta_i} \quad (2.67)$$

e

$$\tau_{TM} = \frac{2\eta_2 \cos \theta_i}{\eta_2 \cos \theta_t + \eta_1 \cos \theta_i} \quad (2.68)$$

que o caso de incidência normal, $\theta_i = \theta_r = \theta_t = 0$, adquirem uma forma mais simples

$$\Gamma_{TM} = \frac{\eta_2 - \eta_1}{\eta_2 + \eta_1} \quad (2.69)$$

e

$$\tau_{TM} = \frac{2\eta_2 \cos \theta_i}{\eta_2 \cos \theta_t + \eta_1 \cos \theta_i}. \quad (2.70)$$

Além disso, a polarização TM admite um ângulo de incidência especial, chamado ângulo de Brewster, θ_B . Esse ângulo especial, é o ângulo para o qual a onda é totalmente transmitida do meio 1 para o meio 2, ou seja, $\Gamma = 0$. Logo, quando o numerador de Γ se anula na equação (2.67), obtemos o ângulo

$$\theta_B = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}}}. \quad (2.71)$$

Para onda TE, um procedimento análogo permite expressar os coeficientes de reflexão e transmissão como [128]

$$\Gamma_{TE} = \frac{\eta_2 \cos \theta_i - \eta_1 \cos \theta_t}{\eta_2 \cos \theta_i + \eta_1 \cos \theta_t} \quad (2.72)$$

e

$$\tau_{TE} = \frac{2\eta_2 \cos \theta_i}{\eta_2 \cos \theta_i + \eta_1 \cos \theta_t}. \quad (2.73)$$

É possível mostrar que, nesse caso, não existe um ângulo de Brewster [128]. As equações (2.67)-(2.68) e (2.72)-(2.73) são conhecidas como equações de Fresnel e nos permite descrever completamente a reflexão e transmissão de uma onda na interface entre dois meios.

2.2 Guias de ondas ópticos

Guias de ondas ópticos são estruturas que confinam e transmitem a luz. Em Nanofotônica, estas estruturas podem ser usadas para conectar vários dispositivos fotônicos e são comumente chamadas de nanoguias por causa de suas dimensões altamente compactas, embora na prática, as dimensões variem na escala de submicrômetro. Em sistemas de transmissão de longas distâncias, os guias de ondas variam de centenas à milhares de quilômetros de comprimento, neste caso, os guias de ondas podem ser fibras ópticas ou fios de cobre, por exemplo. Estas estruturas são partes importantes de vários dispositivos, fornecendo confinamento óptico da luz, por exemplo, em dispositivos de lasers semicondutores. Em dispositivos fotônicos, como os acopladores ópticos, os próprios guias de ondas constituem dispositivos fotônicos ativos ou passivos. Nesta seção, serão discutidas as características básicas de guias de onda dielétricos lineares e sem perdas [91].

A propagação de uma onda óptica é governada pelas equações de Maxwell. As características de propagação dependem das propriedades ópticas e estrutura física do meio, e também da composição da onda óptica, como frequência e características temporais. Em uma dada frequência ω , as propriedades ópticas do meio podem ser totalmente descritas pela permissividade $\varepsilon(\omega)$, que é um tensor se o meio for anisotrópico, mas reduz-se a um escalar se o meio for isotrópico [91]. Para meios homogêneos, $\varepsilon(\omega)$ é uma constante; e no caso de uma estrutura óptica, é uma função do espaço. Sem perda de generalidade, vamos escolher o eixo z como direção de propagação da onda óptica em um meio isotrópico, esse eixo é também chamado de eixo longitudinal do guia de ondas. Dessa forma, $\varepsilon(\omega)$ é função apenas das coordenadas espaciais transversais, x e y , no caso de um sistema de coordenadas retangulares, ou função apenas das coordenadas ϕ e r , se o sistema considerado for o sistema de coordenadas cilíndricas [91].

A estrutura geométrica básica de um guia de onda óptico dielétrico consiste em um meio óptico de alto índice de refração, chamado de núcleo, circundado transversalmente por um meio de índice de refração menor, chamado de revestimento. Uma onda óptica guiada se propaga no guia de ondas ao longo de sua direção longitudinal. Sem perda de generalidade, podemos considerar um guia de onda reto cuja direção longitudinal coincide com o eixo z , conforme mostrado na Fig. 14. O perfil transversal da função dielétrica $\kappa(x, y) = \varepsilon(x, y)/\varepsilon_0$, que é independente da z coordenada, determina as características do guia de ondas. Para um guia de onda feito de meio opticamente isotrópico, podemos simplesmente caracterizar o guia de onda com um único perfil transversal espacialmente dependente do índice de refração, $n(x, y)$ [91].

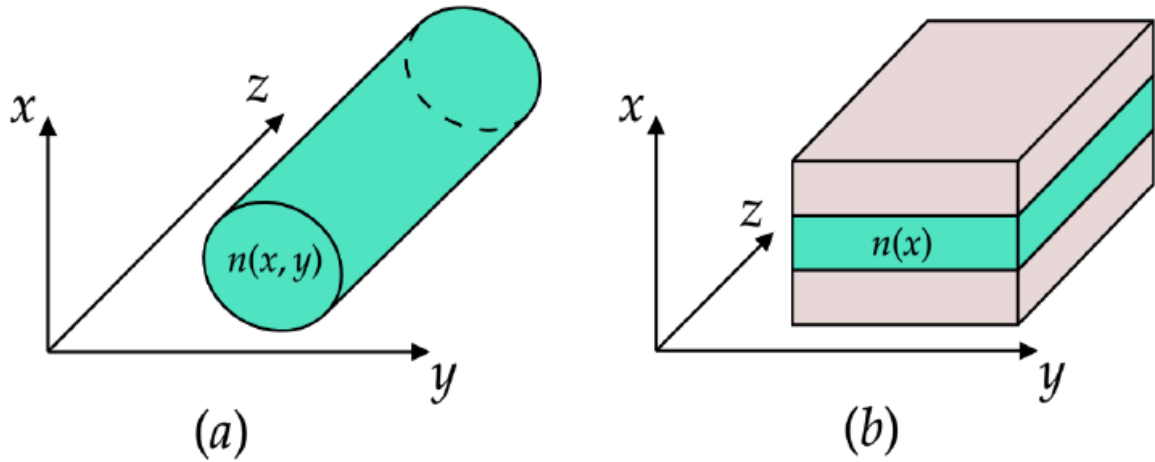


Figura 14: (a) Guia de onda não planar de confinamento óptico transversal bidimensional. (b) Guia de onda planar de confinamento óptico transversal unidimensional. **Fonte:** Adaptado de [91].

Em guias de ondas não planos de confinamento óptico transversal bidimensional, o núcleo é cercado por um revestimento em todas as direções transversais, $n(x, y)$ é uma função de ambas as coordenadas transversais x e y , Fig. 14 (a). No caso em que o confinamento óptico ocorre apenas uma direção transversal, que é caso dos guias planares, o núcleo é ensanduichado entre camadas de revestimento em apenas uma direção. Nesse caso, por exemplo, considerando a direção x , conforme mostrado na Fig. Fig. 14 (b), o perfil de índice é função apenas desta coordenada, ou seja, $n(x)$. Nos guias planares, o núcleo é comumente chamado de filme, enquanto que as camadas superior e inferior que compõem o revestimento são chamadas de cobertura e substrato, respectivamente [91].

Quando o perfil de índice exibe mudanças abruptas entre o núcleo e o revestimento, Fig. 15(a), o guia é chamado de guia de ondas de índice degrau, enquanto que em guias nos quais o perfil de índice que varia gradualmente, Fig. 15(b), são chamados de guias de ondas de índice graduado [91].

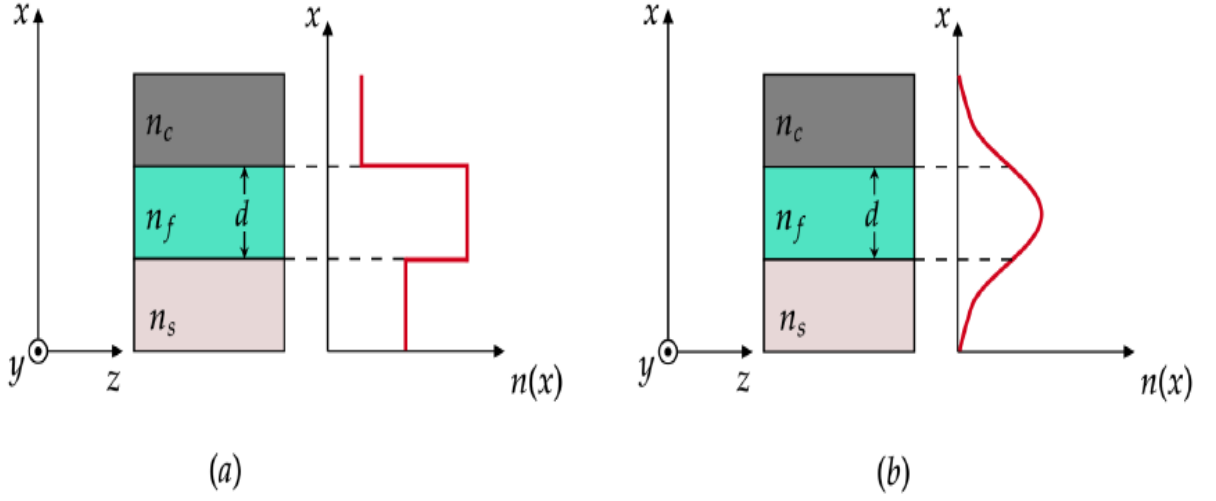


Figura 15: Perfis de índice de (a) um guia de ondas planar de índice escalonado e (b) um guia de ondas planar de índice graduado. **Fonte:** Adaptado de [91].

Um padrão de campo transversal cujos perfis de amplitude e polarização permanecem constantes ao longo da direção longitudinal do guia, eixo z , é chamado de *modo de guia de ondas*. Dessa forma, os campos elétrico e magnético em dado um ponto do espaço $\mathbf{r} = (x, y, z)$ e em um certo instante t são dados por [91]:

$$\mathbf{E}_\nu(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_\nu(x, y) e^{j(\omega t - \beta_\nu z)} \quad (2.74)$$

$$\mathbf{H}_\nu(\mathbf{r}, t) = \mathbf{H}_\nu(x, y) e^{j(\omega t - \beta_\nu z)} \quad (2.75)$$

onde ν é o índice do modo, $\mathbf{E}_\nu(x, y)$ e $\mathbf{H}_\nu(x, y)$ são os perfis transversais de campo do modo, e $\beta_\nu = k_z$ é a constante de propagação longitudinal.

Em guias de ondas de confinamento óptico transversal bidimensional, o modo confinado possui dois graus de liberdade no plano xy , o índice modal ν consiste em dois parâmetros que caracterizam as variações dos campos do modo nas dimensões transversais. Por exemplo, ν representa dois números de modo, $\nu = mn$ com m e n inteiros, no caso de modos guiados discretos. Para o guia de onda planar mostrado na Fig. 15(b), os campos de modo são independentes da coordenada y , pois o confinamento ocorre apenas da direção x . Logo, as equações (2.74) e (2.75) são reduzidos a [91]

$$\mathbf{E}_\nu(\mathbf{r}, t) = \mathcal{E}_\nu(x) e^{j(\omega t - \beta_\nu z)} \quad (2.76)$$

$$\mathbf{H}_\nu(\mathbf{r}, t) = \mathcal{H}_\nu(x) e^{j(\omega t - \beta_\nu z)} \quad (2.77)$$

onde ν consiste em apenas um parâmetro que caracteriza a variação dos campos na direção x .

O comportamento qualitativo de uma onda óptica no guia de ondas de índice degrau planar assimétrico mostrado na Fig. 15(a), onde $n_f > n_s > n_c$, nos dá uma ideia geral sobre os modos que se propagam dentro de um guia de ondas dielétrico [91]. Considerando uma onda óptica de frequência angular ω e comprimento de onda de espaço livre λ_0 , os meios nas três regiões diferentes do guia de onda definem as seguintes constantes de propagação:

$$k_f = n_f \frac{\omega}{c} \quad (2.78)$$

$$k_s = n_s \frac{\omega}{c} \quad (2.79)$$

$$k_c = n_c \frac{\omega}{c} \quad (2.80)$$

onde $k_f > k_s > k_c$.

O modelo de raios da Óptica Geométrica pode ser usado para descrever, aproximadamente, a propagação de uma onda óptica considerando o caminho de um raio óptico no guia de ondas, conforme ilustrado na coluna central da Fig. 16. Isso nos fornece uma imagem intuitiva do que acontece com a onda óptica quando esta se propaga dentro do guia de ondas. Existem dois ângulos críticos associados às reflexões internas nas interfaces inferior e superior [91]

$$\theta_{sf} = \arcsin\left(\frac{n_s}{n_f}\right) \quad (2.81)$$

$$\theta_{cf} = \arcsin\left(\frac{n_c}{n_f}\right) \quad (2.82)$$

onde n_f , n_c e n_s são os índices de refração do filme, da cobertura e do substrato, respectivamente. Note que $\theta_{sf} > \theta_{cf}$, pois $n_s > n_c$. As características da reflexão e refração do raio nas interfaces dependem do ângulo de incidência θ e da polarização da onda. Há três casos importantes que precisam ser discutidos [91]:

(1) $\theta > \theta_{sf} > \theta_{cf}$ - *Modos guiados*. Nesse caso, a onda dentro do núcleo é totalmente refletida em ambas as interfaces e é aprisionada pelo núcleo, resultando em modos guiados. A onda interfere consigo mesma enquanto é refletida para frente e para trás entre as duas interfaces. Os modos guiados só existem quando uma condição de ressonância transversal

é atendida e a onda repetidamente refletida sofre interferência com ela mesma [91]. Para um feixe que incide na área do filme em um ângulo de incidência de θ , o vetor de onda é $\mathbf{k}_f = k_f \cos \theta \hat{\mathbf{x}} + k_f \sin \theta \hat{\mathbf{z}}$, onde $k_f = |\mathbf{k}_f|$. Numa passagem transversal de ida e volta no núcleo de espessura d , o campo óptico sofre um deslocamento de fase igual a $2k_f d \cos \theta$ [91]. Além disso, há deslocamentos de fase ϕ_s e ϕ_c associados às reflexões internas nas interfaces inferior e superior, respectivamente. O ângulo de fase nos coeficientes de reflexão e transmissão pode ser usado para calcular esses deslocamentos de fase, conforme o tipo de polarização considerado, TE ou TM. E como esses deslocamentos são funções de θ , a condição de ressonância transversal para interferência construtiva em uma passagem transversal de ida e volta é [91]

$$2k_f d \cos \theta + \phi_s(\theta) + \phi_c(\theta) = 2\pi m \quad (2.83)$$

onde m é um número inteiro. Uma vez que m está restrito a valores inteiros, isso implica que a equação (2.83) é satisfeita apenas para certos valores discretos de θ [91]. Isso também implica em valores discretos da constante de propagação (β_m) para modos guiados identificados pelo número do modo m . O modo guiado de ordem mais baixa ($m = 0$) é chamado de modo fundamental e os modos tais que $m \neq 0$ são modos de ordem superior. E como os deslocamentos de fase devido à reflexão interna em um determinado ângulo θ , dependem de θ , ou seja, $\phi_s(\theta)$ e $\phi_c(\theta)$, é de se esperar as soluções da equação (2.83) forneçam diferentes β_m e características de modo diferentes para um determinado número de modo m , dependendo do tipo de polarização, TE ou TM [91]. Para uma dada polarização, a solução da equação (2.83) produz um valor menor de θ e um valor correspondentemente menor de β para um valor maior de m . Portanto, β_0 para o modo fundamental tem o maior valor entre os valores permitidos para β , e $\beta_0 > \beta_1 \dots$, como mostrado nas Figs. 16(a) e (b) [91].

(2) $\theta_{sf} > \theta > \theta_{cf}$ - *Modos de radiação do substrato*. Nesse caso, a reflexão total ocorre apenas na interface superior. Logo, uma onda óptica incidente do núcleo ou do substrato pode ser refratada na interface inferior. Como resultado, a onda não é confinada no núcleo, embora ainda possa propagar-se transversalmente ao infinito através no substrato. Esses modos são chamados de modos de radiação do substrato [91]. Neste caso, os valores do θ não são restritos pela condição de ressonância expressa pela equação (2.83), podendo assumir qualquer valor no intervalo $\theta_{sf} > \theta > \theta_{cf}$. Isso faz com que os valores permitidos da constante de propagação β formem um continuum entre k_s e k_c , e os modos não são discretos. Essas características de um modo de radiação de substrato são ilustradas na

Fig. 16(c) [91].

(3) $\theta_{sf} > \theta_{cf} > \theta$ - *Modos de radiação de cobertura-substrato*. Nesse caso, não há reflexão total em nenhuma das interfaces, ou seja, uma onda óptica incidente de ambos os lados é refratada em ambas as interfaces, podendo estender-se transversalmente ao infinito em ambos os lados do guia de ondas, resultando em modos de radiação na cobertura e no substrato [91]. Assim como no caso anterior, esses modos não são discretos, pois os valores de θ não são restrito pela condição de ressonância (2.83), fazendo com que os valores permitidos da constante de propagação β formem um continuum entre k_c e 0. Essas características de um modo de radiação de cobertura de substrato são ilustradas na Fig. 16(d) [91].

Existe ainda a possibilidade de β assumir valores puramente imaginários e não discretos. Os modos correspondentes são chamados de modos de radiação evanescentes. Os campos de um modo evanescente decaem exponencialmente ao longo da direção z [91]. Se não houver perdas ou absorção de energia no guia de ondas, então a energia de um modo evanescente irradiará transversalmente para longe do guia de ondas. Além disso, como um guia de ondas sem perdas não gera energia, os modos evanescentes não são suportados em guias de ondas longitudinalmente infinitos e perfeitos [91]. Os modos evanescentes podem surgir nas junções longitudinais ou imperfeições de um guia de ondas, bem como nas terminações de um guia de ondas realista de comprimento finito. Em contraste, os modos de radiação de substrato ou de cobertura-substrato possuem constante de propagação β real; logo, a energia destes não decai à medida que se propagam. Para esse modo de radiação, a potência que flui para longe do centro do guia de onda na direção transversal é igual àquela que flui em direção ao centro [91].

Embora o modelo de raios da Óptica Geométrica forneça uma imagem simples e intuitiva dos modos de guia de onda e suas principais características, o mesmo apresenta muitas limitações [91]. Por exemplo, em geometrias de guia de onda mais complicadas, como a de uma fibra óptica, a condição de ressonância baseada na reflexão interna total para encontrar os valores permitidos da constante de propagação β para os modos guiados não necessariamente produz resultados corretos [91, 130]. Um tratamento completo e satisfatório dos modos de guia de ondas só pode ser alcançado a partir de uma análise rigorosa baseada nas equações de ondas eletromagnéticas [91].

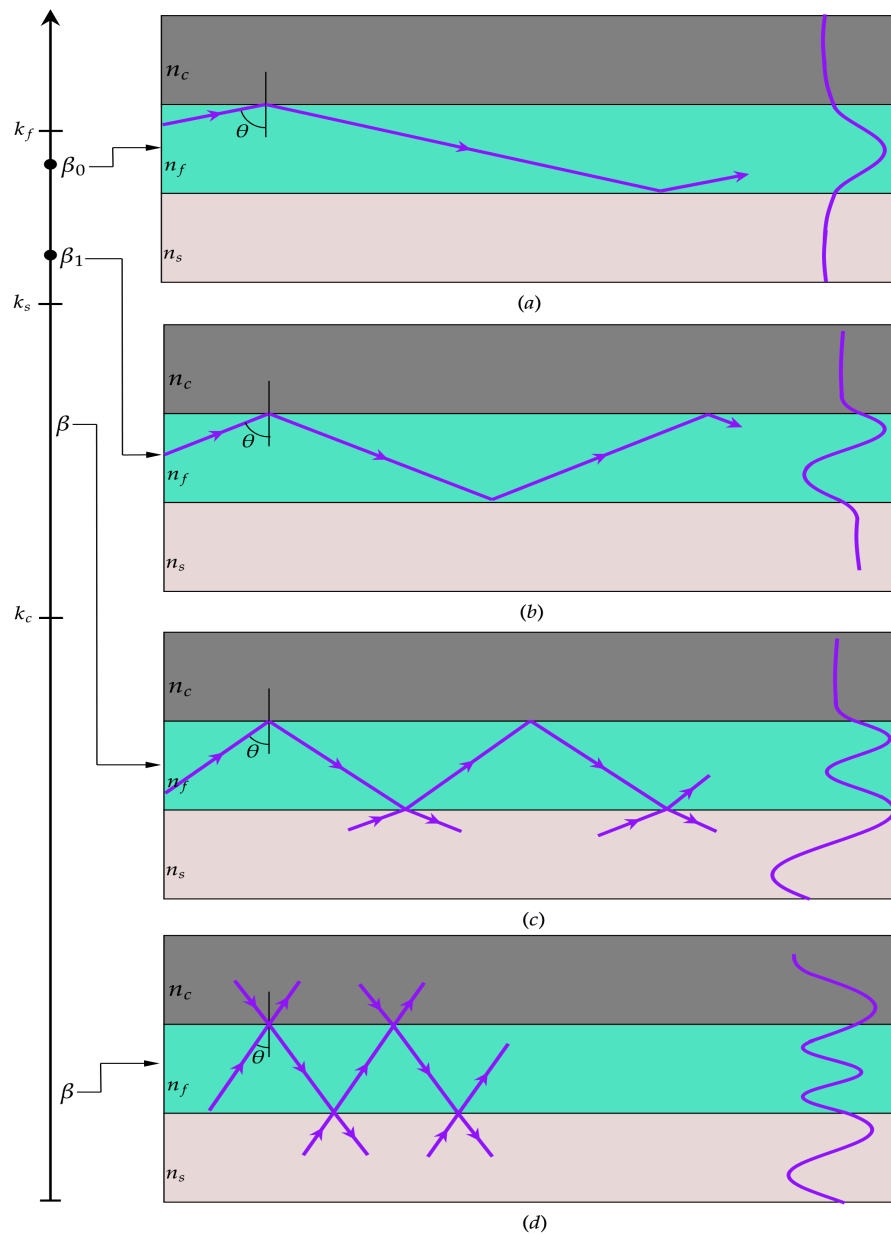


Figura 16: Modos de um guia de onda de índice degrau planar assimétrico onde $n_f > n_s > n_c$. A faixa das constantes de propagação, ilustrações de raios em zigue-zague e os padrões de campo são mostrados correspondentemente para (a) o modo fundamental guiado, (b) o modo guiado de primeira ordem superior, (c) um modo de radiação de substrato para $\beta = 1.3k_c$, e (d) um modo de radiação substrato-cobertura para $\beta = 0.3k_c$. A estrutura do guia de onda é escolhida de forma a suportar apenas dois modos guiados. Os perfis de campo de modo são distribuições de campo de modo calculadas que são normalizadas para seus respectivos valores de pico. **Fonte:** Adaptado de [91].

2.2.1 Modos em um guia de ondas óptico

Considere uma estrutura dielétrica de confinamento óptico transversal bidimensional, isotrópica e linear, caracterizada por uma distribuição de permissividade espacial transversal $\varepsilon(x, y)$, como a representada na Fig. 14(a). As equações de Maxwell (leis de Faraday e Ampère) para essa estrutura podem ser escritas como

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (2.84)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}. \quad (2.85)$$

Usando a forma dos campos ópticos no guia dada pelas equações (2.74) e (2.75), temos

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_z}{\partial y} - j\beta E_y &= j\omega\mu_0 H_x, \\ -\frac{\partial E_z}{\partial x} + j\beta E_x &= j\omega\mu_0 H_y, \\ \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} &= j\omega\mu_0 H_z, \end{aligned} \quad (2.86)$$

e

$$\begin{aligned} \frac{\partial H_z}{\partial y} - j\beta H_y &= -j\omega\varepsilon E_x, \\ -\frac{\partial H_z}{\partial x} + j\beta H_x &= -j\omega\varepsilon E_y, \\ \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} &= -j\omega\varepsilon E_z. \end{aligned} \quad (2.87)$$

que permitem escrever as componentes transversais em função das componentes longitudinais:

$$\begin{aligned}
E_x &= \frac{j\beta}{(k^2 - \beta^2)} \frac{\partial E_z}{\partial x} + \frac{j\omega\mu_0}{(k^2 - \beta^2)} \frac{\partial H_z}{\partial y}, \\
E_y &= \frac{j\beta}{(k^2 - \beta^2)} \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{j\omega\mu_0}{(k^2 - \beta^2)} \frac{\partial H_z}{\partial x}, \\
H_x &= \frac{j\beta}{(k^2 - \beta^2)} \frac{\partial H_z}{\partial x} - \frac{j\omega\varepsilon}{(k^2 - \beta^2)} \frac{\partial E_z}{\partial y}, \\
H_y &= \frac{j\beta}{(k^2 - \beta^2)} \frac{\partial H_z}{\partial y} + \frac{j\omega\varepsilon}{(k^2 - \beta^2)} \frac{\partial E_z}{\partial x},
\end{aligned} \tag{2.88}$$

onde $k^2 = \omega^2 \mu_0 \varepsilon(x, y)$.

Em guias de ondas longitudinalmente homogêneos caracterizados por uma distribuição de permissividade transversal $\varepsilon(x, y)$ (independente de z), como os guias de ondas de índice escalonado e de índice graduado da Fig. 14, as equações (2.88) são geralmente verdadeiras. Logo, todos os componentes de campo em um guia de ondas podem ser obtidos uma vez que os componentes de campo longitudinais são conhecidos. Os modos de um guia de onda podem ter diversas características vetoriais, e podem ser classificados com base nas características dos componentes longitudinais em quatro tipos:

1. *Modo TEM (modo elétrico e magnético transversal)*. Esse modo é definido pela ausência dos componentes longitudinais, ou seja, $E_z = 0$ e $H_z = 0$. Note que guias de ondas dielétricos não suportam modos TEM, como pode ser visto pelas equações (2.88).

2. *Modo TE*. Já definido na seção anterior. Nesse caso, o campo elétrico encontra-se ortogonal ao plano de incidência, plano xz . Logo, tem-se $E_z = 0$ e $H_z \neq 0$.

3. *Modo TM*. Também já definido na seção anterior. Nesse caso, o campo elétrico encontra-se contido no plano de incidência, plano xz . Logo, tem-se $E_z \neq 0$ e $H_z = 0$.

4. *Modo híbrido*. Nesse caso, tem-se $E_z \neq 0$ e $H_z \neq 0$. Modos híbridos não aparecem em guias de ondas planares, mas podem existir em guias não planares de confinamento óptico transversal bidimensional.

2.2.2 Modos TE e TM em um guia de ondas plano

Os modos TE ou TM em um guia de ondas plano com perfil de índice $n(x)$, conforme ilustra a Fig. 14(b), podem ser determinados a partir das equações de onda.

Modo TE. Por definição, para os modos TE, temos $E_z = 0$. Além disso, das equações

(2.88), tem-se $E_x = H_y = 0$, pois $\frac{\partial H_z}{\partial y} = 0$. Assim, os únicos componentes de campo não nulos são E_y , H_x e H_z . Já que $E_z = E_x = 0$, a equação de onda para o campo elétrico drasticamente simplificada, pois é desacoplada dos outros componentes do campo. Logo, temos

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + (k^2 - \beta^2)E_y = 0 \quad (2.89)$$

onde $k^2 = \omega^2 \mu_0 \varepsilon(x) = \frac{\omega^2}{c^2} n^2(x)$. As equações (2.86) podem ser usadas para expressar H_x e H_z em função de E_y :

$$H_x = -\frac{\beta}{\omega \mu_0} E_y \quad (2.90)$$

$$H_z = \frac{1}{j\omega \mu_0} \frac{\partial E_y}{\partial x} \quad (2.91)$$

Modo TM. Nesse caso, temos $H_z = 0$. E como $\frac{\partial E_z}{\partial y} = 0$, das equações (2.88), tem-se $E_x = H_y = 0$. Assim, apenas E_x , E_z e H_y são não nulos. A equação de onda para H_y , embora não seja tão simples quanto no caso dos modos TE, é também desacoplada dos outros componentes do campo, :

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} + (k^2 - \beta^2)H_y = \frac{1}{\varepsilon} \frac{d\varepsilon}{dx} \frac{\partial H_y}{\partial x} \quad (2.92)$$

onde $k^2 = \omega^2 \mu_0 \varepsilon(x) = \frac{\omega^2}{c^2} n^2(x)$. As equações (2.87) permitem expressar E_x e E_z em função de H_y :

$$E_x = \frac{\beta}{\omega \varepsilon} H_y \quad (2.93)$$

$$E_z = -\frac{1}{j\omega \varepsilon} \frac{\partial H_y}{\partial x}. \quad (2.94)$$

Note que embora haja apenas um componente de campo longitudinal não nulo para cada tipo de modo, ele é acoplado a um componente de campo transversal. Para um modo TE, por exemplo, H_z é acoplado a H_x .

2.2.2.1 Solução para o guia assimétrico

Vamos agora analisar os modos TE de um guia de ondas assimétrico, ou seja, em que os índices de refração da cobertura e do substrato são diferentes. A solução para o caso simétrico pode ser obtida como um caso particular do assimétrico. Este último é importante, já que, na prática, a maioria dos guias de ondas planares são assimétricos. De fato, nas maioria das aplicações de óptica integrada, as maioria das camadas do guia de ondas são tão finas que é necessário um substrato para suportar a estrutura [98]. Consideramos então uma estrutura assimétrica como a da Fig. 17, cujo perfil de índice é [98]

$$n(x) = \begin{cases} n_c, & x > t \\ n_f, & 0 < x < t \\ n_s, & x < 0 \end{cases} \quad (2.95)$$

onde t é a espessura do filme (núcleo), e podemos considerar $n_c < n_s < n_f$, sem perda de generalidade.

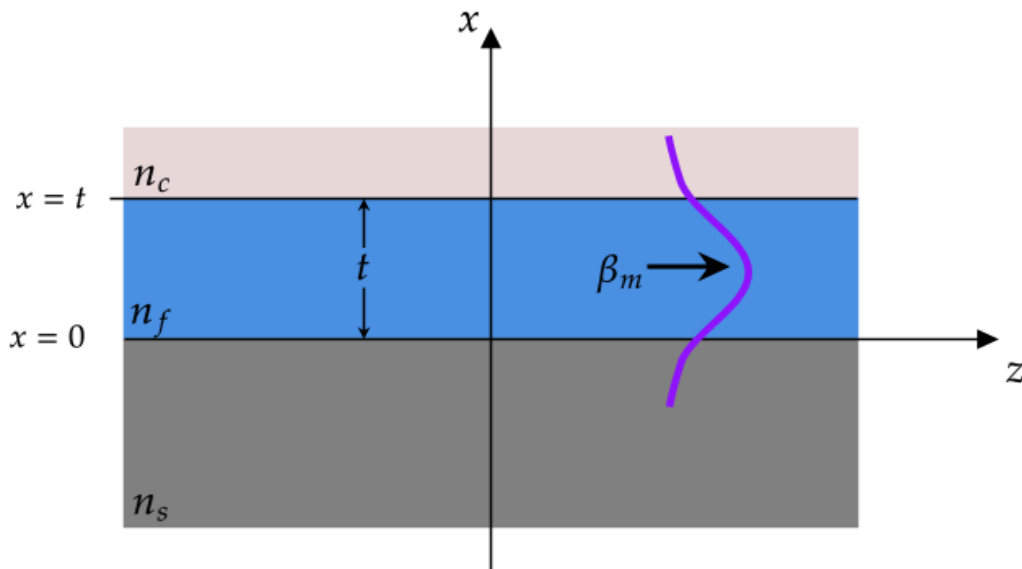


Figura 17: Guia de ondas planar assimétrico. **Fonte:** Adaptado de [98].

Uma solução satisfatória da equação de onda deve ser contínua e limitada em todo espaço. Antes de apresentar tal solução, é instrutivo investigar a sua natureza física em função da constante de propagação. Considerando uma frequência fixa ω , existem três casos importantes que merecem atenção:

(i) $\beta > \frac{n_f \omega}{c}$. Neste caso, da equação de onda (2.89) temos que $\frac{1}{E_y} \frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} > 0$ em todo o espaço, de modo que E_y é do tipo exponencial em todas as regiões. Se tomarmos $E_y = e^{-qx}$, que tende a zero no limite $x \rightarrow +\infty$, vemos que a distribuição de campo resultante é infinita em $x = -\infty$, o que corresponde a um campo de energia infinita. Obviamente, essa solução não corresponde a uma onda real, já que um campo de energia infinita não é fisicamente realizável [98].

(ii) $\frac{n_s \omega}{c} < \beta < \frac{n_f \omega}{c}$. Neste caso, temos $\frac{1}{E_y} \frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} < 0$, o que leva a uma solução do tipo senoidal na camada do filme, e do tipo exponencial nas camadas do revestimento. Assim, é possível obter uma solução satisfatória, ou seja, que satisfaça as condições de contorno ao mesmo tempo em que decai exponencialmente nas camadas do revestimento. Dessa forma, para que um modo fique confinado no filme, é necessário que $\frac{n_c \omega}{c}, \frac{n_s \omega}{c} < \beta < \frac{n_f \omega}{c}$. Logo, os modos confinados só existem quando $n_f > n_c, n_s$ [98]. Como $k_0 = \frac{\omega}{c}$, temos $n_s k_0 < \beta < n_f k_0$ ou $n_s < \frac{\beta}{k_0} < n_f$, definindo o índice efetivo $n_{eff} = \frac{\beta}{k_0}$, podemos pensar no modo como se propagando diretamente no guia de ondas com índice de refração n_{eff} , sem a necessidade do zigue-zague para frente e para trás do modelo geométrico. Note que o n_{eff} depende não apenas do comprimento de onda, mas também do modo no qual a luz se propaga, pois depende da constante de propagação β . Por isso, n_{eff} é também chamado de índice efetivo de modo. O índice efetivo é útil não só para descrever, mas também para comparar modos [98].

(iii) $\frac{n_c \omega}{c} < \beta < \frac{n_s \omega}{c}$. Neste caso, as soluções modais são do tipo exponencial nas regiões em que $x > 0$ e do tipo senoidal nas regiões em que $x < 0$. Neste regime, quase toda a energia flui na região do substrato [98]. Esses modos são os modos de radiação do substrato, já discutidos anteriormente com base no modelo geométrico.

Voltando agora à equação de onda (2.89), para os modos TE, podemos escrever a componente E_y do campo elétrico como

$$E_y(x, z, t) = E_m(x) e^{j(\omega t - \beta_m z)} \quad (2.96)$$

substituindo na equação de onda (2.89), obtemos

$$\frac{d^2 E_m(x)}{dx^2} + (k^2 - \beta_m^2) E_m(x) = 0 \quad (2.97)$$

cujas soluções são [98]

$$E_m(x) = \begin{cases} C[\cos(q_{m,f} t) + \frac{q_{m,s}}{q_{m,f}} \sin(q_{m,f} t)] e^{-q_{m,c}(x-t)}, & x \geq t \\ C[\cos(q_{m,f} x) + \frac{q_{m,s}}{q_{m,f}} \sin(q_{m,f} x)], & 0 \leq x \leq t \\ C e^{q_{m,s} x}, & x \leq 0 \end{cases} \quad (2.98)$$

onde C é uma constante de normalização e os parâmetros $q_{m,c}$, $q_{m,f}$ e $q_{m,s}$ são as constantes de propagação transversais, relacionados à constante de propagação por [98, 131]

$$q_{m,c} = \sqrt{\beta_m^2 - \left(\frac{n_c \omega}{c}\right)^2}, \quad q_{m,f} = \sqrt{\left(\frac{n_f \omega}{c}\right)^2 - \beta_m^2}, \quad q_{m,s} = \sqrt{\beta_m^2 - \left(\frac{n_s \omega}{c}\right)^2}, \quad (2.99)$$

As condições de contorno exigem que E_y e $H_z = -\frac{1}{j\omega\mu_0} \frac{\partial E_y}{\partial x}$ sejam contínuos nas interfaces $x = 0$ e $x = -t$. A solução dada pela equação (2.98) foi escolhida de modo que E_y e $\frac{\partial E_y}{\partial x}$ sejam ambos contínuas em $x = 0$. Agora, impondo a condição de continuidade em $x = t$, obtemos [98]

$$\tan(q_{m,f} t) = \frac{q_{m,s} + q_{m,c}}{q_{m,f} \left(1 - \frac{q_{m,s} q_{m,c}}{q_{m,f}^2}\right)} \quad (2.100)$$

que é chamada de condição de modo TE, já que a constante de propagação deve satisfazer esta condição. Logo, para um guia de ondas planar com espessura suficientemente grande, a equação (2.100), em geral, produz um conjunto finito de soluções para a constante de propagação, e os modos são mutuamente ortogonais.

A constante C pode ser determinada a partir da normalização do fluxo de potência longitudinal do modo [98]

$$S_z = \frac{1}{2} \int \operatorname{Re}[\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*]_z dx = 1 \quad (2.101)$$

ou

$$-\frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} E_y H_x^* dx = \frac{\beta_m}{2\omega\mu_0} \int_{-\infty}^{+\infty} [E_m(x)]^2 dx = 1. \quad (2.102)$$

Usando a equação (2.98) e realizando a integração, obtemos [98]

$$C_m = 2q_{m,f} \sqrt{\frac{\omega\mu_0}{|\beta_m|(q_{m,f}^2 + q_{m,s}^2) \left(t + \frac{1}{q_{m,s}} + \frac{1}{q_{m,c}}\right)}} \quad (2.103)$$

com isso, podemos estabelecer a relação de ortonormalização para os modos TE [98]

$$\int_{-\infty}^{+\infty} E_m E_l dx = \frac{2\omega\mu_0}{|\beta_m|} \delta_{ml} \quad (2.104)$$

onde δ_{ml} é o Kronecker.

Se considerarmos $n_c = n_s = n_r$ (guia simétrico), onde n_r é o índice do revestimento (cobertura e substrato), então $q_{m,c} = q_{m,s} = q_{m,r}$. Assim, a solução para os modos TE, Eq. (2.98), pode ser escrita como

$$E_m(x) = \begin{cases} C[\cos(q_{m,f} t) + \frac{q_{m,r}}{q_{m,f}} \sin(q_{m,f} t)] e^{-q_{m,r}(x-t)}, & x \geq t \\ C[\cos(q_{m,f} x) + \frac{q_{m,r}}{q_{m,f}} \sin(q_{m,f} x)], & 0 \leq x \leq t \\ C e^{q_{m,r} x}, & x \leq 0 \end{cases} \quad (2.105)$$

com

$$q_{m,r} = \sqrt{\left(\frac{n_r\omega}{c}\right)^2 - \beta_m^2}, \quad q_{m,f} = \sqrt{\left(\frac{n_f\omega}{c}\right)^2 - \beta_m^2}, \quad (2.106)$$

e

$$\tan(q_{m,f} t) = \frac{2q_m q_{m,f}}{q_{m,f}^2 - q_m^2}. \quad (2.107)$$

A Fig. 18 mostra as distribuições de intensidade dos três primeiros modos TE de um guia de onda planar simétrico. O material do filme tem espessura de $t = 2 \mu m$, feito de silício, e revestimento é feito oxido, cujos índices de refração são $n_{si} = 3.48$ e $n_{SiO_2} = 1.44$, no comprimento de onda óptico $\lambda = 1,55 \mu m$.

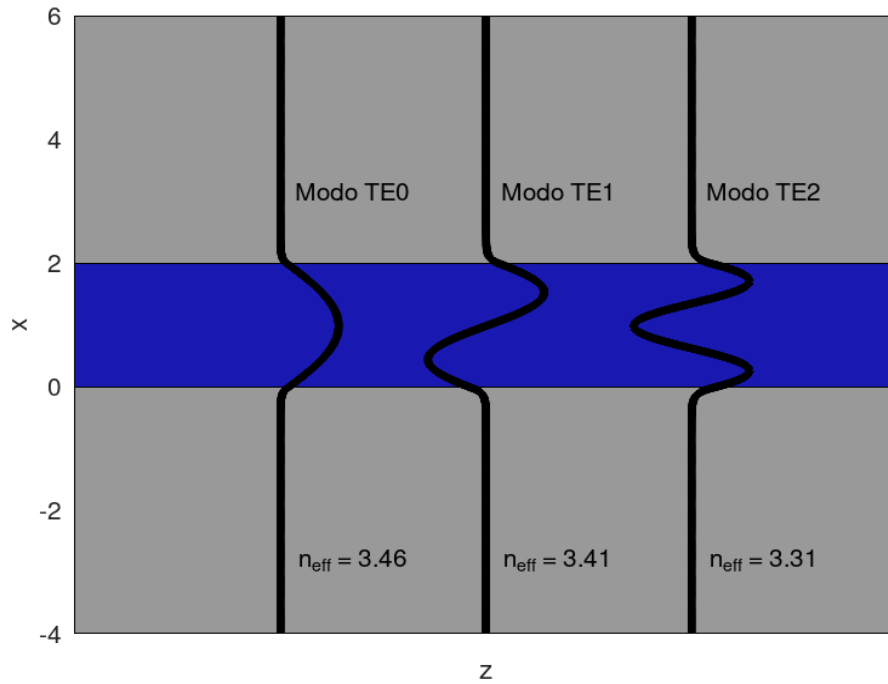


Figura 18: Distribuições de intensidade dos três primeiros modos TE de um guia de onda planar simétrico. O núcleo do guia (em azul) é feito de silício, enquanto o revestimento (em cinza) é feito de óxido de silício (SiO_2) **Fonte:** Gráfico gerado pelo autor no software GNU Octave com base em [132].

