



UNIVERSIDADE FEDERAL DO CEARÁ
CENTRO DE TECNOLOGIA
DEPARTAMENTO DE TELEINFORMÁTICA
CURSO DE GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA DE TELECOMUNICAÇÕES

ORLEANS CARDOSO VIANA GOMES

**COMPUTAÇÃO QUÂNTICA: PORTAS REVERSÍVEIS FOTÔNICAS PARA
OBTENÇÃO DE FUNÇÕES LÓGICAS E PORTAS CONTROLADAS PARA QUBITS
DE ESTADOS COERENTES**

FORTALEZA

2025

ORLEANS CARDOSO VIANA GOMES

COMPUTAÇÃO QUÂNTICA: PORTAS REVERSÍVEIS FOTÔNICAS PARA OBTENÇÃO
DE FUNÇÕES LÓGICAS E PORTAS CONTROLADAS PARA QUBITS DE ESTADOS
COERENTES

Trabalho de Conclusão de Curso apresentado
ao Curso de Graduação em Engenharia de
Telecomunicações do Centro de Tecnologia da
Universidade Federal do Ceará, como requisito
parcial à obtenção do grau de bacharel em
Engenharia de Telecomunicações.

Orientador: Prof. Dr. João Batista Rosa
Silva

FORTALEZA

2025

ORLEANS CARDOSO VIANA GOMES

COMPUTAÇÃO QUÂNTICA: PORTAS REVERSÍVEIS FOTÔNICAS PARA OBTENÇÃO
DE FUNÇÕES LÓGICAS E PORTAS CONTROLADAS PARA QUBITS DE ESTADOS
COERENTES

Trabalho de Conclusão de Curso apresentado
ao Curso de Graduação em Engenharia de
Telecomunicações do Centro de Tecnologia da
Universidade Federal do Ceará, como requisito
parcial à obtenção do grau de bacharel em
Engenharia de Telecomunicações.

Aprovada em: 06 de março de 2025

BANCA EXAMINADORA

Prof. Dr. João Batista Rosa Silva (Orientador)
Universidade Federal do Ceará (UFC)

Prof. Dr. Joacir Soares de Andrade
Instituto Federal do Ceará (IFCE)

Prof. Dr. Kleber Zuza Nóbrega
Universidade Federal do Ceará (UFC)

Dedico este título de graduação à Deus, aos meus pais que tanto contribuíram e me incentivaram a sempre me guiar aos caminhos da educação e aos meus irmão que estiveram comigo nos bons e maus momentos, muito obrigado por tudo e por tanto.

AGRADECIMENTOS

"Senhor, quero dar-te graças de todo o coração e falar de todas as tuas maravilhas."(Salmos 9:1) Em primeiro lugar, agradeço a Deus, fonte de toda força e sabedoria, por me conceder a graça de concluir mais uma etapa significativa da minha vida. A caminhada da graduação foi desafiadora, mas o Senhor esteve presente em cada momento, guiando meus passos e iluminando meu caminho. Toda honra e toda glória sejam dadas a Ti, pois sem a Tua mão esta conquista não seria possível.

Aos meus pais, que hoje infelizmente não estão mais entre nós, minha eterna gratidão. Foram vocês que, com amor e dedicação, me ensinaram o valor dos estudos e da perseverança. Sei que, onde quer que estejam, continuam torcendo por mim e vibrando com cada vitória. Carrego cada ensinamento de vocês como um tesouro e sinto que sua presença me acompanha em todos os momentos. Vocês sempre viverão em meu coração, como inspiração e motivo do meu esforço.

Aos meus irmãos Akenaton Onassis e Portinari Demóstenes minha profunda gratidão por estarem ao meu lado nos momentos bons e nos mais difíceis, sempre oferecendo apoio e encorajamento. À minha família, Ravi, Fernanda, tios, tias, primos, avós e avôs, agradeço por serem o alicerce de amor e união que sempre me fortaleceu. Cada um de vocês contribuiu de maneira única para minha trajetória, e levo cada gesto de carinho como uma motivação para seguir adiante.

Ao professor orientador João Batista, expresso minha mais sincera gratidão. Sua orientação foi fundamental para que eu superasse as incertezas do percurso acadêmico. Obrigado por me convidar a fazer parte da iniciação científica pelo PIBIC da UFC e por me encorajar a integrar o PET Telecomunicações. Este trabalho de dois anos não seria possível sem o apoio, paciência e dedicação que o senhor demonstrou. Sua luz e sabedoria foram essenciais para transformar desafios em aprendizado.

À Vitória Meneses, Jéssica Gomes, Stephanie Marques e Eduarda Késsia, minha gratidão por tornarem meus dias mais leves e felizes. Em cada momento compartilhado, encontrei carinho, apoio e conforto. Vocês marcaram minha vida de maneira especial, e por isso, sou imensamente grato.

Aos amigos que cativei na UFC — Adson, Emanuel, Gabriel, Anderson, Arlisson, Joyce, Thiago, Sgorla e Arlen —, obrigado pelos almoços, jantares, jogos e, sobretudo, pela parceria nos momentos difíceis. Obrigado pelos conselhos e pela amizade que se tornou um pilar

ao longo desta jornada. Aos amigos de antes da UFC — Gabriel, Pablo, Myckael, Isaac, Renata, Guilherme, Luana, Thiago e Andreza —, agradeço por acreditarem em mim, incentivarem meu crescimento e compartilharem tantos momentos únicos. Vocês são parte essencial da minha história e do meu coração.

Por fim, agradeço às instituições que foram determinantes para minha formação acadêmica e profissional: a Universidade Federal do Ceará, o PET Telecomunicações, o grupo de pesquisa GIQ, o Instituto Federal do Ceará (IFCE) e a Escola Moderna William Cartesius. Sou grato às empresas MOB Telecom e ETICE, à Escola Antônio Sales, onde tive a oportunidade de ser monitor de matemática, e aos cursinhos PNV e Ideia, que me acolheram e contribuíram para meu crescimento. Muito obrigado a cada uma dessas instituições por serem parte fundamental da minha jornada.

"O amor, o perdão e a gratidão são o caminho para cura das nossas feridas da alma! São a ponte de reconciliação das relações quebradas. Um coração humilde, amoroso e grato produz alegria, força, esperança e paz."

(Luciana Seluque.)

RESUMO

A computação quântica, uma abordagem baseada na mecânica quântica, permite o processamento de informações de forma significativamente mais rápida em comparação à computação clássica. Enquanto a computação clássica armazena informações em bits, que podem estar em um estado de 0 ou 1, a computação quântica utiliza qubits, que podem estar em uma superposição de ambos os estados simultaneamente, permitindo realizar cálculos muito mais rapidamente do que seria possível com computadores clássicos. Entre as várias tecnologias empregadas atualmente para construção de um computador quântico, as que usam fotônica é uma das tecnologias mais promissoras na área. Assim, esse trabalho apresenta um estudo teórico e numérico de duas portas reversíveis propostas, C_1 e C_2 , para três qubits de estados coerentes e um sistema óptico para implementá-las probabilisticamente. As portas reversíveis propostas diferem apenas na terceira saída. Já o sistema óptico proposto que manipula feixes de luz, usa divisores de feixes balanceados, deslocadores de fase e fotodetectores. Este sistema é capaz de realizar funções lógicas (AND, OR, NAND e/ou NOR) para dois qubits, simultaneamente, com uma probabilidade de sucesso de até $1/8$ e uma fidelidade superior a 90%. E as portas C_1 e C_2 podem ser cascadeadas para gerar a porta C -NOT (e $\bar{C}$ -NOT) com uma probabilidade de até $1/64$. Portanto, o sistema óptico apresentado oferece flexibilidade e viabilidade para a implementação de operações lógicas reversíveis, com potencial aplicação na computação quântica e no processamento de informações.

Palavras-chave: Portas reversíveis, óptica linear, estados coerentes, C -NOT, funções lógicas.

ABSTRACT

Quantum computing, an approach based on quantum mechanics, enables information processing significantly faster compared to classical computing. While classical computing stores information in bits, which can be in either a 0 or 1 state, quantum computing uses qubits, which can be in a superposition of both states simultaneously, allowing calculations to be performed much faster than would be possible with classical computers. Among the various technologies currently employed in building a quantum computer, photonics-based technology is one of the most promising in the field. Thus, this work presents a theoretical and numerical study of two novel reversible gates (C_1 and C_2) for three coherent state qubits and an optical system to probabilistically implement them. The proposed reversible gates differ only in the third output. The proposed optical system, which manipulates light beams, uses balanced beam splitters, phase shifters, and photodetectors. This system can perform logical functions (AND, OR, NAND, and/or NOR) for two qubits simultaneously, with a success probability of up to $1/8$ and a fidelity of over 90%. The C_1 and C_2 gates can be cascaded to generate the C-NOT (and $\bar{C}$ -NOT) gate with a probability of up to $1/64$. Therefore, the optical system presented offers flexibility and feasibility for implementing reversible logical operations, with potential applications in quantum computing and information processing.

Keywords: Reversible gates, linear optics, coherent states, C-NOT, logic functions

LISTA DE FIGURAS

Figura 1 – Figura representativa da Esfera de Bloch.	22
Figura 2 – Figura representativa de um BS	39
Figura 3 – Figura representativa de um PS	39
Figura 4 – Portas reversíveis propostas: (a) porta C_1 e (b) porta C_2	41
Figura 5 – Circuitos quântico da porta C_1	42
Figura 6 – Circuitos quântico da porta C_2	43
Figura 7 – Sistema óptico que implementa as portas C_1 e C_2 usando apenas dispositivos ópticos lineares.	43
Figura 8 – Circuito quântico obtido pelo (a) cascadeamento das portas C_1 e C_2 e que corresponde a (b) duas portas C -NOTs.	48
Figura 9 – Distribuição de fidelidade da porta C_1	49
Figura 10 – Distribuição de fidelidade da porta C_2	49

LISTA DE TABELAS

Tabela 1	– Tabela verdade da porta NOT	23
Tabela 2	– Tabela-verdade e matriz característica da Porta U	24
Tabela 3	– Tabela-verdade da porta C-NOT.	29
Tabela 4	– Tabela-verdade da porta SWAP.	29
Tabela 5	– Tabela-verdade da porta Toffoli.	30
Tabela 6	– Tabela-verdade da porta Fredkin.	31
Tabela 7	– Funções lógicas obtidas a partir do circuito C_1	46
Tabela 8	– Funções lógicas obtidas a partir do circuito C_2	47
Tabela 9	– Funções lógicas obtidas a partir do circuito CC	47

LISTA DE ABREVIACES

<i>RMN</i>	Ressonância Magnética Nuclear.
<i>BS</i>	<i>Beam Splitter</i> (Divisor de Feixe).
<i>PS</i>	<i>Phase Shifter</i> (Deslocador de Fase).
<i>C-NOT</i>	<i>Controlled-NOT</i> (NOT Controlada).
<i>SWAP</i>	Porta quântica de troca de estados.
<i>C²-NOT</i>	Porta Toffoli.
<i>C-SWAP</i>	Porta SWAP controlada (Fredkin).
<i>DFB</i>	<i>Distributed Feedback</i> (Realimentaco Distribuída).
<i>LASER</i>	Amplificao da Luz por Emissão Estimulada de Radiao.

LISTA DE SÍMBOLOS

X, Y, Z	Portas quânticas fundamentais (matrizes de Pauli).
H	Porta de Hadamard.
S, T	Portas de fase.
C_1	Porta reversível proposta 1 de três qubits.
C_2	Porta reversível proposta 2 de três qubits.
CC	Circuito obtido pelo cascadeamento das portas C_1 e C_2 .
$ n\rangle$	Estado de Fock ou estado de número.
$\oplus$	Operação XOR (OU-exclusivo).
$\odot$	Operação NXOR (OU-exclusivo negado).
$\hat{a}$	Operador de aniquilação.
$\hat{a}^\dagger$	Operador de criação.
ψ	Função de onda que descreve o estado quântico.
$ 0\rangle, 1\rangle$	Estados base do qubit.
$\langle\alpha , \alpha\rangle$	Notação de estados quânticos (bra-ket).
$ \psi\rangle$	Estado quântico em superposição.
$\hat{B}$	Operador do beam splitter (divisor de feixe).
$\hat{U}$	Operador de deslocamento de fase.
$\mathcal{H}$	Espaço de Hilbert.
$\mathcal{F}$	Fidelidade do estado quântico.
$\mathcal{N}$	Constante de normalização para estados coerentes.
η	Eficiência ou coeficiente de reflexão de dispositivos ópticos.
ρ	Coeficiente de transmissão de dispositivos ópticos.

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	16
2	FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA	19
2.1	Fundamentos da Computação Quântica	19
2.1.1	<i>Qubits</i>	21
2.1.2	<i>Superposição</i>	21
2.1.3	<i>Emaranhamento</i>	22
2.2	Portas Reversíveis na Computação Quântica	23
2.3	Portas Quânticas	24
2.3.1	<i>Portas de Um Qubit</i>	25
2.3.2	<i>Portas de Dois Qubits</i>	28
2.3.3	<i>Portas de Três Qubits</i>	29
2.4	Óptica Linear em Computação Quântica	31
2.4.1	<i>Qubits de Estados Coerentes</i>	32
2.4.2	<i>Codificação da Informação</i>	34
2.4.3	<i>Estados de Gato de Schrödinger</i>	34
2.5	Dispositivos Ópticos e Fidelidade	36
2.5.1	<i>Laser Óptico</i>	36
2.5.2	<i>Fontes de Geração de Estados Coerentes e Estados de Gato</i> . .	37
2.5.3	<i>Beam Splitter (BS)</i>	38
2.5.4	<i>Phase Shifter (PS)</i>	39
2.5.5	<i>Fotodetectores</i>	39
2.5.6	<i>Fidelidade</i>	40
3	PROPOSTA DE PORTAS REVERSÍVEIS	41
3.1	As Portas Reversíveis Propostas	41
3.2	Sistema Óptico Proposto	43
4	AValiação e Análise dos Resultados Obtidos	46
4.1	Implementação de Funções Lógicas com as Portas C_1 e C_2	46
4.2	Cascadeamento das Portas C_1 e C_2 para Operações Controladas . .	47

4.3	Análise Numérica e Avaliação da Fidelidade	48
5	CONCLUSÕES E TRABALHOS FUTUROS	51
	REFERÊNCIAS	52

1 INTRODUÇÃO

A mecânica quântica revolucionou a física no século XX, trazendo novas ideias e teorias para explicar fenômenos que a física clássica não conseguia descrever. Ela possui uma estrutura matemática que tem como objetivo estudar a energia e o comportamento da matéria na escala atômica e subatômica. Inicialmente, acreditava-se que a teoria newtoniana seria suficiente para explicar todos os fenômenos físicos, mas diversas experiências demonstraram limitações nesse modelo [1].

Um marco importante foi o experimento da dupla fenda, realizado por Thomas Young em 1801, que demonstrou a natureza ondulatória da luz pelos padrões de interferência da simetria das franjas e a variação da intensidade da luz [1]. No entanto, no início do século XX, novos desafios surgiram ao tentar explicar fenômenos como a radiação do corpo negro. Esse problema envolvia a distribuição da energia emitida por um corpo aquecido em diferentes comprimentos de onda [2]. A física clássica previa que a intensidade da radiação aumentaria indefinidamente para comprimentos de onda menores, levando ao que foi chamado de "catástrofe do ultravioleta", o que não era observado experimentalmente [2].

Para resolver essa questão, em 1900, Max Planck propôs que a energia radiante não era emitida de forma contínua, mas em pequenas quantidades discretas chamadas "quanta". Essa hipótese permitiu que ele descrevesse corretamente a distribuição da radiação do corpo negro, introduzindo a constante de Planck (h) e lançando as bases para a mecânica quântica. Mais tarde, em 1905 [1], Albert Einstein expandiu essa ideia ao explicar o efeito fotoelétrico, sugerindo que a luz era composta por "pacotes" de energia [3], posteriormente chamados de fótons. Sua teoria confirmou a quantização da energia e lhe rendeu o Prêmio Nobel de Física [1].

Já a ciência da computação foi anunciada pelo grande matemático e cientista Alan Turing que desenvolveu em 1936, um dispositivo capaz de realizar por meios de algoritmos, de maneira mais eficiente e eficaz, tarefas repetitivas e enfadonhas que o ser humano faz passando um período prolongado de tempo [4].

No entanto, em 1965, Gordon Moore previu que o número de transistores em chips dobraria aproximadamente a cada ano, impulsionando exponencialmente o poder de processamento. Mais tarde, em 1975, ele revisou sua previsão e ajustou a taxa para uma duplicação a cada dois anos, formulação que se tornou a versão mais conhecida da Lei de Moore [5, 6].

Contudo, limitações físicas têm desacelerado o ritmo de miniaturização dos disposi-

tivos eletrônicos, tornando-os cada vez menores e, conseqüentemente, mais suscetíveis a efeitos quânticos. Quando o comprimento dos dispositivos que compõem o transistor é reduzido a menos de 5 nm, efeitos de confinamento quântico começam a se manifestar, resultando em não linearidades nas propriedades elétricas dos dispositivos. Essas não linearidades complicam o controle e a previsibilidade do comportamento dos transistores em escala nanométrica [7]. Além disso, como destacado em [8], a dissipação de energia em dispositivos altamente miniaturizados atinge magnitudes críticas. Um dos principais problemas associados a essa miniaturização é o ruído térmico, que se torna mais pronunciado em dispositivos de escala nanométrica [9]. Esse ruído, proveniente principalmente das flutuações térmicas no canal dos transistores, pode comprometer o desempenho e a eficiência energética dos circuitos integrados. Esses fenômenos, impõem barreiras significativas à escalabilidade dos transistores convencionais. Para superar esses desafios, torna-se necessárias portanto uma nova abordagem para a computação.

Então o artigo pioneiro de Feynman em 1982 faz pensar que seja possível construir uma nova base computacional chamada de computação quântica que foi motivado, em parte, pela observação de que os sistemas quânticos muitas vezes parecem difíceis de simular em computadores clássicos convencionais, o que ilustra uma problemática em como conseguir simular então esses sistemas [10].

A física pode ser simulada por um computador universal? [...] o mundo físico é mecânica quântica e, portanto, o problema adequado é a simulação de física quântica [...] a descrição completa da mecânica quântica para um grande sistema com partículas R [...] tem muitas variáveis, não pode ser simulado com um computador normal com um número de elementos proporcionais a R [...] mas pode ser simulado com] elementos de computador quântico. [...] Pode um quantum sistema seja simulado probabilisticamente por um clássico (probabilístico, eu presumo) computador universal? [...] Se você considerar o computador do tipo clássico que eu descrevo até agora [...] a resposta é certamente: Não [10] !

Assim foi surpreendente quando em 2001 Knill, Laflamme e Milburn através de observações e experimentos se descobriu que a adição de componentes aparentemente inócuos – fontes de fóton único, fotodetectores e dispositivos fotônicos – deu à óptica linear a possibilidade de conseguir simular sistemas quânticos para a produção de hardwares quânticos [11].

Os computadores quânticos, em vez de processar a informação de forma sequencial como os computadores clássicos, eles acabam utilizando o paralelismo quântico para realizar múltiplos cálculos simultaneamente, proporcionando um ganho significativo de velocidade [12]. Esses efeitos só são possíveis devido a fenômenos quânticos que acontecem na natureza estudados na mecânica quântica, efeitos esses como a superposição e emaranhamento que serão fundamentalmente conceituados neste trabalho.

A computação quântica portanto, é uma abordagem inovadora para processamento de informações. Apesar dos desafios para implementar portas quânticas que são essenciais para processamento quântico de informação, atualmente, existem várias tecnologias sendo utilizadas para realização de computação quântica, incluindo pontos quânticos [13, 14, 15]. supercondutores [16, 17, 18], ressonância magnética nuclear (RMN) [19, 20, 21], íons aprisionados [22, 23, 24], spins eletrônicos em diamantes, entre outros. No entanto, uma das tecnologias mais promissoras é a computação quântica baseada em óptica linear e dispositivos fotônicos em silício [11, 25, 26, 27, 28, 29, 30, 31, 32, 33].

Portanto, este trabalho propõe um estudo teórico e numérico de duas portas reversíveis inéditas de três qubits e um sistema óptico para implementá-las probabilisticamente. O sistema, baseado em dispositivos ópticos lineares para qubits de estados coerentes, oferece flexibilidade para obtenção: de funções lógicas (AND, OR, NAND e/ou NOR); e das portas C-NOT e $\bar{C}$ -NOT para dois qubits.

2 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

O processamento de informações clássicas é realizado usando bits, que são sistemas com dois estados, chamados 0 e 1. Agrupando bits, pode-se representar qualquer peça de informação e, manipulando esses bits, consegue-se realizar cálculos arbitrários. As operações realizadas sobre esses bits são implementadas por portas lógicas, como AND, OR, e NOT, que são os blocos construtivos dos circuitos lógicos e, por extensão, dos processadores de computadores [12].

No entanto, no campo da informação quântica, o elemento básico correspondente é o bit quântico, ou qubit, a computação quântica aproveita os princípios da mecânica quântica para processar informações. Os qubits, ao contrário dos bits clássicos, podem existir em uma superposição de estados que será mencionado melhor no decorrer do trabalho [34].

Essa superposição e emaranhamento permitem que os computadores quânticos processem uma quantidade massiva de informações simultaneamente, de maneira que as operações sejam feitas paralelas uma das outras e ao mesmo tempo o que pode resultar em uma aceleração exponencial em certas tarefas computacionais [35].

Na mecânica quântica a teoria é baseada na construção de dois conceitos importantes em sua abordagem que se refere à função de onda e nos operadores. Pode-se definir o estado de um sistema através da função de onda, que fornece a probabilidade de encontrar uma partícula em uma determinada região do espaço, e os operadores que são vetores e atuam como uma transformação linear associado aos estados quânticos. O que significa que para manipular com os operadores é de grande necessidade saber de álgebra linear [36].

2.1 Fundamentos da Computação Quântica

Em 1930, Paul Dirac em seu livro "Os princípios da mecânica Quântica" propôs uma maneira elegante de representar os operadores (vetores) pelo que será denominado de ket e bra, respectivamente:

$$|\alpha\rangle \rightarrow \vec{a} = \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ a_n \end{pmatrix}, \quad |\alpha\rangle^T \rightarrow \langle\alpha| = \begin{pmatrix} a_1 & a_2 & \cdot & \cdot & \cdot & a_n \end{pmatrix}. \quad (2.1)$$

O produto interno, $\langle\alpha|\beta\rangle$, de dois vetores genéricos é o número complexo:

$$\langle\alpha|\beta\rangle = a_1^* b_1 + a_2^* b_2 + \dots + a_N^* b_N. \quad (2.2)$$

Para representar um possível estado físico a função de onda ψ deve ser normalizada:

$$\int |\psi|^2 dx = 1. \quad (2.3)$$

Portanto para um estado quântico:

$$|\psi\rangle = \alpha |a\rangle + \beta |b\rangle. \quad (2.4)$$

- Será referido que dois estados quânticos, $|a\rangle$ e $|b\rangle$, são ortogonais quando o produto interno entre eles é igual a zero:

$$\langle a|b\rangle = 0. \quad (2.5)$$

- Será dito que as amplitudes, α e β , estão normalizados quando satisfaz a equação (2.3):

$$\alpha\alpha^* + \beta\beta^* = |\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1. \quad (2.6)$$

Este espaço, denominado espaço de Hilbert ($\mathcal{H}$), é onde residem os vetores e as funções de onda. Portanto, uma função de onda $|\psi\rangle$ é ortonormal, se e somente se, ela for mutualmente ortogonal e normalizada [12]. A partir dessa notação, surge a menor unidade de informação quântica que pode ser armazenada ou transmitida, formando a base fundamental da computação quântica. Nesse contexto, a informação deixa de ser representada por bits clássicos e passa a ser expressa por bits quânticos, conhecidos como qubits [12].

2.1.1 Qubits

O qubit, $|\psi\rangle$, pode ser representada matematicamente e matricialmente, respectivamente em:

$$|\psi\rangle = \alpha|0\rangle + \beta|1\rangle \rightarrow |\psi\rangle = \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \end{pmatrix}. \quad (2.7)$$

Ambos os estados formam a base ortonormal do espaço de Hilbert que são chamados de base computacional, cujo:

$$|0\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad e \quad |1\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (2.8)$$

Essa representação nos indica a superposição de um sistema quântico, conceito fundamentado na teoria da mecânica quântica [35].

2.1.2 Superposição

Um qubit é simplesmente um sistema quântico que está em superposição de dois estados ortonormais e pode estar no estado $|0\rangle$, no estado $|1\rangle$, ou em qualquer combinação linear desses estados como na equação (2.7).

A superposição entre os respectivos estados, onde α e β são números complexos que representam amplitudes de probabilidade de cada estado, pode representar qualquer qubit por um ponto na esfera de bloch, representada na Figura 1.

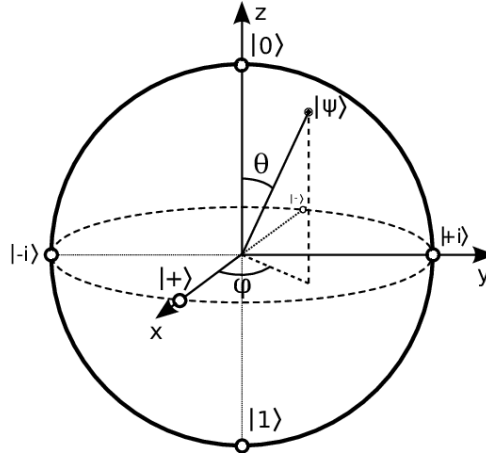
A esfera de bloch utiliza do sistema de coordenadas tridimensionais esféricas, que permite a localização de qualquer ponto neste espaço, através de um conjunto de três valores (r, θ, ϕ) , r que é o raio da esfera, θ é o ângulo de elevação e ϕ o ângulo de azimute, de modo que para converter de coordenadas esféricas para retangulares, usa-se as equações:

$$x = r \sin(\theta) \cos(\phi), \quad y = r \sin(\theta) \sin(\phi) \quad e \quad z = r \cos(\theta). \quad (2.9)$$

Para determinar a localização deste qubit na esfera de Bloch, Figura 1, pode-se escrever α e β em termos de outros dois ângulos θ e ϕ .

$$\alpha = \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad e \quad \beta = \cos\left(\frac{\theta}{2}\right). \quad (2.10)$$

Figura 1 – Figura representativa da Esfera de Bloch.