2.2.3 O guia de ondas de silício sobre isolador (SOI)

Nossa discussão sobre guias de ondas ópticos foi limitada a uma única estrutura teórica de três camadas, que é aquela com um núcleo central e duas camadas de revestimento infinitas nas direções x e y . Obviamente, esta não é uma estrutura prática. O guia de onda planar de silício sobre isolador, no entanto, se aproxima da estrutura de guia teórica já discutida. Como o silício é um material confiável cujas propriedades físicas são bem compreendidas, o processamento do silício avançou na indústria eletrônica a um ponto em que é mais do que adequado para a maioria das aplicações ópticas integradas [133]. Embora haja uma tendência à miniaturização, o tamanho mínimo de muitos dos dispositivos ópticos na maioria das aplicações está aproximadamente na faixa de 1-2 μm (submicrômetro), o que é uma tecnologia muito antiga em termos de microeletrônica. Além disso, a computação nova e melhor torna-se acessível à medida que a microeletrônica de silício se desenvolve [133].

Uma exceção a essa generalização é a necessidade esporádica de uma estrutura muito compacta em silício, como grades de difração, que normalmente é necessária para ter um

tamanho de recurso mínimo de submícron para aplicações em comprimentos de onda nos quais o silício é transparente ($> 1,1 \mu m$ aprox.) devido ao grande índice de refração do silício ($\approx 3,48$ em $\lambda = 1550 nm$ [134]). Embora a óptica integrada baseada em sílica seja uma tecnologia alternativa mais acessível, como esse material é passivo, há poucas chances de que dispositivos ativos como fontes, detectores ou moduladores ópticos (que não sejam operados termicamente) se tornem comercialmente disponíveis [133]. Consequentemente, o custo está diretamente relacionado a esse problema tecnológico. A Fig. 19 representa a estrutura de um guia de ondas SOI. Embora os projetos individuais sejam diferentes, as espessuras usuais do dióxido de silício enterrado e da camada guia de silício são da ordem de alguns micrômetros e meio mícron, respectivamente [133].

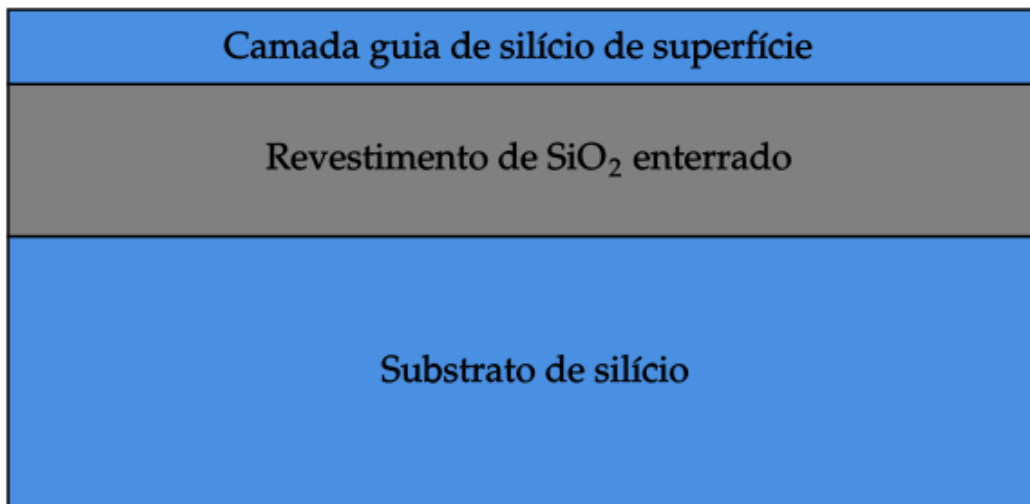


Figura 19: Guia de ondas SOI planar. **Fonte:** Adaptado de [133].

A camada de óxido enterrada serve como camada de revestimento inferior e impede que os campos associados aos modos ópticos alcancem o substrato de silício abaixo. Portanto, será suficiente desde que o óxido seja mais espesso que os campos evanescentes relacionados aos modos. Um revestimento de óxido superior pode ocasionalmente ser adicionado como uma camada de passivação [133]. Se levarmos em conta o modelo de três camadas discutido nas seções anteriores, a inclusão de uma camada superior de óxido faz com que o guia de ondas mude de um guia de ondas assimétrico para simétrico. No entanto, na realidade, os índices de refração do dióxido de silício ($n_{ds} = 1,44$) e do ar ($n_{ar} = 1$) são tão diferentes em comparação com o do silício ($n_{si} = 3,48$) que os dois arranjos são bem semelhantes [133].

2.3 Interferência e difração

Existem dois outros fenômenos que são cruciais na análise de grades de difração, a interferência e a difração. Esses dois fenômenos são intrínsecos à propagação de ondas. A interferência de ondas é o fenômeno no qual duas ou mais ondas coerentes⁴ se sobrepõem e interferem umas com as outras, resultando em amplitudes de onda maiores ou menores, dependendo da fase relativa das ondas. Se as ondas têm fases relativas que resultam em amplitudes de onda combinadas maiores, a interferência é chamada de interferência construtiva. Entretanto, se as ondas têm fases relativas que resultam em amplitudes de onda combinadas menores ou nulas, a interferência é chamada de interferência destrutiva.

A interferência também pode ocorrer quando a propagação de uma única frente de onda é obstruída por algum obstáculo, como uma fenda. Ao encontrar uma fenda, a amplitude ou fase da onda são alteradas de forma que as regiões da frente de onda que se propagam para além do obstáculo interfiram-se entre si. Esse fenômeno observado quando uma fenda ou outra obstrução impede que as ondas de luz viajem livremente é conhecido como difração. Nessas condições, a luz se comporta de maneira muito diferente daquela descrita na óptica geométrica, pois a onda é desviada de sua direção linear inicial à medida que a luz passa pela fenda, espalhando-se para fora desta. A Fig. 20 ilustra o efeito de difração de uma onda através de uma pequena abertura.

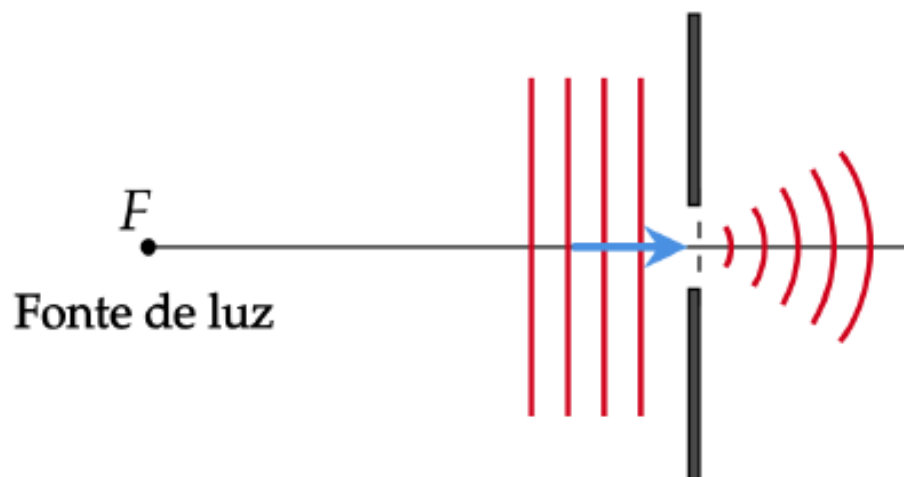


Figura 20: Difração de uma onda plana por uma fenda.

O princípio de Huygens-Fresnel, que afirma que cada ponto em uma frente de onda

⁴Uma onda eletromagnética coerente é uma onda eletromagnética que possui uma relação constante entre sua frequência e sua fase. Isso significa que todas as partes da onda têm a mesma frequência e a mesma fase relativa.

atua como uma fonte de ondas secundárias, e que essas fontes interferem-se entre si para que seu envelope constitua a frente de onda que avança [135], pode ser utilizado para fornecer uma explicação para o fenômeno de difração na física clássica.

2.3.1 Formalismo escalar da difração: A integral de Helmholtz-Kirchhoff

Nesta subseção, vamos discutir o formalismo escalar da difração. Este formalismo é suficientemente preciso não só para ondas eletromagnéticas que se propagam no vácuo ou em um meio homogêneo, mas também para ondas sonoras fracas que se propagam através de um fluido ou sólido homogêneo [135]. O formalismo escalar é baseado na representação escalar complexa de uma onda eletromagnética, dada por

$$\Psi(\mathbf{r}, t) = \psi(\mathbf{r})e^{-i\omega t} \quad (2.108)$$

onde campo $\psi(\mathbf{r})$ satisfaz a equação escalar de Helmholtz⁵ [135]

$$\nabla^2\psi + k^2\psi = 0 \quad (2.109)$$

e onde $k = \omega/c$. Neste caso, $\psi(\mathbf{r})$ pode representar qualquer um dos componentes cartesianos do vetor campo elétrico ou, alternativamente, do vetor campo magnético. As equações de Maxwell implicam que cada uma das componentes dos campos devem satisfazer uma equação de onda escalar no vácuo ou em meio dielétrico homogêneo e isotrópico. Conseqüentemente, para uma frequência fixa, cada componente deve satisfazer uma equação escalar de Helmholtz [135]. Por conveniência matemática, atribuímos a $\Psi(\mathbf{r}, t)$ uma representação complexa, mas tomamos o componente real de $\Psi(\mathbf{r}, t)$ ao lidar com medições físicas, pois $\Psi(\mathbf{r}, t)$ deve representar uma quantidade física de valor real. Assumimos que o meio é isotrópico e homogêneo, e que a onda representada pela equação (2.108) é monocromática ($\omega = \text{constante}$) e não dispersiva (velocidade de fase igual à velocidade de grupo, e ambas com valor constante C , logo k também é constante) [135].

Em geral, o formalismo escalar que será desenvolvido aqui é invalidado quando a onda encontra algum limite do meio em que se propaga, como a borda de uma fenda ou a superfície de um espelho ou lente. Isso ocorre porque a interação da onda com o limite pode acoplar os diferentes componentes dos campos. No entanto, na aproximação

⁵A equação de Helmholtz pode ser obtida substituindo a eq. (2.108) em uma das equações de onda eletromagnéticas, lembrando que há três componentes para cada campo, ou seja, cada uma das componentes de \mathbf{E} e \mathbf{B} satisfaz uma equação do tipo Helmholtz.

paraxial, o formalismo escalar é bastante preciso, pois o acoplamento devido a polarização é suficientemente fraco e pode ser desprezado [135].

Considerando que a equação de Helmholtz (2.109) é uma equação diferencial parcial elíptica e linear, o valor de ψ em qualquer ponto P dentro de uma superfície fechada S pode ser expresso como uma integral de alguma combinação linear de ψ e sua derivada normal sobre a superfície S [135], Fig. 21.

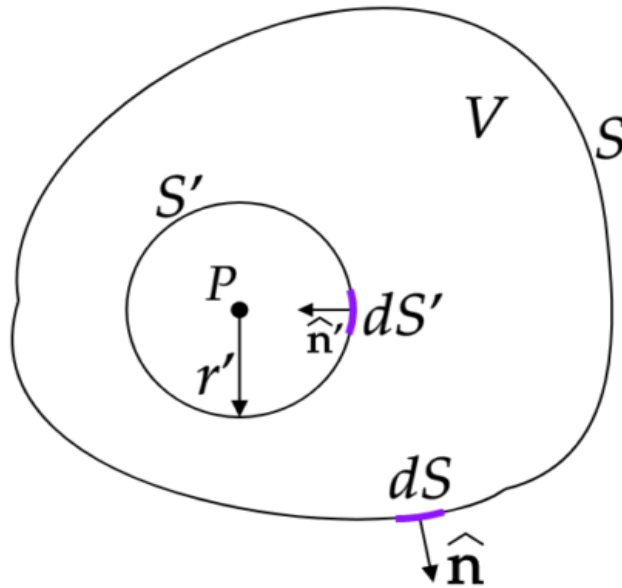


Figura 21: Um volume V completamente fechado por uma superfície S . O ponto de observação P coincide com o centro da pequena esfera S' , e o volume contido por S e S' é designado por V . **Fonte:** Adaptado de [135].

Agora vamos considerar uma onda esférica gerada no ponto P como segunda solução para a equação de Helmholtz no interior de S :

$$\psi_0(r) = \frac{e^{ikr}}{r} \quad (2.110)$$

onde r é a distância de P à algum ponto sobre S , onde ψ_0 é avaliada. Claramente, ψ_0 possui uma singularidade em $r = 0$. Para remover essa singularidade, vamos considerar uma pequena esfera S' de raio r' , centrada em P , de modo que a fronteira do volume V entre as duas superfícies S' e S é $\partial V = S' \cup S$, Fig. 21. Aplicando o teorema de Gauss ao campo vetorial $\psi \nabla \psi_0 - \psi_0 \nabla \psi$ e usando a equação de Helmholtz, eq. (2.109), temos

$$\oiint_{\partial V} (\psi \nabla \psi_0 - \psi_0 \nabla \psi) \cdot d\mathbf{S} = \iiint_V (\psi \nabla^2 \psi_0 - \psi_0 \nabla^2 \psi) dV = 0. \quad (2.111)$$

Como $\partial V = S' \cup S$ e usando eq. (2.110), a integral de superfície na eq. (2.111) pode ser escrita como

$$\oiint_{S'} \left[\psi \nabla' \left(\frac{e^{ikr'}}{r'} \right) - \frac{e^{ikr'}}{r'} \nabla' \psi \right] \cdot \hat{\mathbf{n}}' dS' + \oiint_S \left[\psi \nabla \left(\frac{e^{ikr}}{r} \right) - \frac{e^{ikr}}{r} \nabla \psi \right] \cdot \hat{\mathbf{n}} dS = 0 \quad (2.112)$$

Para calcular a integral sobre a superfície S' , consideramos o ângulo sólido $d\Omega' = \frac{1}{r'^2} dS'$ em torno do ponto P , de modo que

$$\begin{aligned} \mathcal{I}' &= \oiint_{S'} \left[\psi \nabla' \left(\frac{e^{ikr'}}{r'} \right) - \frac{e^{ikr'}}{r'} \nabla' \psi \right] \cdot \hat{\mathbf{n}}' dS' \\ &= \oiint_{S'} \left[\psi(r') \hat{\mathbf{r}}' \partial_{r'} \left(\frac{e^{ikr'}}{r'} \right) - \frac{e^{ikr'}}{r'} \hat{\mathbf{r}}' \partial_{r'} \psi(r') \right] \cdot (-\hat{\mathbf{r}}') r'^2 d\Omega' \\ &= \oiint_{S'} e^{ikr'} [\psi(r') - ikr' \psi(r') + r' \partial_{r'} \psi(r')] d\Omega' \end{aligned}$$

e no limite $r' \rightarrow 0$, temos $\mathcal{I}' = 4\pi\psi(P)$. Substituindo esse resultado na eq. (2.112), obtemos

$$\psi(P) = \frac{1}{4\pi} \oiint_S \left[\frac{e^{ikr}}{r} \nabla \psi - \psi \nabla \left(\frac{e^{ikr}}{r} \right) \right] \cdot \hat{\mathbf{n}} dS. \quad (2.113)$$

A equação (2.113) é conhecida como integral de Helmholtz-Kirchhoff. Essa integral permite expressar o campo em algum ponto P em função apenas do seu valor e da derivada normal à superfície S que envolve P [135]. Uma vez que supomos que ψ satisfaz a equação de Helmholtz livre de fonte em V , então não pode haver fontes dentro de S , exceto possivelmente em P . Qualquer onda originada em P não influencia na integral, pois a combinação entre ψ e $\nabla \psi \cdot \hat{\mathbf{n}}$ é imune a quaisquer contribuições destas ondas. Logo, as únicas ondas que influenciam na integral são aquelas que entram no volume V através de S e depois saem através de S [135]. Dessa forma, se o ponto P está longe da fronteira de V , podemos afirmar com alta precisão, que as únicas ondas que contribuem para a

integral de Helmholtz-Kirchhoff são aquelas que entram através da fronteira S [135].

2.3.2 Difração da luz por uma fenda

A integral de difração de Helmholtz-Kirchhoff pode ser usada para encontrar o padrão de difração de uma abertura quando esta é iluminada por uma fonte pontual e projetada em uma tela. Vamos supor que uma fonte de luz distante, localizada em um ponto P' , ilumina uma abertura Q cujo tamanho é muito maior⁶ que o comprimento de onda da luz, mas muito menor do que a distância r da fenda a um determinado ponto de observação P_0 , Fig. 22.

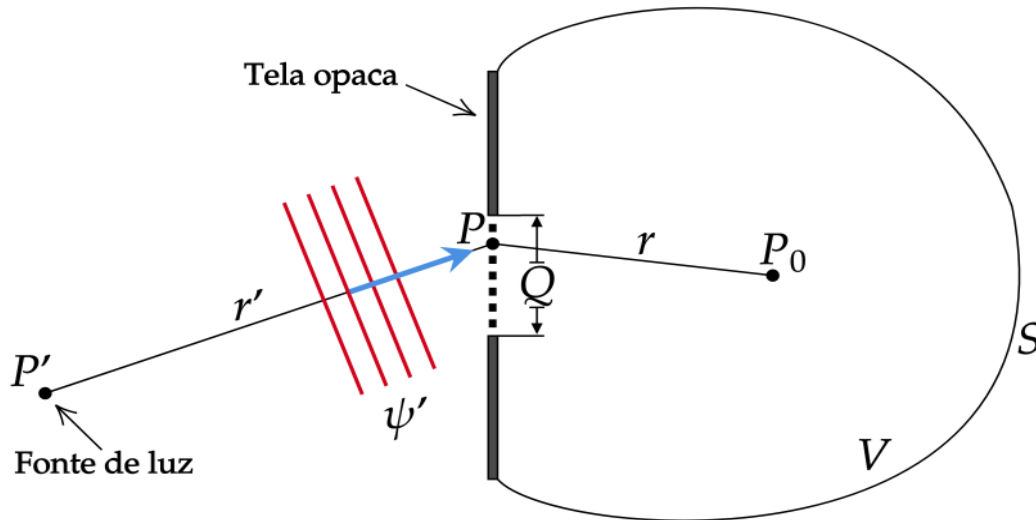


Figura 22: Geometria do problema de difração por uma fenda. A onda que incide sobre a fenda Q é denotada por ψ' . **Fonte:** Adaptado de [135].

Suponhamos que ψ' seja afetado localmente e linearmente pela abertura, de forma que a onda em algum ponto P , localizado sobre fenda Q , é dada por [135]

$$\psi(P) = \tau \psi' \quad (2.114)$$

onde τ é uma função de transmissão complexa que varia ao longo da fenda. Essa função é zero nas regiões totalmente opacas e igual à unidade nas regiões completamente transparentes, embora também possa representar um fator de fase variável, como no caso de microscópios, telescópios, globos oculares e outros equipamentos ópticos, quando a

⁶Os efeitos de acoplamento por polarização na abertura seriam significativos se a abertura fosse do tamanho de um comprimento de onda da luz ou se uma parte dela estivesse a alguns comprimentos de onda do ponto de observação. (Born e Wolf, 1999). Essa complexidade é evitada por essa suposição.

fenda é constituída, por exemplo, por uma lente de espessura variável e índice de refração diferente do meio homogêneo fora da fenda [135].

O campo em P_0 devido à onda $\psi(P) = \tau \psi'$ transmitida através da fenda pode ser calculado usando a integral de Helmholtz-Kirchhoff. Para isso, consideramos que a superfície S na Fig. 22 consiste em três partes: S_Q , correspondente a abertura; S_T , correspondente a tela opaca; e S_0 , uma superfície esférica de raio $r_0 \gg r$ e centrada P_0 , conforme mostra a Fig. 23.

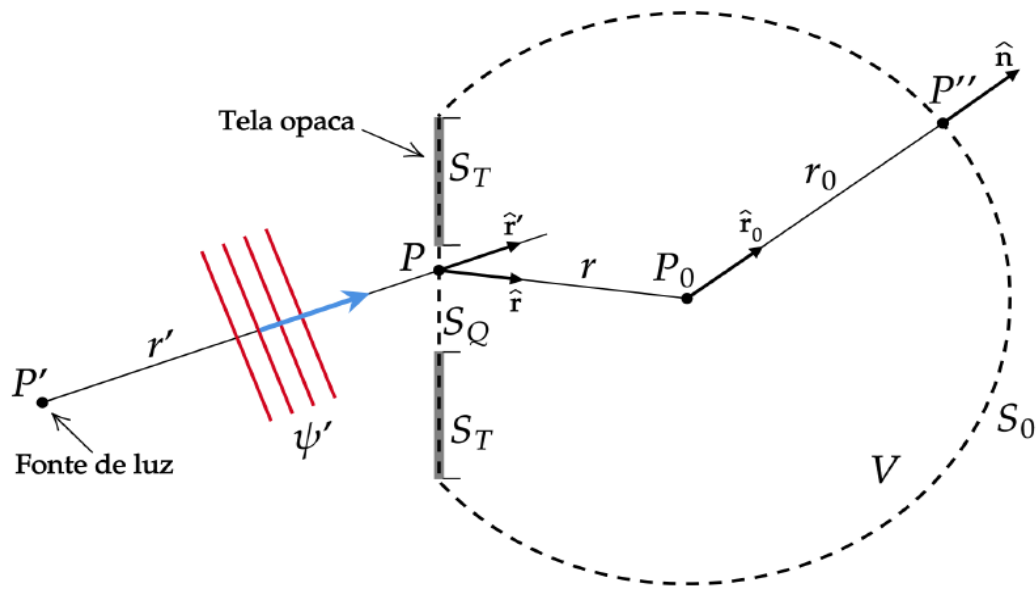


Figura 23: Domínio de integração convenientemente escolhido para calcular o padrão de difração de uma abertura usando a integral de Helmholtz-Kirchhoff. **Fonte:** Adaptado de [135].

Primeiro, note que a integral S_T é zero, pois a amplitude da luz é zero sobre a tela opaca. Na verdade, as ondas incidentes irão difratar em torno da borda da abertura para o lado de trás da tela que delimita a abertura, e esta onda difratada contribuirá para a integral de Helmholtz-Kirchhoff de uma forma dependente da polarização (ver Born e Wolf, 1999, Cap. 11). Felizmente, como amplitude da onda difratada decai suficientemente rápido ao longo da tela, sua contribuição será desprezível se o tamanho da abertura e a distância de P_0 à borda da fenda tiverem muitos comprimentos de onda, como estamos assumindo. Assim, a integral de Helmholtz-Kirchhoff, eq. (2.113), torna-se

$$\begin{aligned}
\psi(P_0) &= \frac{1}{4\pi} \iint_{S_Q} \left[\frac{e^{ikr}}{r} \nabla \psi - \psi \nabla \left(\frac{e^{ikr}}{r} \right) \right] \cdot \hat{\mathbf{n}} dS \\
&+ \frac{1}{4\pi} \iint_{S_0} \left[\frac{e^{ikr}}{r} \nabla \psi - \psi \nabla \left(\frac{e^{ikr}}{r} \right) \right] \cdot \hat{\mathbf{n}} dS
\end{aligned} \tag{2.115}$$

Sob certas condições, a segunda integral na equação (2.116) se anula. Para ver isso, consideramos um ponto arbitrário P'' sobre a superfície S_0 , sendo $\hat{\mathbf{r}}_0$ um vetor unitário que aponta de P_0 para P'' , temos

$$\mathcal{I}_2 = \frac{1}{4\pi} \iint_{S_0} \frac{e^{ikr_0}}{r_0} \left[\nabla \psi - \psi \left(ik - \frac{1}{r_0} \right) \hat{\mathbf{r}}_0 \right] \cdot \hat{\mathbf{n}} dS$$

Para r_0 muito grande, podemos desprezar o termo $\frac{1}{r_0}$, de modo que

$$\mathcal{I}_2 \approx \frac{1}{4\pi} \iint_0^{4\pi} \frac{e^{ikr_0}}{r_0} [\nabla \psi \cdot \hat{\mathbf{n}} - ik\psi] r_0^2 d\Omega_0 \tag{2.116}$$

onde levamos em conta que $\hat{\mathbf{r}}_0 \cdot \hat{\mathbf{n}} = 1$, e Ω_0 é o ângulo sólido em torno de P_0 . Embora não seja imediatamente óbvio que a integral em (2.116) se anula, a condição

$$\lim_{r_0 \rightarrow \infty} r_0 [\nabla \psi \cdot \hat{\mathbf{n}} - ik\psi] = 0 \tag{2.117}$$

é suficiente para garantir que a integral se anule. A equação (2.117) expressa matematicamente a condição de radiação de Sommerfeld [136].

Em distâncias infinitas, a condição de contorno é bastante sensível. Note que simplesmente impor que $\lim_{r_0 \rightarrow \infty} \psi = 0$ é insuficiente, pois existem dois casos que atendem este requisito: (i) uma única onda de saída cuja amplitude decai suavemente e sem nenhuma onda refletida (onda de entrada); (ii) uma tela completamente refletora pode ser colocada em $r_0 = a$, de tal forma que o campo resultante das ondas de saída e refletidas a condição de contorno $\lim_{a \rightarrow \infty} \psi = 0$. Embora no caso (ii), a condição de contorno $\lim_{r_0 \rightarrow \infty} \psi = 0$ seja satisfeita, uma vez que tanto a onda de saída $\psi_1 = \frac{e^{ikr_0}}{r_0}$ quanto a onda refletida $\psi_2 = \frac{e^{-ikr_0}}{r_0}$ existem e se anulam quando $r_0 \rightarrow \infty$; na presente análise vamos considerar apenas o

caso (i), ou seja, o campo em um domínio infinito sem reflexão. A condição de radiação Sommerfeld é suficiente para garantir o caso (i), já que apenas a onda de saída satisfaz a equação (2.117). É simples distinguir entre as ondas que saem e as que chegam quando a fórmula para ψ é simples, mas nem sempre é o caso, sendo necessário o uso da condição de radiação Sommerfeld.

Uma vez que a integral sobre S_0 se anula, a única contribuição para a integral Helmholtz-Kirchhoff na equação (2.116) é da própria fenda, ou seja

$$\psi(P_0) = \frac{1}{4\pi} \iint_{S_Q} \left[\frac{e^{ikr}}{r} \nabla \psi - \psi \nabla \left(\frac{e^{ikr}}{r} \right) \right] \cdot \hat{\mathbf{n}} dS, \quad (2.118)$$

para $kr \gg 1$ podemos escrever $\nabla \left(\frac{e^{ikr}}{r} \right) \approx -ik\hat{\mathbf{r}}e^{ikr}$ na abertura $\hat{\mathbf{r}}$ é um vetor unitário apontando para P_0 . Analogamente, temos⁷ $\nabla \psi = \nabla(\tau\psi') = \psi'\nabla\tau + \tau\nabla\psi' \approx ik\tau\nabla\psi'$, onde $\hat{\mathbf{r}}'$ é um vetor unitário ao longo da direção de propagação da onda incidente. Assim, a equação (2.118) pode ser escrita como

$$\psi(P_0) = -\frac{ik}{2\pi} \iint_{S_Q} \frac{e^{ikr}}{r} \tau\psi' \left(\frac{\hat{\mathbf{r}} + \hat{\mathbf{r}}'}{2} \right) \cdot \hat{\mathbf{n}} dS \quad (2.119)$$

que permite calcular o campo da onda difratada pela fenda Q em qualquer ponto P_0 no campo distante. Note que o fator $1/r$ garante que o fluxo de energia da onda decaia com o inverso do quadrado da distância até a abertura. Além disso, o comprimento do caminho óptico entre o ponto P da abertura e P_0 , menos $\pi/2$ (fase de $-i$), corresponde a um fator de fase $-ie^{ikr}$, que avança a fase da onda por essa quantidade. Quanto ao fator geométrico $\left(\frac{\hat{\mathbf{r}} + \hat{\mathbf{r}}'}{2} \right) \cdot \hat{\mathbf{n}}$, onde $\hat{\mathbf{n}}$ é o vetor unitário normal à fenda, é chamado de fator de obliquidade; e garante que as ondas da fenda se propaguem apenas para frente e não para trás em relação à onda incidente sobre a fenda. Em uma construção de Huygens, esse fator impede explicitamente que as ondas secundárias de propagação reversa sejam reforçadas e deem origem a ondas retroespalhadas [135].

⁷A suposição de que qualquer coisa na abertura varia em escalas longas em comparação com o comprimento de onda da luz nos permite ignorar $\nabla\tau$.

2.3.3 Regiões de Fresnel e Fraunhofer

A equação (2.119) fornece uma receita geral para calcular o padrão de difração de uma abertura iluminada por uma fonte de luz. Existem dois tipos de difração, denominados "Fraunhofer" e "Fresnel", que podem ser definidos como limites complementares. De modo geral, quando as distâncias entre a fonte e o objeto de difração (fenda), e entre o objeto de difração e o ponto de observação P_0 , são muito maiores que o comprimento de onda da luz incidente, ocorre a chamada difração de Fraunhofer ou difração de campo distante. Nesse caso, quando a luz de uma fonte infinitamente distante atinge fenda, pode-se supor que as frentes ondas são planos paralelos. Por outro lado, se as distâncias entre a fonte e o objeto de difração, e entre o objeto de difração e o ponto de observação P_0 , forem comparáveis ao comprimento de onda da luz incidente, ocorre a chamada difração de Fresnel ou difração de campo próximo. Nesse caso, as frentes de ondas não podem ser consideradas como planos paralelos, tornando a matemática mais complexa.

Vamos supor que a fenda tenha um tamanho linear y_0 e seja aproximadamente centrada no raio geométrico do ponto de origem P' ao ponto de campo P_0 , então $\hat{\mathbf{r}} \cdot \hat{\mathbf{n}} = \hat{\mathbf{r}}' \cdot \hat{\mathbf{n}} \approx 1$. Como as variações de fase das contribuições para $\psi(P_0)$ vêm de vários pontos da abertura, usando trigonometria elementar, podemos estimar que os pontos localizados nas bordas opostas da abertura produzem fases em P_0 cuja diferença é $\Delta\phi = k(\rho_2 - \rho_1) \sim \frac{ky_0^2}{2\rho}$, onde ρ é a distância medida a partir do centro da fenda. Na prática, as regiões de difração Fresnel e Fraunhofer podem ser determinadas de forma mais simples, substituindo-se ρ pelo chamado comprimento de Fresnel, definido como [135]

$$r_F = \sqrt{\frac{2\pi\rho}{k}} = \sqrt{\lambda\rho}. \quad (2.120)$$

Note que $(a/r_F)^2 = ky_0^2/(2\pi\rho) \approx \Delta\phi/\pi$. Portanto, quando $r_F \gg y_0$ (ponto de campo distante da abertura), $\Delta\phi \ll \pi$, e podemos ignorar a variação de fase $\Delta\phi$ através da abertura; assim, as contribuições em P de diferentes partes da abertura estão essencialmente em fase uma com a outra. Esta é a região de Fraunhofer. Quando $r_F \ll y_0$ (ponto de campo próximo da abertura), temos a variação de fase é $\Delta\phi \gg \pi$ e, portanto, $\Delta\phi$ é de extrema importância na determinação do padrão de fluxo de energia observado $I \propto |\psi(P)|^2$. Esta é a região de Fresnel. A Fig. 24 ilustra as regiões de difração de Fresnel e Fraunhofer.

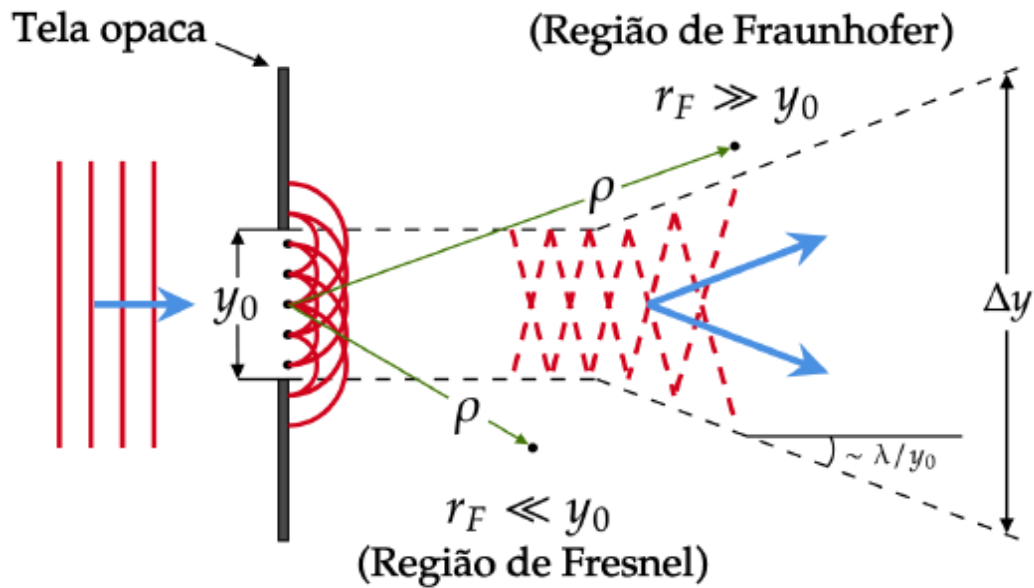


Figura 24: Regiões de difração de Fraunhofer e Fresnel. A linha preta tracejada é uma aproximação da borda da sombra da abertura. **Fonte:** Adaptado de [135].

Como resultado, a abertura gera um feixe na região de Fresnel adjacente que é bastante nítido e tem o mesmo tamanho e formato da própria abertura, embora haja algum desfoque oscilatório causado pelo espalhamento do pacote de ondas. Como resultado, o campo age aproximadamente como previsto pela óptica geométrica na zona de Fresnel. Em contraste, o espalhamento da frente de onda faz com que a dimensão transversal do feixe completo aumente linearmente com a distância na região mais distante de Fraunhofer, de modo que o padrão de fluxo diverge significativamente da forma da abertura. A região de Fraunhofer é analisada em mais detalhes na próxima seção.

2.3.4 Difração na região de Fraunhofer

Considere que a fenda Q é iluminada por uma onda plana de amplitude unitária e vetor de onda \mathbf{k} ortogonal ao plano da fenda na região de Fraunhofer de forte espalhamento da frente de onda. Para simplificar a análise, vamos identificar o plano que contém a fenda por um sistema de coordenadas $Oxyz$ cuja origem O coincide com o centro da fenda. Os eixos x e y coincidem com as separações horizontal e vertical da fenda, respectivamente, enquanto que o eixo ao longo de \mathbf{k} (eixo óptico) é identificado como sendo o eixo z . Assim, um ponto arbitrário P no plano da fenda pode ser localizado por um vetor posição $\mathbf{u} = (x, y)$. Se nos restringirmos ao espalhamento em pequenos ângulos de difração, ou seja, $\theta \ll 1$, podemos localizar o ponto de observação P_0 por sua distância ρ medida

a partir do centro da fenda e por sua separação transversal bidimensional $\rho\theta$ medida a partir do eixo óptico 25.

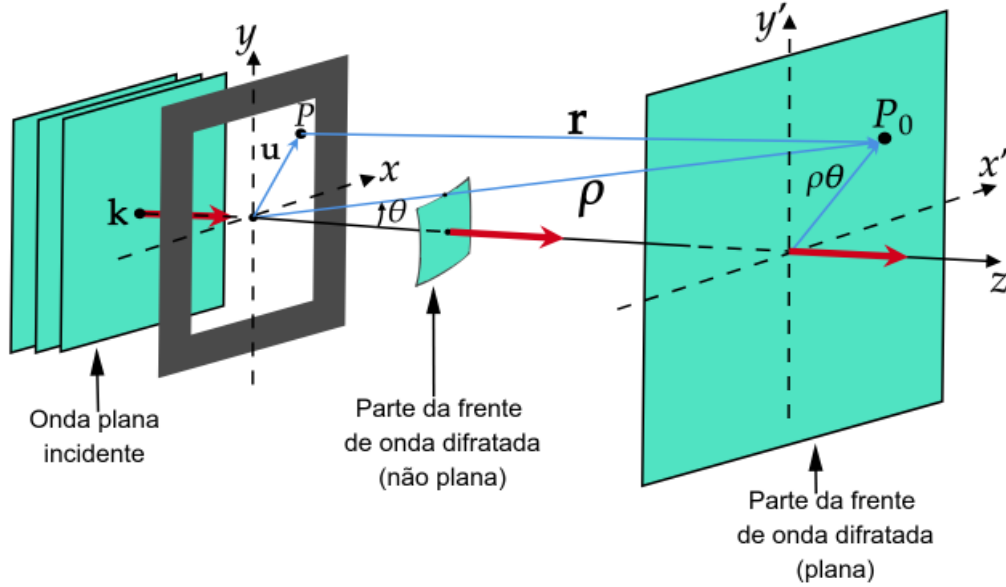


Figura 25: Geometria para o padrão de difração de Fraunhofer de uma fenda retangular. **Fonte:** Adaptado de [135].

Usando geometria analítica básica, podemos mostrar que o comprimento geométrico do caminho entre o ponto de observação P_0 e o ponto P da fenda, é $r = \sqrt{(\rho^2 - 2\rho\mathbf{u} \cdot \boldsymbol{\theta} + u^2)}$, onde $u = |\mathbf{u}|$ e $\rho = |\boldsymbol{\rho}|$. Em uma região onde $2\rho\mathbf{u} \cdot \boldsymbol{\theta} + u^2 \ll \rho^2$, a expansão binomial⁸ é aplicável, e podemos expandir r como [135]

$$r = (\rho^2 - 2\rho\mathbf{u} \cdot \boldsymbol{\theta} + u^2)^{\frac{1}{2}} = \rho - \mathbf{u} \cdot \boldsymbol{\theta} + \frac{u^2}{2\rho} + \dots + \quad (2.121)$$

Note que o termo ρ adiciona ao campo $\psi(P_0)$ uma fase $e^{ik\rho}$, que é independente de u , enquanto que o termo $\frac{u^2}{2\rho}$, contribui com uma variação de fase $\Delta\phi \ll 1$ [135], que pode ser desprezada na região de Fraunhofer, mas não na região de Fresnel (que não será discutida aqui). Assim, na região de Fraunhofer, apenas o segundo termo da expansão na equação (2.121) contribui significativamente para $\psi(P_0)$. Além disso, como a fenda é iluminada por uma onda plana com amplitude unitária, o campo imediatamente atrás da tela é igual a função de transmissão, logo, podemos reescrever a equação (2.119) na forma [135]

⁸ $(1+t)^n = 1 + nt + \frac{n(n-1)}{2!}t^2 + \dots + \frac{n(n-1)\dots(n-m+1)}{m!}t^m + \dots$, se $|t| < 1$, com $n \in \mathbb{R}$.

$$\psi(P_0) \equiv \psi_{P_0}(\boldsymbol{\theta}) \propto \iint_{S_Q} e^{-ik\mathbf{u}\cdot\boldsymbol{\theta}} \tau(\mathbf{u}) dS \equiv \mathcal{F}[\tau(\mathbf{u})] \equiv \tilde{\tau}(\boldsymbol{\theta}) \quad (2.122)$$

onde a fase $e^{ik\rho}$ e os fatores multiplicativos constantes foram removidos e dS é o elemento de área de superfície no plano de abertura. Logo, na região de Fraunhofer, $\psi(P_0)$ é dado por uma transformada de Fourier bidimensional da função de transmissão $\tau(\mathbf{u})$. Finalmente, usando representação escalar complexa dada pela equação (2.108), podemos representar o campo da onda difratada em P_0 como

$$\Psi(\boldsymbol{\theta}, t) = \psi_{P_0}(\boldsymbol{\theta}) e^{-i\omega t} \quad (2.123)$$

de modo que a distribuição de intensidade de Fraunhofer é dada por [135]

$$I(\boldsymbol{\theta}) = \left\langle (Re[\Psi(\boldsymbol{\theta}, t)])^2 \right\rangle = \frac{1}{2} \|\psi_{P_0}(\boldsymbol{\theta})\|^2 \propto \|\tilde{\tau}(\boldsymbol{\theta})\|^2. \quad (2.124)$$

Como exemplo, vamos considerar uma fenda retangular bidimensional com dimensões x_0 e y_0 , de modo que podemos representá-la por uma função transferência $\tau(\mathbf{u}) = \tau(x, y)$, dada por [137]

$$\tau(x, y) = \begin{cases} 1 & \text{se } |x| \leq \frac{x_0}{2}, |y| \leq \frac{y_0}{2} \\ 0 & \text{se } |x| > \frac{x_0}{2}, |y| > \frac{y_0}{2} \end{cases} \quad (2.125)$$

Levando em conta que $\tau(x, y)$ é separável nas variáveis x e y , e usando a equação (2.122), temos

$$\begin{aligned}
\psi_{P_0}(\boldsymbol{\theta}) \propto \mathcal{F}[\tau(\mathbf{u})] &= \int_{-\frac{x_0}{2}}^{+\frac{x_0}{2}} e^{-ikx\theta_x} \tau(x) dx \int_{-\frac{y_0}{2}}^{+\frac{y_0}{2}} e^{-iky\theta_y} \tau(y) dy \\
&= \int_{-\frac{x_0}{2}}^{+\frac{x_0}{2}} e^{-ikx\theta_x} dx \int_{-\frac{y_0}{2}}^{+\frac{y_0}{2}} e^{-iky\theta_y} dy \\
&= \int_{-\frac{x_0}{2}}^{+\frac{x_0}{2}} e^{-ikx\theta_x} dx \int_{-\frac{y_0}{2}}^{+\frac{y_0}{2}} e^{-iky\theta_y} dy \\
&= x_0 y_0 \operatorname{sinc}\left(\frac{kx_0\theta_x}{2}\right) \operatorname{sinc}\left(\frac{ky_0\theta_y}{2}\right) \tag{2.126}
\end{aligned}$$

onde a função *sinc* é tal que $\operatorname{sinc}(w) = \frac{\sin(w)}{w}$ para $w \neq 0$ e $\operatorname{sinc}(w) = 1$ para $w = 0$. Logo, a distribuição de intensidade é dada por

$$I(\boldsymbol{\theta}) = A_0^2 \operatorname{sinc}^2\left(\frac{kx_0\theta_{x'}}{2}\right) \operatorname{sinc}^2\left(\frac{ky_0\theta_{y'}}{2}\right) \tag{2.127}$$

onde A_0 é a área da abertura e $\theta_{x'}$ e $\theta_{y'}$ são os componentes de $\boldsymbol{\theta}$ no plano de observação. A Fig. 26 mostra o padrão de difração bidimensional de Fraunhofer para uma fenda em que $x_0 = y_0 = 4\mu\text{m}$ para luz em um comprimento de onda óptico $\lambda = 1.55\mu\text{m}$.

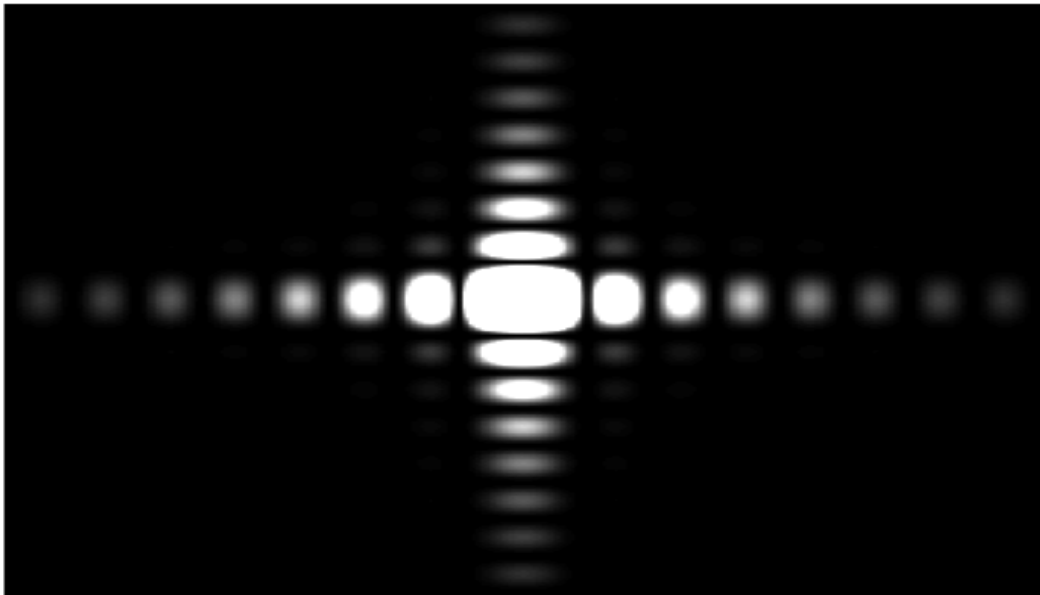


Figura 26: Padrão de difração bidimensional de Fraunhofer de uma fenda retangular de dimensões $x_0 = y_0 = 4\mu\text{m}$ para luz em um comprimento de onda óptico $\lambda = 1.55\mu\text{m}$. **Fonte:** Imagem gerada pelo autor no software GNU Octave com base em [138].

A difração linear transversal das frentes de onda no eixo x , é mostrada na Fig. 27. Note que para pontos próximos da fenda, mais precisamente, para $\rho \ll \frac{x_0^2}{\lambda} \approx 10\mu m$, o padrão de difração tem praticamente o mesmo tamanho e formato da própria abertura e com algum comportamento oscilatório causado pelo espalhamento das frentes de onda. Por outro lado, para pontos mais distantes da fenda, $\rho \gg \frac{x_0^2}{\lambda} \approx 10\mu m$, o padrão de fluxo diverge significativamente da forma da abertura, conforme já discutido subseção anterior.

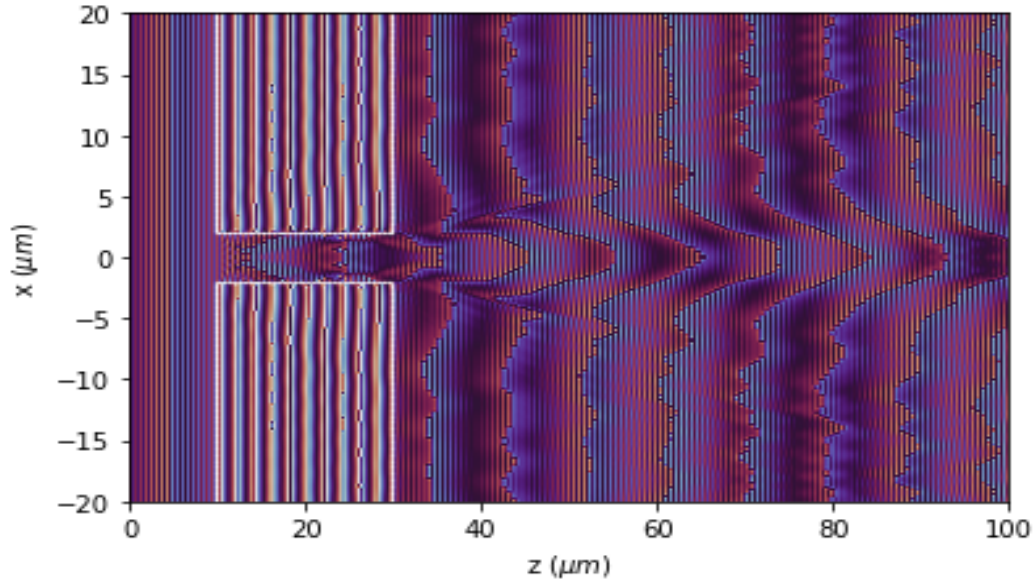


Figura 27: Difração linear transversal das frentes de onda no plano xz devido a uma fenda de tamanho linear $x_0 = 4\mu m$, para $\lambda = 1.55\mu m$. **Fonte:** Imagem gerada pelo autor a partir do Python Diffraction-Interference module [139].

A análise de difração de fenda simples feita aqui pode ser generalizada para um conjunto de N fendas separadas periodicamente, o que permite visualizar o comportamento das grades de difração. Conforme será discutido no capítulo 4, as grades de difração são basicamente um conjunto de N fendas paralelas, em geral, igualmente espaçadas [42]. Quando a luz incide na grade, ela sofre interferência destrutiva e construtiva devido às múltiplas fendas, resultando em padrões de difração [135]. Esses padrões são caracterizados por máximos e mínimos de intensidade, conhecidos como máximos e mínimos de difração. A posição desses máximos e mínimos depende do espaçamento entre as fendas e do comprimento de onda da luz incidente. [135].

3 FIBRAS DE CRISTAL FOTÔNICO

Neste capítulo, a partir da descrição das características dos cristais fotônicos, explica-se a passagem das fibras ópticas convencionais para as de cristais fotônicos, introduzidas pela primeira vez em 1995 pelo grupo de pesquisa do professor Philip St. J. Russell. Em seguida, são apresentados os dois mecanismos de guiamento da luz. Em fibras de cristal fotônico de núcleo sólido, onde a luz é confinada em uma região de índice de refração mais alto, a reflexão interna total modificada é explorada, o que é bastante semelhante ao mecanismo de orientação das fibras ópticas padrão. Em vez disso, quando a luz está confinada em uma região com índice de refração inferior ao da área circundante, como nas fibras de núcleo oco, é necessária a presença do band gap fotônico (Photonic Band Gap - PBG). Uma das vantagens mais importantes oferecidas pelas PCFs é a alta flexibilidade de design. De fato, alterando as características geométricas da seção transversal da fibra, como a dimensão ou disposição dos furos de ar, é possível obter fibras com propriedades ópticas diametralmente opostas. PCFs com orientação incomum, dispersão e propriedades não lineares podem ser projetadas e usadas com sucesso em várias aplicações. O funcionamento das PCFs pode ser melhor compreendido a partir da definição de cristais fotônicos unidimensionais e bidimensionais discutidos a seguir.

3.1 Luz em estruturas periódicas: origem dos cristais fotônicos

Desde a publicação da hipótese de Louis de Broglie sobre as propriedades ondulatórias das partículas da matéria em 1923 [140], a Mecânica ondulatória da matéria tornou-se um dos campos mais bem desenvolvidos da ciência. Nas últimas décadas, a descoberta e classificação de novos materiais tornou-se um dos principais tópicos de pesquisa no campo da Física da Matéria Condensada. Como é bem conhecido, em seus primórdios, a Mecânica Quântica foi desenvolvida em analogia com a óptica ondulatória [141]. No entanto, atu-

almente, muitos dos resultados da Mecânica Quântica que são consequências diretas das propriedades ondulatórias das partículas quânticas são transferidos para a eletrodinâmica clássica e para a óptica ondulatória, dando origem a um campo emergente na óptica moderna de meios não homogêneos, onde uma nova classe de materiais chamados de cristais fotônicos são as estruturas centrais [142]. Essa nova classe de materiais tem sido exaustivamente estudada devido ao comportamento das ondas eletromagnéticas nestes cristais ser análogo ao comportamento dos elétrons nos semicondutores convencionais [143]. Na verdade, o próprio conceito de cristal fotônico foi desenvolvido com base em analogias entre a propagação de um elétron em um potencial periódico e uma onda eletromagnética que se propaga em um meio cujo índice de refração varia periodicamente no espaço [142]. Em um cristal natural, um elétron sofre a ação de um potencial periódico criado a partir do deslocamento periódico de íons na rede cristalina. Como consequência, o movimento do elétron sob ação deste potencial dá origem a propagação de ondas de Bloch em vez de ondas planas, formação de bandas de energia separadas por lacunas (gaps), alteração da massa do elétron, formação de zonas de Brillouin e conservação de quase-momento em vez de momento [142].

O conceito de gap fotônico foi proposto pela primeira vez pelo físico E. Yablonovitch, que em 1987 estudou a possibilidade de que emissão espontânea poderia ser inibida em um meio dielétrico com uma variação periódica do índice de refração [79]. O termo band gap foi adotado em analogia ao gap eletrônico que ocorre em semicondutores. Assim como um arranjo regular de átomos em um cristal dá origem aos band gaps eletrônicos em semicondutores, a periodicidade da distribuição dielétrica espacial em um cristal fotônico dá origem a uma região de frequência onde a radiação eletromagnética não é permitida, justificando os cristais fotônicos serem comumente chamados de semicondutores de luz [143].

De um modo mais intuitivo, o conceito de cristal fotônico está relacionado a propagação de ondas eletromagnéticas em estruturas em que o índice de refração apresenta periodicidade em uma ou mais dimensões. Mais precisamente, um cristal fotônico é uma estrutura em que a função dielétrica varia periodicamente em uma, duas ou três dimensões. Devido a essa periodicidade a transmissão de luz se anula completamente para determinados comprimentos de onda, caracterizando a chamada banda fotônica proibida ou lacuna de banda fotônica. Na prática, os cristais fotônicos têm regiões internas periódicas formadas por materiais de diferentes índices de refração intercalados regularmente, conforme ilustra a Fig. 28.

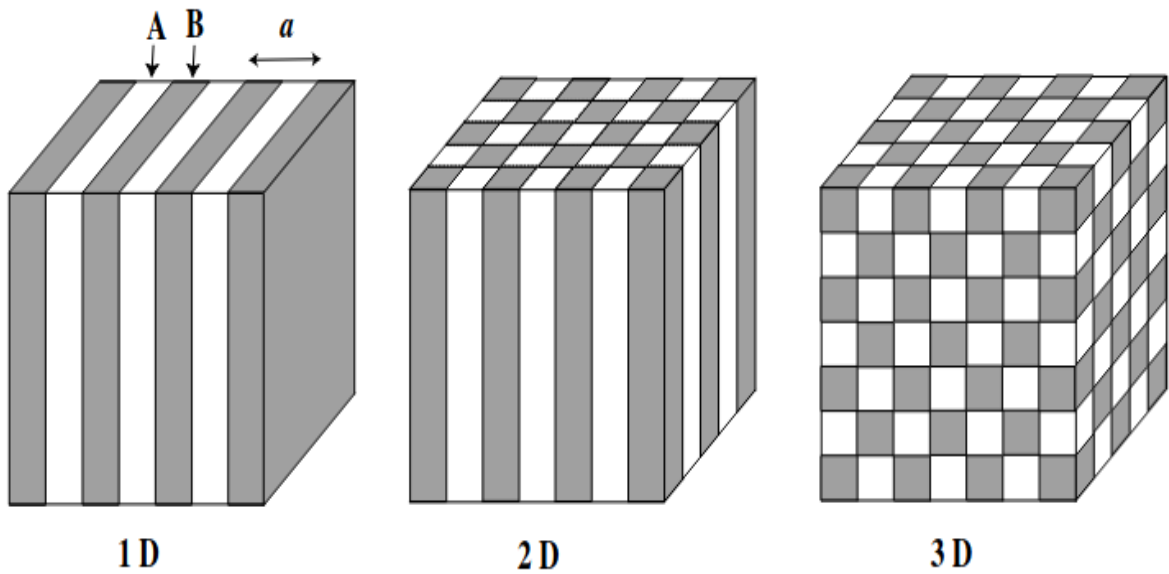


Figura 28: Ilustração esquemática de cristais fotônicos unidimensionais (1D), bidimensionais (2D) e tridimensionais (3D). A constante a (constante de rede) é o período da modulação periódica espacial. **Fonte:** [144].

Dessa forma, dependendo do comprimento de onda da luz, esta pode se propagar ou não através desses cristais. Em outras palavras, pode-se dizer que da mesma forma que um potencial periódico do tipo Coulomb dá origem à estrutura bandas para um elétron em um semiconductor, a periodicidade na permissividade dá origem a uma estrutura de bandas para as ondas eletromagnéticas em um cristal fotônico [142]. Fisicamente, isso acontece devido à interferência de ondas que sofrem espalhamento múltiplo nos materiais com diferentes índices de refração dispostos periodicamente. As lacunas de banda (band gaps) surgem devido à formação de ondas estacionárias. É importante ter em mente que a estrutura de bandas e os band gaps nos cristais fotônicos são, essencialmente, fenômenos eletromagnéticos clássicos e, portanto, admitem explicações consistentes com base na óptica ondulatória. Logo, os quanta de luz não estão envolvidos nas características básicas dos cristais fotônicos [142].

Na verdade, a propagação de luz em estruturas dielétricas periódicas nas quais ocorre a formação de band gaps já estava sendo estudada há mais de um século, mas o termo “cristal fotônico” só foi introduzido em 1989 pelos Físicos Eli Yablonovitch e Sajeev John [79, 145]. Entretanto, esse fenômeno é conhecido há mais de um século e remonta aos trabalhos do Físico John William Strutt (Lord Rayleigh) nos anos de 1887 e 1888 [146, 147]. A teoria da difração dinâmica de raios-X em cristais, descrita em 1914 pelo Físico Charles Galton Darwin [148, 149], é também precursora do conceito dos cristais fotônicos, mas não será tratada aqui, não só para evitarmos adentrar demais no campo da Mecânica

Quântica, mas também para não nos desviarmos do objetivo principal deste trabalho.

3.2 Ondas eletromagnéticas em meios periódicos

3.2.1 Cristais fotônicos unidimensionais

Uma compreensão intuitiva das bandas fotônicas e band gaps dos cristais fotônicos pode ser obtida a partir da análise de um cristal fotônico unidimensional. A Fig. 29, ilustra a geometria de um cristal fotônico unidimensional. Para simplificar a análise, vamos considerar ondas eletromagnéticas linearmente polarizadas que se propagam na direção z . Como sempre, o campo eletromagnético da onda propagada é representado por um par de funções complexas na forma expressa pelas Eqs. (2.74) e (2.75).

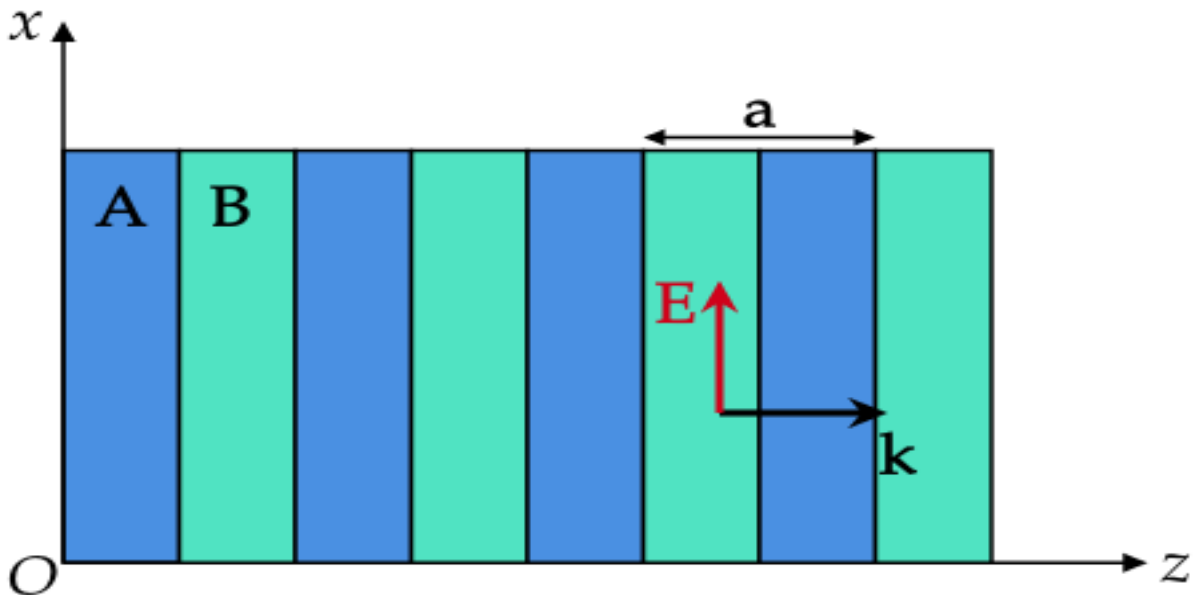


Figura 29: Geometria da estrutura de um cristal fotônico unidimensional. **Fonte:** Adaptado de [144].

A equação de onda para o campo elétrico $E(z, t)$ pode ser escrita como

$$\frac{\partial^2 E(z, t)}{\partial z^2} + \frac{\varepsilon(z)}{c^2} \frac{\partial^2 E(z, t)}{\partial t^2} = 0 \quad (3.1)$$

onde $\varepsilon(z)$ é função dielétrica do meio. Note que uma vez que o meio é espacialmente periódico de período a , então a função dielétrica é periodicamente escalonada com o mesmo período, ou seja, $\varepsilon(z + a) = \varepsilon(z)$, de modo que pode ser representada por uma expansão de Fourier:

$$\varepsilon(z) = \sum_{-\infty}^{+\infty} \kappa_m e^{j\frac{2\pi m}{a}z} \quad (3.2)$$

em que κ_m são os coeficientes de Fourier, com m inteiro. O teorema de Bloch é bem conhecido por ser válido para os autoestados eletrônicos em cristais comuns devido à distribuição espacial periódica de energia potencial que um elétron experimenta como resultado do arranjo regular dos núcleos atômicos [150]. E como os cristais fotônicos são estruturas periódicas, a propagação das ondas eletromagnéticas nestes cristais está sujeita à mesma teoria [144], de modo que, com base no teorema de Bloch, podemos expressar cada modo de propagação no cristal como [142]

$$E(z, t) \equiv E_k(z, t) = u_k(z) e^{j(kz - \omega_k t)} \quad (3.3)$$

onde k é o número de onda, ω_k é a frequência angular e $u_k(z)$ é uma função periódica de mesmo período que a constante dielétrica, ou seja, $u_k(z + a) = u_k(z)$. Expandindo $u_k(z)$ em série de Fourier e substituindo na equação (3.3), temos [144]

$$E_k(z, t) = \sum_{-\infty}^{+\infty} E_m e^{j\left(k + \frac{2\pi m}{a}\right)z - j\omega_k t} \quad (3.4)$$

onde E_m são os coeficientes de Fourier. Considerando apenas os componentes com $m = 0$ e $m = \pm 1$ na expansão de ε , temos [144]

$$\varepsilon(z) \approx \kappa_0 + \kappa_1 e^{j\frac{2\pi}{a}z} + \kappa_{-1} e^{-j\frac{2\pi}{a}z} \quad (3.5)$$

que ao ser substituída em conjunto com a Eq. (3.4) na equação de onda (3.1), fornece [144]

$$\kappa_1 \left[k + \frac{2(m-1)\pi}{a} \right]^2 E_{m-1} + \kappa_{-1} \left[k + \frac{2(m+1)\pi}{a} \right]^2 E_{m+1} \approx \left[\frac{\omega_k^2}{c^2} - \kappa_0 \left(k + \frac{2m\pi}{a} \right)^2 \right] E_m \quad (3.6)$$

E para $m = 0$ e $m = -1$, respectivamente, obtemos [144]

$$\begin{aligned}
E_0 &\approx \frac{c^2}{\omega_k^2 - \kappa_0 c^2 k^2} \left[\kappa_1 \left(k - \frac{2\pi}{a} \right)^2 E_{-1} + \kappa_{-1} \left(k + \frac{2\pi}{a} \right)^2 E_1 \right] \\
E_{-1} &\approx \frac{c^2}{\omega_k^2 - \kappa_0 c^2 \left(k - \frac{2\pi}{a} \right)^2} \left[\kappa_1 \left(k - \frac{4\pi}{a} \right)^2 E_{-2} + \kappa_{-1} k^2 E_0 \right].
\end{aligned} \tag{3.7}$$

Note que E_0 e E_{-1} tornam-se dominantes na expansão de Fourier de $E_k(z, t)$, Eq. (3.4), se tomarmos $\omega_k^2 \approx \kappa_0 c^2 k^2$ e $k \approx \left| k - \frac{2\pi}{a} \right|$, ou seja, $\left(k \approx \frac{\pi}{a} \right)$, de modo que podemos desprezar os demais termos. Isso nos leva a um conjunto de duas equações acopladas para E_0 e E_{-1} [144]:

$$\begin{aligned}
(\omega_k^2 - \kappa_0 c^2 k^2) E_0 - \kappa_1 c^2 \left(k - \frac{2\pi}{a} \right)^2 E_{-1} &= 0 \\
-\kappa_{-1} c^2 k^2 E_0 + \left[\omega_k^2 - \kappa_0 c^2 \left(k - \frac{2\pi}{a} \right)^2 \right] E_{-1} &= 0,
\end{aligned} \tag{3.8}$$

que tem solução não trivial, se e somente se, o determinante da matriz dos coeficientes é zero, ou seja

$$\begin{vmatrix}
\omega_k^2 - \kappa_0 c^2 k^2 & \kappa_1 c^2 \left(h - \frac{\pi}{a} \right)^2 \\
-\kappa_{-1} c^2 k^2 & \omega_k^2 - \kappa_0 c^2 \left(h - \frac{\pi}{a} \right)^2
\end{vmatrix} = 0 \tag{3.9}$$

onde $h = k - \frac{\pi}{a}$. E após algum trabalho algébrico [144], obtemos

$$\omega_{\pm} \approx \frac{\pi c}{a} \sqrt{\kappa_0 \pm |\kappa_1|} \pm \frac{ac}{\pi |\kappa_1| \sqrt{\kappa_0}} \left(\kappa_0^2 - \frac{|\kappa_1|^2}{4} \right) h^2 \tag{3.10}$$

para $|h| \ll \frac{\pi}{a}$. Logo, a periodicidade do meio dá origem a quebras (descontinuidades) na curva de dispersão para $k \approx \frac{\pi}{a}$ e $k \approx \frac{\pi}{a}$, levando à formação de intervalos no eixo k onde uma solução na forma de ondas planas não existe para a equação de onda [144]. Mais precisamente, quando ω satisfaz a condição [144]

$$\frac{\pi c}{a} \sqrt{\kappa_0 - |\kappa_1|} < \omega < \frac{\pi c}{a} \sqrt{\kappa_0 + |\kappa_1|} \tag{3.11}$$

o modo desaparece e nesta região surge uma lacuna (gap) no espectro de frequência. Isso acontece porquê os modos com $k \approx \frac{\pi}{a}$ e $k \approx \frac{\pi}{a}$ são acoplados entre si na presença da modulação periódica da constante dielétrica e esse acoplamento levou a uma divisão de frequência [144]. Nos pontos onde ocorrem as quebras da curva de dispersão, $E_k(z, t)$ corresponde a ondas estacionárias com concentração de energia eletromagnética [142]. Essas propriedades são exibidas na Fig. 30.

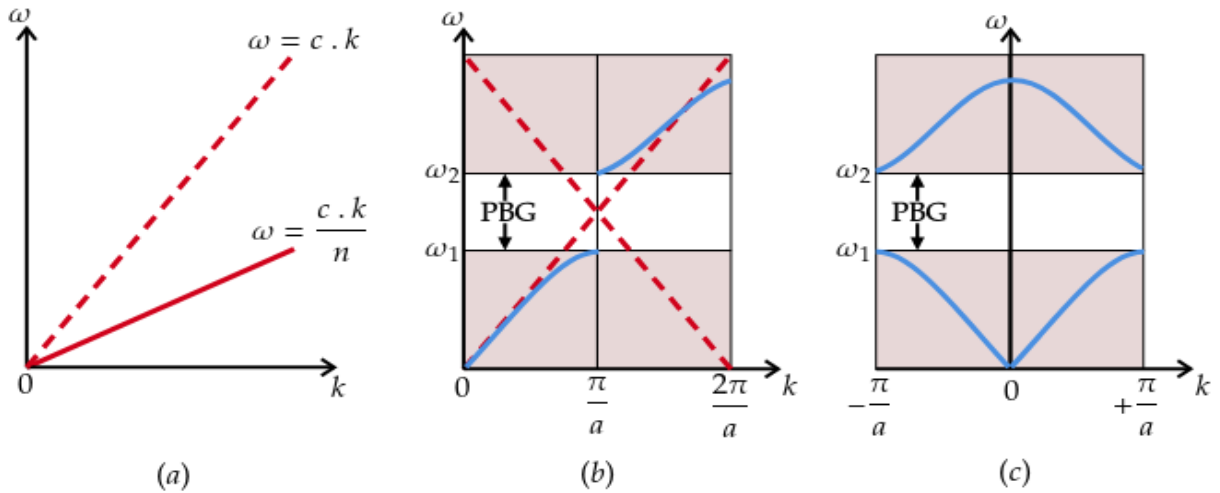


Figura 30: Curvas de dispersão de ondas eletromagnéticas. (a) Meio homogêneo e (b), (c) meio periódico. Note que a curva em (c) pode ser obtida a partir das curvas em (b) para k positivo e negativo (à esquerda e à direita) através de uma translação com $k = \pm \frac{2\pi}{a}$. **Fonte:** Adaptado de [142].

Como a presença da modulação espacial periódica da constante dielétrica faz os vetores de onda difiram entre si por um múltiplo de $\frac{2\pi}{a}$, estes vetores devem ser considerados iguais [144]. Para modulações espaciais pequenas, a relação de dispersão para uma onda se propagando no cristal fotônico não está tão longe daquela para uma onda se propagando em um meio homogêneo, mas deve ser expressa com o vetor de onda na região $[-\frac{\pi}{a}, +\frac{\pi}{a}]$, [144]. Essa região é chamada de primeira zona de Brillouin e pode ainda ser reduzida a $[0, +\frac{\pi}{a}]$, que é chamada de zona irredutível de Brillouin [151]. A primeira zona de Brillouin corresponde a região limitada pelas duas linhas verticais ($k = -\frac{\pi}{a}$ e $k = +\frac{\pi}{a}$) da Fig. 30(c). Note que os gaps de frequência aparecem no cruzamento de duas linhas de dispersão que são indicadas por linhas tracejadas, conforme mostrado na Fig. 30(b). Obviamente, existe um número infinito de gaps no espectro de frequência, mas devemos observar que isso é verdade apenas para as ondas ópticas que se propagam na direção z , ou seja, os gaps de frequência não surgem para ondas que se propagam em outras direções [144].

3.2.2 Cristais fotônicos bidimensionais

A análise feita na subseção anterior pode ser generalizada para ondas eletromagnéticas se propagando em cristais fotônicos bidimensionais e também tridimensionais, considerando que a constante dielétrica possui periodicidade em mais de uma dimensão, ou seja

$$\varepsilon(\mathbf{r} + \mathbf{a}) = \varepsilon(\mathbf{r}) \quad (3.12)$$

onde \mathbf{r} e \mathbf{a} são os vetores posição e translação do cristal, respectivamente. As equações de ondas para os campos elétrico e magnético assumem agora a forma [144]

$$\nabla \times \left(\nabla \times \frac{1}{\varepsilon(\mathbf{r})} \mathbf{D}(\mathbf{r}) \right) - \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{D}(\mathbf{r}) = 0 \quad (3.13)$$

$$\nabla \times \left(\nabla \times \frac{1}{\varepsilon(\mathbf{r})} \mathbf{H}(\mathbf{r}) \right) - \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{H}(\mathbf{r}) = 0$$

onde $\mathbf{D}(\mathbf{r})$ é o vetor de deslocamento elétrico e $\mathbf{H}(\mathbf{r})$ é o campo magnético. Deve ser observado que agora que o operador correspondente na equação para o campo magnético é hermitiano enquanto o operador na equação para o campo elétrico não é, quando as equações são expressas na forma de problemas de autovalor [144]. Por causa disso, a estrutura da banda dos cristais fotônicos 2D e 3D é determinada usando as soluções da equação de onda para $\mathbf{H}(\mathbf{r})$, de modo que o campo elétrico pode ser recuperado depois através da relação [142]

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = -\frac{jc}{\omega \varepsilon(\mathbf{r})} \nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}). \quad (3.14)$$

Para detalhes e métodos de cálculo o leitor é incentivado a consultar as referências [144, 80]. Para cristais fotônicos 2D e 3D, uma topologia especial e a maior taxa de índice de refração possível dos materiais constituintes são necessárias. Valores de índice de refração de 3,45 e 3,6 são fornecidos pelas combinações Si/ar e GaAs/ar, respectivamente [142]. Embora esses materiais não sejam transparentes no espectro visível, o GaAs e Si podem ser usados em comprimentos de onda maiores que 820 nm e maiores que 1000 nm, respectivamente, que incluem os comprimentos de onda operacionais das fibras ópticas

(850 nm, 1300nm e 1550 nm) [142].

As Figs. 31(a) e 31(b) mostram um corte transversal no plano de periodicidade das redes mais comuns usadas em cristais fotônicos. Colunas de formato circular são dispostas em treliça triangular para o primeiro e em treliça quadrada para o último. A linha tracejada mostra a célula básica correspondente a cada rede. Os vetores da rede, \mathbf{a}_1 e \mathbf{a}_2 , têm o mesmo módulo, mas direções diferentes.

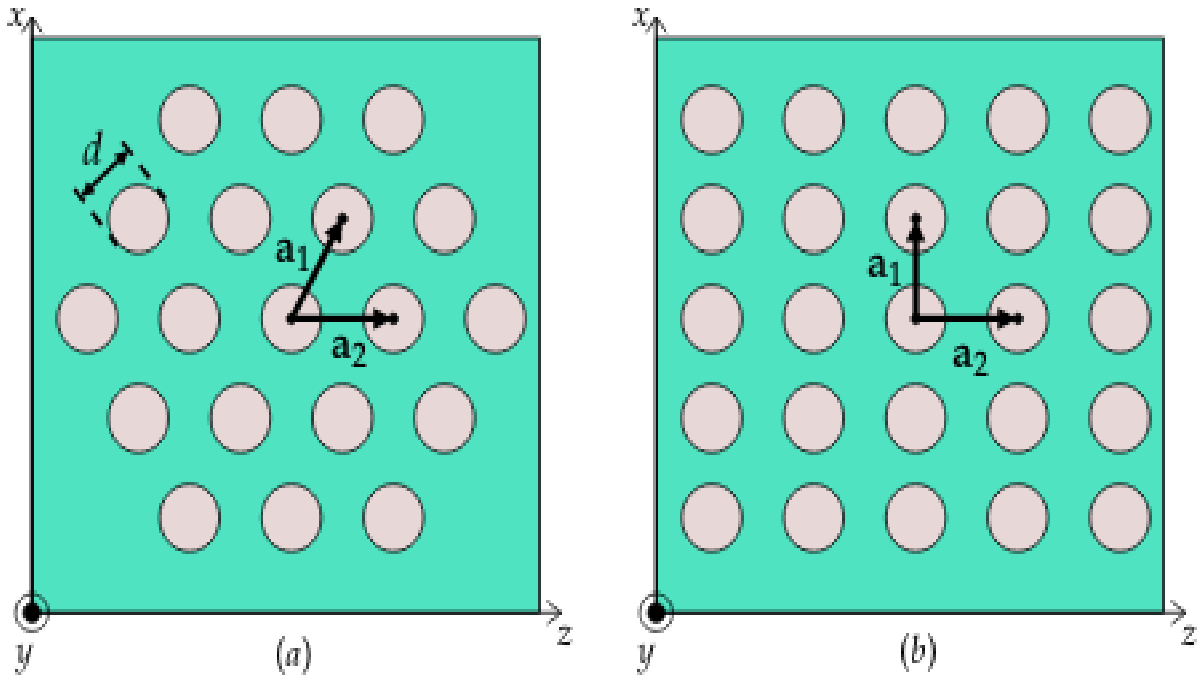


Figura 31: Configurações de redes mais comuns usadas em cristais fotônicos. (a) Configuração triangular. (b) Configuração quadrada. **Fonte:** Adaptado de [151].

Supondo que o eixo y seja a direção homogênea e que o plano xz seja o plano de periodicidade, então o teorema de Bloch fornece uma solução para as equações de onda que é análoga àquela para cristais fotônicos 1D, discutida na seção anterior. Entretanto, a função $u_k(\mathbf{r})$ agora é homogênea na direção y e periódica no plano xz . A componente do vetor de onda na direção y será zero, se a propagação da luz ocorrer no plano de periodicidade [151]. Nas figuras 32(a) e 32(b), estão representadas as primeiras zonas de Brillouin para as redes triangular e quadrada, respectivamente. A zona de Brillouin pode ser vista como tendo uma forma quadrada no último e uma forma hexagonal no primeiro. Em ambas as situações, a forma da célula fundamental no espaço real e a forma da zona de Brillouin no espaço recíproco são idênticas [151]. A zona de Brillouin da rede triangular, no entanto, é girada 90 graus em relação à célula fundamental. A área destacada é a zona de Brillouin irreduzível, que normalmente é designada pelos pontos Γ , M e X na rede quadrada e pelos pontos Γ , M e K na rede triangular [151].

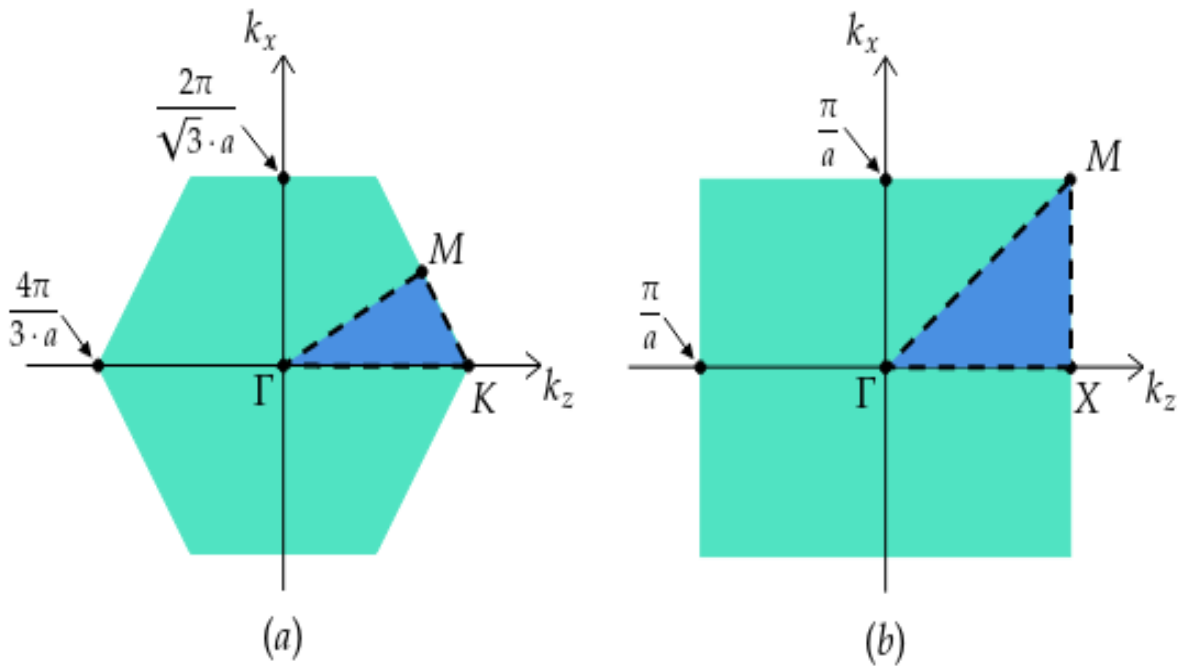


Figura 32: Zonas de Brillouin correspondentes as redes (a) triangular e (b) quadrada. **Fonte:** Adaptado de [151].

O diagrama de banda estende-se apenas ao longo da borda da zona irreduzível de Brillouin, de Γ a M a K na rede triangular e de Γ a M a X na rede quadrada [80]. A simetria da estrutura permite a classificação dos modos dividindo-os em duas polarizações desacopladas: os modos TE, que têm o campo magnético normal ao plano de periodicidade e o campo elétrico no plano, (E_x, E_z, H_y) e os modos TM, que têm o campo elétrico normal ao plano de periodicidade e o campo magnético no plano, (H_x, H_z, E_y) [151].

O diagrama de bandas de uma rede triangular de furos de ar gravados em uma substância de alto índice é mostrado na Fig. 33(a). Os modos TM são representados pelas linhas contínuas, enquanto os modos TE são representados pelas linhas tracejadas. Para os modos TE, entre a primeira e a segunda banda, é possível visualizar um gap fotônico. Para frequências mais altas, gaps menores surgem para os modos TM. Para uma rede quadrada de furos de ar, o diagrama de bandas é mostrado na Fig. 33(b), onde os surgem principalmente para os modos TM [80].