Fonte: [12]

Com $0 \leq \theta \leq \pi$ e $0 \leq \phi < 2\pi$, isso captura todas as propriedades que se precisa para localizar o qubit. Então pode-se descrever o estado mais geral de um qubit por um vetor da forma [35]:

$$|\psi\rangle = \cos\left(\frac{\theta}{2}\right)|0\rangle + e^{i\phi} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)|1\rangle. \quad (2.11)$$

2.1.3 Emaranhamento

Os qubits podem estar emaranhados (entrelaçados), eles interagem de forma que o estado de uma partícula não pode ser descrito de forma independente do estado da outra, mesmo que estejam separadas por grandes distâncias. No emaranhamento ou entrelaçamento quântico, os estados das partículas são descritos em um espaço de Hilbert combinado. Por exemplo, para dois qubits, um estado entrelaçado típico pode ser expresso como:

$$|\Psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|00\rangle + |11\rangle), \quad (2.12)$$

esse é um exemplo de um estado de Bell maximamente entrelaçado. Na equação (2.12), quando uma partícula é medida, seu estado colapsa, determinando instantaneamente o estado da outra partícula. Onde $|00\rangle$ e $|11\rangle$ representam ambos os qubits no estado $|0\rangle$ e no estado $|1\rangle$, respectivamente.

Uma propriedade notável desse estado é que não existem estados individuais $|a\rangle$ e $|b\rangle$ tais que $|\psi\rangle = |a\rangle \otimes |b\rangle$. Seja $|a\rangle = \alpha_0|0\rangle + \alpha_1|1\rangle$ e $|b\rangle = \beta_0|0\rangle + \beta_1|1\rangle$. O estado conjunto seria dado por:

$$|\psi'\rangle = |a\rangle \otimes |b\rangle = (\alpha_0|0\rangle + \alpha_1|1\rangle) \otimes (\beta_0|0\rangle + \beta_1|1\rangle),$$

expandindo:

$$|\psi'\rangle = \alpha_0\beta_0|00\rangle + \alpha_0\beta_1|01\rangle + \alpha_1\beta_0|10\rangle + \alpha_1\beta_1|11\rangle.$$

Note que $|\psi\rangle$ não possui termos $|01\rangle$ ou $|10\rangle$, o que implica que:

$$\alpha_0\beta_1 = 0 \quad \text{e} \quad \alpha_1\beta_0 = 0.$$

Se $\alpha_0 = 0$, então $|a\rangle = \alpha_1|1\rangle$, e $|\psi'\rangle$ só conteria o termo $|11\rangle$, o que não corresponde a $|\psi\rangle$. De forma similar, se $\alpha_1 = 0$, $|a\rangle$ só conteria $|0\rangle$, e $|\psi'\rangle$ seria apenas $|00\rangle$.

Logo, não existem valores de $\alpha_0, \alpha_1, \beta_0, \beta_1$ que satisfazem $|\psi\rangle = |a\rangle \otimes |b\rangle$, demonstrando que $|\psi\rangle$ é um estado genuinamente entrelaçado [12].

2.2 Portas Reversíveis na Computação Quântica

Uma porta lógica reversível é uma porta onde, conhecendo-se as saídas, é sempre possível determinar quais foram as entradas. Um exemplo clássico é a porta NOT, cuja tabela verdade é apresentada na Tabela 1.

Tabela 1 – Tabela verdade da porta NOT

A	$\bar{A}$
0	1
1	0

A partir da tabela verdade, observa-se que as saídas são bijetoras, o que torna para este caso uma operação reversível. Ou seja, sabe-se que a saída da porta NOT é 1, pode-se então concluir com certeza que a entrada é 0. Da mesma forma, se a saída for 0, a entrada é 1. Portanto, a característica fundamental de uma porta lógica reversível é que:

- A quantidade de números de entradas devem ser iguais a quantidade de números das saídas.
- Dadas as saídas, consegue-se sempre determinar as entradas correspondentes.
- Há uma relação bijetora entre o conjunto de entrada e o conjunto de saída.
- Cada entrada é permutada para uma saída específica, garantindo exclusividade.

Além da porta NOT, existem outras portas lógicas reversíveis, como as portas de Toffoli, Fredkin e C-NOT que são amplamente utilizadas em computação quântica e clássica devido à sua capacidade de preservar informações e reduzir a dissipação de energia. A reversibilidade é uma propriedade crucial para a construção de computadores quânticos, onde a perda de informação é inaceitável e a manipulação reversível de estados quânticos é essencial para a implementação de algoritmos quânticos.

Já que sempre é possível determinar a entrada a partir da saída, as portas lógicas reversíveis clássicas são portas quânticas válidas. Consegue-se mapear qualquer porta lógica através de sua matriz característica por exemplo uma porta lógica U , cuja a tabela-verdade e sua matriz característica são mostradas na Tabela 2.

Tabela 2 – Tabela-verdade e matriz característica da Porta U .

A	B	C	S_1	S_2	S_3
0	0	0	0	0	0
0	0	1	0	0	1
0	1	0	1	0	1
0	1	1	0	1	1
1	0	0	1	0	0
1	0	1	0	1	0
1	1	0	1	1	0
1	1	1	1	1	1

$$U = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

E sabe-se pela unitariedade de uma matriz que $U^\dagger U = I$ e $U U^\dagger = I$, dessa, forma as matrizes características serão quânticas, se e somente se, obedecerem a unitariedade. Então a matriz característica da porta quântica U possui propriedades fundamentais da álgebra linear:

- U e $U^\dagger$ são unitárias.
- U e $U^\dagger$ são invertíveis.
- $|\det(U)|=1$.
- Tem-se uma decomposição na forma de valores singulares.

Portanto para uma porta lógica ser quântica ela necessariamente deve ser reversível, o que por fim nos dá a possibilidade de apresentar e discutir diversos tipos de portas quântica e sua importância [37].

2.3 Portas Quânticas

Na computação clássica, bits são a unidade fundamental de informação e podem ser manipulados usando portas lógicas. Essas portas recebem um ou mais bits como entrada e geram bits como saída, permitindo realizar cálculos complexos. Existem diversos tipos de portas lógicas, desde aquelas que operam em um único bit até aquelas que trabalham com 2 bits, formando a base dos circuitos eletrônicos clássicos.

Na computação quântica, a informação é representada por qubits, que são a versão quântica dos bits clássicos. Portas quânticas são elementos fundamentais que alteram o estado dos qubits de maneiras específicas.

Portas quânticas que atuam em n qubit são chamadas de portas quânticas de n qubit. Um operador unitário aplicado a um qubit transforma o estado quântico inicial em outro estado quântico. Visualmente, na esfera de Bloch, que representa estados quânticos como pontos em sua superfície nela, a ação de uma porta quântica pode ser vista como uma rotação na esfera de Bloch correspondente a transição de um estado inicial para um estado final.

Portanto têm-se como objetivo nesta seção apresentar algumas portas quânticas universais que a partir delas permite a construção de circuitos para executar operações específicas [4, 12, 35].

2.3.1 Portas de Um Qubit

São operações lógicas que mudam o estado inicial de um qubit, através de uma matriz que representa uma porta quântica, resultando em um estado final que funcionará como troca de elementos, mudança de fases ou até mesmo a criação de uma superposição; possibilitando uma transformação específica no estado do qubit.

- **Porta Quântica X:**

A matriz da porta X é dada por:

$$X = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix}, \quad (2.13)$$

se for aplicado a porta X ao estado $|\psi\rangle = \alpha|0\rangle + \beta|1\rangle$, e faz-se o produto matricial:

$$X|\psi\rangle = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \alpha \\ \beta \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \beta \\ \alpha \end{bmatrix} \rightarrow X|\psi\rangle = \alpha|1\rangle + \beta|0\rangle. \quad (2.14)$$

Portanto, a porta X funciona como a porta NOT para qubits, ou seja, como uma troca de elementos na matriz e uma rotação de 180° no eixo x :

$$\alpha|0\rangle + \beta|1\rangle \longrightarrow \boxed{X} \longrightarrow \alpha|1\rangle + \beta|0\rangle.$$

- **Porta Quântica Y:**

Já a matriz da porta Y é dada por:

$$Y = \begin{bmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{bmatrix}, \quad (2.15)$$

se for aplicado a porta Y ao estado $|\psi\rangle$, faz-se o produto matricial:

$$Y|\psi\rangle = \begin{bmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \alpha \\ \beta \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -i\beta \\ i\alpha \end{bmatrix} \rightarrow Y|\psi\rangle = i(\alpha|1\rangle - \beta|0\rangle). \quad (2.16)$$

Portanto, a porta Y inverte os qubits e acrescenta uma fase de π em $|0\rangle$ com uma fase global de $\pi/2$:

$$\alpha|0\rangle + \beta|1\rangle \longrightarrow \boxed{Y} \longrightarrow i(\alpha|1\rangle - \beta|0\rangle).$$

• Porta Quântica Z :

A porta Z pode ser definida pela matriz:

$$Z = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix}, \quad (2.17)$$

se for aplicado a porta Z ao estado $|\psi\rangle$, faz-se o produto matricial:

$$Z|\psi\rangle = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \alpha \\ \beta \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \alpha \\ -\beta \end{bmatrix} \rightarrow Z|\psi\rangle = \alpha|0\rangle - \beta|1\rangle. \quad (2.18)$$

Portanto, a porta Z acrescenta uma fase π somente ao $|1\rangle$:

$$\alpha|0\rangle + \beta|1\rangle \longrightarrow \boxed{Z} \longrightarrow \alpha|0\rangle - \beta|1\rangle.$$

• Porta Quântica H :

A porta H (Hadamard) pode ser definida pela matriz:

$$H = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 & -1 \end{bmatrix}, \quad (2.19)$$

se for aplicado a porta H ao estado $|\psi\rangle$, faz-se o produto matricial:

$$H|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 & -1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \alpha \\ \beta \end{bmatrix} = \alpha \frac{|0\rangle + |1\rangle}{\sqrt{2}} + \beta \frac{|0\rangle - |1\rangle}{\sqrt{2}} = \alpha|+\rangle + \beta|-\rangle. \quad (2.20)$$

Portanto, a porta H para qubits cria uma superposição dos estados base:

$$\alpha|0\rangle + \beta|1\rangle \longrightarrow \boxed{H} \longrightarrow \alpha|+\rangle + \beta|-\rangle.$$

• **Porta Quântica S :**

A matriz de porta S é dada por:

$$S = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & i \end{bmatrix}, \quad (2.21)$$

se for aplicado a porta S ao estado $|\psi\rangle$, faz-se o produto matricial:

$$S|\psi\rangle = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & i \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \alpha \\ \beta \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \alpha \\ i\beta \end{bmatrix} \rightarrow S|\psi\rangle = \alpha|0\rangle + i\beta|1\rangle. \quad (2.22)$$

Portanto, a porta S para qubits adicionará uma fase de $\pi/2$ ao qubit $|1\rangle$:

$$\alpha|0\rangle + \beta|1\rangle \longrightarrow \boxed{S} \longrightarrow \alpha|0\rangle + i\beta|1\rangle.$$

• **Porta Quântica T :**

A porta T é definida pela matriz:

$$T = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{i\frac{\pi}{4}} \end{bmatrix}, \quad (2.23)$$

se for aplicado a porta T ao estado $|\psi\rangle$, faz-se o produto matricial:

$$T|\psi\rangle = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{i\frac{\pi}{4}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \alpha \\ \beta \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \alpha \\ \beta e^{i\frac{\pi}{4}} \end{bmatrix} \rightarrow T|\psi\rangle = \alpha|0\rangle + \beta e^{i\frac{\pi}{4}}|1\rangle. \quad (2.24)$$

Portanto, a porta T adiciona uma fase de $\pi/4$ apenas ao qubit $|1\rangle$:

$$\alpha|0\rangle + \beta|1\rangle \longrightarrow \boxed{T} \longrightarrow \alpha|0\rangle + \beta e^{i\frac{\pi}{4}}|1\rangle.$$

Após a revisão das portas universais de um qubit, observa-se que, juntamente com uma mudança de fase global representada pelo fator $e^{i\theta}$, é possível realizar uma rotação em um ângulo θ em torno de um eixo específico (x, y ou z) da esfera de Bloch, conforme mostrado na

Figura 1, e para cada eixo terá sua matriz (operador) de rotação $R(\theta)$ [12]:

$$R_x(\theta) \equiv e^{-i\theta X/2} = \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) I - i \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) X = \begin{bmatrix} \cos(\frac{\theta}{2}) & -i \sin(\frac{\theta}{2}) \\ -i \sin(\frac{\theta}{2}) & \cos(\frac{\theta}{2}) \end{bmatrix}, \quad (2.25)$$

$$R_y(\theta) \equiv e^{-i\theta Y/2} = \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) I - i \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) Y = \begin{bmatrix} \cos(\frac{\theta}{2}) & -\sin(\frac{\theta}{2}) \\ \sin(\frac{\theta}{2}) & \cos(\frac{\theta}{2}) \end{bmatrix}, \quad (2.26)$$

$$R_z(\theta) \equiv e^{-i\theta Z/2} = \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) I - i \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) Z = \begin{bmatrix} e^{-i\theta/2} & 0 \\ 0 & e^{i\theta/2} \end{bmatrix}. \quad (2.27)$$

Esse operador de rotação R gira o vetor da esfera de Bloch por um ângulo θ , e ainda consegue-se construir aproximações para tais portas usando apenas ângulos especiais em torno dos eixos, então qualquer operação unitária $U(\alpha, \beta, \gamma, \delta) = e^{i\alpha} \cdot R_x(\phi) \cdot R_y(\gamma) \cdot R_z(\delta)$ para qubit de uma porta pode ser expressa usando os quatro ângulos $\alpha, \phi, \gamma, \delta$:

$$U(\alpha, \phi, \gamma, \delta) = e^{i\alpha} \cdot \begin{bmatrix} \cos(\frac{\phi}{2}) & -i \sin(\frac{\phi}{2}) \\ -i \sin(\frac{\phi}{2}) & \cos(\frac{\phi}{2}) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \cos(\frac{\gamma}{2}) & -\sin(\frac{\gamma}{2}) \\ \sin(\frac{\gamma}{2}) & \cos(\frac{\gamma}{2}) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} e^{-i\delta/2} & 0 \\ 0 & e^{i\delta/2} \end{bmatrix} \quad (2.28)$$

$$U(\alpha, \beta, \gamma, \delta) = \begin{bmatrix} e^{i(\alpha-\beta/2-\delta/2)\cos(\frac{\gamma}{2})} & -e^{i(\alpha-\beta/2+\delta/2)\sin(\frac{\gamma}{2})} \\ e^{i(\alpha+\beta/2-\delta/2)\sin(\frac{\gamma}{2})} & e^{i(\alpha+\beta/2+\delta/2)\sin(\frac{\gamma}{2})} \end{bmatrix}.$$

Quaisquer dois estados diametralmente opostos formam uma base para descrever um qubit, e quaisquer duas linhas ortogonais que passem pela origem definem duas bases mutuamente não ortogonais.

2.3.2 Portas de Dois Qubits

As operações dessas portas acontecem em dois qubits e tem a finalidade de transformar os estados iniciais por meio de operações de controle, lógica ou mudança do estado por troca dos qubits envolvidos.

- **C-NOT:**

A porta C-NOT (Controlled-NOT) é uma porta lógica que atua em dois qubits, denominados qubit de controle e qubit alvo. Sua operação pode ser descrita da seguinte forma: a porta aplica a operação NOT (negação) ao qubit alvo se, e somente se, o qubit de controle estiver no estado 1. Caso contrário, o qubit alvo permanece inalterado. O qubit de controle, por sua vez, nunca é modificado pela operação da porta C-NOT.

Matematicamente, a operação da porta C-NOT pode ser expressa pela lógica booleana. Se o estado do qubit de controle for A e o estado do qubit alvo for B , a porta mapeia o qubit alvo para $A \oplus B$, onde $\oplus$ representa a operação *XOR* (ou exclusivo), equivalente à soma módulo 2. Sua representação simbólica é mostrado abaixo e sua tabela-verdade é apresentada na Tabela 3.

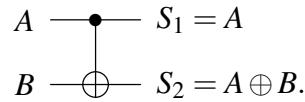


Tabela 3 – Tabela-verdade da porta C-NOT.

A	B	S_1	S_2
0	0	0	0
0	1	0	1
1	0	1	1
1	1	1	0

- **SWAP:**

A porta quântica de troca de estados (SWAP) realiza a permuta dos estados de dois qubits. Sua representação simbólica é mostrado abaixo e sua tabela-verdade é apresentada na Tabela 4.

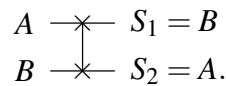


Tabela 4 – Tabela-verdade da porta SWAP.

A	B	S_1	S_2
0	0	0	0
0	1	1	0
1	0	0	1
1	1	1	1

2.3.3 Portas de Três Qubits

Agora para as portas de três qubits podem envolver o uso de portas de dois qubits como portas controladas e mudança dos estados por meio de inversão dos qubits, e outras operações lógicas.

• **Porta Toffoli (C^2 -NOT)**

É uma porta controlada com três qubits, sendo dois qubits de controle. Os dois qubits de controle, que não são afetados pela ação da porta, definem a operação da porta X (NOT) sobre o terceiro qubit, qubit alvo. O qubit alvo será aplicado a porta se, e somente se, ambos os qubits de controle estiverem no estado 1. Caso contrário, o qubit alvo permanece inalterado. Matematicamente, se os estados dos qubits de controle forem A e B , e o estado do qubit alvo for C , a operação da porta Toffoli sobre o qubit C é dada por: $C \rightarrow C \oplus (A \cdot B)$.

A representação simbólica da porta Toffoli é apresentada abaixo e sua tabela-verdade é mostrada na Tabela 5.

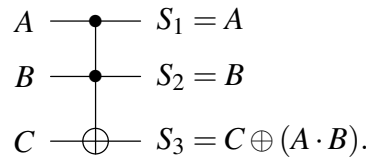


Tabela 5 – Tabela-verdade da porta Toffoli.

A	B	C	S_1	S_2	S_3
0	0	0	0	0	0
0	0	1	0	0	1
0	1	0	0	1	0
0	1	1	0	1	1
1	0	0	1	0	0
1	0	1	1	0	1
1	1	0	1	1	1
1	1	1	1	1	0

• **Porta Fredkin (C -SWAP)**

A porta Fredkin é uma porta SWAP condicional (controlada). Ela opera com três qubits de entrada: dois qubits alvos (B e C) e um qubit de controle (A). A porta SWAP é aplicada nos qubits alvos somente se $A = 1$, caso contrário, B e C não são permutados. A representação da porta Fredkin é mostrada abaixo e sua tabela-verdade é apresentada na Tabela 6.

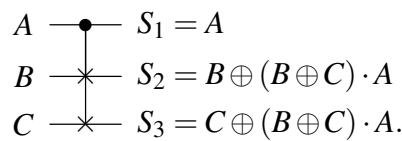


Tabela 6 – Tabela-verdade da porta Fredkin.

A	B	C	S_1	S_2	S_3
0	0	0	0	0	0
0	0	1	0	0	1
0	1	0	0	1	0
0	1	1	0	1	1
1	0	0	1	0	0
1	0	1	1	1	0
1	1	0	1	0	1
1	1	1	1	1	1

2.4 Óptica Linear em Computação Quântica

A óptica linear é a área da óptica que estuda o comportamento da luz em meios ou dispositivos cujas propriedades ópticas obedecem à linearidade, dispositivos como os que são utilizados em laboratórios incluem lentes, deslocadores de fase (*phase shifters*, $PS's$), divisores de feixes (*beam splitters*, $BS's$) e placas que manipulam a polarização da luz [38, 11]. Em sistemas lineares, as propriedades ópticas dos materiais, como o índice de refração e o coeficiente de absorção, são independentes da intensidade da luz e o princípio da superposição é plenamente aplicável. Além disso, quando a luz monocromática atravessa um meio linear, sua frequência permanece inalterada. Da mesma forma, os campos elétricos da luz incidente, ao passarem por um elemento óptico linear, geram campos de saída que são combinações lineares dos campos de entrada. Outro aspecto essencial da óptica linear é que dois feixes de luz coexistindo na mesma região de um meio não interagem entre si, ou seja, a luz não pode ser utilizada para controlar outra luz diretamente [39].

Já à óptica não linear os seus fenômenos ocorrem quando as propriedades ópticas de um material dependem da intensidade da luz incidente, resultando em efeitos que não podem ser explicados pela óptica linear. Esse fenômeno tornou-se acessível após a invenção do laser em 1960, permitindo a observação de comportamentos como a variação do índice de refração com a intensidade luminosa, a violação do princípio da superposição, a alteração da frequência da luz e a interação entre feixes luminosos dentro de um meio óptico. Diferentemente da óptica linear, em que a luz se propaga sem modificar o meio e sem interagir com outros feixes, na óptica não linear a presença de um campo óptico pode alterar as propriedades do material, influenciando a propagação de outros feixes e até mesmo modificando a frequência da luz incidente [39].

O protagonista da óptica linear é, portanto, o fóton. Em 1905, Einstein, em [3], utilizou o conceito de fóton para explicar o efeito fotoelétrico, consolidando a ideia de que a luz

não apenas se propaga como uma onda, mas também interage com a matéria como uma partícula. Ele demonstrou que a luz é composta por pacotes discretos de energia, conhecidos como quanta, estabelecendo as bases da teoria quântica da luz.

Os fótons são uma opção altamente promissora para a representação de qubits em computadores quânticos devido às suas propriedades físicas únicas. Como partículas sem carga, os fótons interagem de forma muito fraca com outros fótons e com a maioria dos tipos de matéria, o que reduz significativamente as interferências externas que podem comprometer os cálculos quânticos. Além disso, eles podem ser transmitidos por grandes distâncias através de fibras ópticas com perdas mínimas de sinal, e sua trajetória pode ser manipulada com precisão utilizando *PS* para criar atrasos temporais controlados. Os fótons também podem ser combinados e separados com facilidade usando dispositivos como *BS* [35].

Um aspecto fundamental dos fótons é a exibição de fenômenos quânticos típicos, como a interferência observada em experimentos de fenda dupla, o que demonstra seu comportamento ondulatório e sua capacidade de estar em superposição de estados. Em teoria, os fótons também podem ser induzidos a interagir entre si por meio de meios ópticos não lineares, que permitem a medição ou manipulação de estados quânticos através dessas interações mediadas [40].

No entanto, apesar dessas características ideais, a implementação prática de processadores de informação quântica baseados em fótons enfrenta desafios consideráveis. Embora seja possível guiar, combinar e medir fótons com alta precisão, problemas como a dificuldade em gerar interações fortes entre fótons e a sincronização de suas trajetórias temporais ainda limitam a eficiência desses sistemas. Estudar a arquitetura de tais processadores e seus componentes experimentais, como *BS*, *PS*, detectores de fótons e meios ópticos não lineares, é crucial para compreender melhor os prós e contras dessa abordagem e avançar na criação de computadores quânticos baseados em fótons [12].

2.4.1 Qubits de Estados Coerentes

Os Estados Coerentes são definidos pela seguinte equação de autovalor:

$$\hat{a}|\alpha\rangle = \alpha|\alpha\rangle, \quad (2.29)$$

e são auto-estados do operador de aniquilação $\hat{a}$ (criação, $\hat{a}^\dagger$), com autovalor complexo α e foram introduzidos por R. J. Glauber em 1963 [30].

Quando esses operadores atuam sobre um estado $|n\rangle$, chamado de estado de número ou estado de Fock e é caracterizado pelo número n , que representa o número de quanta (fótons em um campo eletromagnético), gera-se os autoestados de número, obtendo outro ket $|n \pm 1\rangle$ [40]:

$$\hat{a}|n\rangle = \sqrt{n}|n-1\rangle \quad (2.30)$$

e

$$\hat{a}^\dagger|n\rangle = \sqrt{n+1}|n+1\rangle. \quad (2.31)$$

Os autovetores do operador $\hat{a}$ podem ser representados como uma combinação linear (superposição) dos autokets $|n\rangle$, conforme:

$$|\alpha\rangle = \sum_{n=0}^{\infty} c_n |n\rangle. \quad (2.32)$$

Neste caso, ao aplicar o operador $\hat{a}$ ao estado $|\alpha\rangle$, o lado esquerdo da equação (2.29) pode ser escrito como:

$$\hat{a}|\alpha\rangle = \hat{a} \sum_{n=0}^{\infty} c_n |n\rangle = \sum_{n=0}^{\infty} c_n \hat{a}|n\rangle = \sum_{n=0}^{\infty} c_n \sqrt{n} |n-1\rangle. \quad (2.33)$$

Manipulando o índice da soma na última expressão (fazendo $n \rightarrow m+1$), tem-se:

$$\hat{a}|\alpha\rangle = \sum_{m=0}^{\infty} c_{m+1} \sqrt{m+1} |m\rangle = \sum_{n=0}^{\infty} c_{n+1} \sqrt{n+1} |n\rangle. \quad (2.34)$$

Comparando a superposição de autokets na equação (2.32) com a equação (2.33), obtêm-se a seguinte relação de recorrência:

$$c_{n+1} = \frac{\alpha c_n}{\sqrt{n+1}}. \quad (2.35)$$

Através de indução, pode-se expressar c_n em função de c_0 :

$$c_n = \frac{\alpha^n c_0}{\sqrt{n!}}. \quad (2.36)$$

Dessa forma, os autokets do operador de aniquilação, $|\alpha\rangle$, podem ser representados como:

$$|\alpha\rangle = c_0 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}} |n\rangle. \quad (2.37)$$

Aplicando a condição de normalização $\langle\alpha|\alpha\rangle = 1$, e lembrando que $\langle n|n'\rangle = \delta_{nn'}$, obteve-se o valor da constante c_0 :

$$c_0 = e^{-\frac{|\alpha|^2}{2}}. \quad (2.38)$$

Portanto, a forma normalizada do estado $|\alpha\rangle$ é dada por [40]:

$$|\alpha\rangle = e^{-\frac{|\alpha|^2}{2}} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}} |n\rangle. \quad (2.39)$$

Assim por meio dos estados coerentes é possível codificar a informação através de estados distintos que sejam quase ortogonais, permitindo representar qubits.

2.4.2 Codificação da Informação

Uma propriedade importante dos estados coerentes é que eles são não-ortogonais. Isso significa que o produto interno ao quadrado entre dois estados coerentes distintos $|\alpha\rangle$ e $|\alpha'\rangle$ é não nulo:

$$|\langle\alpha|\alpha'\rangle|^2 = e^{-|\alpha-\alpha'|^2}. \quad (2.40)$$

No contexto da teoria da informação usando qubits com estados coerentes, o qubit é codificado como $|0\rangle_L = |-\alpha\rangle$ e $|1\rangle_L = |\alpha\rangle$, assumindo α como um número real.