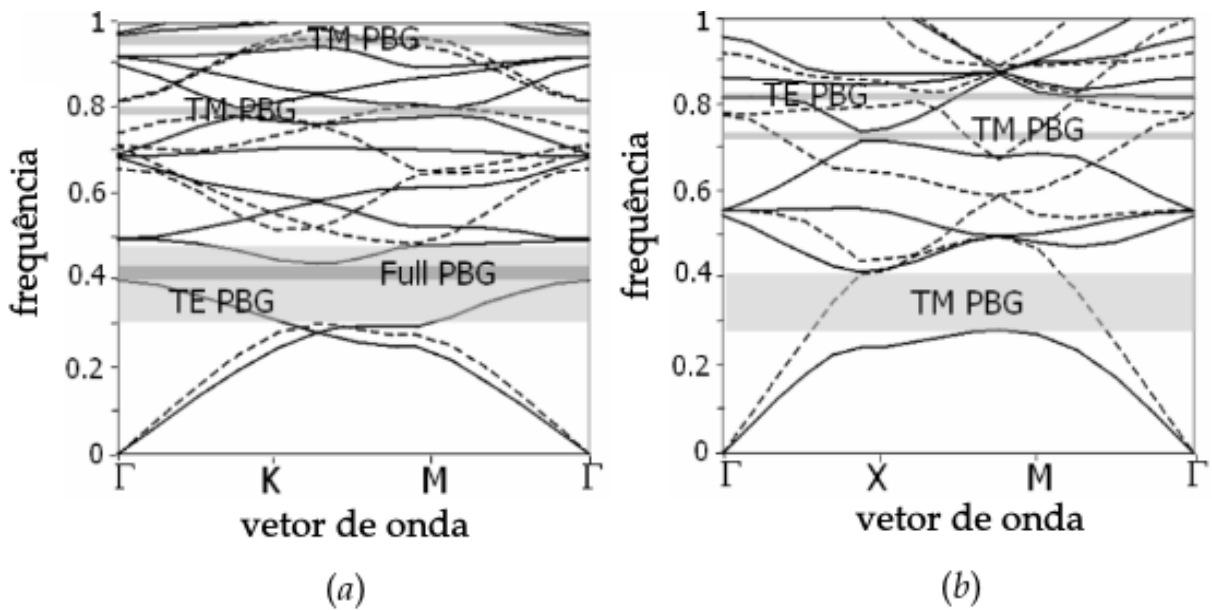


Figura 33: O diagrama de bandas de um cristal fotônico 2D com diâmetro de furos com $d = 0,9a$. (a) Rede triangular de furos de ar, e (b) rede quadrada de furos de ar. Os furos são gravados em um material de alto índice com $n = 3,45$. Os modos TE são representados pelas linhas tracejadas, enquanto que as linhas sólidas representam os modos TM. **Fonte:** Adaptado de [151].

3.3 Dos cristais fotônicos às fibras de cristal fotônico

Os sistemas optoeletrônicos e de comunicação modernos são desenvolvidos principalmente com base em fibras ópticas, que também são amplamente utilizadas em sistemas ópticos para guiamento e distribuição de luz [152]. Uma fibra óptica típica nada mais é do que um guia de ondas óptico cilíndrico cuja estrutura é composta por revestimento de baixo índice de refração e um núcleo de cujo índice de refração é maior que o do revestimento, de modo que a luz é confinada com base no fenômeno de reflexão interna total, já discutido em capítulos anteriores. Por outro lado, nas fibras microestruturadas, também conhecidas como fibras de cristal fotônico (PCFs), o revestimento é feito de sílica contendo um matriz de furos de ar que geralmente são periodicamente dispostos na seção transversal, Fig. 34, e que se entendem ao longo de todo o comprimento da fibra. A região central contém um núcleo que pode ser sólido feito de sílica ou pode ser oco, ou seja, contendo um furo de ar [152].

O mecanismo de guia é fornecido por meio de reflexão interna total modificada ou um efeito de banda proibida fotônica. Esse novo tipo de fibra óptica desenvolvido em 1996 pelos professores Jonathan C. Knight, Filipe St. J. Russell e Tim Birks [85, 153, 83], podem exibir várias peculiaridades atraentes para aplicações [152].

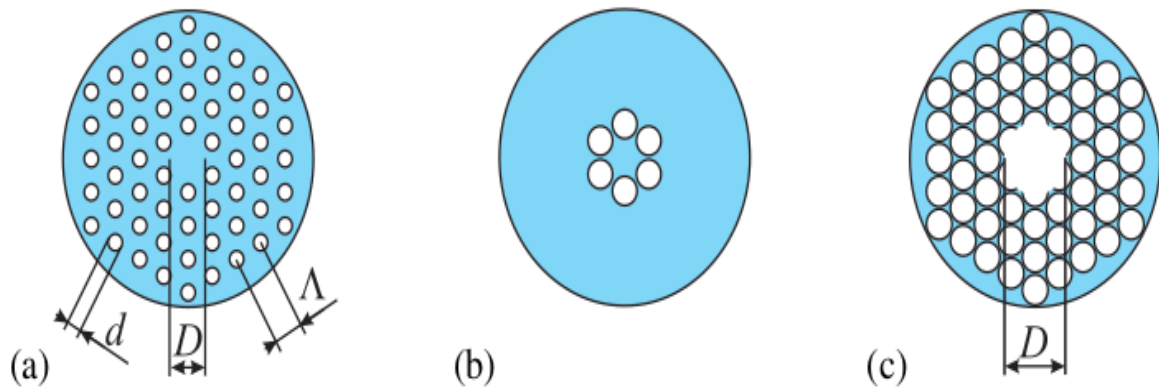


Figura 34: Seções transversais de alguns tipos de PCFs. (a) PCF com furos, (b) PCF de alto delta, (c) PCF de núcleo oco ou PCF de gap fotônico. Parâmetros geométricos: d é diâmetro do furo de ar, Λ é comumente chamado de passo e D é o diâmetro do núcleo. **Fonte:** [152].

A PCF mais simples é a fibra com furos, Fig. 34(a), que é composta de uma rede hexagonal regular de minúsculos furos de ar e um núcleo sólido devido a omissão de um furo de ar na região central do núcleo, o guiamento de luz é feito por reflexão interna total modificada [85]. Quando as fibras com furos possuem uma grande fração de enchimento de ar no revestimento, são chamadas de PCFs de alto delta (Δ), 34(b). O termo "alto delta" refere-se ao contraste do índice de refração entre o núcleo e o revestimento, que normalmente é maior do que nos PCFs com furos convencionais. Por outro lado, nas PCFs de núcleo oco, 34(c), o confinamento dos modos no núcleo de ar requer a geração de band gap no plano de periodicidade para propagação fora do plano em uma certa faixa de comprimento de onda. Isso pode ser conseguido com um arranjo periódico de orifícios de ar em uma escala de comprimento de onda com uma fração de enchimento de ar suficientemente alta no revestimento [152].

A orientação da luz nas PCFs de núcleo oco foi demonstrada usando uma configuração hexagonal de orifícios de ar em sílica, com núcleo formado pela remoção de sete dos capilares constituintes [154, 155]. Isso também permite a orientação de luz em gases. No entanto, o modo guiado pode não estar completamente concentrado no núcleo de ar e parte da energia ainda pode passar pelo material sólido.

3.3.1 Modelagem de PCFs

Por causa da estrutura transversal complexa das PCFS, a propagação da luz neste tipo de fibras requer o uso de técnicas numéricas para solucionar o problema de autovalor

relacionado ao cálculo do perfil de modo e da constante de propagação β para uma determinada frequência ω [152]. A aproximação de escalar normalmente deve ser válida porque a diferença de índice nas PCFs é muito maior do que para fibras monomodo convencionais. Entretanto, a aproximação escalar ainda pode ser usada, desde que a porcentagem de enchimento de ar não seja excessiva [156]. O caráter vetorial de um modo de fibra pode ser precisamente determinado a partir da dispersão de velocidade de grupo (GVD - Group Velocity Dispersion) cuja determinação é feita principalmente pelas interfaces ar-sílica da PCF. Na Fig. 35 são comparados os resultados para uma PCF com revestimento hexagonal de orifícios de ar $\Lambda = 2,3\mu m$ e para quatro tamanhos dos furos de ar, calculados pelas técnicas escalar e vetorial, para mostrar o impacto dos efeitos vetoriais [152].

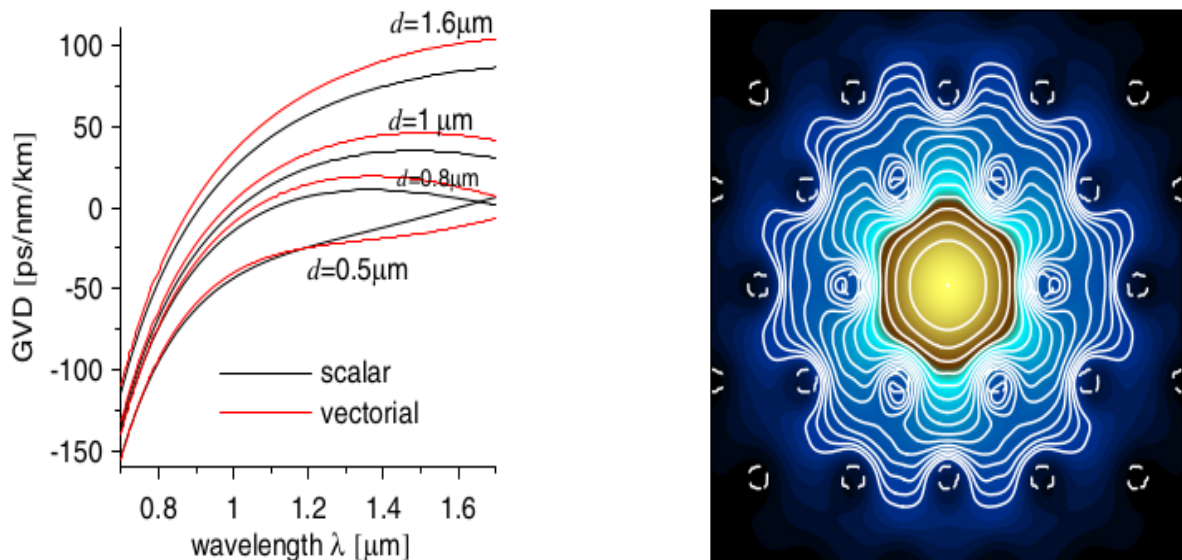


Figura 35: Fig. a esquerda: Comparação da GVD calculada usando a aproximação escalar (curvas pretas) e o caso vetorial completo (curvas vermelhas). Fig. a direita: Componente H_x do modo para $d = 0,5\mu$ em $\lambda = 1,75\mu m$. O passo da rede foi mantido fixo e igual a $\Lambda = 2,3\mu m$. **Fonte:** [152].

Note que as diferenças entre cálculos vetoriais e escalares aumentam com λ , de modo que a aproximação escalar fornece apenas um comportamento qualitativo da curva de dispersão em certas regiões específicas de parâmetros da PCF. Dessa forma, é necessário recorrer à solução das equações vetoriais para realizar cálculos quantitativos, por exemplo, na determinação do comprimento de onda de dispersão zero necessário para experimentos envolvendo sólitons [152].

3.3.2 Mecanismos de guiamento

Para que um modo seja guiado em uma fibra óptica, é necessário introduzir luz no núcleo com valor β , que é a componente da constante de propagação ao longo do eixo da fibra, que não pode se propagar no revestimento. O maior valor de β que pode existir em um meio homogêneo infinito com índice de refração n é $\beta = nk_0$, sendo k_0 a constante de propagação no espaço livre. Todos os valores menores de β são permitidos. Um cristal fotônico bidimensional, como qualquer outro material, é caracterizado por um valor máximo de β que pode se propagar. Em um determinado comprimento de onda, isso corresponde ao modo fundamental de uma laje infinita do material, e esse valor β define o índice de refração efetivo do material.

3.3.3 Guiamento por reflexão interna total modificada

Conforme discutido, é possível usar um cristal fotônico bidimensional como revestimento de fibra, escolhendo um material de núcleo com um índice de refração maior do que o índice efetivo do revestimento. Um exemplo deste tipo de estrutura é o PCF com um núcleo sólido de sílica envolvido por um revestimento de cristal fotônico com uma rede triangular de orifícios de ar.

A primeira PCF de núcleo sólido consistia em uma rede triangular de orifícios de ar com um diâmetro d de cerca de 300 nm e um espaçamento entre os furos de ar $\Lambda = 2.3\ \mu\text{m}$, conforme pode ser consultado no artigo original do professor Russell [85]. Essas fibras, também conhecidas como PCFs guias de índice, guiam a luz através de uma forma de reflexão interna total modificada [85]. Apesar do núcleo sólido e parte do revestimento serem feitos da mesma substância, sílica, a presença dos orifícios de ar reduz efetivamente o índice de refração no revestimento em relação ao do núcleo. No entanto, essas PCFs têm muitas propriedades diferentes em relação às fibras ópticas convencionais [152].

3.3.4 Guiamento por gap fotônico

A orientação de núcleo oco teve que esperar até 1999, quando a tecnologia de fabricação de PCF avançou ao ponto em que frações maiores de enchimento de ar, necessárias para obter um PBG para orientação de ar, tornaram-se possíveis [155]. Para um modo guiado pelo ar deve-se ter $\beta/k_0 < 1$, pois essa condição garante que a luz seja livre para se propagar e formar um modo dentro do núcleo oco, mas incapaz de escapar para o revestimento. A primeira PCF de núcleo oco tinha uma rede triangular simples de orifícios de

ar, e o núcleo foi formado pela remoção de sete capilares no centro da seção transversal da fibra [85]. Ao produzir um núcleo relativamente grande, as chances de encontrar um modo guiado foram aprimoradas. Quando a luz branca é lançada no núcleo da fibra, os modos coloridos são transmitidos, indicando assim que a orientação da luz existe apenas em faixas restritas de comprimento de onda, que coincidem com os band gaps fotônicos [155].

3.3.5 PCF's infinitamente monomodo

Conforme já mencionado, a primeira PCF de núcleo sólido que consistia em uma rede triangular de orifícios de ar com um diâmetro d de cerca de 300 nm e um espaçamento entre os furos de ar Λ de aproximadamente $2.3\ \mu\text{m}$. O interessante é que esta PCF nunca parece se tornar multi-modo nos experimentos, mesmo para comprimentos de onda curtos. De fato, o modo guiado sempre teve um único lóbulo central forte preenchendo o núcleo [85]. O professor Russell explicou que esse comportamento particular de modo único sem fim pode ser entendido vendo a rede de orifícios de ar como um filtro modal ou "peneira" [155]. Como a luz é evanescente no ar, os orifícios de ar agem como fortes barreiras, sendo portanto a "malha de arame" da peneira. O campo do modo fundamental, que se encaixa no núcleo de sílica com um único lóbulo de diâmetro entre zeros ligeiramente igual a 2Λ , seria o "grão" que não consegue passar pela malha de arame da peneira, sendo as lacunas de sílica entre os orifícios de ar pertencente ao primeiro anel em torno do núcleo muito estreito [155]. Entretanto, as dimensões do lóbulo dos modos de ordem superior são menores, de modo que podem deslizar entre as lacunas. Quando a razão d/Λ , que é a fração de enchimento de ar do revestimento de cristal fotônico, aumenta, modos sucessivos de ordem superior ficam presos [155]. Um projeto de geometria adequado da seção transversal da fibra garante que apenas o modo fundamental seja guiado. Estudos mais detalhados das propriedades de PCFs triangulares mostraram que isso ocorre para $d/\Lambda < 0.4$ [155].

4 TEORIA DO ACOPLADOR DE GRADE

Uma parte significativa da tecnologia nanofotônica é baseada no uso de estruturas periódicas para controlar a amplitude, a fase ou o estado de polarização de um campo óptico. Essas estruturas periódicas são chamadas de grades de difração e desempenham um papel central na Nanofotônica, pois a maioria dos elementos difrativos podem ser tratados como grades, pelo menos em algum sentido. A estrutura modulada pode ser globalmente periódica, talvez com um perfil complicado de relevo de superfície ou modulação de índice, ou localmente periódico, como uma lente difrativa. Em ambos os casos, a teoria de difração de grade pode ser usada para descrever o perfil de modulação e analisar o desempenho da estrutura.

A razão pela qual as grades de difração são empregadas com tanta frequência é porque elas transmitem ou refletem a luz apenas em ângulos bem definidos. Além disso, os ângulos das ordens de difração são altamente sensíveis ao comprimento de onda da luz incidente. Duas características cruciais podem ser usadas para descrever uma grade de difração.

- A primeira é a direção dos feixes difratados ou a faixa de ângulos em que, para um determinado comprimento de onda e ângulo de incidência, a luz incidente será difratada. Saber em quais direções uma grade difrata a luz e quais ângulos são permitidos, depende apenas do período da grade e das características do material do meio incidente e do meio transmitido.
- A segunda é a proporção de potência em cada ordem para a potência incidente total, também chamada de eficiência de difração. Nesse caso, a estrutura da grade em si desempenha um papel significativo, o que pode tornar o cálculo da eficiência desafiador, se a geometria da grade for muito complicada.

4.1 Acoplamento fibra-chip baseado em grades de Bragg

Depois de discutir como os modos de propagação podem se acoplar devido a presença de uma modulação periódica na estrutura de confinamento, podemos agora nos concentrar nas grades de difração. Vamos primeiro discutir alguns tipos de grades antes de nos concentrarmos nos parâmetros cruciais da grade de difração. Veja para uma visão mais completa, o leitor pode consultar a referência [157].

4.1.1 Tipos de grades de difração

As fendas periódicas foram as primeiras e mais básicas grades de difração. Por volta de 1785, o astrônomo americano David Rittenhouse relatou a criação da primeira grade de difração, que tinha 53 perfurações e meia polegada de largura [158]. As grades de difração foram desenvolvidas independentemente por Joseph Von Fraunhofer, que também pesquisou como empregá-las em espectroscopia, e foi capaz de medir os espectros da radiação solar usando suas grades de difração [159]. A fabricação de grades de difração de alta qualidade melhorou muito ao longo do tempo, e agora essas estruturas são utilizadas com muito mais frequência em diversas aplicações. As grades de difração geralmente se encaixam em uma de duas grandes categorias: grades de amplitude e grades de fase [157].

As grades de amplitude são o tipo mais simples de grades de difração e foram as primeiras a serem construídas. Essas grades são uma matriz constituída de várias fendas, cortadas de uma superfície opaca ou composta de uma grade de fios finos, conforme é ilustrado na Fig. 36. Experimentalmente, o funcionamento das grades de difração foi comprovado através do estudo das grades de amplitude. Através do bloqueio regular ou de uma leve atenuação do feixe de luz, as grades de amplitude modificam espacialmente a amplitude da onda transmitida [157].

A grade de fase é um tipo diferente de grade de difração. Uma grade de fase é composta por uma coleção de cristas incrivelmente pequenos com índices de refração que se repetem alternadamente. Ao alterar periodicamente a fase das seções do feixe que são transmitidas através das cristas de índice de refração alternado, essas grades modulam espacialmente apenas a fase da onda transmitida. Grades de relevo de superfície e grades de volume são os dois principais tipos de grades de fase. Nesta dissertação, são consideradas apenas as grades de relevo de superfície.

A topologia física das grades de relevo superficial sofre variações cíclicas. O índice do substrato da grade e o índice do meio de cobertura, que normalmente é o ar, são os dois

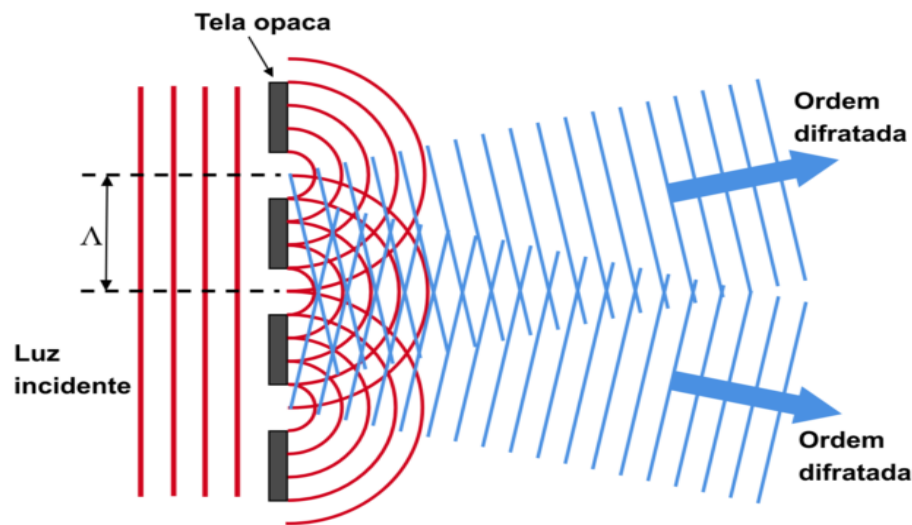


Figura 36: Representação esquemática de uma grade de amplitude de período Λ . **Fonte:** Adaptado de [159].

índices alternados de refração. A forma mais básica de uma grade de relevo de superfície consiste em cumes retangulares finos e regulares Fig. 37(a). Essas grades são chamadas de grades binárias, e são o tipo de grade mais utilizado em aplicações nas quais a difração da luz é relevante, pois podem ser fabricadas rapidamente usando a técnica de fotolitografia, mas é um desafio produzir grades binárias com pequenos períodos. Outros tipos de grades de superfície de relevo incluem a grade sinusoidal Fig. 37(b) e a grade dente de serra Fig. 37(c). Grades sinusoidais podem ser fabricadas por gravação holográfica ou capturando a interferência senoidal entre dois feixes uniformes [159]. Em aplicações em que a eficiência de acoplamento é relevante, as grades dente de serra podem ser mais adequadas, pois esse tipo de grade pode ser otimizada para que uma de suas ordens de difração tenha um acoplamento preferencial considerável [159].

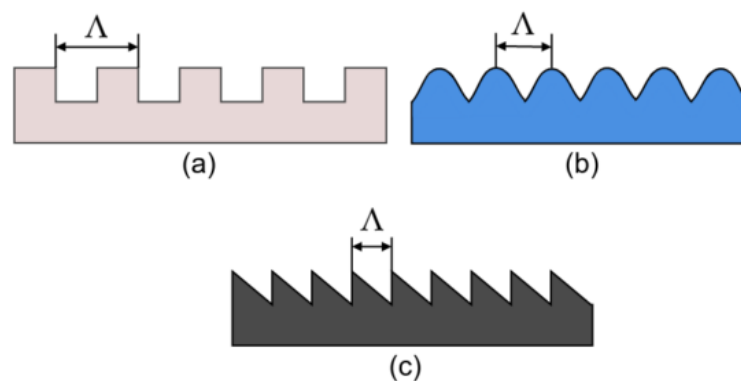


Figura 37: Representação esquemática de alguns tipos de grades de relevo de superfície. (a) grade binária, (b) grade sinusoidal, (c) grade dente de serra.

A fabricação de grades dente de serra de período maior envolve um procedimento mecânico ou riscado. No entanto, devido à sua dificuldade na fabricação, as grades dente de serra de período pequeno não são tão comumente empregadas quanto outros tipos de grade [159].

4.1.2 Condição de correspondência de Bragg

Agora que discutimos alguns tipos diferentes de grades de difração, podemos analisar como estas estruturas interagem com a luz incidente sobre elas. Para isso, vamos considerar uma grade unidimensional (o índice de refração varia apenas em uma direção) de período Λ ao longo da direção z . A grade encontra-se na interface entre dois meios: o meio 1 é a cobertura (região acima da grade), com índice de refração n_c ; o meio 2 é uma camada de índice de refração n_g , sobre a qual a grade é gravada. Consideramos $n_c < n_g$, sem perda de generalidade. Uma coleção de ondas difratadas é gerada quando uma onda com vetor de onda \mathbf{k}_i , vinda do meio 1, incide sobre a grade, conforme mostra a figura 38. A interação da grade no redirecionamento da luz incidente é simplesmente a adição discreta de múltiplos inteiros do vetor da grade ao vetor de onda transmitido não difratado [159]

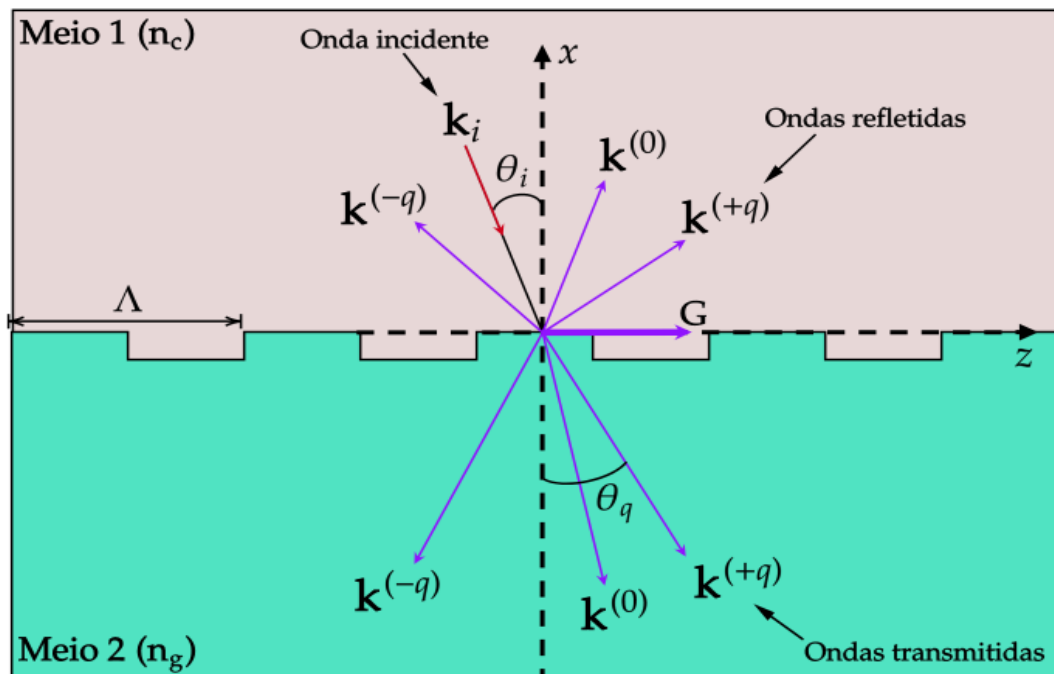


Figura 38: Grade de relevo de superfície unidimensional. **Fonte:** Autor.

$$\mathbf{k}^{(q)} = \mathbf{k}^{(0)} + q\mathbf{G} \quad (4.1)$$

onde $q = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ é um número que identifica as diferentes ordens de difração, $\mathbf{k}^{(q)}$ é o vetor de onda correspondente a ordem q difratada, \mathbf{G} é vetor de grade, que aponta na direção da periodicidade e cuja magnitude é $|\mathbf{G}| = \frac{2\pi}{\Lambda}$, $\mathbf{k}^{(0)}$ é o vetor de onda correspondente a ordem não difratada, ou seja, quando $q = 0$. A equação (4.1), em que o vetor de grade \mathbf{G} se soma ao vetor de onda não difratado, é conhecida como condição de Floquet, e o conjunto infinito de vetores de onda resultantes é conhecido como ondas de Floquet [160]. Embora o conjunto de ondas de Floquet contenha um número infinito de ordens difratadas, apenas algumas dessas ordens podem existir fisicamente. Reescrevendo a condição de Floquet termos dos componentes cartesianos dos vetores de onda, temos

$$-k^{(q)} \cos(\theta_q) \hat{\mathbf{x}} + k^{(q)} \sin(\theta_q) \hat{\mathbf{z}} = -k^{(0)} \cos(\theta_0) \hat{\mathbf{x}} + k^{(0)} \sin(\theta_0) \hat{\mathbf{z}} + \frac{2\pi q}{\Lambda} \hat{\mathbf{z}} \quad (4.2)$$

onde θ_0 é o ângulo do feixe não difratado, θ_q é o ângulo do feixe difratado em relação à direção normal da grade e λ é o comprimento de onda. Resolvendo para $\sin(\theta_q)$, temos

$$k^{(q)} \sin(\theta_q) = k^{(0)} \sin(\theta_0) - \frac{2\pi q}{\Lambda}, \quad (4.3)$$

agora usando a lei de Snell $n_g \sin(\theta_0) = n_c \sin(\theta_i)$, onde θ_i é o ângulo do feixe de luz incidente, obtemos a chamada condição de Bragg

$$n_g \sin(\theta_q) = n_c \sin(\theta_i) + q \frac{\lambda}{\Lambda}. \quad (4.4)$$

A partir da condição de Bragg podemos ver a forte dependência em λ . Se o período de grade for pequeno em comparação com o comprimento de onda, então pequenas mudanças no comprimento de onda afetam significativamente a direção do feixe difratado. Dessa forma, as grades são altamente dispersivas, ou seja, sensíveis ao comprimento de onda, e encontram uma aplicação natural e direta à espectroscopia [161]. Note que na ausência da grade a equação (4.4) se reduz à lei de Snell. Uma forma mais simples de visualizar a condição de Bragg é por meio de diagramas no espaço \mathbf{k} , que modelam graficamente as transmissões e reflexões resultantes da interação entre o feixe de luz incidente e a grade.

Para isso, utiliza-se círculos concêntricos cujos raios são os tamanhos dos vetores de onda no meio no qual a luz propaga-se. Dessa forma, considerando a grade de no centro de todos esses círculos, os raios, cuja magnitude é igual a $|\mathbf{k}|$, propagam-se em direção ao centro, no caso do feixe incidente, e para longe do centro, no caso dos feixes refletidos e transmitidos, em ângulos que representam a direção de propagação. A Fig. 39 ilustra o diagrama no espaço \mathbf{k} , representando o comportamento de uma grade Bragg de período Λ ao longo da direção z , localizada na interface entre dois meios de índices de refração n_c e n_g , tais que $n_c < n_g$.

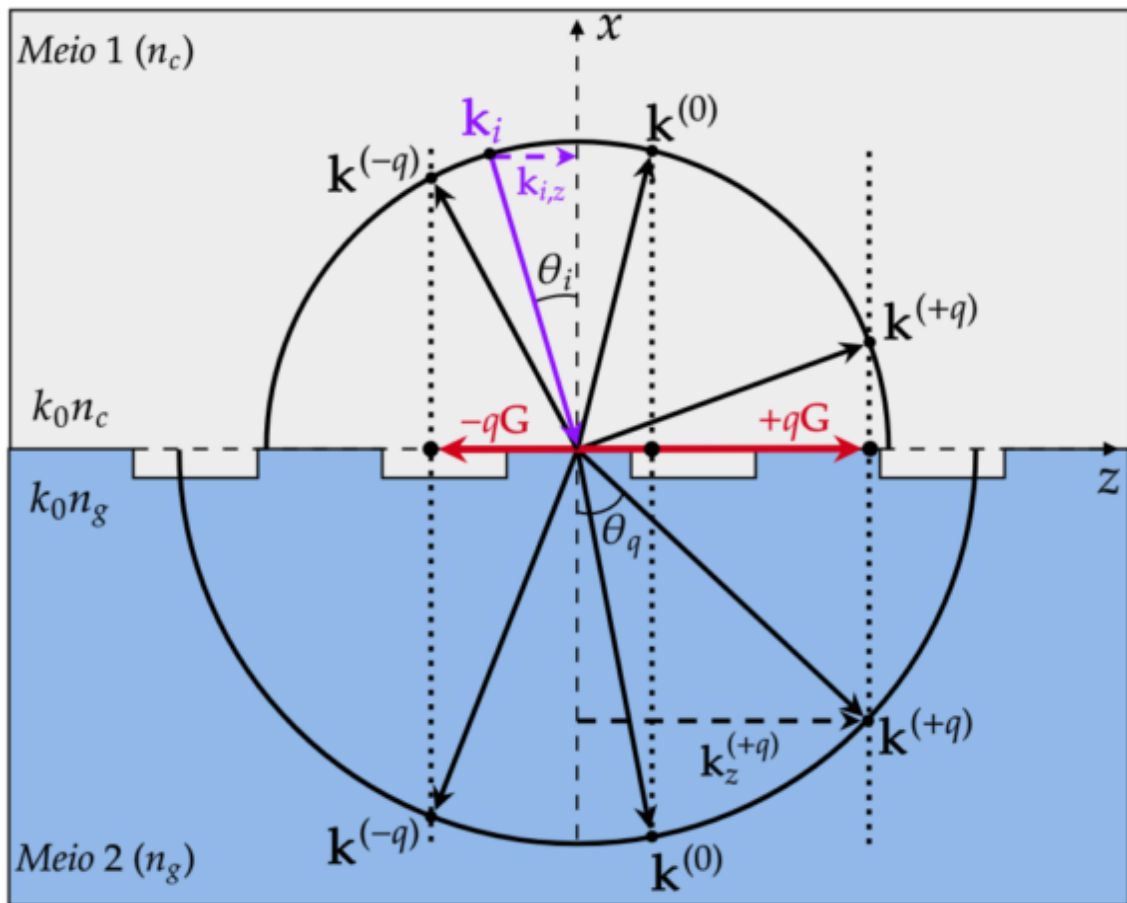


Figura 39: Diagrama no espaço \mathbf{k} para uma grade Bragg de período Λ ao longo da direção z . Os meios 1 e 2, tem índices de refração n_c e n_g , respectivamente, tais que $n_c < n_g$. **Fonte:** Adaptado de [42].

4.1.3 Acoplador de grade de nanoguia SOI

Um acoplador de grade consiste em uma modulação periódica do índice de refração dentro, em geral, na superfície do núcleo do nanoguia SOI. Esses acopladores são implementados, em geral, como sulcos gravados no núcleo do nanoguia de silício ou depositando silício amorfo seletivamente, enquanto que a alteração do índice de refração é realizada

por corrosão ou deposição [51, 78]. Os cumes da grade atuam como dispersores de luz, e quando a luz incide na grade a partir do nanoguia, a condição de Bragg garante que todas as contribuições dispersas estejam em fase, formando uma frente de onda que se propaga para longe da grade [162], conforme mostra a Fig. 40(a).

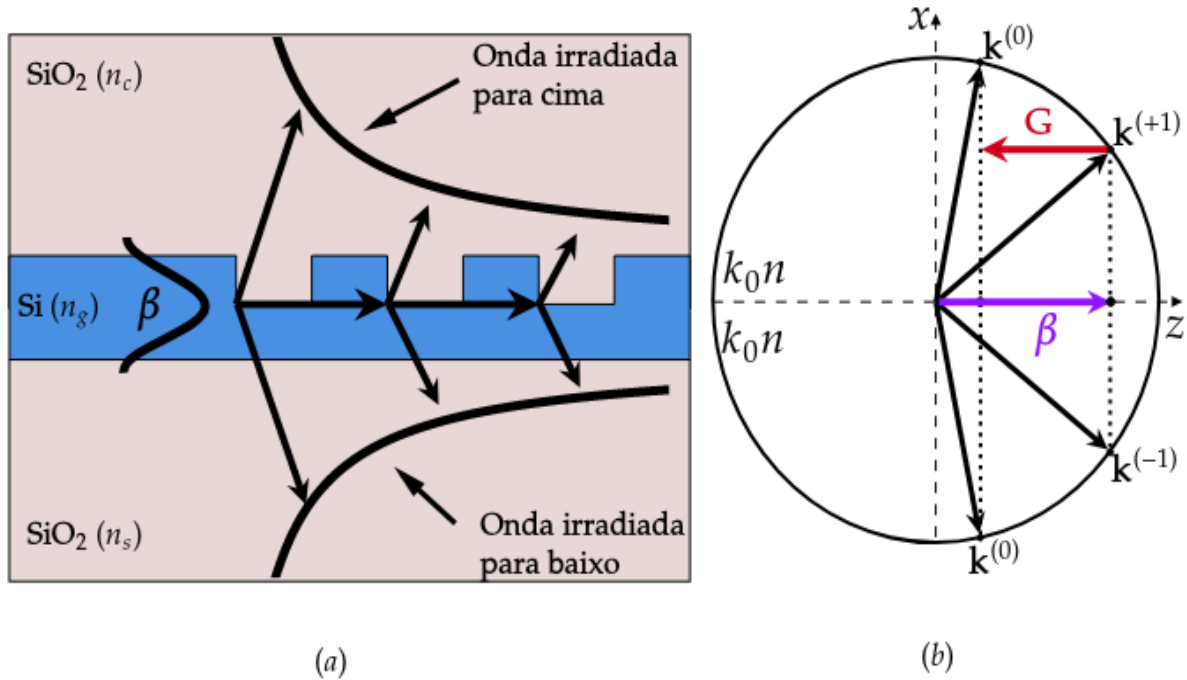


Figura 40: (a) Representação simplificada da dispersão em um acoplador de grade SOI com $n_c = n_s$. (b) Diagrama correspondente no espaço \mathbf{k} . **Fonte:** Adaptado de [162].

A condição de Bragg, expressa pela Eq. (4.4), pode ser reformulada para acopladores de grade SOI, levando-se em consideração a constante de propagação no guia de ondas ($\beta = k_0 n_{eff}$). O período da grade pode ser ajustado para combinar o modo do guia de ondas com o modo da fibra que incide sobre a grade, de forma que a condição de Bragg para acopladores de grade de superfície é expressa da seguinte forma [42]:

$$\beta_q = n_c \sin(\theta_i) + \frac{2\pi q}{\Lambda} \quad (4.5)$$

onde $\beta = \frac{2\pi}{\lambda} n_{eff}$, em que n_{eff} é o índice efetivo do modo na região modulada. Como a onda se propaga no modo fundamental na região modulada, de acordo com a teoria do modo acoplado, n_{eff} pode ser aproximado pela média aritmética dos índices efetivos do modo fundamental nas regiões gravadas e não gravadas [42]:

$$n_{eff} = \frac{n_{eff,0} + n_{eff,1}}{2} \quad (4.6)$$

onde $n_{eff,0}$ é o índice efetivo do modo nas regiões das ranhuras e $n_{eff,1}$ é o índice efetivo nas dos cumes da grade, conforme é mostrado na Fig. 41.

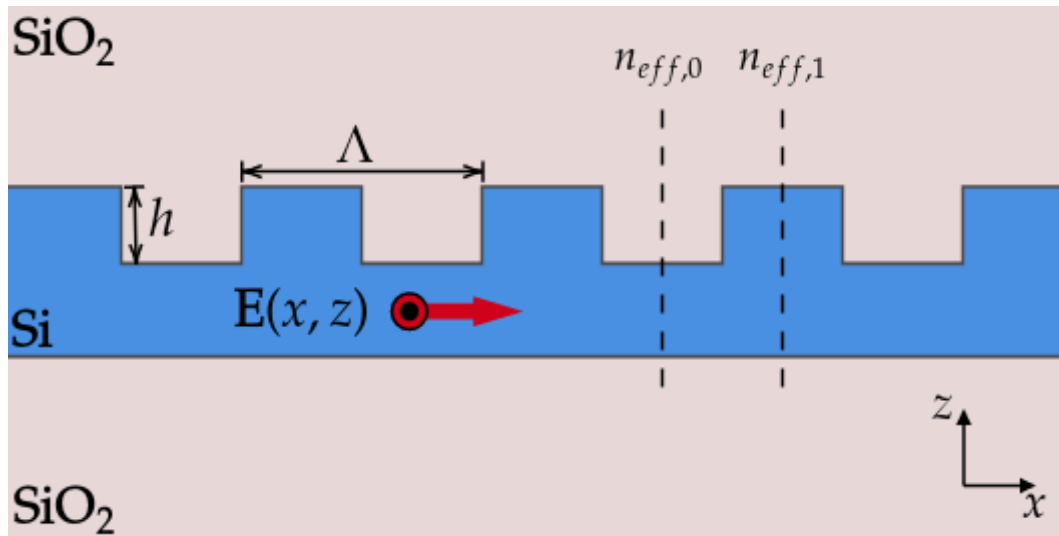


Figura 41: Modo TE propagando-se na região de grade de um acoplador. Fonte: Adaptado de [162].

Para o acoplador da Fig. 40(a), além da ordem de difração $q = 0$, existe uma solução para $q = 1$, conforme mostra o diagrama no espaço \mathbf{k} na Fig. 40(b). Dessa forma, para a luz do nanoguia, existem duas soluções: uma onda irradiante para cima e outra para baixo. A potência de entrada é então acoplada simetricamente acima e abaixo da grade. No entanto, a existência de duas soluções leva a um problema no cálculo da eficiência do acoplamento do guia à fibra, pois uma parte significativa da potência de entrada é difratada em direção ao substrato [162].

O período da grade determina o ângulo de desacoplamento para um determinado comprimento de onda e índice do material da cobertura. O acoplamento vertical é geralmente o mais utilizado para o acoplamento de luz da grade à fibra ou da fibra à grade. Nesse caso, existem duas configurações de acoplamento de particular interesse:

(i) $|\mathbf{G}| = \beta \left(\Lambda = \frac{\lambda}{n_{eff}} \right)$. Neste caso, o modo difratado de 1ª ordem emitido verticalmente da grade pode ser acoplado a uma fibra óptica, enquanto o modo difratado de 2ª ordem é refletido de volta para o guia de ondas, Fig. 42(a). Essa configuração é comumente chamada de configuração ressonante e geralmente não é muito usada, a menos que uma abordagem específica seja adotada para reduzir a reflexão de segunda, como

introduzir um espelho parcialmente refletor antes da grade, conforme documentado em [163].

(ii) $|\mathbf{G}| < \beta$ ($\Lambda > \frac{\lambda}{n_{eff}}$). Neste caso, o acoplamento do modo difratado de 1ª ordem acontece em um ângulo θ , enquanto a reflexão de 2ª ordem no guia de onda é suprimida, Fig. 42(b). Esta configuração, geralmente chamada de configuração desafinada, é a mais utilizada no projeto de acopladores de grade SOI [19].

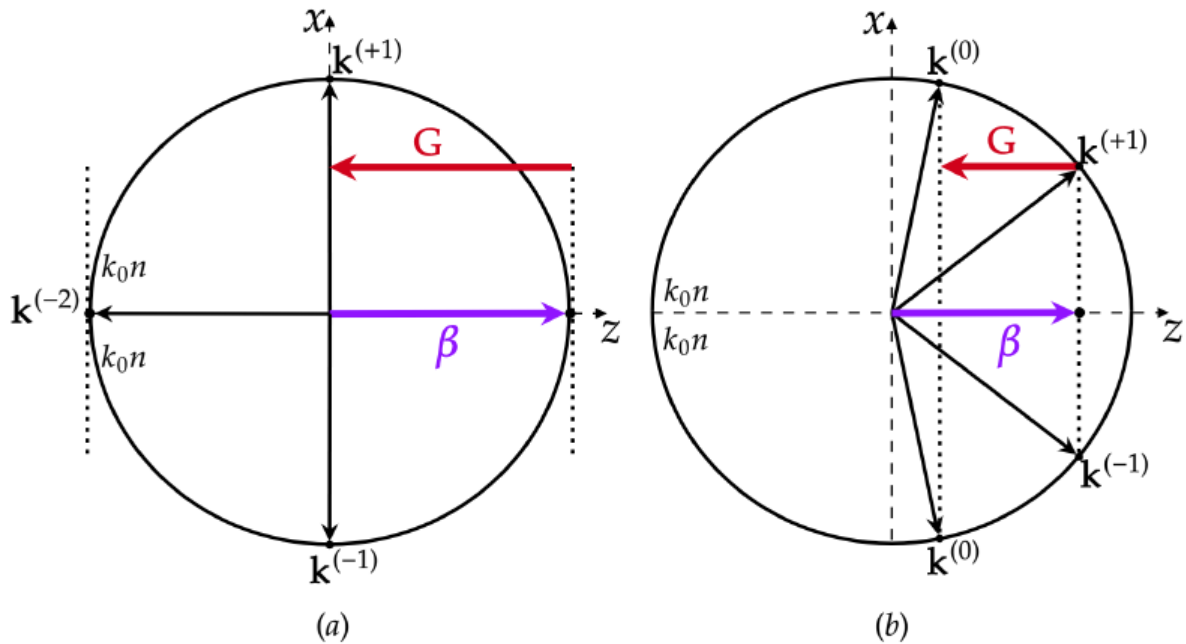


Figura 42: Diagrama no espaço \mathbf{k} para um acoplador de grade de guia de onda (a) em configuração ressonante. (b) em configuração desafinada. **Fonte:** Adaptado de [162].

É importante reforçar que a condição de Bragg não leva em conta a distribuição de energia entre várias ordens; ela apenas prediz qual ordem de difração é permitida. Uma análise qualitativa da eficiência de acoplamento de um acoplador de grade pode ser feita simplesmente examinando alguns dos canais de perda do acoplador, conforme é feito na próxima seção, mas o cálculo da eficiência de acoplamento é normalmente feito usando simulações numéricas, como simulações FDTD [78].

4.2 Acoplamento de modos em uma grade de difração

Quando dois ou mais modos se propagam em um guia de ondas, a presença de uma região de grade pode perturbar a propagação dos modos, fazendo-os interagir entre si, resultando em efeitos complexos de interferência e na troca de energia entre os modos.

Esse fenômeno de interação entre os modos de propagação é chamado de acoplamento de modos. O acoplamento de modos também pode ocorrer entre diferentes estruturas de guia [98], quando os guias de ondas suficientemente aproximados para que os campos dos modos de um guia sejam perturbados pelos campos dos modos do outro guia.

O acoplamento de modos em uma grade de difração se refere à interação entre os diferentes modos de propagação de luz na estrutura da grade. Uma grade de difração é composta por uma série de sulcos ou ranhuras periódicas, que atuam como elementos difrativos. Quando a luz incide sobre a grade, ela é dispersada em diferentes direções devido à interferência construtiva e destrutiva dos raios de luz que passam pelos sulcos. Quando a luz vinda de uma fibra incide sobre um acoplador de grade, a presença da região de grade perturba a propagação da luz incidente, fazendo-a se acoplar aos modos de propagação guiados dentro das ranhuras da grade.

O acoplamento de modos em uma grade de difração é um fenômeno complexo e pode ser descrito matematicamente através de modelos teóricos, como a teoria da difração de Fourier. É amplamente estudado e aplicado em várias áreas, incluindo óptica e dispositivos optoeletrônicos [98]. No Apêndice A, o acoplamento de modos numa estrutura periódica é discutido em detalhes e um conjunto de equações para as amplitudes dos modos acoplados é deduzido.

4.2.1 Tipos de acoplamento: contra-direcional e co-direcional

Existem dois tipos de acoplamento entre modos de propagação: O acoplamento contra-direcional e o acoplamento co-direcional. Essas duas formas diferentes de acoplamento entre modos podem ocorrer numa estrutura periódica, como uma grade de difração, ou entre dois guias de ondas colocados muito próximos um do outro [98]. No acoplamento contra-direcional, os modos se propagam em direções opostas. No caso das grades de difração que serão discutidas nas próximas seções, em geral, a propagação da onda difratada é oposta à direção de propagação da onda incidente. Enquanto que no acoplamento co-direcional, a onda difratada se propaga na mesma direção da onda incidente, já que este tipo de acoplamento é principalmente caracterizado pela propagação dos modos na mesma direção [98]. O acoplamento contra-direcional é mais utilizado do que o acoplamento co-direcional em grades de difração porque é mais eficiente em termos de difração de luz, pois perto da condição de ressonância, a amplitude do modo incidente decai exponencialmente dentro da região modulada, de modo que a energia é transferida para o modo de propagação retrógrada. Além disso, a quantidade de energia transmitida

no acoplamento depende fortemente do comprimento de acoplamento da grade e do coeficiente de decaimento [157], conforme será demonstrado a seguir. Para uma discussão mais detalhada dos tipos de acoplamento de modos em grades de difração, o leitor é remetido à referência [157].

4.3 Análise de eficiência em acopladores de grade SOI

Agora que já entendemos como um acoplador de grade interage com a luz, podemos agora analisá-lo em termos de sua eficiência, por exemplo, em acoplar a luz para fora do guia de ondas. Consideramos um acoplador de grade de saída e com base na análise de alguns dos principais canais de perda de energia definimos a eficiência de acoplamento do acoplador de grade. Uma análise semelhante pode ser feita para a configuração de acoplamento da fibra para o nanoguia [78].

4.3.1 Potência acoplada fora do nanoguia

Um acoplador de grade SOI desafinado para acoplamento de luz a uma fibra óptica inclinada em um ângulo θ (em relação ao eixo normal do acoplador), é mostrado esquematicamente na Fig. 43, considerando a difração de primeira ordem. O acoplador é gravado a uma profundidade h sobre um nanoguia SOI com uma ondulação de período Λ na direção z .

Se a grade é excitada pelo modo óptico do guia de ondas com potência P_g , partes da potência de entrada são difratadas no ângulo θ em direção a cobertura e em direção ao substrato, nas ordens de difração $q = +1$ e $q = -1$, respectivamente. Em geral, descrição completa dos campos nas regiões fora e dentro da grade exige um tratamento matemático rigoroso dos campos com base nas equações de Maxwell e nas equações onda, e o leitor interessado é encorajado a consultar a referência [164]. Por outro lado, a física do acoplamento de saída da grade é drasticamente simplificada, porque não há realimentação das ordens de difração irradiadas [157]. Nesse caso, a amplitude do modo decai a medida que se propaga na região modulada porque os elementos da grade no início da grade irradiam a energia disponível para os elementos do outro lado da grade [157]. Logo, se a amplitude do modo dentro de um período variar lentamente, então podemos descrever a amplitude $a(z)$ dos campos eletromagnéticos da onda difratada para cima de uma única equação diferencial de primeira ordem e desacoplada [157]

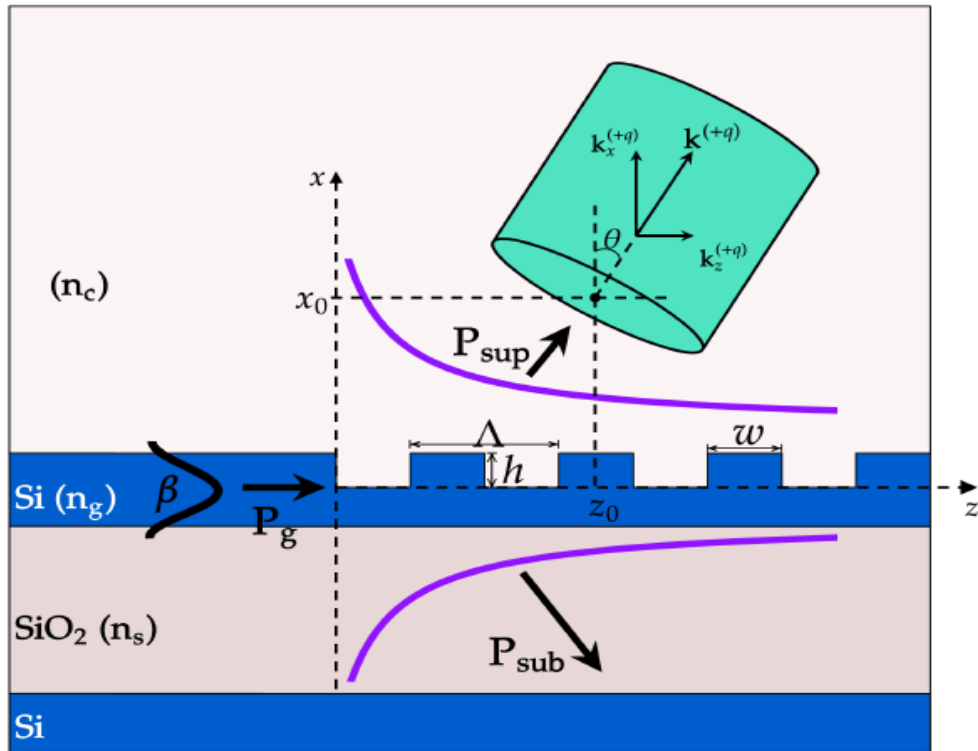


Figura 43: Representação esquemática de um acoplador de grade unidimensional com uma ordem de difração para acoplamento de luz para fibra óptica. **Fonte:** Adaptado de [19].

$$\frac{da(z)}{dz} = -\alpha a(z) \quad (4.7)$$

onde com a constante de decaimento α depende principalmente dos parâmetros físicos da grade, e é chamada de fator de perda da grade. Integrando eq. (4.7), obtemos uma amplitude exponencialmente decrescente:

$$a(z) = a(0) e^{-\alpha z} \quad (4.8)$$

de modo que, para um acoplador de saída, a potência no guia de ondas decai exponencialmente devido à presença da grade, e a potência da onda difratada em direção ao superestrato é

$$P_{sup}(z) = P_g(0) e^{-2\alpha z}. \quad (4.9)$$

O fator 2α na eq. (4.9) é chamado de força de acoplamento da grade. Para α pequeno, a grade é chamada de grade fraca, enquanto um α grande, define as chamadas grades fortes. A eq. (4.9) é exata apenas para grades desafinadas fracas [165]. O decaimento exponencial de potência na eq. (4.9) gera uma distribuição de intensidade de saída exponencial, que permite definir uma medida chamada comprimento de acoplamento L_{acp} , que corresponde ao comprimento da grade onde a maior parte da energia é acoplada para dentro ou para fora do guia de ondas. Uma definição geral do comprimento do acoplamento pode ser obtida igualando-se o expoente da exponencial da Eq. (4.9) a -2 [166], de modo que

$$L_{acp} = \frac{1}{\alpha}. \quad (4.10)$$

Esse comprimento pode ser usado na determinação da largura de feixe de fibra ideal que deve ser usada para os parâmetros do acoplador de grade, e está relacionado com a largura radial do campo do modo da fibra ω_0 por [165]

$$L_{acp} = \frac{\omega_0}{1.37 \cos \theta} \quad (4.11)$$

onde θ é o ângulo de acoplamento. Além disso, como L_{acp} corresponde ao comprimento de grade onde a maior parte da potência é acoplada para dentro ou para fora do guia de ondas através da grade, devemos ter $L_{acp} = z_0$, onde z_0 é a distância longitudinal ideal entre a extremidade inicial do acoplador da grade e a fibra [19].

4.3.2 Eficiência de acoplamento

Para um acoplador de grade de saída (acoplamento do chip para fibra), conforme representado na Fig. 43, a eficiência de acoplamento η é geralmente descrita em termos da direcionalidade da grade e da sobreposição modal [19, 42, 165]. A direcionalidade corresponde à fração de potência do guia de ondas que é difratada em direção à fibra, ou seja, P_{sup}/P_g , onde P_{sup} é a potência difratada em direção ao superestrato e P_g é a potência do modo de guia, enquanto que a sobreposição modal corresponde à fração da potência direcionada para cima que é acoplada ao modo da fibra. A eficiência de acoplamento é a potência que é acoplada à fibra dividida pela potência do modo incidente guiado [165]. Assim, se P_{acp} é a parte da potência direcionada para cima que se acopla com sucesso ao

modo da fibra, então a eficiência de acoplamento de acoplamento é dada por [78]

$$\eta = \frac{P_{acp}}{P_g}. \quad (4.12)$$

Em geral, acopladores de grade tem uma a eficiência de acoplamento baixa devido à perdas causadas por reflexões na grade, mas o principal canal de perda é o substrato, pois uma parte significativa da potência do modo de guia é transportada pela onda difratada para baixo, conforme é mostrado na Fig. 43. Uma pequena parte da potência difratada para o substrato (P_{sub}), pode ser refletida de volta para cima na interface óxido-Si. Essa reflexão pode ser aprimorada se a espessura da camada de óxido for otimizada para obter interferência construtiva para cima, mas uma porção considerável de P_{sub} ainda é vazada para o substrato [78].

A eficiência de acoplamento pode ser aumentada consideravelmente se uma camada refletora inferior, geralmente feita de algum metal de alta reflectividade, for adicionada na interface óxido-silício para recuperar a potência perdida para o substrato. A Fig. 44 ilustra um acoplador de grade com uma camada refletora feita de metal para realizar acoplamento de eficiência [167].

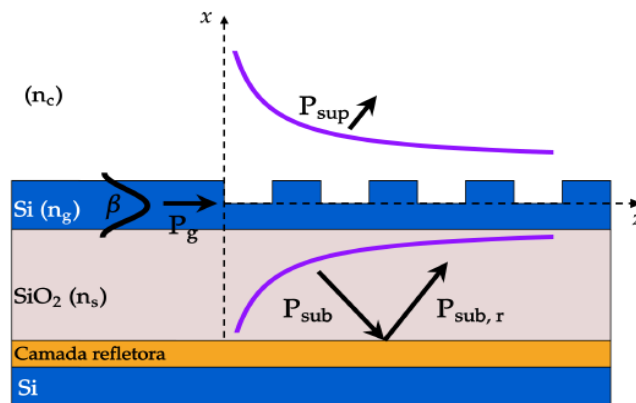


Figura 44: Representação esquemática de um acoplador de grade com refletor metálico inferior. **Fonte:** Adaptado de [78].

Embora a eficiência aumente consideravelmente, essa abordagem exige técnicas complexas de fabricação não padronizadas e incompatíveis com os processos de fabricação CMOS [78]. Ainda assim, o aprimoramento da direcionalidade usando refletor inferior ainda vale a pena de ser explorado e plataformas multicamadas de silício-nitreto-sobre-silício tem sido desenvolvidas para realização de refletores de grade na camada de silício

[168, 169, 170].

A partir do formalismo da matriz de espalhamento [171], é cálculo da eficiência de acoplamento η diretamente. Primeiro, pode-se considerar duas portas, nas quais modos de amplitude complexos podem ser excitados e coletados no sistema. Uma porta é definida em fibra e a outra no guia de ondas SOI. Assim, o sistema pode ser descrito por uma matriz de espalhamento \mathbf{S} que relaciona as entradas e saídas do sistema

$$\begin{bmatrix} B_1 \\ B_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_1 \\ A_2 \end{bmatrix} \quad (4.13)$$

onde A_1 (B_1) e A_2 (B_2) são amplitudes complexas de entrada (saída). S_{ij} são parâmetros de espalhamento, com $|S_{ij}|^2$ correspondendo a transmitâncias para $i \neq j$, ou refletâncias para $i = j$. Quando os materiais utilizados são recíprocos¹, o sistema óptico também é chamado de recíproco e a matriz de espalhamento é simétrica, $S_{ij} = S_{ji}$, de modo que a transmissão da porta i para a porta j é igual a transmissão da porta j para a porta i [165]. Definindo, a transmitância, como a razão entre a potência acoplada ao nanoguia e a potência incidente, temos

$$|S_{21}|^2 = \eta = \frac{P_{acp}}{P_{in}}, \quad (4.14)$$

o que nos permite calcular a eficiência de acoplamento da fibra ao guia de ondas SOI a partir dos parâmetros de espalhamento. Além disso, considerando que os guias de ondas e as fibras são monomodo, ou seja, o acoplamento ocorre entre os modos fundamentais, então o teorema da reciprocidade de Lorentz, garante que a eficiência de acoplamento do acoplador fibra-chip é igual à eficiência do acoplador chip-fibra [53]. Logo, em termos de parâmetros de espalhamento, temos $|S_{21}|^2 = |S_{12}|^2$.

Os acopladores de grade de guia de onda podem injetar ou extrair luz em qualquer lugar em um PIC. Em particular, os acopladores de superfície podem acoplar a luz do topo em um nanoguia SOI. Além disso, ao contrário dos acopladores de borda, não há necessidade de polir as facetas dos acopladores de superfície, e o acoplamento pode ser realizado em várias fibras, pois toda a superfície do chip pode ser usada para entrada ou saída de luz.

¹Materiais não magnéticos na ausência de um campo magnético externo são meios recíprocos. Em um meio recíproco, o teorema da reciprocidade de Lorentz do eletromagnetismo é válido, de modo que a fonte e o detector de um sinal óptico podem ser trocados [172]. Todos os materiais usados neste trabalho são isotrópicos e, portanto, também recíprocos.

5 MÉTODOS DE SIMULAÇÃO E ANÁLISE DOS RESULTADOS

As propriedades de um determinado acoplador de grade podem ser previstas a partir de simulação numérica por meio, por exemplo, do método de diferenças finitas no domínio do tempo (FDTD), fornecido por um programa de modelagem, como o LUMERICAL. No entanto, para projetar uma grade, é preciso saber como as mudanças em um parâmetro influenciarão a grade. Usando simulações numéricas, as propriedades de uma dada grade periódica podem ser previstas. Esses cálculos exigem cargas computacionais relativamente leves. Isso significa que as propriedades de várias grades periódicas diferentes podem ser calculadas rapidamente. Tais cálculos podem ser usados para montar grades não periódicas determinando as propriedades de várias grades periódicas. Isso pode levar a projetos de grades com saídas de fase ou reflexão moduladas. No entanto, qualquer projeto deve ser simulado por cálculos FDTD, para garantir que o projeto esteja funcionando corretamente onde mesmo o cálculo das distribuições de campo, necessita de um enorme esforço computacional. Neste capítulo, os modelo de simulação e os resultados obtidos usando simulações FDTD são discutidos.

5.1 Método de diferenças finitas no domínio do tempo

O método FDTD pertence à classe geral de métodos de modelagem numérica diferencial no domínio do tempo baseados na discretização das dimensões espaciais e temporais em uma grade retangular. As equações de Maxwell dependentes do tempo são então discretizadas usando aproximações de diferenças centrais para as derivadas parciais no espaço e tempo. As equações de diferenças finitas resultantes são resolvidas em software ou hardware de uma maneira rápida: os componentes do vetor do campo elétrico em um volume de espaço são resolvidos em um determinado instante no tempo; então os componentes do vetor campo magnético no mesmo volume espacial são resolvidos no próximo instante no tempo; e o processo é repetido várias vezes até que o comportamento do campo

eletromagnético transitório ou estacionário desejado esteja totalmente desenvolvido.

A abordagem FDTD foi uma das primeiras técnicas numéricas para resolver as equações de Maxwell, junto com métodos assintóticos [173, 174] e técnicas integrais como o Método dos Momentos [175, 176]. Ele rapidamente se tornou o método de escolha para muitas aplicações, pois era mais versátil do que outras abordagens da época. A abordagem FDTD foi fortemente favorecida devido à natureza das questões que atraíram muita atenção da pesquisa, como radar e pulsos eletromagnéticos. O método básico foi apresentado pela primeira vez por Kane Shee-Gong Yee em 1966 [177] e adaptado por Allen Taflove [178]. Ele é projetado para resolver as equações rotacionais de Maxwell em uma grade espacial (e temporal), exigindo assim uma discretização do domínio computacional. Além disso, em contraste com a maioria dos outros métodos, que calculam apenas o campo elétrico ou magnético, o método FDTD calcula ambos simultaneamente. Portanto, é potencialmente mais robusto e aplicável para uma classe mais ampla de estruturas [179].

5.1.1 Condições de contorno: camadas perfeitamente combinadas (PMLs)

Um dos inconvenientes do método FDTD reside no fato de que as equações de Maxwell devem ser resolvidas em um domínio discretizado cujos tamanhos precisam ser restritos. No entanto, problemas em aberto envolvendo extensão de espaço teoricamente ilimitada podem ser resolvidos ao aplicar condições especiais nos limites do domínio computacional, a fim de absorver as ondas de saída. Tal necessidade de simulação no espaço livre ocorre em muitos problemas e especialmente nas interações entre a radiação eletromagnética e as estruturas usadas para confinamento da luz. Felizmente, existem construções matemáticas que visam suprimir reflexões de condições de contorno metálicas ou magnéticas impostas ao domínio computacional e, como resultado, é possível emular um domínio computacional infinito, mesmo que isso seja um tanto inconsistente com os recursos computacionais finitos disponíveis. Tais condições são comumente chamadas de condições de contorno transparentes ou camadas perfeitamente combinadas (PMLs - Perfectly Matched Layers) [180]. Com este meio, o fator de reflexão teórico de uma onda plana atingindo uma interface de camada de vácuo é nulo em qualquer frequência e em qualquer ângulo de incidência [180]. Assim, a camada que envolve o domínio computacional pode teoricamente absorver sem reflexão qualquer tipo de onda viajando em direção aos limites e pode ser considerada como uma PML. Isso pode ser feito de duas maneiras: dando ao complexo absorvedor permissividades ou permeabilidades anisotrópicas [181] ou incluindo uma dimensão espacial

fictícia extra no domínio de fronteira [182]. Ambas as situações permitem a minimização de reflexões para uma variedade de ondas planas incidentes. Embora as implementações no domínio do tempo que são necessárias para a abordagem FDTD também já estejam desenvolvidas, as PMLs são frequentemente vinculadas às implementações no domínio da frequência [183, 184].

5.2 Projeto e simulações

O problema de acoplamento completo é um problema 3D. A Fig. 45 ilustra um esquema de um acoplador de Bragg integrado em tecnologia SOI na configuração de acoplamento da fibra para o chip. A grade é gravada na superfície de um guia de ondas SOI com área de cobertura $W \times L$. Dessa forma, o problema de acoplamento pode ser reduzido ao acoplamento do máximo de energia possível aos modos da grade. Após isso, o guia de ondas da grade pode ser afinado até o nanoguia usando cone longo, chamado cone adiabático, que converte o modo de grade em um modo propagado no nanoguia SOI [185].

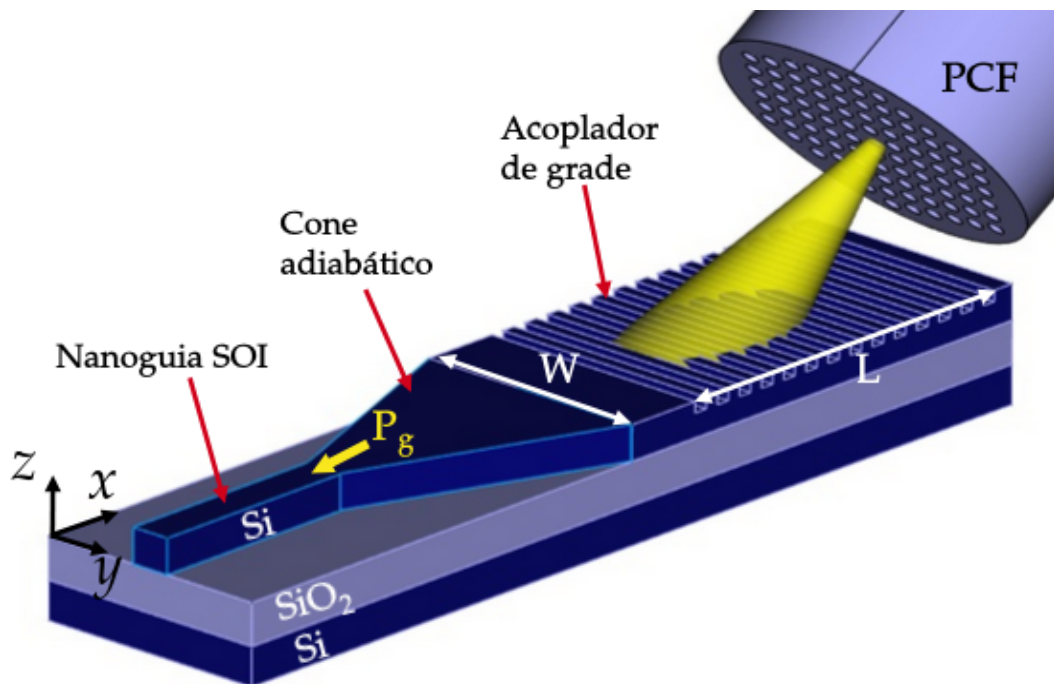


Figura 45: Representação 3D da configuração de acoplamento de uma PCF para o nanoguia SOI usando um acoplador de Bragg integrado e um cone adiabático.

Dessa forma, podemos nos concentrar no cálculo da eficiência de acoplamento entre as PCFs e as grades de Bragg. O acoplador com período de grade Λ_g e fator de preenchimento

(ou ciclo de trabalho) $f_p = w/\Lambda_g$, sendo w a largura dos cumes da grade, é gravado a uma profundidade h na superfície de um guia de ondas de silício que possui $0.22 \mu m$ de espessura e índice de refração $n_{si} = 3.47656$ em $\lambda = 1550 nm$ [186]. Além disso, o guia de ondas de silício é colocado sobre uma camada enterrada de dióxido de silício (SiO_2) com $1.0 \mu m$ de espessura [165], índice de refração $n_{siO_2} = 1.44427$ em $\lambda = 1550 nm$ [187], e que está acima de um substrato de silício, conforme ilustra a Fig. 46(a). A eficiência desse acoplador é melhorada com a adição de uma camada refletora de $0.1 \mu m$ entre o substrato de silício e a camada de óxido, conforme a referência [188], Fig. 46(b).

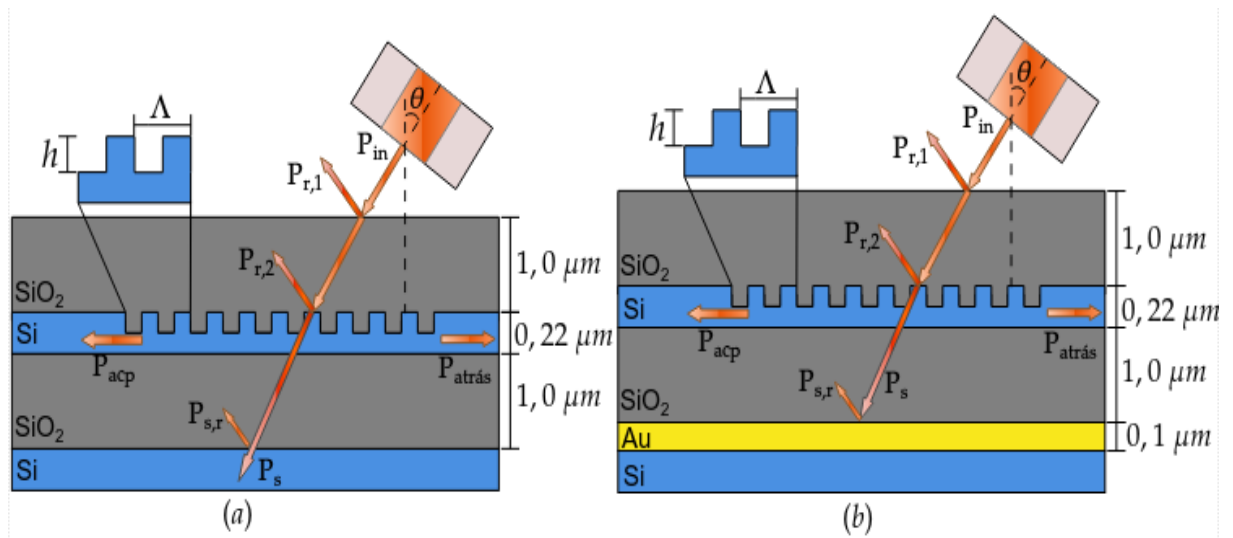


Figura 46: Representação 2D da configuração de acoplamento de uma fibra para o nanoguia SOI usando grades de Bragg. (a) Acoplador de Bragg padrão. (b) Acoplador otimizado com uma camada refletora.

A largura do guia de ondas da grade é $12 \mu m$ que é geralmente padrão nos processos de fabricação acopladores de grade em tecnologia SOI [19, 165]. Essa largura é compatível com o diâmetro do núcleo das fibras ópticas convencionais de modo único que geralmente varia de $8.2 \mu m$ à $10 \mu m$. Na Fig. 47, é mostrado o modo TE fundamental de um guia de ondas SOI de $12 \mu m$ de largura e $0.22 \mu m$ de altura.

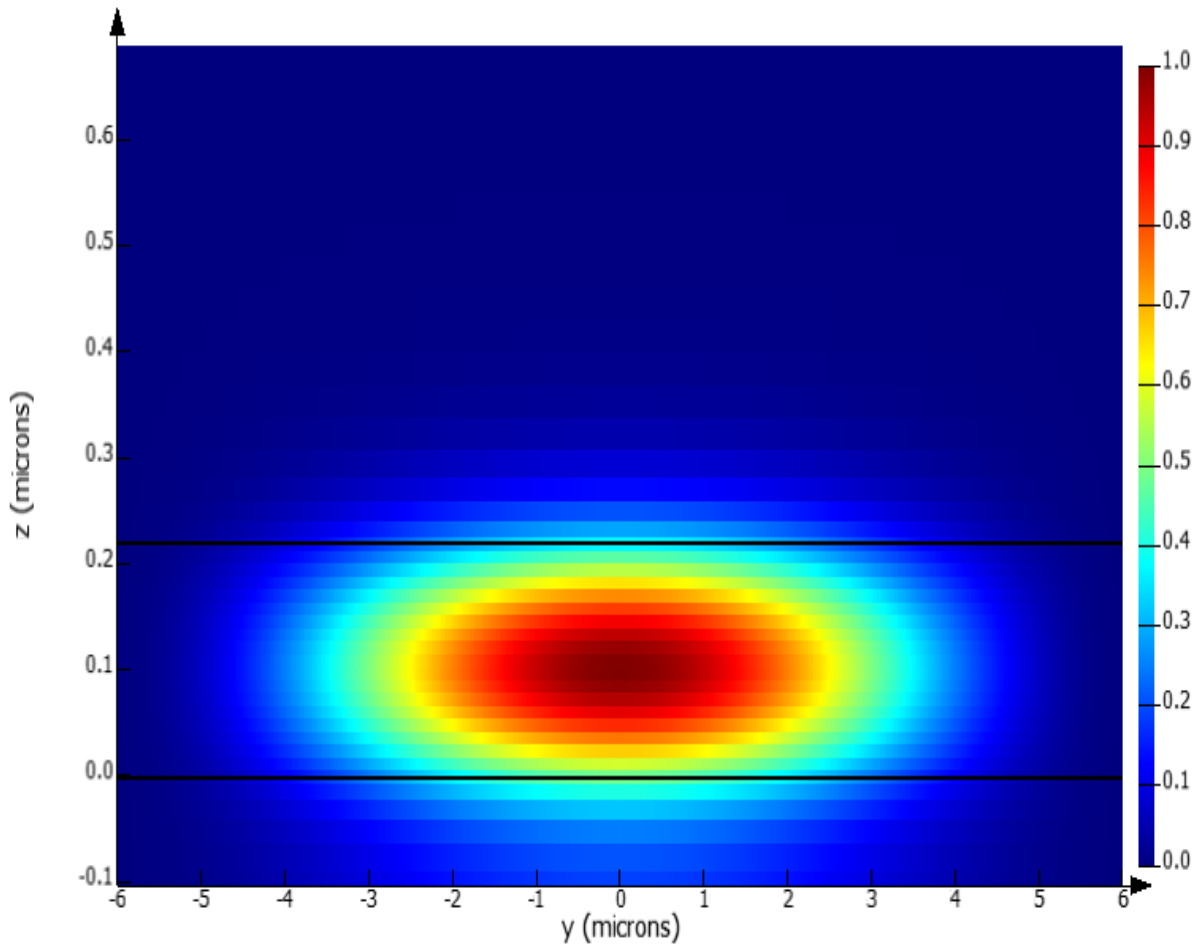


Figura 47: Perfil de campo E do modo TE fundamental de um guia de ondas SOI de $12 \mu m$ de largura e $0,22 \mu m$ de altura.

Uma camada de correspondência de índice com espessura de $1.0 \mu m$ feita de SiO_2 é usada como cobertura. A razão para isso é que as reflexões de Fresnel são menores quando a camada de correspondência é adicionada acima da grade. De fato, a tabela 2 mostra os coeficientes de reflexão de Fresnel, equações (2.67) e (2.72), e as correspondentes frações de potência refletidas, considerando uma onda com potência de $1.0 W$ que incide em um ângulo de 10° nas interfaces Ar/Si , Ar/SiO_2 e SiO_2/Si . Quando o meio acima da grade é o ar ($n_{ar} = 1$), as reflexões de Fresnel ocorrem apenas na interface Ar/Si , de modo que a potência total refletida (P_r), calculada a partir da Eq. 2.57, é $0.3025 mW$ (30.25%) para a polarização TM e $0.3136 mW$ (31.36%) para a polarização TE . Por outro lado, quando a camada de correspondência é adicionada acima da grade, as reflexões de Fresnel ocorrem nas interfaces Ar/SiO_2 e SiO_2/Si . Neste caso, a primeira reflexão ocorre na interface Ar/SiO_2 , de modo que a fração de potência refletida é de apenas $0.0324 mW$ (3.24%) para a polarização TM e $0.0361 mW$ (3.61%) para a

Tabela 2: Coeficientes de reflexão de Fresnel e correspondentes frações de potência refletidas, considerando uma onda que incide sobre a grade em um ângulo de 10°

	Γ_{TM}	$P_r (mW)$	Γ_{TE}	$P_r (mW)$
Ar/Si	-0.55	0.3025	-0.56	0.3136
Ar/SiO_2	-0.18	0.0324	-0.19	0.0361
SiO_2/Si	-0.41	0.1681	-0.42	0.1764

polarização TE . A segunda reflexão ocorre na interface SiO_2/Si , de modo que a fração de potência refletida é $0.1681 mW$ (16.81%) para a polarização TM e $0.1764 mW$ (17.64%) para a polarização TE . Assim, a potência total refletida é $0.0324 mW + 0.1681 mW = 0.2005 mW$ (20.05%) para a polarização TM e $0.0361 mW + 0.1764 mW = 0.2125 mW$ (21.25%) para a polarização TE . Logo, mesmo com o surgimento de uma segunda reflexão devido a presença da camada de correspondência, a potência total refletida é 10% menor do que a potência total refletida quando o meio acima da grade é o ar.

Dessa forma, as reflexões de fresnel são menores com a camada de correspondência de índice, justificando sua utilização. O acoplador é projetado para operar em um comprimento de onda central em torno de $1550 nm$, que é bem próximo do comprimento de onda central da banda convencional ou banda C ($1530 nm - 1565 nm$) [189], usada para comunicação óptica.

Quanto a PCF, o projeto tem um núcleo sólido de sílica pura de aproximadamente $8.2 \mu m$ de diâmetro e um revestimento que contém uma matriz regular de furos de ar que se estendem ao longo do comprimento da fibra, distribuídos de forma hexagonal na seção transversal. A distância entre os centros dos furos de ar (Λ_{pcf}) foi mantida fixa, enquanto que o diâmetro dos furos (d) assumiu diferentes valores de modo que a condição de operação monomodo fosse mantida, $d/\Lambda_{pcf} < 0.406$ [190]. Além disso, para evitar reflexões de segunda ordem na grade [191], conforme foi discutido no capítulo anterior, a fibra foi inclinada em um ângulo θ em relação a normal da superfície da grade (eixo z), Fig. 46.

Todas as geometrias básicas e o cenário de materiais para modelagem de ambos os dispositivos SOI e da PCF foram criadas utilizando o software ANSYS LUMERICAL FDTD [192]. Este software permite fazer modelagem de dispositivos, processos e materiais nanofotônicos, e oferece um poderoso simulador eletromagnético 3D de alto desempenho para simulações implementadas pelo método FDTD. O ambiente de design integrado oferece recursos avançados de pós-processamento, otimização, scripts em linguagem Python e,

principalmente, uma biblioteca contendo uma gama de geometrias e modelos estudados por pesquisadores de todo mundo, e que podem ser utilizados como ponto de partida de um projeto específico. O Lumerical FDTD também oferece um ambiente CAD que auxilia na criação, modificação, análise e otimização de um determinado projeto, diretamente na interface ou via scripts Python, que permite criar geometrias e simulações parametrizáveis de modelos 2D e 3D.

Nas simulações utilizou-se uma classe de objetos chamados "portas numéricas" que podem atuar como fontes de modos de propagação na estrutura. Além disso, as portas permitem fazer análise dos modos em um dado comprimento de onda para determinar quais modos podem se propagar na estrutura de guia e, conseqüentemente, selecionar os modos base a serem usados nos cálculos dos parâmetros de espalhamento. Finalmente, otimizações e varreduras paramétricas podem ser implementadas em conjunto com as portas, o que permite a extração direta dos parâmetros de espalhamento do dispositivo em função de um determinado parâmetro [193]. Em todas as simulações, a eficiência foi calculada para o acoplamento entre os modos fundamentais da PCF e guia de ondas SOI. A Fig 48 (a) mostra a propagação do modo fundamental da PCF em direção ao acoplador de grade com refletor, acionado por uma porta numérica localizada na PCF.

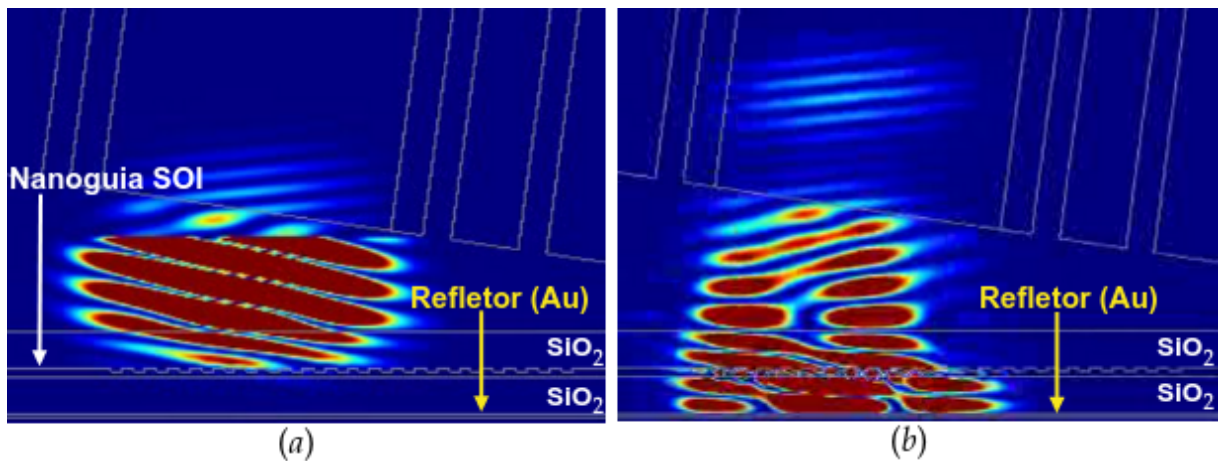


Figura 48: (a) Propagação do modo fundamental da PCF em direção ao acoplador de grade com refletor de ouro, (b) Reflexão da radiação descendente pelo refletor de ouro.