Nesta codificação, o produto interno ao quadrado entre os estados lógicos resulta em $|\langle 0|1\rangle|^2 = |\langle -\alpha|\alpha\rangle|^2 = e^{-4|\alpha|^2}$. A escolha do valor ótimo de α é essencial e depende do tipo específico de processamento de informações quânticas que será realizado, pois o desempenho de algumas portas quânticas varia conforme o valor de α . Por exemplo, alguns estudos usam $\alpha \geq 2$, enquanto outros estudos usam $\alpha \geq 1$ [29, 38].

Existem estados que formam superposição de estados coerentes, chamados de estados de gato, que neste contexto serão essenciais para manipular a informação quântica.

2.4.3 Estados de Gato de Schrödinger

O experimento mental conhecido como o "gato de Schrödinger" foi introduzido em 1935 pelo físico Erwin Schrödinger para ilustrar as complexidades da superposição quântica e as contradições aparentes ao aplicar a mecânica quântica a objetos macroscópicos. Nesta experiência mental, Schrödinger escreveu:

Qualquer um pode mesmo montar casos bem ridículos. talvez, no decurso de uma hora, um dos seus átomos decaia, mas também, com igual probabilidade, talvez nenhum se decaia; se isso acontecer, o tubo contador liberta uma descarga e através de um relé solta um martelo que estilhaça um pequeno frasco com ácido cianídrico. Se deixarmos todo este sistema isolado durante uma hora, então diremos que o gato ainda vive, se nenhum átomo decaiu durante esse tempo. A função- ψ do sistema como um todo iria expressar isto contendo em si mesma o gato vivo e o gato morto simultaneamente ou dispostos em partes iguais. É típico destes casos que uma indeterminação originalmente confinada

ao domínio atômico venha a transformar-se numa indeterminação macroscópica, a qual pode então ser resolvida pela observação direta. Isso previne-nos de tão ingenuamente aceitarmos como válido um "modelo impreciso" para representar a realidade. Em si mesma esta pode não incorporar nada de obscuro ou contraditório. Há uma diferença entre uma fotografia tremida ou desfocada e um instantâneo de nuvens e bancos de nevoeiro [41].

No fim de uma hora, a função de onda do gato tem a forma esquemática:

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\psi_{vivo}\rangle + |\psi_{morto}\rangle). \quad (2.41)$$

Os avanços na tecnologia permitiram a reprodução experimental de estados semelhantes aos "gatos de Schrödinger" em sistemas ópticos, com aplicações importantes em computação quântica e comunicação. De acordo com os estudos de Alexei Ourjoumtsev e colaboradores, foi demonstrada a produção experimental de gatos ópticos, ou seja, superposições de estados coerentes de luz. Estes estados são evidenciados pelas suas propriedades não-clássicas [42].

A função do estado de gato de Schrödinger pode ser definido como uma superposição de dois estados coerentes com fases opostas, $|\Psi_{\pm}(\alpha)\rangle$ é definida como [38]:

$$|\Psi_{\pm}(\alpha)\rangle = \frac{1}{\sqrt{\mathcal{N}_{\pm}(\alpha)}}(|-\alpha\rangle \pm |\alpha\rangle), \quad (2.42)$$

onde a constante de normalização $\mathcal{N}_{\pm}(\alpha) = 2 \pm 2e^{-2\alpha^2}$ é essencial para garantir que os estados sejam devidamente normalizados, ou seja, que possuam norma unitária. Ajustando o peso da superposição de estados coerentes, assegurando a correta definição dos estados quânticos normalizados.

Para a função $|\Psi_{+}(\alpha)\rangle$, ao ser expressa na base de número de fótons, terá:

$$|\Psi_{+}(\alpha)\rangle = \frac{e^{-\alpha^2/2}}{\sqrt{\mathcal{N}_{+}(\alpha)}} \left[\sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-\alpha)^n}{\sqrt{n!}} |n\rangle + \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}} |n\rangle \right] \quad (2.43)$$

$$= \frac{e^{-\alpha^2/2}}{\sqrt{\mathcal{N}_{+}(\alpha)}} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}} [(-1)^n + 1] |n\rangle \quad (2.44)$$

$$= \frac{e^{-\alpha^2/2}}{\sqrt{\mathcal{N}_{+}(\alpha)}} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(\alpha)^{2n}}{\sqrt{(2n)!}} |2n\rangle. \quad (2.45)$$

Para a função $|\Psi_{-}(\alpha)\rangle$, pode-se escrever como:

$$|\Psi_{-}(\alpha)\rangle = \frac{e^{-\alpha^2/2}}{\sqrt{\mathcal{N}_{-}(\alpha)}} \left[\sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-\alpha)^n}{\sqrt{n!}} |n\rangle - \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}} |n\rangle \right] \quad (2.46)$$

$$= \frac{e^{-\alpha^2/2}}{\sqrt{\mathcal{N}_-(\alpha)}} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}} [(-1)^n - 1] |n\rangle \quad (2.47)$$

$$= \frac{e^{-\alpha^2/2}}{\sqrt{\mathcal{N}_-(\alpha)}} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(\alpha)^{2n+1}}{\sqrt{(2n+1)!}} |2n+1\rangle. \quad (2.48)$$

A função do estado de gato de Schrödinger representa a superposição de dois estados coerentes de luz com amplitudes opostas $|\alpha\rangle$ e $|\alpha\rangle$ e servirá como estados de entrada no circuito óptico proposto.

2.5 Dispositivos Ópticos e Fidelidade

Para a construção dos circuitos quânticos apresentados neste trabalho, foi essencial compreender o comportamento dos dispositivos que compõem o campo da fotônica. Entre esses dispositivos, destacam-se as fontes, os *BS* (*beam splitter*), os *PS* (*phase shifter*), os fotodetectores e a métrica utilizada para analisar a superposição, denominada fidelidade [11].

Esses conceitos constituem a base principal deste capítulo, no qual será apresentado a modelagem teórica de cada um desses dispositivos. Com isso, será possível formular algoritmos capazes de simular dispositivos fotônicos utilizando qubits em estados coerentes e fazer análises teóricas e numéricas afim de simular circuitos quânticos fotônicos.

2.5.1 Laser Óptico

A teoria do laser baseia-se no princípio da amplificação da luz por emissão estimulada de radiação (LASER). O funcionamento de um amplificador óptico coerente, como um laser, ocorre por meio da emissão estimulada, onde um fóton induz um átomo emitindo um fóton idêntico ao inicial [39]. Esse processo se repete, resultando na amplificação da luz, conforme descrito por Einstein [3] e formalizado na teoria quântica da coerência por Glauber [30]. Seus componentes fundamentais são:

- Meio Ativo (Ganho):

Trata-se do material (por exemplo, cristais dopados como Nd:YAG, semicondutores ou meios gasosos) que, ao ser bombeado, seja por corrente elétrica ou por excitação óptica, apresenta uma inversão de população. Essa inversão permite a emissão estimulada de fótons, os quais compartilham características de fase bem definidas [43].

- Cavidade Óptica:

A cavidade forma um ressonador óptico, geralmente constituído por um espelho totalmente refletor e outro parcialmente transmissor. Essa estrutura seleciona modos estacionários do campo eletromagnético, resultando em emissão de luz com alta coerência temporal e espacial. A primeira refere-se à capacidade do feixe de manter uma fase constante ao longo do tempo, o que se traduz em uma largura de linha espectral muito estreita. Essa propriedade permite que o feixe seja considerado quase monocromático, sendo essencial para aplicações de interferometria e metrologia [30]. Já a coerência espacial diz respeito à uniformidade da fase do feixe em toda a sua seção transversal, resultando em um feixe altamente direcional e com baixa divergência. A coerência espacial é importante para o foco preciso e a propagação sem distorções em longas distâncias [43].

Já os lasers DFB (*distributed feedback*) são dispositivos semicondutores que integram uma rede de Bragg diretamente no meio ativo. Essa configuração de realimentação distribuída garante a operação em um único modo longitudinal com alta estabilidade, o que melhora tanto a coerência temporal quanto a espacial do feixe [44].

2.5.2 Fontes de Geração de Estados Coerentes e Estados de Gato

Como definido na equação (2.29) os estados coerentes são os que mais se assemelham à descrição clássica do campo eletromagnético, uma vez que minimizam as incertezas do par de operadores quadraturas e atingem o limite de Heisenberg [30, 43]. A própria emissão de um laser, por meio do processo de emissão estimulada, tende a produzir estados com essas características.

Os estados de gato dada pela equação (2.42) representam superposições quânticas de dois ou mais estados coerentes distintamente separados [38]. Essa superposição permite a visualização do paradoxo de Schrödinger [42].

A criação de tais estados em experimentos realistas é um tópico que muito tem-se estudado pois é um recurso fundamental em computação quântica tolerante a falhas e comunicação quântica, onde podem habilitar protocolos como teletransporte e medições de precisão [42]. No trabalho [42] demonstrou-se experimentalmente e teoricamente um métodos de produção destes estados usando a superposição de estados comprimidos dividindo um estado de Fock $|n\rangle$ em um BS 50/50 e medindo a quadratura de momento ($\hat{p}$) em um dos modos. Essa medição colapsa o outro modo em um estado cuja função de onda se assemelha a um estado de gato.

2.5.3 Beam Splitter (BS)

Um *BS* (divisor de feixes) é um dispositivo fundamental na óptica e computação quântica, que junta dois feixes de luz em dois caminhos, colocando a luz de ambos para interagir e gerar interferências construtivas ou destrutivas a depender da fase. Esse dispositivo é capaz de criar superposições com qubits.

Então quando dois estados quânticos $|\phi\rangle$ e $|\psi\rangle$ interagem com o *BS* sofre-se uma transformação na saída:

$$|\phi\rangle_1 |\psi\rangle_2 \rightarrow \hat{B}(\theta) |\phi\rangle_{1'} |\psi\rangle_{2'}, \quad (2.49)$$

onde o $\hat{B}$ é um operador unitário dado por:

$$\hat{B} = e^{[\theta(\hat{a}_1 \hat{a}_2^\dagger - \hat{a}_1^\dagger \hat{a}_2)]}. \quad (2.50)$$

Então quando dois estados coerentes $|\alpha\rangle_{in}$ e $|\beta\rangle_{in}$ atravessam um *BS*, pode-se escrever a seguinte relação de entrada e saída [34]:

$$|\alpha_{out}\rangle = |\cos(\theta)\alpha_{in} - \sin(\theta)\beta_{in}\rangle \quad (2.51)$$

e

$$|\beta_{out}\rangle = |\sin(\theta)\alpha_{in} + \cos(\theta)\beta_{in}\rangle. \quad (2.52)$$

E a transformação é descrita pela matriz:

$$BS(\theta) = \begin{bmatrix} \cos(\theta) & \sin(\theta) \\ \sin(\theta) & -\cos(\theta) \end{bmatrix}. \quad (2.53)$$

Definindo η como o coeficiente de reflexão e ρ como o coeficiente de transmissão, tomando $\eta = \cos^2(\theta)$ e $\rho = 1 - \eta$, pode-se ainda chegar a [38]:

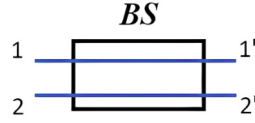
$$|\alpha_{out}\rangle = |\alpha_{in}\sqrt{\eta} - \beta_{in}\sqrt{\rho}\rangle \quad (2.54)$$

e

$$|\beta_{out}\rangle = |\beta_{in}\sqrt{\eta} + \alpha_{in}\sqrt{\rho}\rangle. \quad (2.55)$$

A representação simbólica de um *BS* é mostrada na Figura 2, onde as entradas são 1 e 2 e as saídas são 1' e 2' tal que $|\alpha_{in}, \beta_{in}\rangle \xrightarrow{BS} |\alpha_{out}, \beta_{out}\rangle$.

Figura 2 – Figura representativa de um *BS*.



Fonte: Elaborado pelo autor.

2.5.4 Phase Shifter (PS)

Um *PS* (deslocador de fase) é um dispositivo óptico linear de uma porta, que insere uma fase na entrada, ou seja, por exemplo, para qubits de estados coerentes quando se entra um estado coerente $|\alpha_{in}\rangle$, sai um $|\alpha_{out}\rangle$, cuja saída difere da entrada por um atraso de fase θ , onde o operador linear $\hat{U}(\theta)$ é dado por:

$$\hat{U}(\theta) = e^{i\theta\hat{a}^\dagger\hat{a}}. \quad (2.56)$$

Quando este operador linear, opera por exemplo em um estado coerente $|\alpha\rangle$ terá portanto o que se mostra [38]:

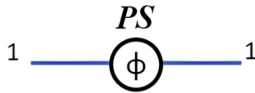
$$\hat{U}(\theta)|\alpha\rangle = |e^{j\theta}\alpha\rangle. \quad (2.57)$$

Quando este *PS* está está setado em π , terá:

$$\hat{U}(\pi)|1\rangle_L = \hat{U}(\pi)|\alpha\rangle = |e^{j\pi}\alpha\rangle = |-\alpha\rangle = |0\rangle_L. \quad (2.58)$$

O que pode-se concluir portanto, que o deslocador de fase setado em π se comporta como uma porta *X* para qubits de estados coerentes. O *PS* será representado ilustrativamente na Figura 3.

Figura 3 – Figura representativa de um *PS*.



Fonte: Elaborado pelo autor.