Como esperado o efeito da camada refletora é apenas refletir a onda difratada pela grade em direção ao substrato, Fig. 48(b). Devido a interferência construtiva, a eficiência de acoplamento é drasticamente aumentada, embora uma parte da potência ainda seja refletida de volta a fibra devido as reflexões de Fresnel, enquanto que outra parte é acoplada no lado oposto (direita) pela grade.

5.3 Discussão dos resultados

Na maior parte da literatura sobre o problema de acoplamento fibra-chip, a eficiência é investigada em função dos parâmetros de grade, como profundidade, período e fator de preenchimento, e também do ângulo de acoplamento [19, 165, 42]. Neste trabalho, eficiência de acoplamento é investigada também em função do diâmetro d dos furos de ar das PCFs, pois este parâmetro influencia fortemente no confinamento dos modos propagados nas PCFs. Através de simulações numéricas, determinamos que a eficiência de acoplamento é também uma função do diâmetro dos furos de ar da PCF, de modo que a escolha deste parâmetro é importante para que o acoplamento seja eficiente.

Condição inicial

Existem várias restrições a serem consideradas ao projetar um acoplador de grade. Alguns dos parâmetros são dependentes do tipo de wafer utilizado, como a espessura da camada de silício e do óxido enterrado. Outros parâmetros são determinados pelo processo de fabricação, incluindo o material de revestimento, profundidade de gravação (h) e fator de preenchimento (f_p). Enquanto isso, outros parâmetros são decididos com base no tipo de aplicação específica, como o comprimento de onda central (λ), o ângulo de incidência (θ) e o período de grade (Λ_g), que estão relacionados pela condição de Bragg. Além disso, as coordenadas da posição da fibra em relação a grade também precisam ser cuidadosamente calculadas.

Como condição inicial, tomamos os parâmetros do acoplador de grade uniforme demonstrado experimentalmente na referência [194], onde $h = 70 \text{ nm}$, $f_p = 0.5$. O período da grade é determinado a partir da condição de Bragg, Eq. (4.5), com $\beta_q = \frac{2\pi}{\lambda} n_{eff}$:

$$\Lambda_g = \frac{\lambda}{n_{eff} - n_c \sin(\theta)} \quad (5.1)$$

onde estamos considerando a primeira ordem de difração ($q = 1$) e n_{eff} é o índice efetivo do modo na região modulada, dado pela eq. (4.6). A partir de uma análise de modo, considerando o modo fundamental para a polarização TE (campo elétrico ao longo da direção y), em $\lambda = 1550 \text{ nm}$ determinamos $n_{eff,0} = 2,85$ e $n_{eff,1} = 2,53$, de modo que $n_{eff} = 2,69$. Considerando um ângulo de incidência $\theta = 10^\circ$, $n_c = 1.44$, a Eq. (5.1) nos dá o período da grade $\Lambda_g = 630 \text{ nm}$.

Uma vez obtida uma condição inicial, a otimização do acoplador de grade pode ser

alcançada a partir de varreduras paramétricas sobre esses parâmetros. Os efeitos que cada um dos parâmetros tem na eficiência de acoplamento, bem como o efeito do diâmetro dos furos de ar das PCFs, são descritos a seguir.

5.3.1 Posição da fibra e ângulo de acoplamento

Posição da fibra

As coordenadas da posição ideal da PCF (x_0, y_0, z_0) foram calculadas por meio de otimizações e varreduras paramétricas. Primeiro, a posição ao longo do eixo y (y_0) é centrada no acoplador de grade, $y_0 = W/2$, de modo que $y_0 = 6 \mu m$. A posição longitudinal x_0 foi otimizada para coincidir com o comprimento de acoplamento da grade (L_0), definido na Eq. (4.11). A otimização da posição longitudinal foi feita usando um algoritmo de otimização avançado, disponível na interface gráfica do software Lumerical (FDTD). Para obter detalhes sobre o algoritmo de otimização usado, o leitor pode consultar "Particle Swarm Optimization" no manual do software, disponível na referência [192]. As otimizações podem ser muito mais eficientes do que as varreduras paramétricas, especialmente quando se tem vários parâmetros para otimizar. Infelizmente, as otimizações requerem a execução de um grande número de simulações, o que exige um grande esforço computacional e tempos de execução relativamente grandes. Nossas simulações para otimizar um único parâmetro, ou seja, a posição longitudinal x_0 , exigiram todo o poder computacional disponível de um computador com processador Intel(R) Xeon(R) CPU E3-1220 v5 @ 3.00GHz e 64.0 GB de RAM, e levaram quase cinco dias para serem concluídas.

A fibra utilizada na otimização foi uma PCF com parâmetros $d = 0.8 \mu m$, $\Lambda_{pcf} = 2.7 \mu m$, diâmetro de núcleo $D = 8.2 \mu m$, e foi inclinada em um ângulo $\theta = 10^\circ$. Além disso, durante a otimização, tomamos $z_0 = z_{min}$, onde $z_{min} = 9.8 \mu m$ corresponde, em nosso modelo, à distância vertical mínima para que não ocorra sobreposição entre a parte mais baixa do revestimento da PCF inclinada e a camada de correspondência de índice acima da grade. O acoplador utilizado tinha profundidade de gravação $h = 70 nm$, período $\Lambda_g = 630 nm$ e fator de preenchimento $f_p = 0.5$, sem refletor. O resultado é mostrado na Fig. 49, onde vemos claramente que $x_0 = 4.8 \mu m$.

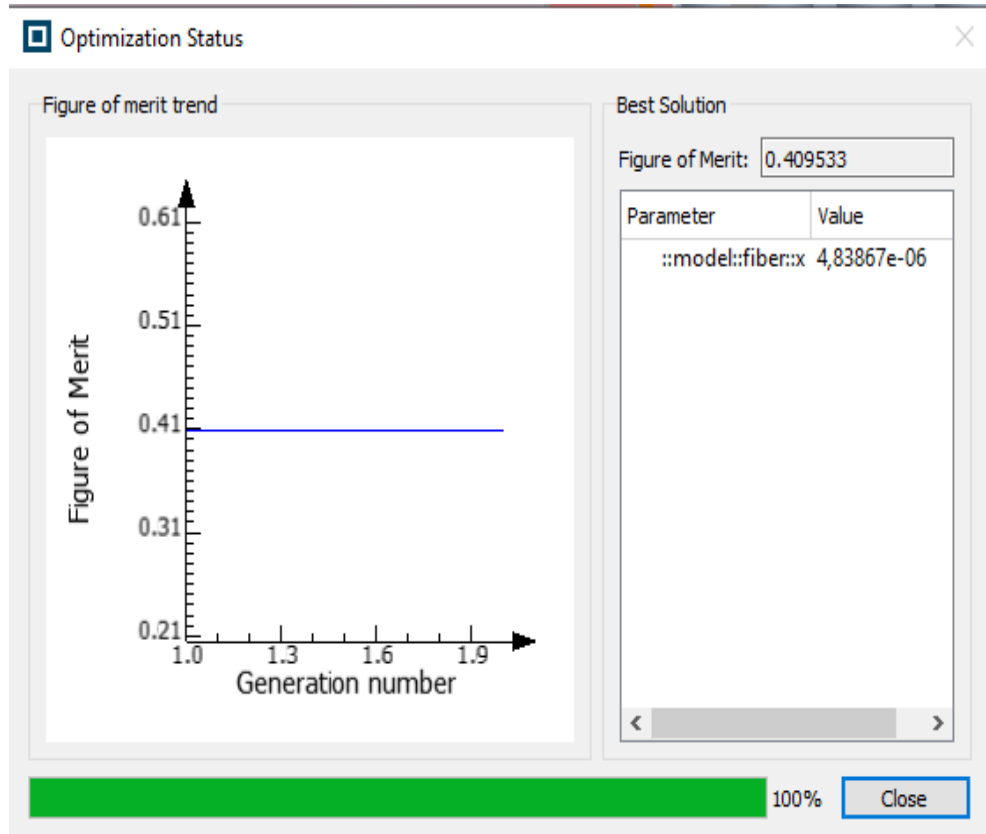


Figura 49: Resultado da otimização da posição longitudinal x_0 para um acoplador de Bragg (sem refletor) com profundidade de gravação $h = 70 \text{ nm}$, período $\Lambda_g = 630 \text{ nm}$ e fator de preenchimento $f_p = 0.5$.

Para constatar esse resultado, a otimização foi executada uma segunda vez, levando ao mesmo valor. Além disso, uma varredura paramétrica foi realizada sobre a distância longitudinal x e a eficiência de acoplamento foi calculada em função desta. A eficiência de acoplamento máxima, $\eta_{max} = 28.3\%$, é obtida exatamente quando $x_0 = 4.8 \mu\text{m}$, conforme mostra a Fig. 50(a). Para a posição vertical da fibra z_0 , é necessário levar em conta o efeito de difração da luz ao sair da fibra. Ao deixar o núcleo da fibra, o feixe de luz é difratado, expandindo-se a medida que a distância entre as frentes de onda e a extremidade da fibra aumenta, semelhante ao efeito de difração de um feixe de luz passando por uma fenda, Fig. 27. Para evitar que o feixe se expanda muito devido ao efeito de difração, escolhemos z_0 aproximadamente igual a menor distância vertical possível para não ocorrer sobreposição entre a parte mais baixa da fibra e a camada de correspondência de índice. Uma varredura paramétrica, Fig. 50(b), mostra que a eficiência de acoplamento diminui drasticamente para $z > 11.45 \mu\text{m}$, mas permanece relativamente alta ($\approx 28\%$) para $9.8 \leq z \leq 11.45$. A partir daqui, em todas as nossas simulações, escolhemos $z_0 = 10 \mu\text{m}$.

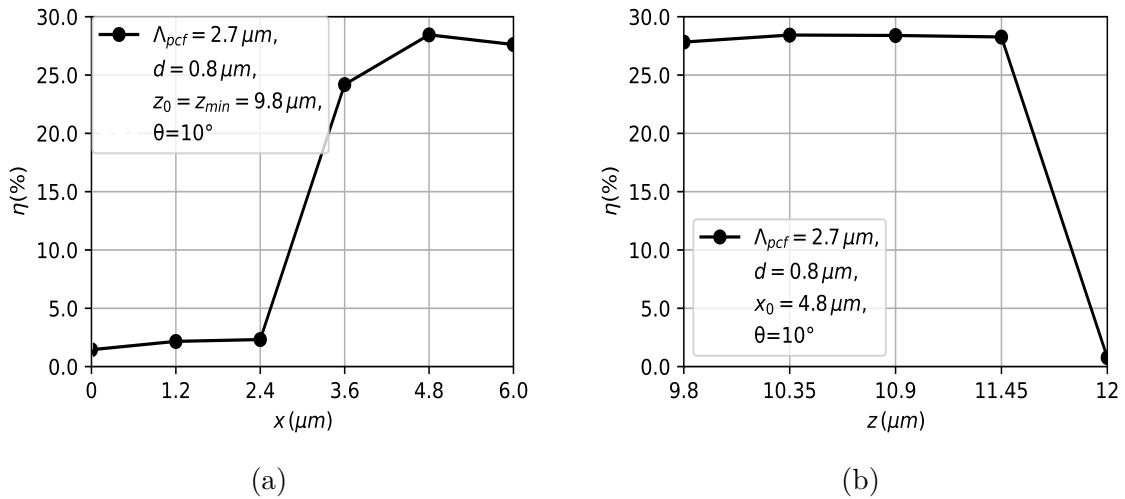


Figura 50: Eficiência de acoplamento calculada em função da distância (a) longitudinal x e (b) vertical z . Aqui foi considerando o acoplador de Bragg com profundidade de gravação $h = 70 \text{ nm}$, período $\Lambda_g = 630 \text{ nm}$ e sem refletor.

Ângulo de acoplamento (θ)

Para investigar a eficiência de acoplamento em função do ângulo de incidência da fonte de fibra (ou ângulo de acoplamento), uma varredura paramétrica foi realizada sobre esse parâmetro. O acoplador de grade de Bragg sem refletor, com profundidade de gravação $h = 70 \text{ nm}$ e período $\Lambda_g = 630 \text{ nm}$ foi utilizado para determinar o melhor ângulo de acoplamento. O resultado mostra que a eficiência máxima de acoplamento, $\eta_{max} = 40.9533\%$, é obtida quando $\theta = 10^\circ$, conforme mostra a Fig. 51. Esse resultado é compatível com a literatura, pois no caso de uma SMF típica, o ângulo de acoplamento ideal também é de aproximadamente $\theta = 10^\circ$, conforme demonstrado em [165, 191, 194].

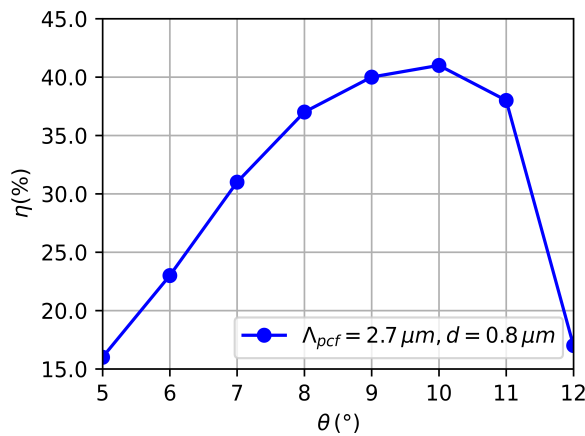


Figura 51: Eficiência de acoplamento em função do ângulo de inclinação θ de uma PCF com $d = 0.8 \mu\text{m}$ e $\Lambda_{pcf} = 2.7 \mu\text{m}$. Acoplador sem refletor.

Para ângulos tais que $7^\circ \leq \theta \leq 9^\circ$, a eficiência de acoplamento permanece relativamente alta, acima de 30%, mas é significativamente reduzida quando $\theta < 7^\circ$ ou quando $\theta > 11^\circ$. Isso faz sentido, pois os raios de luz que incidem sobre a grade com incidência quase normal não interagiriam com as paredes laterais da estrutura de grade de forma significativa. De fato, os raios seriam refletidos na direção oposta ou atravessariam as interfaces silício-sílica ou ar-sílica e continuariam a se propagar dentro da sílica e/ou do substrato de silício. Eficiências de acoplamento mais altas podem ser obtidas para comprimentos de onda diferentes de 1550 nm , provavelmente podemos ajustar o ângulo de incidência para mudar seu pico para 1550 nm .

5.3.2 Parâmetros de grade e camada refletora

A eficiência de acoplamento é altamente sensível aos parâmetros da grade, como profundidade (h), período (Λ_g) e fator de preenchimento (f_p). Para determinar a melhor estrutura de grade para o acoplamento com as PCFs, varreduras paramétricas independentes foram realizadas sobre esses parâmetros.

Profundidade de gravação (h)

A profundidade de gravação (h) também influencia no desempenho do acoplador de grade, pois este parâmetro influencia no índice efetivo de refração da grade. Conforme a profundidade de gravação aumenta, o índice efetivo da região rasa da grade diminui, resultando em uma diminuição de n_{eff} , Eq. (4.6). E como o índice efetivo está relacionado de forma proporcional ao comprimento de onda central do acoplador ($\beta = \frac{2\pi}{\lambda} n_{eff}$), então a profundidade de gravação tem uma relação inversa com o comprimento de onda central da grade.

Para investigar como a eficiência de acoplamento é afetada pela profundidade de gravação, realizamos uma varredura paramétrica sobre h , de 40 nm a 100 nm , mantendo o período da grade e o fator de preenchimento constantes. A Fig. 52 mostra a eficiência de acoplamento em função da profundidade de gravação para os acopladores de Bragg (sem refletor e com refletor) de período $\Lambda_g = 630\text{ nm}$ e $f_p = 0.5$. No caso do acoplador sem refletor, obtivemos $\eta_{max} = 41.0\%$, enquanto que para o acoplador com refletor, obtivemos $\eta_{max} = 77.5\%$, ambos para $h = 70\text{ nm}$, conforme mostra as Figs. 52(a) e (b), respectivamente.

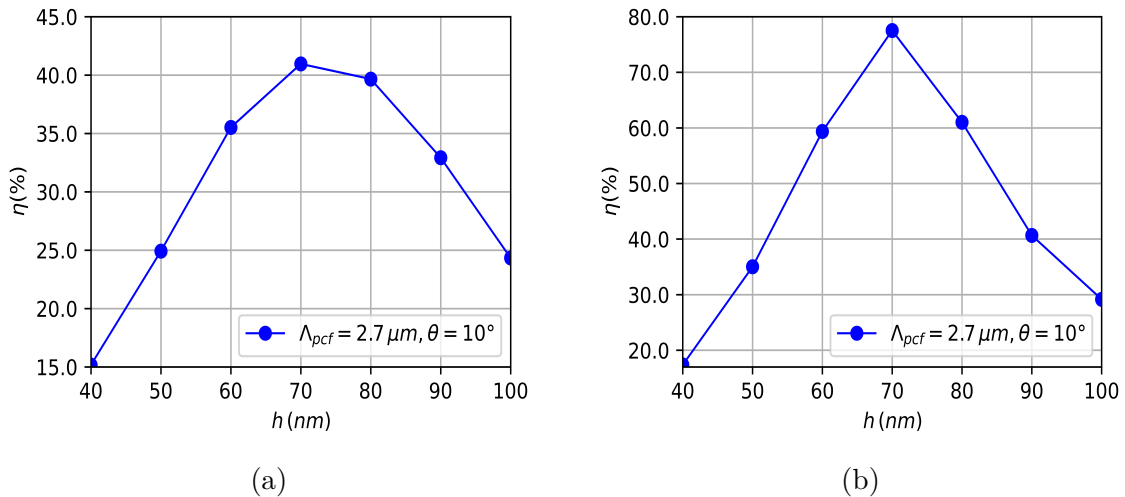


Figura 52: Eficiência de acoplamento calculada em função da profundidade de gravação para um acoplador de Bragg de período $\Lambda_g = 630 \text{ nm}$ e fator de preenchimento $f_p = 0.5$. (a) Sem refletor e (b) com refletor.

Para profundidades de gravação maiores que 90 nm , um fator de preenchimento de 0.5 pode torna-se menos favorável porque leva a uma diminuição do desempenho, com estabilidade alcançada apenas em ciclos de trabalho muito altos ou muito baixos. Profundidades de gravação muito pequenas ($h < 60 \text{ nm}$) também podem, em geral, afetar negativamente a eficiência de acoplamento, pois o efeito de difração da grade pode se tornar muito fraco e a maior parte da potência do modo da fibra é transmitida através da interface de forma semelhante à transmissão numa interface contínua entre dois meios. Por fim, uma profundidade de gravação de $h = 70 \text{ nm}$ foi selecionada, pois fornece a melhor eficiência de acoplamento.

Período de grade (Λ_g)

Devido a restrição nos ângulos de acoplamento, imposta pela condição de Bragg, apenas uma faixa estreita de períodos de grade permite um desempenho ideal, conforme mostra a Fig. 53.

Vemos que a eficiência de acoplamento atinge seu valor máximo, $\eta_{max} = 41.0\%$ (sem refletor) e $\eta_{max} = 77.5\%$ (com refletor), quando o período de grade é 630 nm . Para o acoplador sem refletor, a eficiência de acoplamento ainda se mantém relativamente alta, acima de 35% nos períodos de grade $\Lambda_g = 620 \text{ nm}$ e $\Lambda_g = 640 \text{ nm}$, e acima de 30% quando $\Lambda_g = 650 \text{ nm}$.

De forma geral, à medida que o período de uma grade diminui, eventualmente todas as ordens de difração, exceto a ordem zero, são eliminadas. Isso significa que a componente

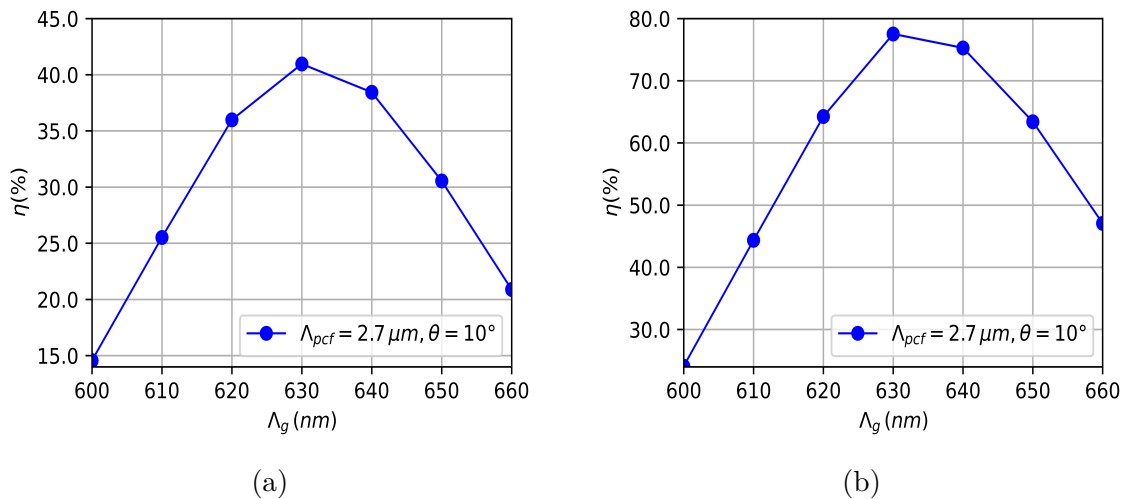


Figura 53: Eficiência de acoplamento calculada em função do período de grade (Λ_g) para um acoplador de Bragg com profundidade de gravação $h = 70 \text{ nm}$ e ciclo de trabalho $f_p = 0.5$. (a) Sem refletor e (b) com refletor.

tangencial do vetor de onda da ordem difratada se torna maior do que a magnitude do vetor de onda do meio, resultando em um campo evanescente nesse meio. O ponto em que as ordens de difração são eliminadas depende do índice de refração do meio de transmissão. Quanto maior o índice de refração desse meio, menor deve ser o período da grade para que as ordens de difração sejam eliminadas.

Camada refletora

Finalmente, conforme já discutido nos capítulos anteriores, a principal restrição que afeta a eficiência dos acopladores de grade está relacionada ao vazamento para o substrato, pois a radiação descendente que se propaga em direção ao substrato através do óxido enterrado, compreende 35% a 45% da luz incidente total [195]. Diversas abordagens foram exploradas para reduzir a propagação descendente, buscando melhorar a direcionalidade. Algumas dessas tentativas incluem o uso de acopladores de grade que utilizam uma camada de portão de polisilício [196] e acopladores de grade baseados em sobreposição de polisilício [197], com eficiências de acoplamento de 74% e 78%, respectivamente. No entanto, ambos os métodos requerem uma camada adicional de silício amorfo para serem implementados.

Em nossas simulações, no entanto, a eficiência de acoplamento foi melhorada com a adição de uma camada refletora de ouro que permitiu aprimorar a reflexão na interface óxido-silício do substrato. As Figs. 52(b) e 53(b), mostram o efeito da camada refletora de ouro na eficiência de acoplamento. Como esperado, a camada refletora apenas maximizou a reflexão na interface óxido-silício do substrato, melhorando a eficiência de

acoplamento em 36.5%. Além disso, como o efeito da camada refletora é apenas refletir a onda descendente, não houve deslocamento η_{max} para profundidades de gravação e períodos de grade diferentes de $h = 70 \text{ nm}$ e $\Lambda_g = 630 \text{ nm}$. Por isso, a análise da eficiência de acoplamento em função do fator de preenchimento, feita a seguir, foi restringida apenas ao acoplador sem refletor.

Fator de Preenchimento (f_p)

O fator de preenchimento (f_p) pode afetar a eficiência de acoplamento por meio de sua influência sobre o desempenho do acoplador de grade. Para um determinado período de grade, o índice efetivo de refração da grade é proporcional ao fator de preenchimento da grade, $f_p = \frac{w}{\Lambda_g}$, onde w é a largura do cume da grade. Uma varredura paramétrica foi realizada sobre o fator de preenchimento, mantendo-se o período de grade e a profundidade de gravação constantes, e variando f_p de 0.3 a 0.7. A Fig. 54 mostra que a eficiência de acoplamento máxima, $\eta_{max} = 28.8\%$, é obtida para um fator de preenchimento de 0.5.

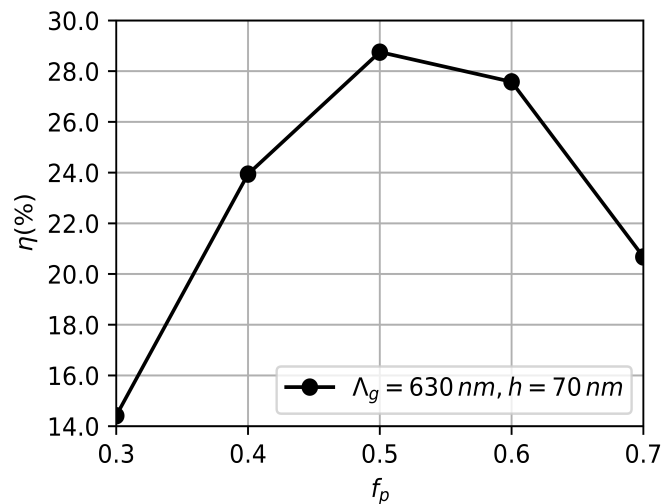


Figura 54: Eficiência de acoplamento calculada em função do fator de preenchimento (f_p) de um acoplador de Bragg (sem refletor) com profundidade de gravação $h = 70 \text{ nm}$ e período $\Lambda_g = 630 \text{ nm}$. A PCF utilizada tem parâmetros $\Lambda_{pcf} = 2.7 \mu\text{m}$ e $d = 0.8 \mu\text{m}$, com ângulo de acoplamento $\theta = 10^\circ$.

5.3.3 Parâmetros da PCF

As propriedades de uma PCF podem ser alteradas se os parâmetros Λ_{pcf} e d mudarem. O confinamento do modo propagado na região do núcleo PCF é talvez a propriedade mais sensível à mudança dos parâmetros da PCF, como o diâmetro d dos furos de ar, por

exemplo. De fato, o modo de propagação fica torna-se cada vez mais concentrado na região do núcleo da PCF à medida que d aumenta ou quando mais furos de ar estão presentes no revestimento. Como já discutido, segundo o professor Russel, isso acontece porquê o índice efetivo do revestimento de ar-sílica diminui, enquanto que o índice do núcleo sólido permanece inalterado [153]. Conseqüentemente, toda a energia flui apenas na região do núcleo. Por outro lado, à medida que d diminui, o índice efetivo do revestimento de ar-sílica aumenta, pois a proporção de sílica no revestimento será maior que a de ar. A Fig. 55 mostra o modo fundamental de uma PCF com passo $\Lambda_{pcf} = 2.7\mu m$, considerando diferentes valores para o diâmetro dos furos de ar. Nota-se que para $d = 1.0\mu m$, Fig. 55 (a), uma parte significativa da energia do modo se propaga pelo revestimento da PCF, pois o modo é menos confinado. Por outro lado, para $d = 0.7\mu m$, Fig. 55 (b), tem-se um modo mais confinado, de forma que a maior parte da energia do modo está concentrada na região do núcleo da PCF.

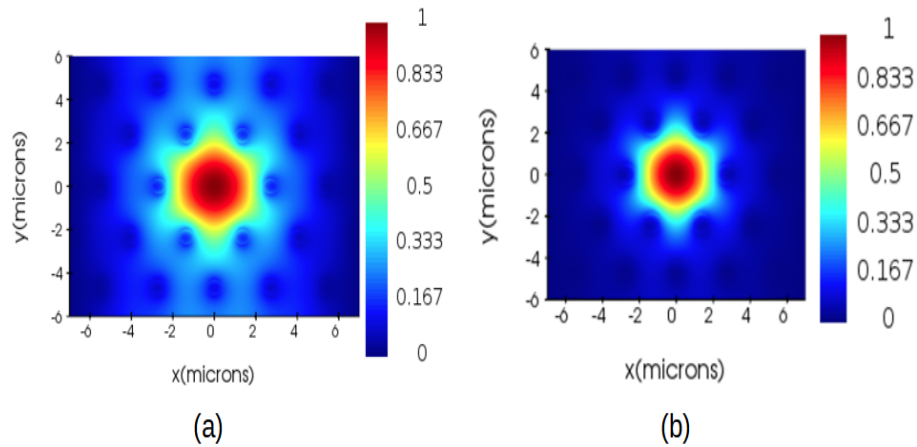


Figura 55: Modo fundamental de uma PCF. (a) $\Lambda_{pcf} = 2.7\mu m$ e $d = 1.0\mu m$ (b) $\Lambda_{pcf} = 2.7\mu m$ e $d = 0.7\mu m$.

Dessa forma, é de se esperar que os parâmetros físicos da PCF possam influenciar significativamente na eficiência de acoplamento. De fato, isso pode ser visto nas Fig. 56. Fixando $\Lambda_{pcf} = 2.7\mu m$, da condição de operação monomodo $\frac{d}{\Lambda_{pcf}} < 0.4$, obtemos $d < 1.01\mu m$. Considerando o acoplador de grade sem refletor, e realizando uma varredura paramétrica sobre d no conjunto $[0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6, 0.7, 0.8, 0.9, 1.0]$, a eficiência de acoplamento máxima, $\eta_{max} = 41.2\%$ é obtida quando $d = 0.5\mu m$, conforme é mostrado na Fig. 56(a).

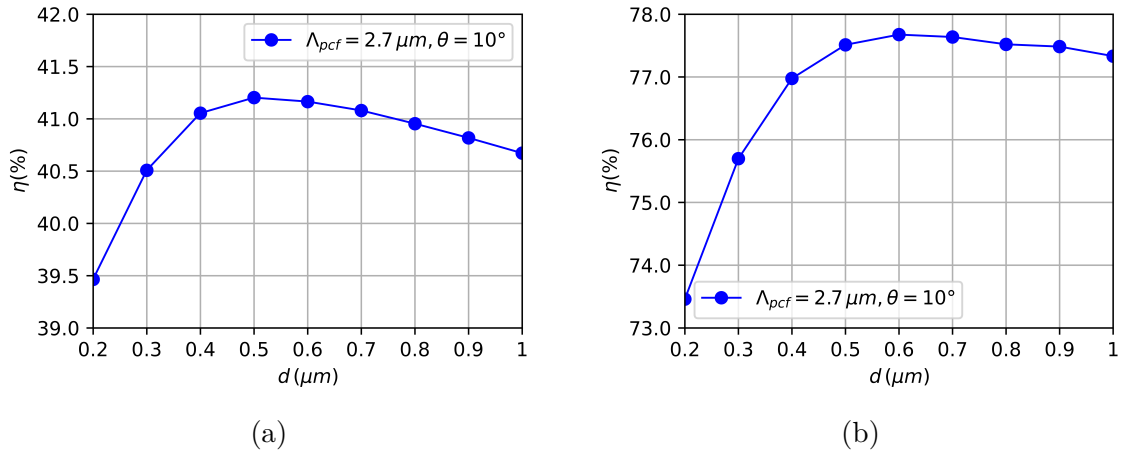


Figura 56: Variação da eficiência de acoplamento em função do diâmetro dos furos da PCF, considerando o acopladores de Bragg com período $\Lambda_g = 630 \text{ nm}$, profundidade de gravação $h = 70 \text{ nm}$ e fator de preenchimento $f_p = 0.5$. (a) sem refletor e (b) com refletor.

Para o acoplador com refletor, a eficiência de acoplamento máxima é $\eta_{max} = 77.7\%$ é obtida quando $d = 0.6 \mu\text{m}$, conforme é mostrado na Fig. 56(b). Nesse caso, além do efeito já esperado da camada refletora em maximizar a reflexão na interface óxido-silício do substrato, aumentando a eficiência de acoplamento em 36.5%, a Fig. 56 mostra que houve um pequeno deslocamento em η_{max} de $d = 0.5 \mu\text{m}$ para $d = 0.6 \mu\text{m}$. Para verificar esses resultados, as simulações foram executadas mais duas vezes considerando os mesmos parâmetros, e retornaram os mesmos resultados. Esse deslocamento da eficiência de acoplamento máxima como função do diâmetro dos furos de ar da PCF não foi investigado em mais detalhes nesta dissertação.

5.3.4 Comprimento de onda, parâmetros de grade e camada de correspondência de índice

Conforme já discutido, as grades são altamente dispersivas, ou seja, são altamente sensíveis ao comprimento de onda, conforme pode ser visto a partir da condição de Bragg, eq. (5.1). Consequentemente, é de se esperar que a eficiência de acoplamento seja fortemente dependente do comprimento de onda. Como a eficiência de acoplamento também depende dos parâmetros de grade do acoplador, para investigar essa dependência no comprimento de onda, foram executadas varreduras paramétricas sobre o comprimento de onda considerando diferentes valores dos parâmetros de grade do acoplador.

As varreduras paramétricas foram realizadas numa faixa de comprimentos de onda entre 1500 nm e 1600 nm . Conforme já discutido, essa faixa de comprimentos de onda

foi escolhida porque abrange a banda convencional ou banda C, que varia de 1530 nm a 1565 nm [189]. Essa banda de comprimentos de onda é usada para comunicação óptica, como em sistemas de transmissão de longa distância, pois a atenuação da fibra óptica tem seu mínimo na banda C, com perda mínima de $0,1419\text{ dB/km}$ em torno de 1560 nm [198]. Além disso, a banda C tem um comprimento de onda central em torno de 1547.5 nm , que é bem próximo do comprimento de onda de operação do acoplador de grade utilizado, ou seja, 1550 nm . Em todas as simulações, o modo fundamental da PCF foi excitado no comprimento de onda central do acoplador, $\lambda = 1550\text{ nm}$.

Comprimento de onda (λ) e período de grade (Λ_g)

Se o período de grade for pequeno em comparação com o comprimento de onda, então pequenas mudanças no comprimento de onda afetam significativamente a direção do feixe difratado. A Fig. 57 mostra que o comprimento de onda central do acoplador sofreu um desvio para o vermelho (redshift), causando um deslocamento de η_{max} de 1527.8 nm para 1600 nm a medida que variamos o período de grade de 620 nm para 650 nm . Durante as simulações, profundidade de gravação e o fator de preenchimento foram mantidos constantes, $h = 70\text{ nm}$ e $f_p = 0.5$.

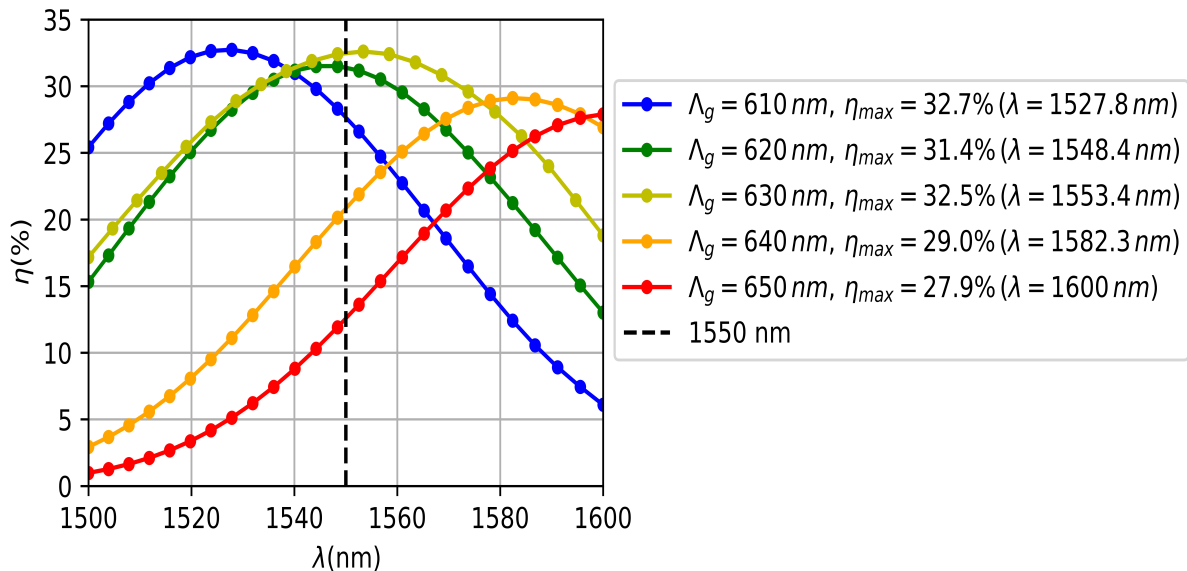


Figura 57: Eficiência de acoplamento em função do comprimento de onda para diferentes períodos de grade, considerando um acoplador (sem refletor) com $h = 70\text{ nm}$ e $f_p = 0.5$.

Para que o redshift ficasse evidente, as curvas foram convenientemente plotadas em cores que variam do azul, correspondente ao comprimento de onda menor ($\lambda = 1527.8\text{ nm}$), passando pelos comprimentos de intermediários, até o vermelho, que correspondente ao comprimento de onda maior ($\lambda = 1600\text{ nm}$).

Comprimento de onda (λ) e fator de preenchimento (f_p)

Analogamente, fixamos o período de grade ($\Lambda_g = 630 \text{ nm}$) e a profundidade de gravação ($h = 70 \text{ nm}$), e executamos uma varredura paramétrica sobre o fator de preenchimento (f_p), variando 0.3 para 0.7. Como resultado, o comprimento de onda central do acoplador sofreu novamente um redshift, causando um deslocamento de η_{max} de 1514.2 nm para 1573.8 nm . Esses resultados são mostrados na Fig. 58. Além disso, se compararmos os resultados da Fig. 58 com os da Fig. 57, observamos também que a eficiência de acoplamento é muito mais sensível as mudanças no período de grade do que as mudanças no fator de preenchimento, pois, como pode ser visto a partir da condição Bragg, o período de grade tem um impacto mais forte no comprimento de onda central do acoplador do que o fator de preenchimento.

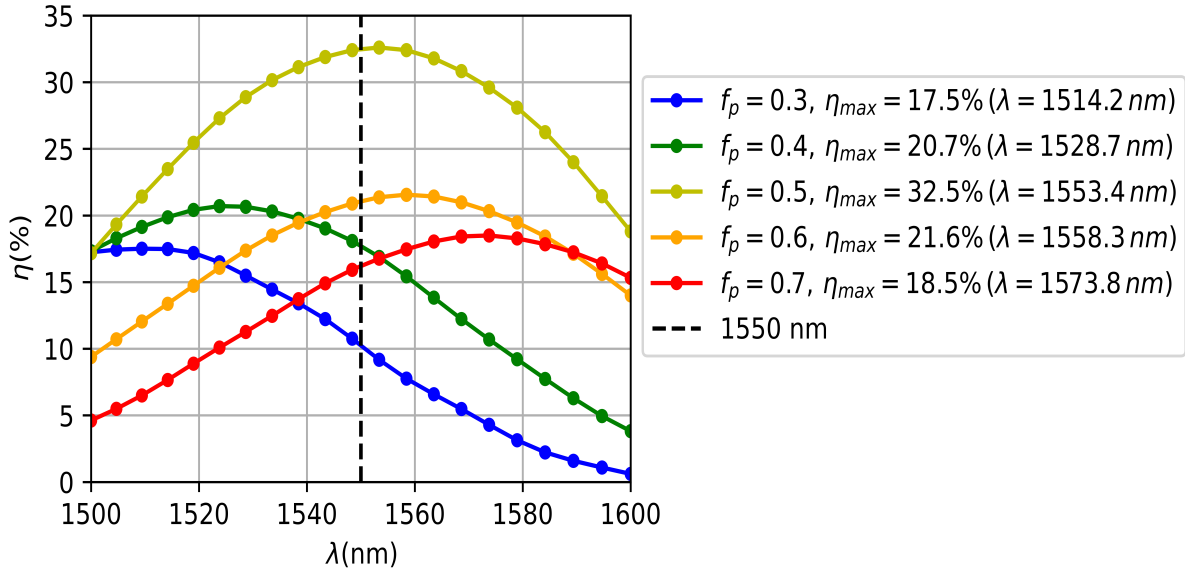


Figura 58: Eficiência de acoplamento em função do comprimento de onda para diferentes fatores de preenchimento, considerando um acoplador (sem refletor) com $h = 70 \text{ nm}$ e $\Lambda_g = 630 \text{ nm}$.