2.5.5 Fotodetectores

Os fotodetectores são dispositivos optoeletrônicos capazes de converter a energia dos fótons absorvidos em sinais elétricos. Esses dispositivos podem operar por meio do efeito fotoelétrico e um dos principais tipos especialmente utilizados em simulação óptico quânticos são os fotodiodos.

Nos fotodiodos semicondutores, a absorção de fótons gera pares elétron-buraco. Na junção $p-n$, o campo elétrico na camada de depleção separa esses portadores, movendo elétrons para a região n e buracos para a região p , este elétron é posteriormente acelerado em um potencial elétrico, causando uma avalanche de elétrons secundários. A corrente resultante nos diz que um fóton foi detectado [39].

No entanto, no contexto de estados coerentes, detectar luz ou a não luz não é suficiente para a análise, detecção e medição completa do estado; É preciso extrair informações contidas na luz e isso só é possível com a técnica de detecção coerente para extração de quadraturas do campo elétrico [45] .

Na detecção coerente há duas abordagens: detecção homódina e heteródina que são técnicas de demodulação que utilizam um oscilador local para extrair informações de um sinal recebido. Ambas permitem recuperar amplitude, fase e frequência do sinal [45]. Ressalta-se que a detecção heteródina explora essas novas abordagens quânticas e apresenta um bom desempenho quando se refere a estados coerentes [46, 47].

2.5.6 Fidelidade

A fidelidade é uma medida quantitativa da similaridade entre dois estados quânticos, refletindo quão próximos eles estão em termos de suas características estatísticas e de fase. Para estados puros, a fidelidade $\mathcal{F}$ entre os estados $|\psi\rangle$ e $|\phi\rangle$ é definida por [35]:

$$\mathcal{F}(|\psi\rangle, |\phi\rangle) = |\langle\psi|\phi\rangle|^2. \quad (2.59)$$

No caso dos estados coerentes da luz, a fidelidade entre dois estados coerentes $|\alpha\rangle$ e $|\beta\rangle$ pode ser expressa de forma analítica como [38, 29]:

$$\mathcal{F}(|\alpha\rangle, |\beta\rangle) = e^{-|\alpha-\beta|^2}. \quad (2.60)$$

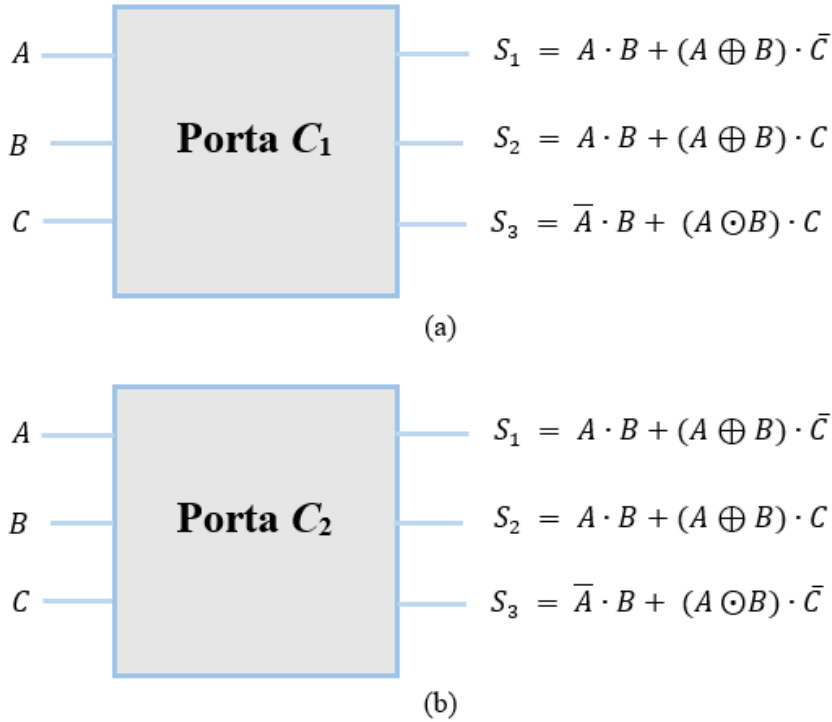
3 PROPOSTA DE PORTAS REVERSÍVEIS

Nesta seção, será proposto, com base em um estudo teórico, numérico e analítico, um sistema fotônico quântico capaz de implementar duas portas reversíveis, C_1 e C_2 , aptas a realizar diversas funções lógicas universais. Serão discutidas as matrizes características dessas portas, conforme definido na Seção 3.1, bem como os circuitos quânticos associados a cada uma delas. Além disso, será apresentado os resultados obtidos após a evolução do estado de entrada pelo circuito fotônico, considerando as medições realizadas com fotodetectores.

3.1 As Portas Reversíveis Propostas

No presente trabalho, são propostas duas portas reversíveis para três qubits, conforme ilustrado na Figura 4. As entradas lógicas para o sistema são representadas por A , B e C , enquanto as saídas correspondentes, determinadas pelas entradas, são indicadas por S_1 , S_2 e S_3 .

Figura 4 – Portas reversíveis propostas: (a) porta C_1 e (b) porta C_2 .



Fonte: Elaborada pelo autor.

A porta C_1 , Figura 4a, difere da porta C_2 , Figura 4b, apenas na saída S_3 . E as matrizes das mesmas são apresentadas, respectivamente, em (3.1) e (3.2):

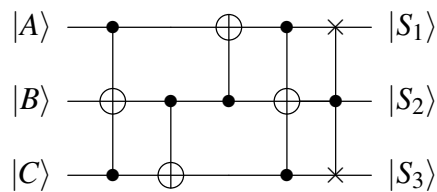
$$C_1 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.1)$$

e

$$C_2 = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}. \quad (3.2)$$

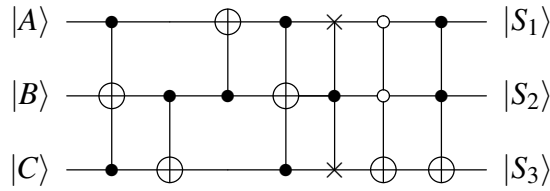
As Figuras 5 e 6 apresentam os circuitos quânticos não-otimizados para implementar as portas C_1 e C_2 , respectivamente. A construção desses circuitos usa-se apenas portas C-NOT, Toffoli e Fredkin.

Figura 5 – Circuitos quântico da porta C_1 .



Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 6 – Circuitos quântico da porta C_2 .

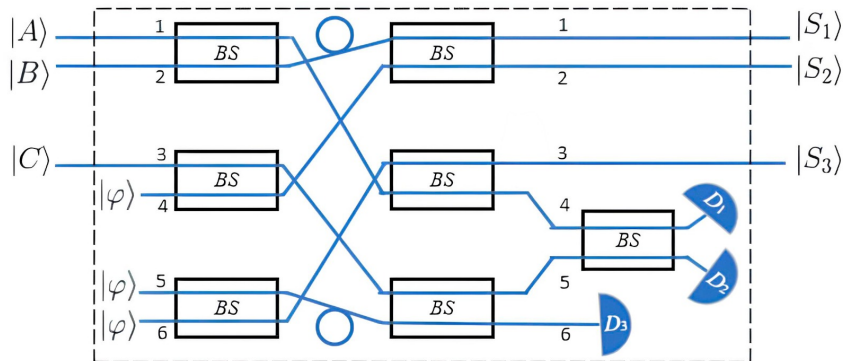


Fonte: Elaborada pelo autor.

3.2 Sistema Óptico Proposto

A Figura 7 apresenta um sistema óptico inédito que possui guias de ondas, sete BS 's, seis entradas e seis saídas, que é capaz de implementar as portas reversíveis C_1 e C_2 , probabilisticamente, usando óptica linear. O sistema óptico proposto opera através da manipulação de feixes de luz para implementar as operações lógicas.

Figura 7 – Sistema óptico que implementa as portas C_1 e C_2 usando apenas dispositivos ópticos lineares.



Fonte: Elaborado pelo autor.

Essa manipulação é realizada por meio de componentes ópticos como BS 's balanceados que direcionam e geram interferência entre feixes de luz de acordo com os princípios da óptica. Por fim, medições são realizadas com fotodetectores (D 's) para determinar se as operações lógicas desejadas foram obtidas.

O sistema óptico na Figura 7 utiliza-se de três estados auxiliares $|\varphi\rangle$ além das três entradas ($|A\rangle$, $|B\rangle$ e $|C\rangle$). Tais estados, tanto os de entrada quanto os auxiliares, são construídos a partir de estados coerentes da luz, como visto na Seção 2.4.1 e podem ser escritos na base dos estados de Fock, visto na equação (2.39).

Na área da informação quântica, a ortogonalidade entre os estados que representam os qubits lógicos é fundamental. Essa propriedade garante a distinção precisa das informações

armazenadas nos qubits, assegurando a confiabilidade e a precisão dos sistemas quânticos. Portanto, para estados coerentes $|\alpha\rangle$ e $|\beta\rangle$, o produto interno, da equação (2.40) pode ser então reescrita dado por:

$$|\langle\alpha|\beta\rangle|^2 = e^{-|\alpha-\beta|^2}. \quad (3.3)$$

Assim, os qubits lógicos podem ser codificados como explicado na Seção 2.4.2 e a distinguibilidade entre os mesmo é garantida, sejam quase ortogonais. Isso garante uma melhor discriminação entre os estados no espaço de fase, para um $|\alpha|^2 \geq 4$ [29].

Portanto, dois estados coerentes $|\alpha\rangle$ e $|\beta\rangle$ passam pelo *BS* configurado em 50/50 ($\theta = \pi/4$) conforme equações (2.54) e (2.55), seu estado na saída será [29]:

$$|\alpha, \beta\rangle \xrightarrow{BS} \left| \frac{\alpha - \beta}{\sqrt{2}}, \frac{\alpha + \beta}{\sqrt{2}} \right\rangle. \quad (3.4)$$

Então, conforme mostrado na Figura 4, e as equações de gato de Schrödinger (2.42), os estados de entrada são dado por $|A\rangle = \mathcal{N}_A(a_0|-\alpha\rangle + a_1|\alpha\rangle)$, $|B\rangle = \mathcal{N}_B(b_0|-\alpha\rangle + b_1|\alpha\rangle)$, $|C\rangle = \mathcal{N}_C(c_0|-\alpha\rangle + c_1|\alpha\rangle)$, e $|\varphi\rangle = \mathcal{N}(|-\alpha\rangle + |\alpha\rangle)$ com estado auxiliar, onde $\mathcal{N}'s$ são as constantes de normalização. Com isso, o estado de entrada, produto tensorial, $|\psi_{in}\rangle = |A\rangle_1 |B\rangle_2 |C\rangle_3 |\varphi\rangle_4 |\varphi\rangle_5 |\varphi\rangle_6$ e após esse estado evoluir pelo sistema óptico, obtem-se o seguinte estado na saída (antes das medições):

$$\begin{aligned} |\psi_{in}\rangle = & \mathcal{N}_A \mathcal{N}_B \mathcal{N}_C (a_0 b_0 c_0 |-\alpha, -\alpha, -\alpha\rangle + a_0 b_0 c_1 |-\alpha, -\alpha, \alpha\rangle + a_0 b_1 c_0 |-\alpha, \alpha, -\alpha\rangle + \\ & a_0 b_1 c_1 |-\alpha, \alpha, \alpha\rangle + a_1 b_0 c_0 |\alpha, -\alpha, -\alpha\rangle + a_1 b_0 c_1 |\alpha, -\alpha, \alpha\rangle + \\ & a_1 b_1 c_0 |\alpha, \alpha, -\alpha\rangle + a_1 b_1 c_1 |\alpha, \alpha, \alpha\rangle)_{123} \otimes |\varphi, \varphi, \varphi\rangle_{456}. \end{aligned} \quad (3.5)$$

Após esse estado evoluir pelo sistema óptico, obtem-se o seguinte estado na saída (antes das medições), estado $|\psi_{out}\rangle$, onde os três primeiros qubits (1, 2 e 3) correspondem às saídas S_1 , S_2 e S_3 da porta C_1 ou C_2 , conforme os resultados obtidos na medição dos três últimos qubits (4, 5 e 6):

$$|\psi_{out}\rangle \approx \frac{1}{2\sqrt{2}} |\psi_1\rangle_{123} |0, \pm\sqrt{2}\alpha, \pm\alpha\rangle_{456} + \frac{1}{2\sqrt{2}} |\psi_2\rangle |\pm\sqrt{2}\alpha, 0, \pm\alpha\rangle + \frac{\sqrt{3}}{2} |\psi_u\rangle_{1-6}, \quad (3.6)$$

onde:

$$\begin{aligned} |\psi_1\rangle \approx & a_0 b_0 c_0 |-\alpha, -\alpha, -\alpha\rangle + a_0 b_0 c_1 |-\alpha, -\alpha, \alpha\rangle + a_0 b_1 c_0 |-\alpha, \alpha, -\alpha\rangle + a_0 b_1 c_1 |-\alpha, \alpha, \alpha\rangle + \\ & a_1 b_0 c_0 |\alpha, -\alpha, -\alpha\rangle + a_1 b_0 c_1 |\alpha, -\alpha, \alpha\rangle + a_1 b_1 c_0 |\alpha, \alpha, -\alpha\rangle + a_1 b_1 c_1 |\alpha, \alpha, \alpha\rangle \end{aligned} \quad (3.7)$$

e

$$\begin{aligned}
 |\psi_2\rangle \approx & a_0 b_0 c_0 |-\alpha, -\alpha, \alpha\rangle + a_0 b_0 c_1 |-\alpha, -\alpha, -\alpha\rangle + a_0 b_1 c_0 |-\alpha, \alpha, -\alpha\rangle + a_0 b_1 c_1 |-\alpha, \alpha, \alpha\rangle + \\
 & a_1 b_0 c_0 |\alpha, -\alpha, -\alpha\rangle + a_1 b_0 c_1 |\alpha, -\alpha, \alpha\rangle + a_1 b_1 c_0 |\alpha, \alpha, \alpha\rangle + a_1 b_1 c_1 |\alpha, \alpha, -\alpha\rangle.
 \end{aligned}
 \tag{3.8}$$

São os estados desejados na saída das portas C_1 e C_2 , respectivamente, obtidos após a medição quando o sistema funciona e o estado $|\psi_u\rangle_{123}$ corresponde os casos que o sistema falha. Assim, na equação (3.6), quando houver detecção nos detectores D_2 e D_3 e nenhuma detecção em D_1 , o estado na saída é a equação (3.7) e quando houver apenas detecção em D_1 e D_3 e nenhuma detecção em D_2 , o estado da saída será a equação (3.8). Logo, nota-se na equação (3.6) que a probabilidade de obter tanto o estado $|\psi_1\rangle$ quanto o $|\psi_2\rangle$ é de até 1/8.