Comprimento de onda (λ) e profundidade de gravação (h)

Finalmente, analisamos também como a eficiência de acoplamento máxima muda em função do comprimento de onda para diferentes valores da profundidade de gravação (h) da grade. A Fig. 59 mostra os resultados da simulação. Ao manter constantes o período de grade ($\Lambda_g = 630 \text{ nm}$) e o fator de preenchimento ($f_p = 0.5$), e variarmos a profundidade de gravação por meio de uma varredura paramétrica de 50 nm para 90 nm , observamos agora que, ao contrário dos dois casos anteriores, o redshift não ocorre. Em vez disso, o comprimento de onda central do acoplador sofreu um desvio para o azul

(blueshift) a medida que a profundidade de gravação aumentou, de modo que a eficiência de acoplamento máxima (η_{max}) foi deslocada de 1568.6 nm para 1514.2 nm .

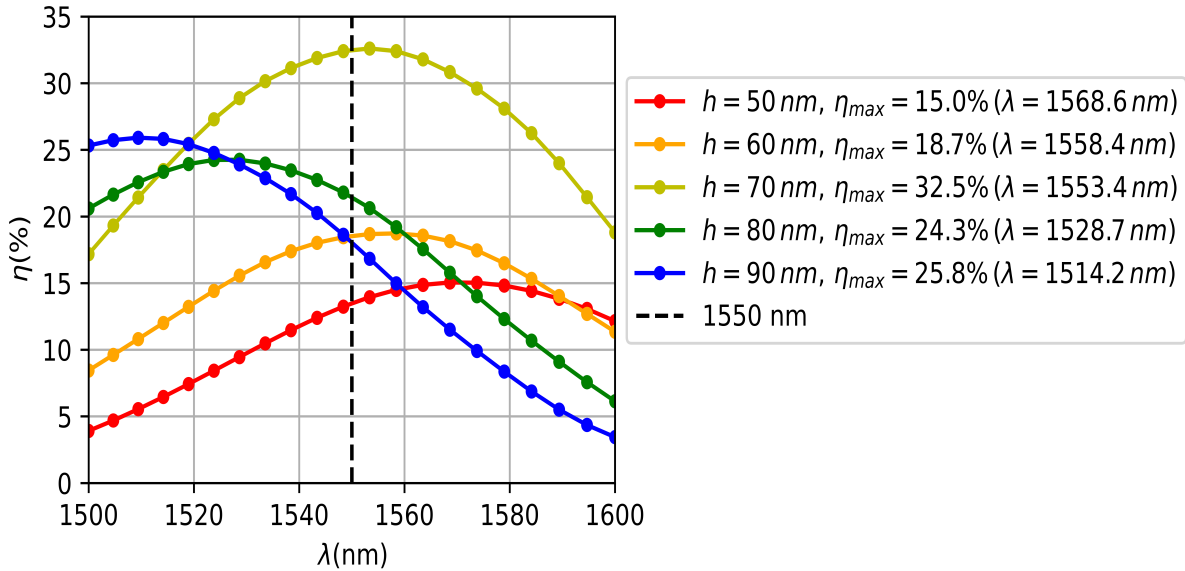


Figura 59: Eficiência de acoplamento em função do comprimento de onda para diferentes profundidades de gravação, considerando um acoplador (sem refletor) com $\Lambda_g = 630 \text{ nm}$ e $f_p = 0.5$.

Camada de correspondência de índice

É interessante observar também o efeito da camada de correspondência de índice acima da grade sobre a eficiência de acoplamento. Para isso, consideramos o acoplador (sem refletor) com período $\Lambda_g = 630 \text{ nm}$, profundidade de gravação $h = 70 \text{ nm}$ e fator de preenchimento $f_p = 0.5$. A Fig. 60 mostra que quando a camada de óxido é removida, a eficiência máxima de acoplamento em função do comprimento de onda decai de $\eta_{max} = 32.5\%$ (curva azul) para $\eta_{max} = 26.4\%$ (curva vermelha), devido as reflexões de Fresnel. Além disso, o comprimento de onda central do acoplador sofre novamente um redshift, causando o deslocamento de η_{max} de $\lambda = 1553.4 \text{ nm}$, que é bem próximo do comprimento de onda central do acoplador, para $\lambda = 1582.4 \text{ nm}$.

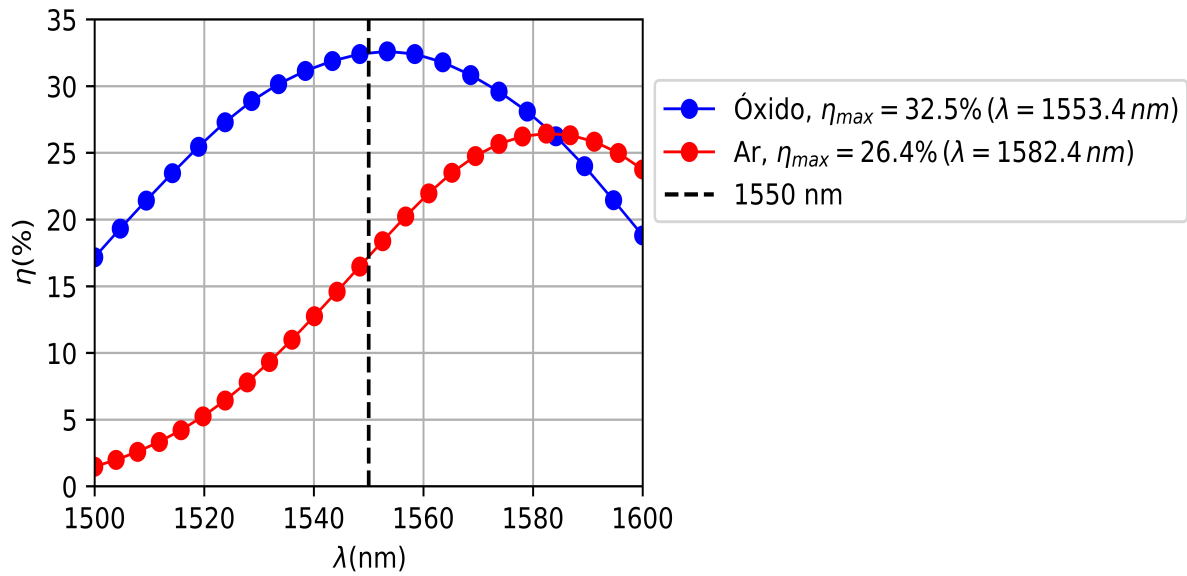


Figura 60: Eficiência de acoplamento em função do comprimento de onda considerando um acoplador (sem refletor) com $\Lambda_g = 630 \text{ nm}$, $h = 70 \text{ nm}$ e $f_p = 0.5$. Curva azul: eficiência de acoplamento com camada de correspondência de índice acima da grade. Curva vermelha: eficiência de acoplamento com ar acima da grade.

Finalmente, após determinar os valores dos parâmetros que otimizam o acoplador e a PCF, podemos comparar as eficiências de acoplamento finais para o acoplador com refletor e sem refletor. A Fig. 61 compara as eficiências de acoplamento em função do comprimento de onda, considerando todos os parâmetros otimizados para ambos os casos.

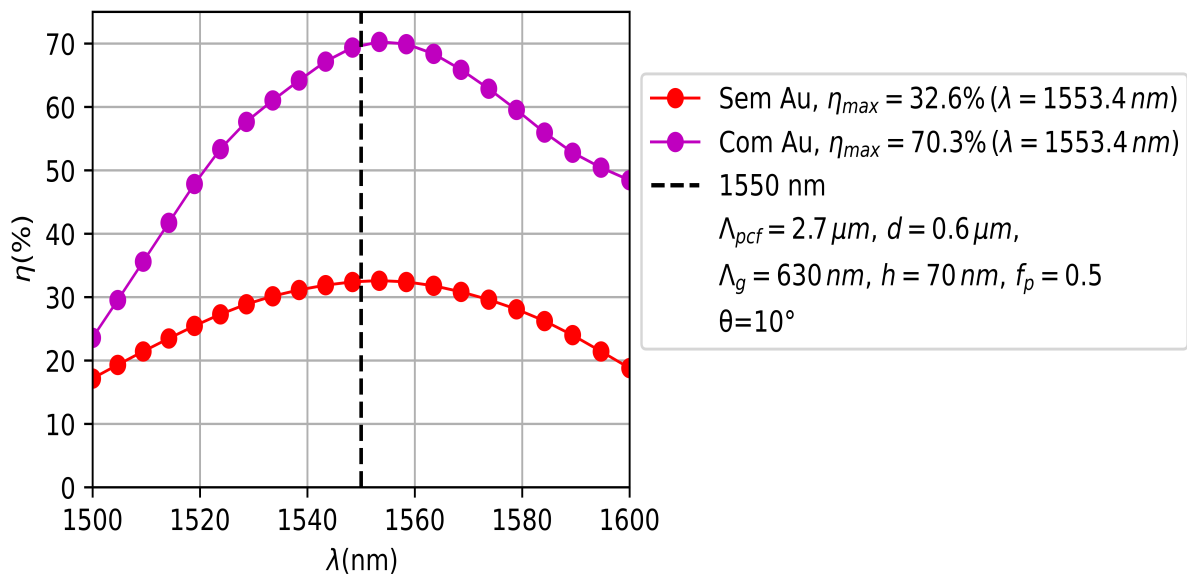


Figura 61: Comparação entre as eficiências de acoplamento em função do comprimento de onda, considerando os parâmetros atualizados para o acoplador (com e sem refletor) e para a PCF.

Conforme esperado, a eficiência de acoplamento é drasticamente melhorada de 32.6% para 70.3%, um aumento de praticamente 40% na eficiência em relação ao acoplador sem refletor. Além disso, uma vez determinado um conjunto de parâmetros de grade, nenhum deslocamento é observado no comprimento de onda central do acoplador, pois o único efeito da camada refletora é refletir a onda descendente para cima. De fato, conforme é mostrado na Fig. 61, as eficiências de acoplamento máximas para ambos os acopladores estão no comprimento de onda $\lambda = 1553.4 \text{ nm}$, que é bem próximo do comprimento de onda central do acoplador $\lambda = 1550 \text{ nm}$.

Esses resultados demonstram que o acoplamento eficiente entre PCFs e guias de ondas SOI pode ser conseguido por meio de acopladores uniformes de Bragg. Desde que os parâmetros de grade e o ângulo de acoplamento sejam adequadamente escolhidos, a eficiência máxima de acoplamento permanece relativamente alta em uma ampla faixa de comprimentos de onda. Além disso, o diâmetro dos furos de ar da PCF também deve ser adequadamente escolhido para que a eficiência de acoplamento seja a melhor possível. Isso permite encontrar um design ideal para a PCF, de modo que a eficiência de acoplamento é otimizada. Essa escolha foi feita a partir de uma varredura paramétrica independente para os parâmetros da PCF.

Na verdade, a situação mais ideal possível corresponde aquela em que os parâmetros da grade e da PCF são otimizados simultaneamente, mas como todas as simulações aqui discutidas foram realizadas considerando o problema de acoplamento 3D, isso exigiria muito tempo e esforço computacional, de modo que o processamento atualmente disponível utilizado para realizar as simulações deste trabalho é insuficiente.

6 CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS

Neste último capítulo são apresentadas as principais conclusões com base nos resultados obtidos. São também discutidas algumas ideias e perspectivas para possíveis trabalhos e linhas de investigação futuras que se baseiam nos resultados apresentados.

6.1 Conclusões

Nesta dissertação, as PCFs foram utilizadas para investigar o problema de acoplamento fibra-chip na Nanofotônica de silício. Para isso utilizou-se a técnica de acoplamento baseada em acopladores de Bragg uniformes integrados em guias de ondas SOI para realizar um acoplamento fora do plano e a eficiência de acoplamento entre as PCFs e guias de ondas SOI foi investigada por meio de simulações com base na técnica de análise numérica de diferenças finitas no domínio do tempo (FDTD). Isso exigiu a construção de um modelo numérico funcional no software Lumerical, que suporta cálculo e processos de simulação automática.

Uma faixa espectral em torno do comprimento de onda $\lambda = 1550 \text{ nm}$, foi considerada, já que praticamente todas as estruturas consideradas são feitas de silício ou sílica, e estes materiais são transparentes neste comprimento de onda. Dessa forma, os acopladores de Bragg uniformes foram projetados para operar próximo do comprimento de onda $\lambda = 1550 \text{ nm}$, que corresponde ao comprimento de onda central da banda convencional ou banda C ($1530 - 1565 \text{ nm}$), que é a principal banda de comprimento de onda usada para comunicação óptica.

A eficiência de acoplamento foi investigada em função dos parâmetros do acoplador de Bragg, como a profundidade de gravação (h), o fator de preenchimento (f_p) e o período de grade (Λ_g), para determinar o design ideal para o acoplador. Além disso, através de varreduras paramétricas, demonstramos uma forte dependência da eficiência de aco-

plamento em função do diâmetro dos furos de ar da PCF, de modo que este parâmetro precisa ser cuidadosamente escolhido para otimizar a eficiência de acoplamento. Dessa forma, o projeto da PCF pode ser otimizado para realizar um acoplamento mais eficiente. Varreduras paramétricas também foram realizadas em função da distância entre os furos de ar da PCF, mas não determinou-se nenhuma dependência regular da eficiência de acoplamento em função deste parâmetro, de modo que a escolha do mesmo foi feita com base em valores já demonstrados experimentalmente na literatura.

Além disso, para lidar com as perdas para o substrato da plataforma SOI, uma camada refletora de ouro foi adicionada na interface óxido-silício para maximizar a reflexão da radiação descendente difratada pela grade. Enquanto a eficiência máxima de acoplamento com as PCFs usando o acoplador de Bragg padrão (sem refletor) foi de 32.6%, para o acoplador com refletor, a eficiência máxima foi de 70.3%. Um aumento significativo de quase 40 % na eficiência de acoplamento devido a introdução da camada refletora. No entanto, devido aos materiais diferentes, a adição de uma camada refletora de ouro requer muitas etapas extensas que não são compatíveis com CMOS, tornando a solução indisponível comercialmente.

Além disso, este estudo considerou apenas acopladores de Bragg uniformes, pois são mais fáceis de serem otimizados e de serem realizados na prática. A utilização de grades mais robustas como, por exemplo, grades apodizadas, que possuem período variável, pode levar, eventualmente, a eficiências de acoplamento mais elevadas usando PCFs, sem a necessidade da camada refletora. É possível também que o acoplamento usando PCFs de núcleo oco possa também levar a melhores eficiências de acoplamento. As PCFs também permitem o confinamento da luz em núcleos com diâmetros muito menores em comparação com os das SMFs, de modo que um acoplamento de borda vale a pena ser investigado futuramente.

6.2 Trabalhos futuros

Esperamos que este estudo contribua de alguma forma para incentivar novas pesquisas em busca de melhores soluções de acoplamento que possam atender às necessidades de comunicação e de baixo consumo de energia previstas para os próximos anos.

Conforme discutimos, há ainda muito a ser feito para solucionar o problema de acoplamento fibra-chip, pois este problema se agrava a medida que a densidade de integração no chip aumenta. Além disso, a expectativa dos pesquisadores em Nanofotônica é que o

tamanho destes dispositivos atinjam um escala nanométrica, o que aumenta ainda mais o descompasso dimensional entre os componentes integrados nos chips e as SMFs.

A técnica de acoplamento baseada em grades de difração é talvez a melhor forma de acoplar a luz da fibra ao chip e ao mesmo tempo manter uma alta densidade de integração, pois as grades são altamente compactas. Mesmo assim, na prática, é difícil conseguir um acoplamento eficiente, pois as grades possuem eficiência e largura de banda baixas, de modo que precisam ser otimizadas. Nesse caso, explorar novos tipos de fibras ópticas e que exibam melhores propriedades, pode ser uma alternativa. É provável que as PCFs cumpram esse requisito, mas para sabermos, é necessário investigar o acoplamento óptico dessas fibras aos guias de ondas SOI de forma mais aprofundada, além do que foi feito neste trabalho.

É provável que as PCFs possam fornecer melhores eficiências de acoplamento se forem utilizados acopladores de grade mais robustos, como os acopladores de grade apodizados. Além disso, o acoplamento óptico usando PCFs de núcleo oco também não foi estudado, neste trabalho. Um acoplamento de borda também é algo que vale a pena ser investigado, considerando que as PCFs oferecem a vantagem de confinamento em núcleos muito menores que as fibras ópticas padrão. Estas investigações entre outras fazem parte de nossos trabalhos futuros.

APÊNDICE A – Análise de ondas acopladas em meios periódicos

Quando uma onda eletromagnética incide em uma grade de difração, parte da energia é refletida, parte é transmitida através da grade e parte é difratada em diferentes ângulos. A análise de ondas acopladas em grades de difração permite prever como a onda eletromagnética será difratada pela grade em diferentes ângulos e comprimentos de onda. Vimos no capítulo anterior que se o tensor dielétrico $\epsilon(x, y) = \epsilon_0 n^2(x, y)$ for independente da direção de propagação, os modos confinados ao serem excitados propagam-se de forma independente ao longo do eixo de simetria da estrutura do guia de ondas. Além disso, supomos que a estrutura dielétrica é ideal, ou seja, se não houver perturbações na estrutura, como alteração das dimensões da estrutura com a posição ou se não houver mudanças na constante dielétrica ao longo da direção de propagação, então os modos irão se propagar de forma completamente independente um do outro [98]. Entretanto, qualquer desvio na estrutura de guia de ondas, como a presença de uma região modulada pode perturbar a propagação dos modos e acoplar a energia entre eles. Esta perturbação pode ser descrita em termos de uma fonte de polarização distribuída, $\Delta\mathbf{P}$, que é responsável pelo desvio da polarização dielétrica que acompanha o modo não perturbado. As perturbações podem surgir por meio de dois mecanismos: ou a constante dielétrica da estrutura é modificada por uma quantidade $\Delta\epsilon$ do que o modo espera ver, ou um campo elétrico de uma segunda fonte aparece no guia de ondas e excita um modo da estrutura. Lembramos que o campo total dentro de um meio dielétrico no qual uma onda se propaga é dado pelo campo de deslocamento [98]

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} \tag{A.1}$$

que descreve o efeito do meio através de um aumento do fluxo de deslocamento local em um valor \mathbf{P} , que é justamente a polarização do meio devido a interação com o campo

elétrico da onda. Logo, se houver algum desvio na constante dielétrica normal da estrutura dielétrica, a polarização do meio será perturbada por uma quantidade $\Delta\mathbf{P}$ [98].

Vamos considerar agora que o meio dielétrico seja perturbado, por exemplo, por alguma imperfeição no guia. Essa perturbação na estrutura dielétrica pode ser modelada por uma variação do tensor dielétrico que agora passa a depender da direção de propagação. Seja $\Delta\epsilon(x, y, z)$ essa variação do tensor dielétrico que representa a perturbação no meio, então podemos escrever o novo tensor dielétrico como [98]

$$\epsilon(x, y, z) = \epsilon_a(x, y) + \Delta\epsilon(x, y, z) \quad (\text{A.2})$$

onde $\epsilon_a(x, y)$ é a parte não perturbada do tensor dielétrico. Vamos supor que a perturbação $\Delta\epsilon(x, y, z)$, responsável pelo acoplamento dos modos normais de propagação não perturbados, é do tipo periódica [98].

Uma perturbação espacialmente dependente da estrutura em uma frequência ω pode ser representada por uma perturbação na polarização da estrutura dielétrica. É necessário levar em conta essa polarização adicional nas equações de Maxwell [98]. Considere as equações de Maxwell:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -j\omega\mu_0\mathbf{H} \quad (\text{A.3})$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = j\omega\epsilon_0 n^2(x, y)\mathbf{E} \quad (\text{A.4})$$

usando $\epsilon(x, y) = \epsilon_0 n^2(x, y)$, temos

$$\nabla \times \mathbf{E} = -j\omega\mu_0\mathbf{H} \quad (\text{A.5})$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = j\omega\epsilon(x, y)\mathbf{E} \quad (\text{A.6})$$

como na estrutura dielétrica perturbada o tensor dielétrico depende da direção de propagação, então

$$\nabla \times \mathbf{E} = -j\omega\mu_0\mathbf{H} \quad (\text{A.7})$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = j\omega\epsilon(x, y, z)\mathbf{E} \quad (\text{A.8})$$

usando a equação (A.2), temos

$$\nabla \times \mathbf{E} = -j \omega \mu_0 \mathbf{H} \quad (\text{A.9})$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = j \omega [\epsilon_a(x, y) + \Delta\epsilon(x, y, z)] \mathbf{E} \quad (\text{A.10})$$

ou seja

$$\nabla \times \mathbf{E} = -j \omega \mu_0 \mathbf{H} \quad (\text{A.11})$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = j \omega [\epsilon_a(x, y) \mathbf{E} + \Delta\epsilon(x, y, z) \mathbf{E}] \quad (\text{A.12})$$

A propagação da onda induz uma polarização na estrutura dielétrica, dada por [98]

$$\mathbf{P} = \epsilon_0 \chi_\epsilon(x, y, z) \mathbf{E}$$

onde $\chi_\epsilon(x, y, z) = \frac{\epsilon(x, y, z)}{\epsilon_0} - 1$ é o tensor de susceptibilidade elétrica. Logo, qualquer perturbação na estrutura dielétrica pode ser representada por uma mudança linear na polarização, ou seja [98]

$$\Delta\mathbf{P} = \Delta\epsilon(x, y, z) \mathbf{E}. \quad (\text{A.13})$$

de modo que as equações de Maxwell (A.11) e (A.12) podem ser escritas como

$$\nabla \times \mathbf{E} = -j \omega \mu_0 \mathbf{H} \quad (\text{A.14})$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = j \omega [\epsilon_a(x, y) \mathbf{E} + \Delta\mathbf{P}]. \quad (\text{A.15})$$

Note que qualquer modo normal propagando-se no meio dielétrico não perturbado descrito pelo tensor dielétrico $\epsilon_a(x, y)$ é solução das equações (A.14) e (A.15) para $\Delta\mathbf{P} = 0$, e podem ser descritos na forma

$$\mathbf{E}(x, y, z, t) = \mathbf{E}_m(x, y) e^{j(\omega t - \beta_m z)} \quad (\text{A.16})$$

$$\mathbf{H}(x, y, z, t) = \mathbf{H}_m(x, y) e^{j(\omega t - \beta_m z)}. \quad (\text{A.17})$$

E como não existem fontes na estrutura dielétrica, as funções de onda $\mathbf{E}_m(x, y)$ associadas aos modos normais satisfazem a equação de onda [98]

$$\left[\partial_x^2 + \partial_y^2 + \omega^2 \mu \epsilon_a(x, y) - \beta_m^2 \right] \mathbf{E}_m(x, y) = 0 \quad (\text{A.18})$$

obtida a partir da equação de Helmholtz [98].

Da mesma forma, qualquer modo arbitrário que se propaga na estrutura perturbada também é solução das equações (A.14) e (A.15) com $\Delta \mathbf{P} \neq 0$, e podem ser expandidos na forma [98]

$$\mathbf{E}(x, y, z, t) = \sum_m A_m \mathbf{E}_m(x, y) e^{i(\omega t - \beta_m z)} \quad (\text{A.19})$$

$$\mathbf{H}(x, y, z, t) = \sum_m A_m \mathbf{H}_m(x, y) e^{i(\omega t - \beta_m z)} \quad (\text{A.20})$$

onde os A_m são constantes e a soma é feita sobre todos os modos de propagação.

Agora considere a propagação de um modo não perturbado, $\mathbf{E}_1(x, y) e^{j(\omega t - \beta_1 z)}$, excitado em $z = 0$ no meio periodicamente perturbado descrito pelo tensor dielétrico $\epsilon(x, y, z) = \epsilon(x, y) + \Delta\epsilon(x, y, z)$. A presença da perturbação dielétrica dá origem a uma polarização adicional na estrutura dielétrica. Da equação (A.13), temos [98]

$$\Delta \mathbf{P} = \Delta\epsilon(x, y, z) \mathbf{E}_1(x, y) e^{j(\omega t - \beta_1 z)} \quad (\text{A.21})$$

Esta onda de polarização pode agir como uma fonte de radiação e fornecer energia para outro modo, $\mathbf{E}_2(x, y) e^{j(\omega t - \beta_2 z)}$. Nesse caso, dizemos que a perturbação dielétrica acopla os modos, causando troca de energia entre eles [98]. Vamos analisar sob quais condições esse acoplamento ocorre. A ideia é tentar expressar o vetor campo elétrico da onda eletromagnética como uma combinação linear dos modos normais do meio dielétrico não perturbado, ou seja [98]

$$\mathbf{E}(x, y, z, t) = \sum_m A_m(z) \mathbf{E}_m(x, y) e^{j(\omega t - \beta_m z)}. \quad (\text{A.22})$$

A equação de onda para o campo elétrico é

$$\left[\nabla^2 + \omega^2 \mu \epsilon \right] \mathbf{E} = 0 \quad (\text{A.23})$$

mas como na estrutura perturbada têm-se $\epsilon(x, y, z) = \epsilon(x, y) + \Delta\epsilon(x, y, z)$, temos

$$\left\{ \nabla^2 + \omega^2 \mu [\epsilon(x, y) + \Delta\epsilon(x, y, z)] \right\} \mathbf{E} = 0, \quad (\text{A.24})$$

separando o operador ∇ em suas partes transversal e longitudinal, $\nabla = \nabla_\tau + \hat{\mathbf{z}}\partial_z$, temos

$$\left\{ \nabla_\tau^2 + \partial_z^2 + \omega^2 \mu [\epsilon(x, y) + \Delta\epsilon(x, y, z)] \right\} \mathbf{E} = 0$$

ou seja

$$\nabla_\tau^2 \mathbf{E} + \partial_z^2 \mathbf{E} + \omega^2 \mu \epsilon(x, y) \mathbf{E} = -\omega^2 \mu \Delta\epsilon(x, y, z) \mathbf{E} \quad (\text{A.25})$$

e agora usando a solução (A.22), temos [98]

$$\begin{aligned} & \nabla_\tau^2 \sum_m A_m(z) \mathbf{E}_m(x, y) e^{j(\omega t - \beta_m z)} + \partial_z^2 \sum_m A_m(z) \mathbf{E}_m(x, y) e^{j(\omega t - \beta_m z)} + \\ & \quad + \omega^2 \mu \epsilon(x, y) \sum_m A_m(z) \mathbf{E}_m(x, y) e^{j(\omega t - \beta_m z)} = -\omega^2 \mu \Delta\epsilon(x, y, z) \mathbf{E} \\ \implies & \sum_m A_m(z) \left[\nabla_\tau^2 \mathbf{E}_m(x, y) \right] e^{j(\omega t - \beta_m z)} + \sum_m \mathbf{E}_m(x, y) \partial_z^2 \left[A_m(z) e^{j(\omega t - \beta_m z)} \right] + \\ & \quad + \omega^2 \mu \epsilon(x, y) \sum_m A_m(z) \mathbf{E}_m(x, y) e^{j(\omega t - \beta_m z)} = -\omega^2 \mu \Delta\epsilon(x, y, z) \mathbf{E} \end{aligned}$$

e calculando a derivada em relação a z , temos

$$\begin{aligned}
& \sum_m A_m(z) \left[\nabla_\tau^2 \mathbf{E}_m(x, y) \right] e^{j(\omega t - \beta_m z)} + \\
& + \sum_m \mathbf{E}_m(x, y) \partial_z \left[\frac{dA_m(z)}{dz} e^{j(\omega t - \beta_m z)} - j\beta_m A_m(z) e^{j(\omega t - \beta_m z)} \right] + \\
& + \omega^2 \mu \epsilon(x, y) \sum_m A_m(z) \mathbf{E}_m(x, y) e^{j(\omega t - \beta_m z)} = -\omega^2 \mu \Delta \epsilon(x, y, z) \mathbf{E} \\
& \implies \sum_m A_m(z) \left[\nabla_\tau^2 \mathbf{E}_m(x, y) \right] e^{j(\omega t - \beta_m z)} + \\
& + \sum_m \mathbf{E}_m(x, y) \left[\frac{d^2 A_m(z)}{dz^2} - 2j\beta_m \frac{dA_m(z)}{dz} + j^2 \beta_m^2 A_m(z) \right] e^{j(\omega t - \beta_m z)} + \\
& + \omega^2 \mu \epsilon(x, y) \sum_m A_m(z) \mathbf{E}_m(x, y) e^{j(\omega t - \beta_m z)} = -\omega^2 \mu \Delta \epsilon(x, y, z) \mathbf{E} \\
& \implies \sum_m A_m(z) \left[\nabla_\tau^2 \mathbf{E}_m(x, y) \right] e^{j(\omega t - \beta_m z)} + \\
& + \sum_m \mathbf{E}_m(x, y) \left[\frac{d^2 A_m(z)}{dz^2} - 2j\beta_m \frac{dA_m(z)}{dz} - \beta_m^2 A_m(z) \right] e^{j(\omega t - \beta_m z)} + \\
& + \omega^2 \mu \epsilon(x, y) \sum_m A_m(z) \mathbf{E}_m(x, y) e^{j(\omega t - \beta_m z)} = -\omega^2 \mu \Delta \epsilon(x, y, z) \mathbf{E} \\
& \implies \sum_m A_m(z) \left[\nabla_\tau^2 \mathbf{E}_m(x, y) \right] e^{j(\omega t - \beta_m z)} + \\
& + \sum_m \mathbf{E}_m(x, y) \left[\frac{d^2 A_m(z)}{dz^2} - 2j\beta_m \frac{dA_m(z)}{dz} \right] e^{j(\omega t - \beta_m z)} - \sum_m \mathbf{E}_m(x, y) \beta_m^2 A_m(z) e^{j(\omega t - \beta_m z)} + \\
& + \omega^2 \mu \epsilon(x, y) \sum_m A_m(z) \mathbf{E}_m(x, y) e^{j(\omega t - \beta_m z)} = -\omega^2 \mu \Delta \epsilon(x, y, z) \mathbf{E}
\end{aligned}$$

agrupando o primeiro, terceiro e quarto termos do lado esquerdo, temos

$$\begin{aligned}
& \implies \sum_m A_m(z) \left[\nabla_\tau^2 \mathbf{E}_m(x, y) + \omega^2 \mu \epsilon(x, y) \mathbf{E}_m(x, y) - \beta_m^2 \mathbf{E}_m(x, y) \right] e^{j(\omega t - \beta_m z)} + \\
& + \sum_m \mathbf{E}_m(x, y) \left[\frac{d^2 A_m(z)}{dz^2} - 2j\beta_m \frac{dA_m(z)}{dz} \right] e^{j(\omega t - \beta_m z)} = -\omega^2 \mu \Delta \epsilon(x, y, z) \mathbf{E}
\end{aligned}$$

note que a expressão entre colchetes no primeiro termo é nula, pois é a equação de onda para as funções de onda $\mathbf{E}_m(x, y)$, equação (A.18), então [98]

$$\sum_m \mathbf{E}_m(x, y) \left[\frac{d^2 A_m(z)}{dz^2} - 2j\beta_m \frac{dA_m(z)}{dz} \right] e^{j(\omega t - \beta_m z)} = -\omega^2 \mu \Delta \epsilon(x, y, z) \mathbf{E}$$

agora substituindo a expressão para \mathbf{E} no lado direito, obtemos

$$\sum_m \left[\frac{d^2 A_m}{dz^2} - 2j\beta_m \frac{dA_m}{dz} \right] \mathbf{E}_m e^{j(\omega t - \beta_m z)} = -\omega^2 \mu \Delta\epsilon(x, y, z) \sum_n A_n \mathbf{E}_n e^{j(\omega t - \beta_n z)} \quad (\text{A.26})$$

Vamos supor que a perturbação seja fraca de tal forma que a variação das amplitudes $A_m(z)$, em função de z , seja lenta. Nesse caso, podemos impor a seguinte condição sobre a expressão entre colchetes na Eq. (A.26) [98]:

$$\frac{d^2 A_m}{dz^2} \ll \beta_m \frac{dA_m}{dz} \quad (\text{A.27})$$

conhecida como *aproximação de amplitude de variação lenta* (SVAA - Slowly Varying Amplitude Approximation), de modo que o termo de derivada segunda pode ser negligenciado [98]. Logo,

$$-2j \sum_m \beta_m \frac{dA_m}{dz} \mathbf{E}_m e^{-j\beta_m z} = -\omega^2 \mu \Delta\epsilon(x, y, z) \sum_n A_n \mathbf{E}_n e^{-j\beta_n z} \quad (\text{A.28})$$

Para determinar as amplitudes A_m , primeiro multiplicamos escalarmente a equação (A.28) por $\mathbf{E}_k^*(x, y)$:

$$-2j \sum_m \beta_m \frac{dA_m}{dz} \mathbf{E}_k^* \cdot \mathbf{E}_m e^{-j\beta_m z} = -\omega^2 \mu \sum_n A_n \mathbf{E}_k^* \cdot \Delta\epsilon(x, y, z) \mathbf{E}_n e^{-j\beta_n z} \quad (\text{A.29})$$

e agora integrando sobre o plano xy , temos

$$\begin{aligned} & -2j \sum_m \beta_m \frac{dA_m}{dz} \left[\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{E}_k^* \cdot \mathbf{E}_m dx dy \right] e^{-i\beta_m z} = \\ & -\omega^2 \mu \sum_n A_n \left[\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{E}_k^* \cdot \Delta\epsilon(x, y, z) \mathbf{E}_n dx dy \right] e^{-j\beta_n z}. \end{aligned} \quad (\text{A.30})$$

Agora recorrendo a relação de ortonormalidade [98] $\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{E}_m \cdot \mathbf{E}_n^* dx dy = \frac{2\omega\mu}{|\beta_m|} \delta_{mn}$, com $n = k$, ou seja

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{E}_m \cdot \mathbf{E}_k^* dx dy = \frac{2\omega\mu}{|\beta_m|} \delta_{mk} \quad (\text{A.31})$$

com isso, a equação (A.30) torna-se

$$-2j \sum_m \beta_m \frac{dA_m}{dz} \left[\frac{2\omega\mu}{|\beta_m|} \delta_{km} \right] e^{-j\beta_m z} = -\omega^2 \mu \sum_n A_n \left[\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{E}_k^* \cdot \Delta\epsilon(x, y, z) \mathbf{E}_n dx dy \right] e^{-j\beta_n z}$$

e quando $m = k$, temos $\frac{2\omega\mu}{|\beta_m|} \delta_{km} \implies \frac{2\omega\mu}{|\beta_k|} \delta_{kk} = \frac{2\omega\mu}{|\beta_k|}$, logo

$$\begin{aligned} -2j\beta_k \frac{dA_k}{dz} \left[\frac{2\omega\mu}{|\beta_k|} \right] e^{-j\beta_k z} &= -\omega^2 \mu \sum_n A_n \left[\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{E}_k^* \cdot \Delta\epsilon(x, y, z) \mathbf{E}_n dx dy \right] e^{-j\beta_n z} \\ \implies \frac{dA_k}{dz} &= \frac{\omega|\beta_k|}{4j\beta_k} e^{j\beta_k z} \sum_n A_n \left[\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{E}_k^* \cdot \Delta\epsilon(x, y, z) \mathbf{E}_n dx dy \right] e^{-j\beta_n z}, \end{aligned}$$

e observe que $\frac{|\beta_k|}{\beta_k} = \frac{|\beta_k|}{\beta_k} \cdot \frac{|\beta_k| \beta_k}{|\beta_k| \beta_k} = \frac{|\beta_k|^2}{\beta_k^2} \cdot \frac{\beta_k}{|\beta_k|} = \frac{|\beta_k^2|}{\beta_k^2} \cdot \frac{\beta_k}{|\beta_k|} = \frac{\beta_k}{|\beta_k|}$, logo

$$\frac{dA_k}{dz} = -j \frac{\omega \beta_k}{4 |\beta_k|} \sum_n A_n \left[\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{E}_k^* \cdot \Delta\epsilon(x, y, z) \mathbf{E}_n dx dy \right] e^{j(\beta_k - \beta_n) z} \quad (\text{A.32})$$

A partir daqui podemos usar a notação de Dirac $\langle | \rangle$ [199], de modo que

$$\langle k | \Delta\epsilon(x, y, z) | n \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{E}_k^* \cdot \Delta\epsilon(x, y, z) \mathbf{E}_n dx dy \quad (\text{A.33})$$

e

$$\langle m | k \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{E}_m \cdot \mathbf{E}_k^* dx dy = \frac{2\omega\mu}{|\beta_m|} \delta_{mk} \quad (\text{A.34})$$

com isso, a equação (A.32) pode ser escrita numa forma mais compacta

$$\frac{dA_k}{dz} = -j \frac{\omega \beta_k}{4 |\beta_k|} \sum_n A_n(z) \langle k | \Delta\epsilon(x, y, z) | n \rangle e^{j(\beta_k - \beta_n) z}. \quad (\text{A.35})$$

E agora, expandindo $\Delta\epsilon(x, y, z)$ em série de Fourier de período Λ :

$$\Delta\epsilon(x, y, z) = \sum_{m, m \neq 0} \epsilon_m(x, y) e^{-j \frac{2m\pi}{\Lambda} z} \quad (\text{A.36})$$

e substituindo na equação (A.33), temos

$$\begin{aligned} \langle k | \Delta\epsilon(x, y, z) | n \rangle &= \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{E}_k^* \cdot \left[\sum_{m, m \neq 0} \epsilon_m(x, y) e^{-j \frac{2m\pi}{\Lambda} z} \right] \mathbf{E}_n dx dy \\ \implies \langle k | \Delta\epsilon(x, y, z) | n \rangle &= \sum_{m, m \neq 0} \left[\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{E}_k^* \cdot \epsilon_m(x, y) \mathbf{E}_n dx dy \right] e^{-j \frac{2m\pi}{\Lambda} z} \end{aligned}$$

usando a notação de Dirac

$$\langle k | \epsilon_m(x, y) | n \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{E}_k^* \cdot \epsilon_m(x, y) \mathbf{E}_n dx dy \quad (\text{A.37})$$

temos

$$\langle k | \Delta\epsilon(x, y, z) | n \rangle = \sum_{m, m \neq 0} \langle k | \epsilon_m(x, y) | n \rangle e^{-j \frac{2m\pi}{\Lambda} z}, \quad (\text{A.38})$$

substituindo na equação (A.35), temos

$$\begin{aligned} \frac{dA_k}{dz} &= -j \frac{\omega \beta_k}{4 |\beta_k|} \sum_n A_n(z) \sum_{m, m \neq 0} \langle k | \epsilon_m(x, y) | n \rangle e^{-j \frac{2m\pi}{\Lambda} z} e^{j(\beta_k - \beta_n) z} \\ \implies \frac{dA_k}{dz} &= -j \frac{\beta_k}{|\beta_k|} \sum_{m, m \neq 0} \sum_n \frac{\omega}{4} \langle k | \epsilon_m(x, y) | n \rangle A_n(z) e^{j(\beta_k - \beta_n - \frac{2m\pi}{\Lambda}) z} \end{aligned} \quad (\text{A.39})$$

definindo os coeficientes de acoplamento [98]

$$C_{kn}^{(m)} = \frac{\omega}{4} \langle k | \epsilon_m(x, y) | n \rangle \quad (\text{A.40})$$

obtemos as chamadas *equações de modos acoplados* [98]

$$\frac{dA_k(z)}{dz} = -j \frac{\beta_k}{|\beta_k|} \sum_{m, m \neq 0} \sum_n C_{kn}^{(m)} A_n(z) e^{j(\beta_k - \beta_n - \frac{2m\pi}{\Lambda})z}. \quad (\text{A.41})$$

Nas equações de modos acoplados (A.41), os coeficientes $C_{kn}^{(m)}$ descrevem a magnitude do acoplamento entre os k -ésimo e n -ésimo modos de propagação devido ao m -ésimo componente de Fourier da perturbação dielétrica [98]. Além disso, se a perturbação $\Delta\epsilon$ for hermitiana, os coeficientes de acoplamento satisfazem a seguinte propriedade [98]

$$C_{kn}^{(m)} = [C_{nk}^{(-m)}]^* \quad (\text{A.42})$$

que pode ser demonstrada a partir de sua definição.

O caso mais importante é aquele do acoplamento ressonante entre dois modos que ocorre quando [98]

$$\beta_k - \beta_n - \frac{2m\pi}{\Lambda} = 0, \quad \forall \in \mathbb{Z} \quad (\text{Condição de Acoplamento Ressonante}) \quad (\text{A.43})$$

também chamada de *casamento de fase*. Nesse caso, a partir das Eqs. (A.41), vemos que a variação na amplitude do campo do k -ésimo modo, devido ao acoplamento com o n -ésimo modo na região entre z e $z + dz$ é dada por [98]

$$dA_k = -i \frac{\beta_k}{|\beta_k|} C_{kn}^{(m)} A_n(z) e^{i(\beta_k - \beta_n - \frac{2m\pi}{\Lambda})z} dz \quad (\text{A.44})$$

e na aproximação de amplitudes variando lentamente, podemos integrar a equação (A.44) a uma distância $L \gg \Lambda$ [98]. Logo,

$$\Delta A_k = -i \frac{\beta_k}{|\beta_k|} C_{kn}^{(m)} A_n \int_{L \gg \Lambda} e^{i(\beta_k - \beta_n - \frac{2m\pi}{\Lambda})z} dz \quad (\text{A.45})$$

que é a variação total da amplitude do campo, devido ao acoplamento com o n -ésimo modo ao longo da distância entre z e $z + L$.