4 AVALIAÇÃO E ANÁLISE DOS RESULTADOS OBTIDOS

Após a formulação teórica das portas reversíveis propostas e do sistema óptico para sua implementação, este capítulo apresenta a análise dos resultados obtidos a partir das simulações realizadas. Primeiramente, são discutidas as funções lógicas que podem ser extraídas das portas C_1 e C_2 , seguidas da avaliação da cascata de operações que permite a implementação de portas controladas adicionais. Por fim, são apresentados os resultados numéricos obtidos, incluindo a fidelidade das portas propostas e a viabilidade da implementação óptica dentro das limitações experimentais.

4.1 Implementação de Funções Lógicas com as Portas C_1 e C_2

O sistema óptico proposto possui a capacidade de ser configurado, permitindo a obtenção de diversas funções lógicas a partir de uma única configuração inicial. Essa flexibilidade é alcançada através da pré-definição de uma das entradas do sistema conforme Figura 4, enquanto as demais entradas assumem diferentes valores para gerar as funções lógicas desejadas conforme mostrado sumarizadamente nas Tabelas 7 e 8.

Tabela 7 – Funções lógicas obtidas a partir do circuito C_1 .

Porta C_1	S_1	S_2	S_3
$A = 0$	$B \cdot \overline{C}$	$B \cdot C$	$B + C$
$A = 1$	$B + \overline{C}$	$B + C$	$B \cdot C$
$B = 0$	$A \cdot \overline{C}$	$A \cdot C$	$\overline{A} + C$
$B = 1$	$A + \overline{C}$	$A + C$	$\overline{A} + C$
$C = 0$	$A + B$	$A \cdot B$	$\overline{A} \cdot B$
$C = 1$	$A \cdot B$	$\overline{A + B}$	$A \cdot \overline{B}$

Tabela 8 – Funções lógicas obtidas a partir do circuito C_2 .

Porta C_2	S_1	S_2	S_3
$A = 0$	$B \cdot \bar{C}$	$B \cdot C$	$B + \bar{C}$
$A = 1$	$B + \bar{C}$	$B + C$	$B \cdot \bar{C}$
$B = 0$	$A \cdot \bar{C}$	$A \cdot C$	$\bar{A} \cdot \bar{C}$
$B = 1$	$A + \bar{C}$	$A + C$	$\bar{A} + \bar{C}$
$C = 0$	$A + B$	$A \cdot B$	$\bar{A} \cdot B$
$C = 1$	$A \cdot B$	$\overline{A + B}$	$\bar{A} \cdot B$

Pelas Tabelas 7 e 8 consegue-se obter portas lógicas universais AND, OR, NAND e/ou NOR essenciais no contexto da computação e agora para a computação quântica, com elas consegue-se chegar a quaisquer outra porta lógica.

Se for colocado um $PS(\pi)$ nas saídas S_1 , S_2 e S_3 resultará em portas complementares às das Tabelas 8 e 9.

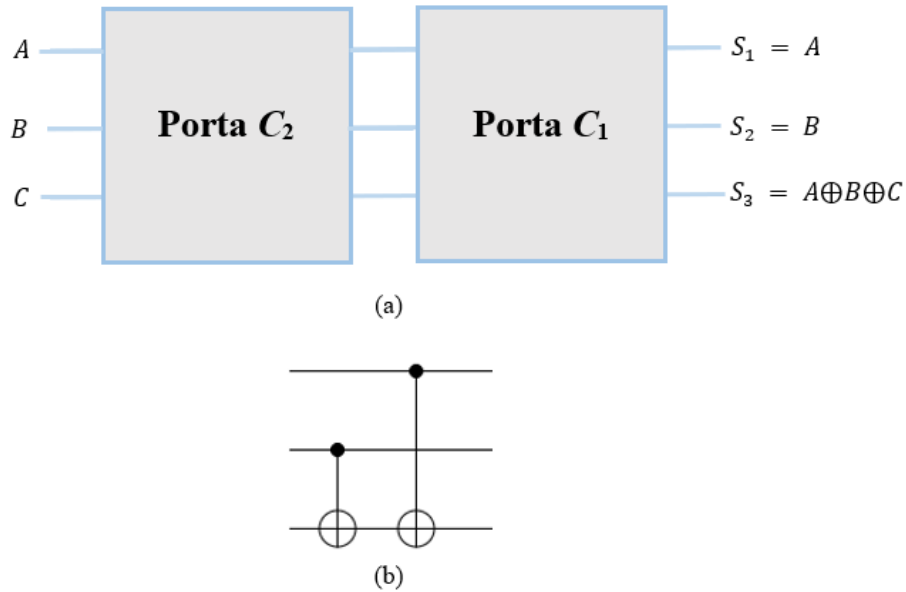
4.2 Cascadeamento das Portas C_1 e C_2 para Operações Controladas

Pode-se cascadear a porta C_1 seguida da porta C_2 , conforme mostrado na Figura 8a, para obter um circuito quântico mais complexo, (CC), constituído de duas portas C-NOTs, Figura 8b. Pode-se notar na Figura 8a que se a entrada C for pré-configurada em 0 ($C = 0$), tem-se a função NXOR de A e B na saída S_3 . Por outro lado, se $C = 1$, tem-se a função XOR de A e B conforme mostrado na Tabela 8. Ou seja, o Circuito CC é capaz de implementar a porta C-NOT e $\bar{C}$ -NOT.

Tabela 9 – Funções lógicas obtidas a partir do circuito CC.

Circuito CC	S_1	S_2	S_3
$C = 0$	A	B	$A \odot B$
$C = 1$	A	B	$A \oplus B$

Figura 8 – Circuito quântico obtido pelo (a) cascadeamento das portas C_1 e C_2 e que corresponde a (b) duas portas C -NOTs.



Fonte: Elaborado pelo autor.

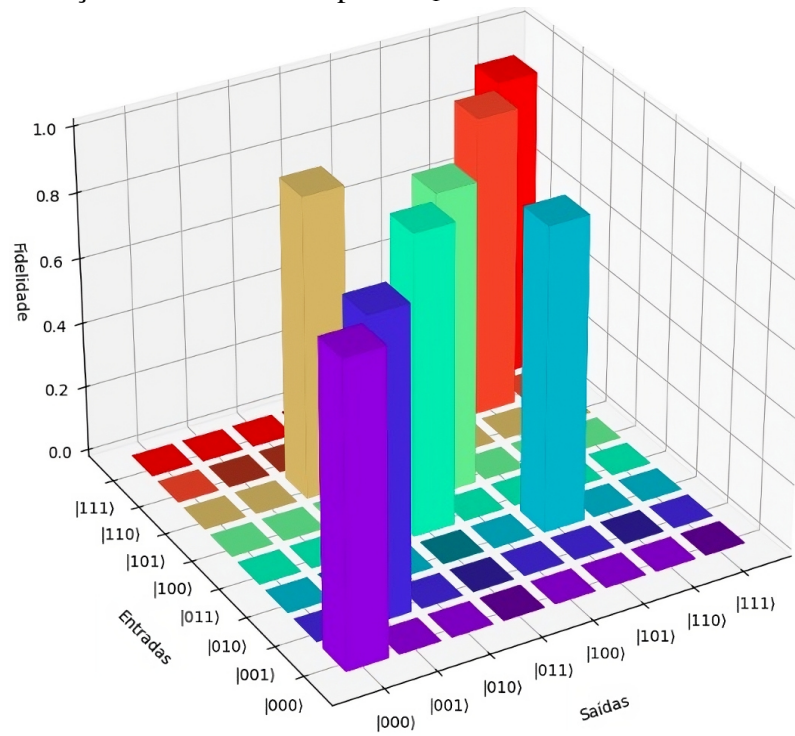
4.3 Análise Numérica e Avaliação da Fidelidade

Para validar o desempenho das portas reversíveis propostas, foram realizadas simulações numéricas utilizando a biblioteca *Strawberry Fields* [48], uma ferramenta desenvolvida para modelagem e simulação de circuitos quânticos baseados em óptica linear. A avaliação focou na fidelidade das operações realizadas, comparando os estados obtidos com os estados ideais esperados.

Os gráficos de barras da fidelidade, Figura 9 e 10, para as portas C_1 e C_2 , respectivamente, mostram a distribuição da fidelidade obtida em diferentes condições de entrada. Observa-se que, para certos estados iniciais, a fidelidade se mantém elevada, próxima de 1, indicando uma boa correspondência com o estado teórico ideal. A fidelidade média da porta C_1 foi de 92,32% com um desvio padrão médio de $\pm 1,70\%$, enquanto a fidelidade média da porta C_2 foi de 92,47% com um desvio padrão médio de $\pm 1,68\%$.

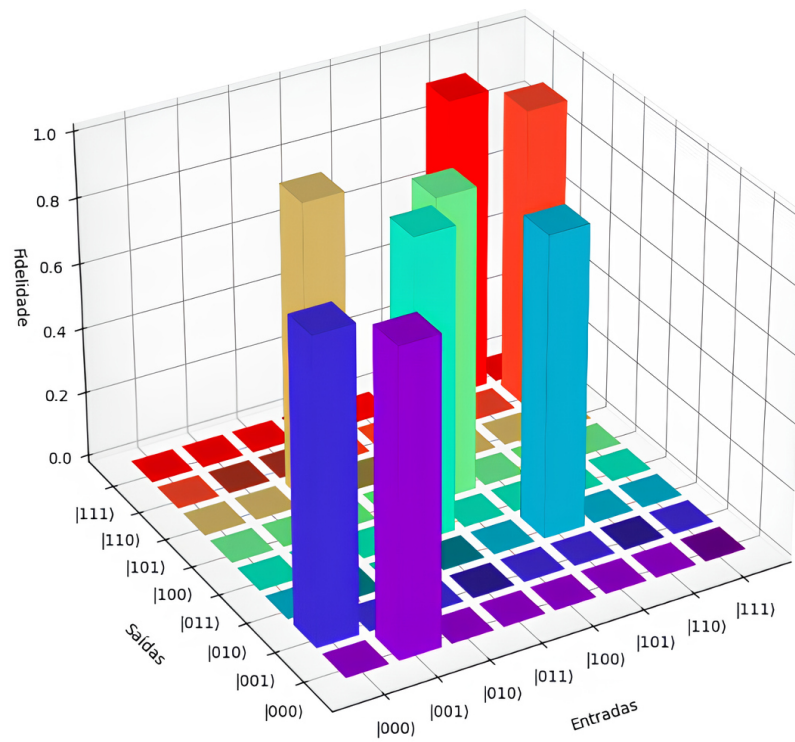
Os resultados indicam que as portas C_1 e C_2 conseguem implementar funções lógicas reversíveis para qubits de estados coerentes, embora com uma probabilidade de sucesso limitada, característica de esquemas probabilísticos baseados em medidas ópticas. O cascadeamento dessas portas permitiu a implementação da operação C -NOT, porém com uma redução ainda maior na probabilidade de sucesso, evidenciando a complexidade inerente à escalabilidade de arquiteturas quânticas ópticas.

Figura 9 – Distribuição de fidelidade da porta C_1 .



Fonte: Elaborado pelo autor.

Figura 10 – Distribuição de fidelidade da porta C_2 .



Fonte: Elaborado pelo autor.

Apesar das limitações impostas pela abordagem probabilística, os resultados obtidos demonstram que o modelo proposto pode ser uma alternativa viável para a implementação de operações lógicas reversíveis em computação quântica baseada em óptica linear. Melhorias na arquitetura, como o uso de estados auxiliares ou esquemas de correção de erros, podem contribuir para o aumento da taxa de sucesso das operações e a ampliação da aplicabilidade prática dessas portas.

5 CONCLUSÕES E TRABALHOS FUTUROS

Este trabalho apresentou o estudo e a proposta de duas portas reversíveis inéditas, C_1 e C_2 , para qubits de estados coerentes, explorando sua implementação probabilística em um sistema óptico baseado em dispositivos lineares. As portas foram desenvolvidas com foco em realizar funções lógicas fundamentais como AND, OR, NAND e/ou NOR a partir das demais entradas, e escaloná-lo para obter funções mais complexas. Essa flexibilidade possibilita a implementação das funções C -NOT e $\bar{C}$ -NOT. O sistema proposto demonstrou flexibilidade e potencial aplicabilidade na computação quântica, oferecendo uma probabilidade de sucesso para ambas as portas de até $1/8$.

Os resultados obtidos confirmaram a viabilidade teórica das portas e do sistema óptico proposto, apesar das limitações de probabilidade de sucesso intrínsecas a implementações probabilísticas, a abordagem representa um método inédito para a construção de portas lógicas utilizando a fotônica. Além de evidenciar sua capacidade de operar com alto grau de fidelidade.

Pesquisas futuras contemplam o desenvolvimento de portas reversíveis para estados coerentes, destacando a relevância dos dispositivos fotônicos na computação quântica e suas aplicações em áreas como criptografia, processamento de informações e simulação de sistemas físicos. Também incluem a otimização de sistemas ópticos e o desenvolvimento de circuitos quânticos ópticos avançados, como somadores servindo como blocos fundamentais para a construção de circuitos aritméticos quânticos mais complexos. Adicionalmente, pode-se utilizar ainda outros meios de codificar a informação como o uso de estados comprimidos [49, 50], GKP [51, 52, 53] e outros, podendo corroborar para a aplicação em computação e comunicação quântica.

REFERÊNCIAS

- 1 HEWITT, P. G. **Física conceitual**. [S.l.]: Bookman Editora, 2023.
- 2 TIPLER, P. A.; LLEWELLYN, R. A.; CZYCHOLL, G. **Moderne Physik**. [S.l.]: Oldenbourg, 2003.
- 3 EINSTEIN, A. Concerning an heuristic point of view toward the emission and transformation of light. **American Journal of Physics**, v. 33, n. 5, p. 367, 1965.
- 4 KAYE, P.; LAFLAMME, R.; MOSCA, M. **An introduction to quantum computing**. [S.l.]: OUP Oxford, 2006.
- 5 MOORE, G. E. Cramming more components onto integrated circuits. **Proceedings of the IEEE**, Ieee, v. 86, n. 1, p. 82–85, 1998.
- 6 MOORE, G. E. Progress in digital integrated electronics [technical literaiture, copyright 1975 ieee. reprinted, with permission. technical digest. international electron devices meeting, ieee, 1975, pp. 11-13.]. **IEEE Solid-State Circuits Society Newsletter**, IEEE, v. 11, n. 3, p. 36–37, 2006.
- 7 FERAIN, I.; COLINGE, C. A.; COLINGE, J.-P. Multigate transistors as the future of classical metal–oxide–semiconductor field-effect transistors. **Nature**, Nature Publishing Group UK London, v. 479, n. 7373, p. 310–316, 2011.
- 8 STAFFORD, C. A.; CARDAMONE, D. M.; MAZUMDAR, S. The quantum interference effect transistor. **Nanotechnology**, IOP Publishing, v. 18, n. 42, p. 424014, 2007.
- 9 ROY, A.; ENZ, C. Compact modeling of thermal noise in the mos transistor. **IEEE transactions on electron devices**, IEEE, v. 52, n. 4, p. 611–614, 2005.
- 10 FEYNMAN, R. P. Simulating physics with computers. In: **Feynman and computation**. [S.l.]: cRc Press, 2018. p. 133–153.
- 11 KNILL, E.; LAFLAMME, R.; MILBURN, G. J. A scheme for efficient quantum computation with linear optics. **Nature**, Nature Publishing Group, v. 409, n. 6816, p. 46, 2001.
- 12 NIELSEN, M. A.; CHUANG, I. L. **Quantum computation and quantum information**. [S.l.]: Cambridge university press, 2010.
- 13 IMAMOGLU, A. Are quantum dots useful for quantum computation? **Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures**, Elsevier, v. 16, n. 1, p. 47–50, 2003.
- 14 HERRERA-MARTÍ, D. A.; FOWLER, A. G.; JENNINGS, D.; RUDOLPH, T. Photonic implementation for the topological cluster-state quantum computer. **Physical Review A—Atomic, Molecular, and Optical Physics**, APS, v. 82, n. 3, p. 032332, 2010.
- 15 UHRIG, G. S. Keeping a quantum bit alive by optimized -pulse sequences. **Physical Review Letters**, American Physical Society, v. 98, n. 10, p. 100504, 2007.
- 16 YOU, J. Q.; NORI, F. Superconducting circuits and quantum information. **arXiv preprint quant-ph/0601121**, 2006.

- 17 MAKHLIN, Y.; SCHÖN, G.; SHNIRMAN, A. Josephson junction quantum logic gates. **Computer physics communications**, Elsevier, v. 127, n. 1, p. 156–164, 2000.
- 18 SCHREIER, J.; HOUCK, A. A.; KOCH, J.; SCHUSTER, D. I.; JOHNSON, B.; CHOW, J.; GAMBETTA, J. M.; MAJER, J.; FRUNZIO, L.; DEVORET, M. H. *et al.* Suppressing charge noise decoherence in superconducting charge qubits. **Physical Review B**, American Physical Society, v. 77, n. 18, p. 180502, 2008.
- 19 CHUANG, I. L.; GERSHENFELD, N.; KUBINEC, M. G.; LEUNG, D. W. Bulk quantum computation with nuclear magnetic resonance: theory and experiment. In: **Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences**. [S.l.]: The Royal Society, 1998. v. 454, p. 447–467.
- 20 VANDERSYPEN, L. M. K.; CHUANG, I. L. Nmr techniques for quantum control and computation. **Reviews of Modern Physics**, American Physical Society, January 2005.
- 21 VANDERSYPEN, L. M.; STEFFEN, M.; BREYTA, G.; YANNONI, C. S.; SHERWOOD, M. H.; CHUANG, I. L. Experimental realization of shor's quantum factoring algorithm using nuclear magnetic resonance. **Nature**, Nature Publishing Group UK London, v. 414, n. 6866, p. 883–887, 2001.
- 22 OSPELKAUS, C.; LANGER, C. E.; AMINI, J. M.; BROWN, K. R.; LEIBFRIED, D.; WINELAND, D. J. Trapped-ion quantum logic gates based on oscillating magnetic fields. **Physical Review Letters**, American Physical Society, v. 101, n. 9, p. 090502, 2008.
- 23 BERMUDEZ, A.; SCHMIDT, P. O.; PLENIO, M. B.; RETZKER, A. Robust trapped-ion quantum logic gates by continuous dynamical decoupling. **Physical Review A**, American Physical Society, v. 85, p. 040302(R), 2012.
- 24 GARCÍA-RIPOLL, J. J.; ZOLLER, P.; CIRAC, J. I. Speed optimized two-qubit gates with laser coherent control techniques for ion trap quantum computing. **Physical Review Letters**, APS, v. 91, n. 15, p. 157901, 2003.
- 25 JEONG, H.; KIM, M. S. Efficient quantum computation using coherent states. **Physical Review A**, APS, v. 65, n. 4, p. 042305, 2002.
- 26 KOK, P.; MUNRO, W. J.; NEMOTO, K.; RALPH, T. C.; DOWLING, J. P.; MILBURN, G. J. Linear optical quantum computing with photonic qubits. **Reviews of modern physics**, APS, v. 79, n. 1, p. 135–174, 2007.
- 27 OLIVEIRA, M. d. S. R. d.; VASCONCELOS, H.; SILVA, J. B. R. A probabilistic cnot gate for coherent state qubits. **Physics Letters A**, Elsevier, v. 377, n. 39, p. 2821–2825, 2013.
- 28 GLANCY, S.; LOSECCO, J.; VASCONCELOS, H.; TANNER, C. Imperfect detectors in linear optical quantum computers. **Physical Review A**, APS, v. 65, n. 6, p. 062317, 2002.
- 29 SILVA, J. B. R.; RAMOS, R. V. Smart generation of a tripartite ghz-type state for coherent state qubit. **Optics Communications**, Elsevier, v. 281, n. 9, p. 2705, 2008.
- 30 GLAUBER, R. J. The quantum theory of optical coherence. **Physical Review**, American Physical Society, v. 130, n. 6, p. 2529, 1963.

- 31 SILVA, J. B. R.; RAMOS, R. V. Implementations of quantum and classical gates with linear optical devices and photon number quantum non-demolition measurement for polarization encoded qubits. **Physics Letters A**, Elsevier, v. 359, n. 6, p. 592–596, 2006.
- 32 COPSEY, D.; OSKIN, M.; IMPENS, F.; METODIEV, T.; CROSS, A.; CHONG, F. T.; CHUANG, I. L.; KUBIATOWICZ, J. Toward a scalable, silicon-based quantum computing architecture. **IEEE Journal of selected topics in quantum electronics**, IEEE, v. 9, n. 6, p. 1552–1569, 2003.
- 33 O'BRIEN, J. L.; FURUSAWA, A.; VUČKOVIĆ, J. Photonic quantum technologies. **Nature photonics**, Nature Publishing Group UK London, v. 3, n. 12, p. 687–695, 2009.
- 34 JONES, J. A.; JAKSCH, D. **Quantum information, computation and communication**. [S.l.]: Cambridge University Press, 2012.
- 35 WONG, T. G. **Introduction to classical and quantum computing**. [S.l.]: Rooted Grove Omaha, 2022.
- 36 GRIFFITHS, D. J.; SCHROETER, D. F. **Introduction to quantum mechanics**. [S.l.]: Cambridge university press, 2019.
- 37 NIEMANN, P.; WILLE, R. **Compact Representations for the Design of Quantum Logic**. [S.l.]: Springer, 2017.
- 38 VASCONCELOS, H. H. M. de. **Topics in coherent state quantum computation and state purification**. [S.l.]: University of Notre Dame, 2006.
- 39 SALEH, B. E.; TEICH, M. C. **Fundamentals of photonics**. [S.l.]: John Wiley & sons, 2019.
- 40 SCULLY, M. O.; ZUBAIRY, M. S. **Quantum optics**. [S.l.]: Cambridge university press, 1997.
- 41 SCHRÖDINGER, E. Die gegenwärtige situation in der quantenmechanik. **Naturwissenschaften**, Springer-Verlag Berlin/Heidelberg, v. 23, n. 50, p. 844–849, 1935.
- 42 OURJOUNTSEV, A.; JEONG, H.; TUALLE-BROURI, R.; GRANGIER, P. Generation of optical 'schrödinger cats' from photon number states. **Nature**, Nature Publishing Group UK London, v. 448, n. 7155, p. 784–786, 2007.
- 43 WALLS, D.; MILBURN, G. J. Quantum information. In: **Quantum Optics**. [S.l.]: Springer, 2008. p. 307–346.
- 44 COLDREN, L. A.; CORZINE, S. W.; MASHANOVITCH, M. L. **Diode lasers and photonic integrated circuits**. [S.l.]: John Wiley & Sons, 2012. v. 218.
- 45 BARBOSA, F. A.; COELHO, A. S.; CASSEMIRO, K. N.; NUSSENZVEIG, P.; FABRE, C.; VILLAR, A. S.; MARTINELLI, M. Quantum state reconstruction of spectral field modes: Homodyne and resonator detection schemes. **Physical Review A—Atomic, Molecular, and Optical Physics**, APS, v. 88, n. 5, p. 052113, 2013.
- 46 SHAPIRO, J.; WAGNER, S. Phase and amplitude uncertainties in heterodyne detection. **IEEE Journal of Quantum Electronics**, IEEE, v. 20, n. 7, p. 803–813, 1984.

- 47 COLLETT, M.; LOUDON, R.; GARDINER, C. Quantum theory of optical homodyne and heterodyne detection. **Journal of Modern Optics**, Taylor & Francis, v. 34, n. 6-7, p. 881–902, 1987.
- 48 KILLORAN, N.; IZAAC, J.; QUESADA, N.; BERGHOLM, V.; AMY, M.; WEEDBROOK, C. Strawberry Fields: A Software Platform for Photonic Quantum Computing. **Quantum**, Verein zur Förderung des Open Access Publizierens in den Quantenwissenschaften, v. 3, p. 129, mar. 2019. ISSN 2521-327X.
- 49 KOROLEV, S.; BASHMAKOVA, E.; GOLUBEVA, T. Y. Error correction using squeezed fock states. **Quantum Information Processing**, Springer, v. 23, n. 10, p. 1–16, 2024.
- 50 LI, L. H.; ZHANG, D.-B.; WANG, Z. Quantum kernels with squeezed-state encoding for machine learning. **arXiv preprint arXiv:2108.11114**, 2021.
- 51 HASTRUP, J.; PARK, K.; BRASK, J. B.; FILIP, R.; ANDERSEN, U. L. Measurement-free preparation of grid states. **npj Quantum Information**, Nature Publishing Group UK London, v. 7, n. 1, p. 17, 2021.
- 52 QIANG, X.; ZHOU, X.; WANG, J.; WILKES, C. M.; LOKE, T.; O’GARA, S.; KLING, L.; MARSHALL, G. D.; SANTAGATI, R.; RALPH, T. C. *et al.* Large-scale silicon quantum photonics implementing arbitrary two-qubit processing. **Nature photonics**, Nature Publishing Group UK London, v. 12, n. 9, p. 534–539, 2018.
- 53 VASCONCELOS, H. M.; SANZ, L.; GLANCY, S. All-optical generation of states for “encoding a qubit in an oscillator”. **Optics letters**, Optical Society of America, v. 35, n. 19, p. 3261–3263, 2010.