Observe que a integral na equação (A.45) não tende a zero, mesmo na condição de acoplamento ressonante. Isso significa, na prática, que o acoplamento entre o k -ésimo e

o n -ésimo modos só é relevante se a condição de acoplamento ressonante for satisfeita, equação (A.43). Logo, o acoplamento entre os modos só é significativo se a condição de acoplamento ressonante for satisfeita e se os coeficientes de acoplamento forem não nulos. Essas propriedades podem ser usadas para determinar qual processo pode ocorrer e que tipo de perturbação é necessária para acoplar um determinado par de modos normais [98]. Além disso, deve-se levar em conta que, em geral, na maioria das aplicações práticas de interesse físico, por exemplo, acopladores direcionais e grades de difração, apenas dois modos estão fortemente acoplados. Assim, as equações de modos acoplados (A.41) se reduzem a um sistema de duas equações acopladas. Supondo então que os modos fortemente acoplados sejam $\mathbf{E}_1(x, y) e^{-i\beta_1 z}$ e $\mathbf{E}_2(x, y) e^{-i\beta_2 z}$, temos

$$\begin{aligned}\frac{dA_1(z)}{dz} &= -j \frac{\beta_1}{|\beta_1|} C_{12}^{(m)} A_2(z) e^{i(\beta_1 - \beta_2 - \frac{2m\pi}{\Lambda})z} \\ \frac{dA_2(z)}{dz} &= -j \frac{\beta_2}{|\beta_2|} C_{21}^{(-m)} A_1(z) e^{i(\beta_2 - \beta_1 + \frac{2m\pi}{\Lambda})z}\end{aligned}\tag{A.46}$$

e definindo

$$\Delta\beta = \beta_1 - \beta_2 - \frac{2m\pi}{\Lambda}\tag{A.47}$$

temos

$$\begin{aligned}\frac{dA_1(z)}{dz} &= -j \frac{\beta_1}{|\beta_1|} C_{12}^{(m)} A_2(z) e^{i\Delta\beta z} \\ \frac{dA_2(z)}{dz} &= -j \frac{\beta_2}{|\beta_2|} C_{21}^{(-m)} A_1(z) e^{-i\Delta\beta z}.\end{aligned}\tag{A.48}$$

Lembrando que as amplitudes $A_1(z)$ e $A_2(z)$ são números complexos, então $|A_1(z)|^2$ e $|A_2(z)|^2$ correspondem as potencias transportadas, respectivamente, pelos modos 1 e 2 [98]. Vamos mostrar que as equações acopladas (A.48) são consistentes com a conservação da energia. De fato, considere as equações (A.48) e suas complexas conjugadas [98]

$$\frac{dA_1(z)}{dz} = -j \frac{\beta_1}{|\beta_1|} C_{12}^{(m)} A_2(z) e^{j\Delta\beta z} \quad (\text{A.49})$$

$$\frac{dA_1^*(z)}{dz} = j \frac{\beta_1}{|\beta_1|} C_{21}^{(-m)} A_2^*(z) e^{-j\Delta\beta z} \quad (\text{A.50})$$

$$\frac{dA_2(z)}{dz} = -j \frac{\beta_2}{|\beta_2|} C_{21}^{(-m)} A_1(z) e^{-j\Delta\beta z} \quad (\text{A.51})$$

$$\frac{dA_2^*(z)}{dz} = j \frac{\beta_1}{|\beta_1|} C_{12}^{(m)} A_1^*(z) e^{j\Delta\beta z} \quad (\text{A.52})$$

multiplicando (A.49) por $A_1^*(z)$, (A.50) por $A_1(z)$, (A.51) por $A_2^*(z)$ e (A.52) por $A_2(z)$, temos

$$A_1^*(z) \frac{dA_1(z)}{dz} = -i \frac{\beta_1}{|\beta_1|} C_{12}^{(m)} A_1^*(z) A_2(z) e^{i\Delta\beta z} \quad (\text{A.53})$$

$$A_1(z) \frac{dA_1^*(z)}{dz} = i \frac{\beta_1}{|\beta_1|} C_{21}^{(-m)} A_1(z) A_2^*(z) e^{-i\Delta\beta z} \quad (\text{A.54})$$

$$A_2^*(z) \frac{dA_2(z)}{dz} = -i \frac{\beta_2}{|\beta_2|} C_{21}^{(-m)} A_2^*(z) A_1(z) e^{-i\Delta\beta z} \quad (\text{A.55})$$

$$A_2(z) \frac{dA_2^*(z)}{dz} = i \frac{\beta_1}{|\beta_1|} C_{12}^{(m)} A_2(z) A_1^*(z) e^{i\Delta\beta z} \quad (\text{A.56})$$

somando-se essas quatro equações, temos

$$\begin{aligned} A_1^*(z) \frac{dA_1(z)}{dz} + A_1(z) \frac{dA_1^*(z)}{dz} + A_2^*(z) \frac{dA_2(z)}{dz} + A_2(z) \frac{dA_2^*(z)}{dz} &= 0 \\ \implies \frac{d}{dz} [A_1(z) \cdot A_1^*(z)] + \frac{d}{dz} [A_2(z) \cdot A_2^*(z)] &= 0 \\ \implies \frac{d}{dz} [A_1^2(z) + A_2^2(z)] &= 0 \quad (\text{Conservação da Potência}) \end{aligned} \quad (\text{A.57})$$

de onde podemos deduzir que

$$\frac{d}{dz} [A_1^2(z) + A_2^2(z)] = 0 \quad (\text{Conservação da Potência}) \quad (\text{A.58})$$

ou seja, a potência transportada pelos dois modos é conservada [98], de forma que a medida que a potência de um dos modos diminui, a do outro aumenta.

Bibliografia

- [1] U Cisco. “Cisco annual internet report (2018–2023) white paper”. Em: *Cisco: San Jose, CA, USA* (2020).
- [2] Vivek Alwayn. *Optical network design and implementation*. Cisco Press, 2004.
- [3] Dayou Qian et al. “101.7-Tb/s (370×294 -Gb/s) PDM-128QAM-OFDM transmission over 3×55 -km SSMF using pilot-based phase noise mitigation”. Em: *National Fiber Optic Engineers Conference*. Optical Society of America. 2011, PDPB5.
- [4] Hidehiko Takara et al. “1.01-Pb/s (12 SDM/222 WDM/456 Gb/s) crosstalk-managed transmission with 91.4-b/s/Hz aggregate spectral efficiency”. Em: *European Conference and Exhibition on Optical Communication*. Optical Society of America. 2012, Th–3.
- [5] W Anthony Gambling. “The rise and rise of optical fibers”. Em: *IEEE journal of selected topics in quantum electronics* 6.6 (2000), pp. 1084–1093.
- [6] Eduard L Portnov et al. “Copper and fiber-optic cables in moving objects”. Em: *2018 Systems of Signals Generating and Processing in the Field of on Board Communications*. IEEE. 2018, pp. 1–4.
- [7] Kingsley A Ogudo, Mbongiseni H Mthethwa e Dahj Muwawa Jean Nestor. “Comparative Analysis of Fibre Optic and Copper Cables for High-Speed Communication: South African Context”. Em: *2019 International Conference on Advances in Big Data, Computing and Data Communication Systems (icABCD)*. IEEE. 2019, pp. 1–8.
- [8] J Garrity e A Garba. “The last-mile internet connectivity solutions guide sustainable connectivity options for unconnected sites”. Em: *International Telecommunication Union Development Sector* (2020).
- [9] Ibraheem Kateeb et al. “Copper cables: Should they be phased out as last mile broadband solutions?” Em: *2013 Proceedings of IEEE Southeastcon*. IEEE. 2013, pp. 1–7.
- [10] Raman Kashyap. “The Fiber Fuse—from a curious effect to a critical issue: A 25 th year retrospective”. Em: *Optics Express* 21.5 (2013), pp. 6422–6441.

- [11] Ji Wang et al. “Fiber fuse in high-power optical fiber”. Em: *Passive Components and Fiber-based Devices V*. Vol. 7134. International Society for Optics e Photonics. 2008, 71342E.
- [12] Christopher Adeogun. *Fiber Communication Technology: Comparison With Electrical Transmission*. 2021. URL: https://www.researchgate.net/publication/356355782_Fiber_Communication_Technology_Comparison_With_Electrical_Transmission (acesso em 26/05/2022).
- [13] V Belevitch. “Theory of proximity effect in multiwire cables. 2.” Em: *Philips Research Reports* 32.2 (1977), pp. 16–43.
- [14] Suzane Aquino, Diego Gomes e Gustavo Guedes. “Phantom Mode for DSL”. Em: *XXXI Simpósio Brasileiro de Telecomunicações (SBrT2013), Fortaleza, CE* (2013).
- [15] Wim Foubert et al. “Exploiting the phantom-mode signal in DSL applications”. Em: *IEEE transactions on instrumentation and measurement* 61.4 (2011), pp. 896–902.
- [16] Redouane Zidane et al. “Vectored DSL: benefits and challenges for service providers”. Em: *IEEE Communications Magazine* 51.2 (2013), pp. 152–157.
- [17] DA Gomes et al. “DSL Phantom Mode Transmission: Cable Measurements and Performance Evaluation”. Em: *4th IEEE Latin-American Conference on Communications, Cuenca, Ecuador*. 2012.
- [18] Vladimir Pedyash. “Digitization of a Copper Cable of a Primary Network”. Em: *2006 International Conference-Modern Problems of Radio Engineering, Telecommunications, and Computer Science*. IEEE. 2006, pp. 440–441.
- [19] Jose Vicente Galán. “Addressing fiber-to-chip coupling issues in silicon photonics”. Tese de dout. Universitat Politècnica de Catalunya, 2010.
- [20] Luo Rui et al. “FTTH-a promising broadband technology”. Em: *Proceedings. 2005 International Conference on Communications, Circuits and Systems, 2005*. Vol. 1. IEEE. 2005, pp. 609–612.
- [21] Rene Medina. “Photons vs. electrons [all optical network]”. Em: *IEEE Potentials* 21.2 (2002), pp. 9–11.
- [22] Hosam Mekawey et al. “Optical Interconnects Finally Seeing the Light in Silicon Photonics: Past the Hype”. Em: *Nanomaterials* 12.3 (2022), p. 485.

- [23] Ltd About Shenzhen Optico Communication Co. *All-optical network (AON)*. 2019. URL: <https://www.fiberopticom.com/info/all-optical-network-aon-34253687.html> (acesso em 08/05/2022).
- [24] Steven Hillenius. “The future of silicon microelectronics”. Em: *2004 IEEE Workshop on Microelectronics and Electron Devices*. IEEE. 2004, pp. 3–4.
- [25] Mehdi Asghari e Ashok V Krishnamoorthy. “Energy-efficient communication”. Em: *Nature photonics* 5.5 (2011), pp. 268–270.
- [26] David Thomson et al. “Roadmap on silicon photonics”. Em: *Journal of Optics* 18.7 (2016), p. 073003.
- [27] Richard Jones et al. “Heterogeneously integrated InP/silicon photonics: Fabricating fully functional transceivers”. Em: *IEEE Nanotechnology Magazine* 13.2 (2019), pp. 17–26.
- [28] Di Liang et al. “Fully-integrated heterogeneous DML transmitters for high-performance computing”. Em: *Journal of Lightwave Technology* 38.13 (2020), pp. 3322–3337.
- [29] Ali W Elshaari et al. “Hybrid integrated quantum photonic circuits”. Em: *Nature Photonics* 14.5 (2020), pp. 285–298.
- [30] John E Bowers e Alan Y Liu. “A comparison of four approaches to photonic integration”. Em: *2017 Optical Fiber Communications Conference and Exhibition (OFC)*. IEEE. 2017, pp. 1–3.
- [31] Alan Y Liu e John Bowers. “Photonic integration with epitaxial III–V on silicon”. Em: *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 24.6 (2018), pp. 1–12.
- [32] Justin C Norman et al. “Perspective: The future of quantum dot photonic integrated circuits”. Em: *APL photonics* 3.3 (2018), p. 030901.
- [33] Amir H Atabaki et al. “Integrating photonics with silicon nanoelectronics for the next generation of systems on a chip”. Em: *Nature* 556.7701 (2018), pp. 349–354.
- [34] Chen Sun et al. “Single-chip microprocessor that communicates directly using light”. Em: *Nature* 528.7583 (2015), pp. 534–538.
- [35] Shawn Yohanes Siew et al. “Review of silicon photonics technology and platform development”. Em: *Journal of Lightwave Technology* 39.13 (2021), pp. 4374–4389.
- [36] Meint Smit, Kevin Williams e Jos Van Der Tol. “Past, present, and future of InP-based photonic integration”. Em: *APL Photonics* 4.5 (2019), p. 050901.

- [37] Joan Manel Ramirez et al. “III-V-on-silicon integration: from hybrid devices to heterogeneous photonic integrated circuits”. Em: *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 26.2 (2019), pp. 1–13.
- [38] Christopher R Doerr. “Silicon photonic integration in telecommunications”. Em: *Frontiers in Physics* 3 (2015), p. 37.
- [39] Tin Komljenovic et al. “Heterogeneous silicon photonic integrated circuits”. Em: *Journal of Lightwave Technology* 34.1 (2016), pp. 20–35.
- [40] Wim Bogaerts, Martin Fiers e Pieter Dumon. “Design challenges in silicon photonics”. Em: *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 20.4 (2013), pp. 1–8.
- [41] Corning Corning. *Corning SMF-28 optical fiber product information*. 2002.
- [42] Wissem Sfar Zaoui. “Efficient coupling between optical fibers and photonic integrated circuits”. Tese de dout. 2015.
- [43] Yutaka Urino et al. “Demonstration of 30-Tbps/cm² bandwidth density by silicon optical interposers fully integrated with optical components”. Em: *39th European Conference and Exhibition on Optical Communication (ECOC 2013)*. IET. 2013, pp. 1–3.
- [44] Koji Yamada. “Silicon photonic wire waveguides: fundamentals and applications”. Em: *Silicon Photonics II: Components and Integration* (2010), pp. 1–29.
- [45] Andrei Andryieuski e Andrei V Lavrinenko. “Nanocouplers for infrared and visible light”. Em: *Advances in OptoElectronics* 2012 (2012).
- [46] Jingjing Zhang. “Evolutionary optimization of compact dielectric lens for farfield sub-wavelength imaging”. Em: *Scientific Reports* 5.1 (2015), p. 10083.
- [47] John Brian Pendry. “Negative refraction makes a perfect lens”. Em: *Physical review letters* 85.18 (2000), p. 3966.
- [48] Tai Tsuchizawa et al. “Microphotonic devices based on silicon microfabrication technology”. Em: *IEEE Journal of selected topics in quantum electronics* 11.1 (2005), pp. 232–240.
- [49] R Takei et al. “Silicon knife-edge taper waveguide for ultralow-loss spot-size converter fabricated by photolithography”. Em: *Applied Physics Letters* 102.10 (2013), p. 101108.
- [50] Minhao Pu et al. “Ultra-low-loss inverted taper coupler for silicon-on-insulator ridge waveguide”. Em: *Optics Communications* 283.19 (2010), pp. 3678–3682.

- [51] Attila Mekis et al. “A grating-coupler-enabled CMOS photonics platform”. Em: *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 17.3 (2010), pp. 597–608.
- [52] Siddharth Nambiar, Purnima Sethi e Shankar Kumar Selvaraja. “Grating-assisted fiber to chip coupling for SOI photonic circuits”. Em: *Applied Sciences* 8.7 (2018), p. 1142.
- [53] Riccardo Marchetti et al. “Coupling strategies for silicon photonics integrated chips”. Em: *Photonics Res.* 7.2 (2019), pp. 201–239.
- [54] JD Love. “Spot size, adiabaticity and diffraction in tapered fibres”. Em: *Electronics letters* 19.23 (1987), pp. 993–994.
- [55] Kazuo Shiraishi et al. “High-index-layer coating on a lensed fiber endface for enhanced focusing power”. Em: *Journal of lightwave technology* 27.7 (2009), pp. 864–870.
- [56] Kazuo Shiraishi et al. “Single-mode fiber with a plano-convex silicon microlens for an integrated butt-coupling scheme”. Em: *Applied Optics* 47.34 (2008), pp. 6345–6349.
- [57] Zengbo Wang e Boris Luk’yanchuk. “Super-resolution imaging and microscopy by dielectric particle-lenses”. Em: *Label-Free Super-Resolution Microscopy*. Springer, 2019, pp. 371–406.
- [58] Stijn Scheerlinck et al. “Flexible metal grating based optical fiber probe for photonic integrated circuits”. Em: *Applied Physics Letters* 92.3 (2008), p. 031104.
- [59] Fabrizio Renna, Gilberto Brambilla e David C Cox. “Light confinement in optical fibers using surface plasmon polaritons”. Em: *IEEE Photonics Technology Letters* 21.20 (2009), pp. 1508–1510.
- [60] Tomasz J Antosiewicz, Piotr Wróbel e Tomasz Szoplik. “Nanofocusing of radially polarized light with dielectric-metal-dielectric probe”. Em: *Optics Express* 17.11 (2009), pp. 9191–9196.
- [61] Yuxiang Liu et al. “Far-field superfocusing with an optical fiber based surface plasmonic lens made of nanoscale concentric annular slits”. Em: *Optics express* 19.21 (2011), pp. 20233–20243.
- [62] AV Andrade-Neto, Aroldo Ribeiro e Ado Jorio. “Relação de dispersão para os plásmo-polárítos de superfície em uma interface plana metal/dielétrico”. Em: *Revista Brasileira de Ensino de Física* 39 (2017).
- [63] PK Tien e R Ulrich. “Theory of prism–film coupler and thin-film light guides”. Em: *JOSA* 60.10 (1970), pp. 1325–1337.

- [64] Graham T Reed e Andrew P Knights. *Silicon photonics: an introduction*. John Wiley & Sons, 2004.
- [65] R Stevens e T Miyashita. “Review of standards for microlenses and microlens arrays”. Em: *The Imaging Science Journal* 58.4 (2010), pp. 202–212.
- [66] Long-Sun Huang et al. “MEMS packaging for micro mirror switches”. Em: *1998 Proceedings. 48th Electronic Components and Technology Conference (Cat. No. 98CH36206)*. IEEE. 1998, pp. 592–597.
- [67] John Brian Pendry. “Negative refraction makes a perfect lens”. Em: *Physical review letters* 85.18 (2000), p. 3966.
- [68] David Schurig e David R Smith. “Negative index lens aberrations”. Em: *Physical Review E* 70.6 (2004), p. 065601.
- [69] BDF Casse et al. “Nano-optical microlens with ultrashort focal length using negative refraction”. Em: *Applied Physics Letters* 93.5 (2008), p. 053111.
- [70] Qian Wang et al. “Design and analysis of optical coupling between silicon nanophotonic waveguide and standard single-mode fiber using an integrated asymmetric super-GRIN lens”. Em: *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 17.3 (2010), pp. 581–589.
- [71] Lucas H Gabrielli e Michal Lipson. “Integrated Luneburg lens via ultra-strong index gradient on silicon”. Em: *Optics express* 19.21 (2011), pp. 20122–20127.
- [72] Vilson R Almeida, Roberto R Panepucci e Michal Lipson. “Nanotaper for compact mode conversion”. Em: *Optics letters* 28.15 (2003), pp. 1302–1304.
- [73] Tzu-Han Chang et al. “Realization of efficient 3D tapered waveguide-to-fiber couplers on a nanophotonic circuit”. Em: *Optics Express* 30.18 (2022), pp. 31643–31652.
- [74] Na Fang et al. “Three-dimensional tapered spot-size converter based on (111) silicon-on-insulator”. Em: *IEEE Photonics Technology Letters* 21.12 (2009), pp. 820–822.
- [75] Günther Roelkens, Dries Van Thourhout e Roel Baets. “Silicon-on-insulator ultra-compact duplexer based on a diffractive grating structure”. Em: *Optics Express* 15.16 (2007), pp. 10091–10096.
- [76] Zanyun Zhang et al. “CMOS-compatible vertical grating coupler with quasi Mach-Zehnder characteristics”. Em: *IEEE Photonics Technology Letters* 25.3 (2012), pp. 224–227.

- [77] Wissem Sfar Zaoui et al. “CMOS-compatible polarization splitting grating couplers with a backside metal mirror”. Em: *IEEE Photonics Technology Letters* 25.14 (2013), pp. 1395–1397.
- [78] Lirong Cheng et al. “Grating couplers on silicon photonics: Design principles, emerging trends and practical issues”. Em: *Micromachines* 11.7 (2020), p. 666.
- [79] Eli Yablonovitch. “Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics”. Em: *Physical review letters* 58.20 (1987), p. 2059.
- [80] John D Joannopoulos et al. *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light*. Princeton University Press, 2011.
- [81] Alongkarn Chutinan e Sajeev John. “Complete photonic band gaps in two-dimensional photonic quasicrystals”. Em: *Physical Review B* 67.16 (2003), p. 165103.
- [82] Qijie Wang, Thanh Tung Truong e Min Gu. “Recent advances in the fabrication and applications of photonic crystals”. Em: *Journal of Materials Chemistry C* 7.5 (2019), pp. 1098–1119.
- [83] Philip Russell. “Photonic crystal fiber: finding the holey grail”. Em: *Optics and photonics news* 18.7 (2007), pp. 26–31.
- [84] C. M. Smith et al. “Low-loss hollow-core silica/air photonic bandgap fibre”. Em: *Nature* 424.6949 (2003), pp. 657–661.
- [85] J. C. Knight et al. “All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding”. Em: *Optics Letters* 21.19 (1996), pp. 1547–1549.
- [86] B. J. Eggleton et al. “Microstructured optical fiber devices”. Em: *Optics Express* 9.13 (2001), pp. 698–713.
- [87] Jian Wang e Yun Long. “On-chip silicon photonic signaling and processing: a review”. Em: *Science Bulletin* 63.19 (2018), pp. 1267–1310.
- [88] Horst Zimmermann e H Zimmermann. *Integrated silicon optoelectronics*. Vol. 148. Springer, 2010.
- [89] Joseph W. Goodman. *Introduction to Fourier Optics*. New York: McGraw-Hill, 1996.
- [90] Leonid Khriachtchev. *Silicon Nanophotonics: Basic Principles, Present Status, and Perspectives*. CRC Press, 2016.
- [91] Jia-Ming Liu. *Photonic devices*. Cambridge University Press, 2009.

- [92] Bahaa EA Saleh e Malvin Carl Teich. *Fundamentals of photonics*. John Wiley & Sons, 2019.
- [93] Jeff Hecht. “Illuminating the origin of light guiding”. Em: *Optics and Photonics News* 10.10 (1999), p. 26.
- [94] Anatolij K Prykarpatsky e Nikolai N Bogolubov Jr. “The classical Maxwell-Lorentz electrodynamic aspects of the electron inertia problem within the Feynman proper time paradigm”. Em: *arXiv preprint arXiv:1412.8646* (2014).
- [95] Tuck C Choy. *Effective medium theory: principles and applications*. Vol. 165. Oxford University Press, 2015.
- [96] Ole Keller. *Quantum theory of near-field electrodynamics*. Springer Science & Business Media, 2012.
- [97] John David Jackson. *Classical electrodynamics*. American Association of Physics Teachers, 1999.
- [98] Amnon Yariv e Pochi Yeh. *Photonics: optical electronics in modern communications*. Oxford university press, 2007.
- [99] Oliver J Lodge. “XXI. On the theory of lightning-conductors”. Em: *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* 26.159 (1888), pp. 217–230.
- [100] Salvo d’Agostino. “Hertz’s researches on electromagnetic waves”. Em: *Historical studies in the physical sciences* 6 (1975), pp. 261–323.
- [101] Frederik J Belinfante. “On the current and the density of the electric charge, the energy, the linear momentum and the angular momentum of arbitrary fields”. Em: *Physica* 7.5 (1940), pp. 449–474.
- [102] H He et al. “Direct observation of transfer of angular momentum to absorptive particles from a laser beam with a phase singularity”. Em: *Physical review letters* 75.5 (1995), p. 826.
- [103] Max Born e Emil Wolf. *Principles of optics: electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light*. Cambridge University Press, 1999.
- [104] Mark Kasperczyk et al. “Excitation of magnetic dipole transitions at optical frequencies”. Em: *Physical review letters* 114.16 (2015), p. 163903.
- [105] Wenshan Cai e Vladimir M Shalaev. *Optical metamaterials*. Vol. 10. 6011. Springer, 2010.

- [106] LALE Landau e Evgeny Lifshitz. “On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies”. Em: *Perspectives in Theoretical Physics*. Elsevier, 1992, pp. 51–65.
- [107] Albert A Michelson e Edward W Morley. “On the Relative Motion of the Earth and of the Luminiferous Ether”. Em: *Sidereal Messenger*, vol. 6, pp. 306-310 6 (1887), pp. 306–310.
- [108] Gianpaolo Bei e Roberto Li Voti. “A Realistic Interpretation of Quantum Wavefunctions as Temperature Dependent Vacuum Polarization Waves”. Em: *Journal of Modern Physics* 13.6 (2022), pp. 892–917.
- [109] Eduardo V Flores. “The quantum vacuum: an interpretation of quantum mechanics”. Em: *arXiv preprint arXiv:1010.5263* (2010).
- [110] Mohammad Reza Pahlavani. *Selected Topics in Applications of Quantum Mechanics*. BoD–Books on Demand, 2015, p. 118.
- [111] Wendell H Furry e J Robert Oppenheimer. “On the theory of the electron and positive”. Em: *Physical Review* 45.4 (1934), p. 245.
- [112] W. Pauli e V. F. Weisskopf. “On Quantization of the Scalar Relativistic Wave Equation. (In German)”. Em: *Helv. Phys. Acta* 7 (1934), pp. 709–731.
- [113] V Weisskopf. “On the electrodynamics of the vacuum on the basis of the quantum theory of the electron.” Em: *Kong. Dans. Vid. Selsk. Mat. Fys. Medd* 14 (1936), p. 24.
- [114] Robert H Dicke. “Principle of equivalence and the weak interactions”. Em: *Reviews of Modern Physics* 29.3 (1957), p. 355.
- [115] Gerd Leuchs, AS Villar e LL Sánchez-Soto. “The quantum vacuum at the foundations of classical electrodynamics”. Em: *Applied Physics B* 100.1 (2010), pp. 9–13.
- [116] Gerd Leuchs e Luis L Sánchez-Soto. “A sum rule for charged elementary particles”. Em: *The European Physical Journal D* 67.3 (2013), pp. 1–5.
- [117] GB Mainland e Bernard Mulligan. “How vacuum fluctuations determine the properties of the vacuum”. Em: *Journal of Physics: Conference Series*. Vol. 1239. 1. IOP Publishing. 2019, p. 012016.
- [118] GB Mainland e Bernard Mulligan. “Polarization of vacuum fluctuations: Source of the vacuum permittivity and speed of light”. Em: *Foundations of Physics* 50.5 (2020), pp. 457–480.

- [119] Margaret Hawton, Luis L Sanchez-Soto e Gerd Leuchs. “The linear optical response of the quantum vacuum”. Em: *arXiv preprint arXiv:1612.06263* (2016).
- [120] Eduardo Fontana. *Eletromagnetismo - Parte II: Ondas Eletromagnéticas*. 2013. URL: <http://lsi.fotonica.ufpe.br/fontana/Eletromagnetismo2> (acesso em 08/09/2022).
- [121] LD Landau e EM Lifshitz. *The Classical Theory of Fields, Course of Theoretical Physics, vol. 2, 4th revised English Edition*. Butterworth–Heinemann, 1994, pp. 80–81.
- [122] GF Leal Ferreira. “Sobre o Teorema de Poynting”. Em: *Revista Brasileira de Ensino de Física* 24 (2002), pp. 377–378.
- [123] Wenshan Cai e Vladimir M Shalaev. *Optical metamaterials*. Vol. 10. 6011. Springer, 2010, pp. 377–378.
- [124] Weng Cho Chew. *Lectures on electromagnetic field theory*. Purdue University, 2020, pp. 29–30.
- [125] Tom Lancaster e Stephen J Blundell. *Quantum field theory for the gifted amateur*. OUP Oxford, 2014.
- [126] Yu A Il’inskii e Leonid Veniaminovich Keldysh. *Electromagnetic response of material media*. Springer Science & Business Media, 2013, p. 19.
- [127] Wolfgang Nolting. *Theoretical Physics*. PUBDB-2017-153651. Springer, 2016.
- [128] David M Pozar. *Microwave engineering*. John wiley & sons, 2011.
- [129] Eugene Hecht. *Optics*. Addison Wesley, 2002.
- [130] Dietrich Marcuse. *Theory of dielectric optical waveguides*. Elsevier, 2013.
- [131] Marek S Wartak. *Computational photonics: an introduction with MATLAB*. Cambridge University Press, 2013.
- [132] Raymond C Rumpf. *Electromagnetic and Photonic Simulation for the Beginner: Finite-Difference Frequency-Domain in MATLAB®*. Artech House, 2022.
- [133] Graham T Reed e Andrew P Knights. *Silicon photonics: an introduction*. John Wiley & Sons, 2004.
- [134] J Komma et al. “Thermo-optic coefficient of silicon at 1550 nm and cryogenic temperatures”. Em: *Applied Physics Letters* 101.4 (2012), p. 041905.
- [135] Kip S Thorne e Roger D Blandford. *Modern classical physics: optics, fluids, plasmas, elasticity, relativity, and statistical physics*. Princeton University Press, 2017.

- [136] Steven H Schot. “Eighty years of Sommerfeld’s radiation condition”. Em: *Historia mathematica* 19.4 (1992), pp. 385–401.
- [137] Bob D Guenther. *Modern optics*. OUP Oxford, 2015.
- [138] Rao Sathyanarayan. *Fraunhofer Diffraction of Light by a Rectangular Aperture*. 2023. URL: <https://www.mathworks.com/matlabcentral/fileexchange/47029-fraunhofer-diffraction-of-light-by-a-rectangular-aperture> (acesso em 07/03/2023).
- [139] L.M. Sanchez Brea. *Diffraction, python module for diffraction and interference optics*. 2019. URL: <https://pypi.org/project/diffraction/> (acesso em 07/03/2023).
- [140] Louis De Broglie. “Waves and quanta”. Em: *Nature* 112.2815 (1923), pp. 540–540.
- [141] R Köberle. “Sobre a gênese da Mecânica Ondulatória”. Em: *Revista Brasileira de Física* 9.1 (1979), pp. 243–274.
- [142] Sergey V Gaponenko. *Introduction to nanophotonics*. Cambridge University Press, 2010.
- [143] Eli Yablonovitch. “Photonic crystals: semiconductors of light”. Em: *Scientific American* 285.6 (2001), pp. 46–55.
- [144] Kazuaki Sakoda e K Sakoda. *Optical properties of photonic crystals*. Vol. 2. Springer, 2005.
- [145] Sajeev John. “Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices”. Em: *Physical review letters* 58.23 (1987), p. 2486.
- [146] Lord Rayleigh. “XVII. On the maintenance of vibrations by forces of double frequency, and on the propagation of waves through a medium endowed with a periodic structure”. Em: *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* 24.147 (1887), pp. 145–159.
- [147] Lord Rayleigh. “On the remarkable phenomenon of crystalline reflexion described by Prof. Stokes, London, Edinburgh, Dublin Philos. Mag”. Em: *J. Sci.* <https://doi.org/10.1080/14786448808628259> (1888).
- [148] CG Darwin. “XXXIV. The theory of X-ray reflexion”. Em: *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* 27.158 (1914), pp. 315–333.
- [149] Charles Galton Darwin. “LXXVIII. The theory of X-ray reflexion. Part II”. Em: *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* 27.160 (1914), pp. 675–690.

- [150] Charles Kittel e Paul McEuen. *Introduction to solid state physics*. John Wiley & Sons, 2018.
- [151] Pablo Sanchis Kilders. “Coupling techniques between dielectric waveguides and planar photonic crystals”. Tese de dout. Citeseer, 2005.
- [152] Kurt Busch et al. *Photonic crystals: advances in design, fabrication, and characterization*. John Wiley & Sons, 2006.
- [153] Tim A Birks, Jonathan C Knight e P St J Russell. “Endlessly single-mode photonic crystal fiber”. Em: *Optics letters* 22.13 (1997), pp. 961–963.
- [154] RF Cregan et al. “Single-mode photonic band gap guidance of light in air”. Em: *science* 285.5433 (1999), pp. 1537–1539.
- [155] Philip Russell. “Photonic crystal fibers”. Em: *science* 299.5605 (2003), pp. 358–362.
- [156] D Mogilevtsev, Tim A Birks e P St J Russell. “Group-velocity dispersion in photonic crystal fibers”. Em: *Optics Letters* 23.21 (1998), pp. 1662–1664.
- [157] Erwin G Loewen e Evgeny Popov. *Diffraction gratings and applications*. CRC Press, 2018.
- [158] Albert Michelson. “David Rittenhouse and the grating”. Em: *Proceedings of the American Philosophical Society* 48.192 (1909), pp. 92–95.
- [159] Kevin Randolph Harper. *Theory, design, and fabrication of diffractive grating coupler for slab waveguide*. Brigham Young University, 2003.
- [160] P St J Russell. “Optics of Floquet-Bloch waves in dielectric gratings”. Em: *Applied Physics B* 39 (1986), pp. 231–246.
- [161] Shyam Singh. “Diffraction gratings: aberrations and applications”. Em: *Optics & Laser Technology* 31.3 (1999), pp. 195–218.
- [162] Laurent Vivien e Lorenzo Pavesi. *Handbook of silicon photonics*. Taylor & Francis, 2016.
- [163] Hsin-Lun Tseng et al. “High-performance silicon-on-insulator grating coupler with completely vertical emission”. Em: *Optics Express* 23.19 (2015), pp. 24433–24439.
- [164] Hans Peter Herzig. *Micro-optics: elements, systems and applications*. CRC Press, 1997.
- [165] Dirk Taillaert. “Grating couplers as Interface between Optical Fibres and Nanophotonic Waveguides”. Tese de dout. Universiteit Gent, 2005.

- [166] Regis Orobtcchouk et al. “High-efficiency light coupling in a submicrometric silicon-on-insulator waveguide”. Em: *Applied optics* 39.31 (2000), pp. 5773–5777.
- [167] Frederik Van Laere et al. “Compact and highly efficient grating couplers between optical fiber and nanophotonic waveguides”. Em: *Journal of lightwave technology* 25.1 (2007), pp. 151–156.
- [168] Wesley D Sacher et al. “Wide bandwidth and high coupling efficiency Si₃N₄-on-SOI dual-level grating coupler”. Em: *Optics express* 22.9 (2014), pp. 10938–10947.
- [169] Jinghui Zou et al. “Ultra efficient silicon nitride grating coupler with bottom grating reflector”. Em: *Optics express* 23.20 (2015), pp. 26305–26312.
- [170] Pengfei Xu et al. “High-efficiency wideband SiN_x-on-SOI grating coupler with low fabrication complexity”. Em: *Optics Letters* 42.17 (2017), pp. 3391–3394.
- [171] Ziwei Zhu e Changxi Zheng. “Differentiable scattering matrix for optimization of photonic structures”. Em: *Optics Express* 28.25 (2020), pp. 37773–37787.
- [172] Jia-Ming Liu. *Photonic devices*. Cambridge University Press, 2009.
- [173] Joseph B Keller. “Geometrical theory of diffraction”. Em: *Josa* 52.2 (1962), pp. 116–130.
- [174] Robert G Kouyoumjian e Prabhakar H Pathak. “A uniform geometrical theory of diffraction for an edge in a perfectly conducting surface”. Em: *Proceedings of the IEEE* 62.11 (1974), pp. 1448–1461.
- [175] Roger F Harrington e Jan L Harrington. *Field computation by moment methods*. Oxford University Press, Inc., 1996.
- [176] Korada R Umashankar. “Numerical analysis of electromagnetic wave scattering and interaction based on frequency-domain integral equation and method of moments techniques”. Em: *Wave Motion* 10.6 (1988), pp. 493–525.
- [177] Kane Yee. “Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell’s equations in isotropic media”. Em: *IEEE Transactions on antennas and propagation* 14.3 (1966), pp. 302–307.
- [178] Allen Taflove e Morris E Brodwin. “Numerical solution of steady-state electromagnetic scattering problems using the time-dependent Maxwell’s equations”. Em: *IEEE transactions on microwave theory and techniques* 23.8 (1975), pp. 623–630.

- [179] Allen Taflove, Susan C Hagness e Melinda Piket-May. “Computational electromagnetics: the finite-difference time-domain method”. Em: *The Electrical Engineering Handbook* 3 (2005), pp. 629–670.
- [180] Jean-Pierre Berenger. “A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves”. Em: *Journal of computational physics* 114.2 (1994), pp. 185–200.
- [181] Zachary S Sacks et al. “A perfectly matched anisotropic absorber for use as an absorbing boundary condition”. Em: *IEEE transactions on Antennas and Propagation* 43.12 (1995), pp. 1460–1463.
- [182] Weng Cho Chew e William H Weedon. “A 3D perfectly matched medium from modified Maxwell’s equations with stretched coordinates”. Em: *Microwave and optical technology letters* 7.13 (1994), pp. 599–604.
- [183] Ardavan F Oskooi et al. “The failure of perfectly matched layers, and towards their redemption by adiabatic absorbers”. Em: *Optics Express* 16.15 (2008), pp. 11376–11392.
- [184] Steven G Johnson. *Notes on the UPML implementation in meep*. 2014.
- [185] Yunfei Fu et al. “Efficient adiabatic silicon-on-insulator waveguide taper”. Em: *Photonics Research* 2.3 (2014), A41–A44.
- [186] Edward D Palik. *Handbook of optical constants of solids*. Vol. 3. Academic press, 1998.
- [187] Edward D Palik. *Handbook of optical constants of solids*. Vol. 1. Academic press, 1998.
- [188] Odair J Picin et al. “Quasiperiodic Dielectric Gratings for Multiband Fiber-To-Chip Couplers”. Em: *IEEE Photonics Journal* 12.5 (2020), pp. 1–10.
- [189] FiberLabs Inc. *Conventional Band (C-band)*. 2021. URL: <https://www.fiberlabs.com/glossary/conventional-band/> (acesso em 13/01/2023).
- [190] M Pourmahyabadi. “Design of Endlessly Single Mode Photonic Crystal Fibers with Desirable Properties using HC-EDA Algorithm”. Em: *Iranian Journal of Electrical and Electronic Engineering* 11.1 (2015), pp. 17–24.
- [191] Dirk Taillaert, Peter Bienstman e Roel Baets. “Compact efficient broadband grating coupler for silicon-on-insulator waveguides”. Em: *Optics letters* 29.23 (2004), pp. 2749–2751.

- [192] Lumerical Inc. *Ansys Lumerical FDTD: Simulation for Photonic Components*. 2019. URL: <https://simutechgroup.com/ansys-software/optical/ansys-lumerical-fdtd/> (acesso em 07/03/2023).
- [193] Lumerical Inc. *Ports (FDTD) - Simulation Object*. 2019. URL: <https://optics.ansys.com/hc/en-us/articles/360034382554-Ports-FDTD-Simulation-Object> (acesso em 07/03/2023).
- [194] Dirk Taillaert et al. “Grating couplers for coupling between optical fibers and nanophotonic waveguides”. Em: *Jpn. J. Appl. Phys* 45 (2006), p. 6071.
- [195] Diedrik Vermeulen et al. “High-efficiency fiber-to-chip grating couplers realized using an advanced CMOS-compatible silicon-on-insulator platform”. Em: *Optics express* 18.17 (2010), pp. 18278–18283.
- [196] Chao Qiu et al. “Poly-Silicon grating couplers for efficient coupling with optical fibers”. Em: *IEEE Photonics Technology Letters* 24.18 (2012), pp. 1614–1617.
- [197] Günther Roelkens, Dries Van Thourhout e Roel Baets. “High efficiency Silicon-on-Insulator grating coupler based on a poly-Silicon overlay”. Em: *Optics Express* 14.24 (2006), pp. 11622–11630.
- [198] Yoshiaki Tamura et al. “Lowest-ever 0.1419-dB/km loss optical fiber”. Em: *Optical Fiber Communication Conference*. Optica Publishing Group. 2017, Th5D–1.
- [199] Nouredine Zettili. *Quantum Mechanics: Concepts and Applications*. John Wiley & Sons, 2009.