

# Teletransporte Quântico: da ficção científica à realidade experimental

Quantum Teleportation: from science fiction to experimental reality

Malena Hor-Meyll<sup>\*1</sup>, Gabriela Barreto Lemos<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Universidade Federal do Rio de Janeiro, Instituto de Física, Centro de Tecnologia, 21941-909, Rio de Janeiro, RJ, Brasil.

Recebido em 19 de agosto de 2025. Revisado em 20 de novembro de 2025. Aceito em 20 de novembro de 2025.

O teletransporte quântico é a transferência de uma informação desconhecida entre dois pontos distantes do espaço, explorando recursos clássicos e quânticos. Bem conhecido dos admiradores da série *Star Trek*, quando se fala em teletransporte, a maioria das pessoas pensa em uma tecnologia capaz de desmaterializar um corpo em um lugar do espaço e reconstruí-lo instantaneamente em outro ponto distante. O conceito atual de teletransporte quântico difere bastante desse imaginário popular: não é a matéria que é transportada, mas a informação. O objetivo deste artigo é expor, de forma clara e sem pressupor conhecimento prévio de formalismo matemático ou de conceitos físicos avançados, como se realiza o teletransporte utilizando propriedades peculiares da mecânica quântica, que serão introduzidas ao longo do texto. Também abordamos aplicações tecnológicas do teletransporte quântico, como na comunicação e na internet quântica.

**Palavras-chave:** Teletransporte quântico, internet quântica, emaranhamento, comunicação quântica.

Quantum teleportation is the transfer of unknown information between two distant points in space, exploiting classical and quantum resources. Well known to fans of the *Star Trek* series, teleportation is often imagined as a technology that dematerializes a body at one location and reconstructs it instantly at another distant point in space. The current concept of quantum teleportation differs significantly from this popular image: it is not matter that is transported, but information. The purpose of this article is to provide a clear explanation of how teleportation can be achieved using the peculiar properties of quantum mechanics, which will be introduced throughout the text. We do not assume prior knowledge of advanced mathematical formalism or physical concepts. We also discuss technological applications of quantum teleportation, such as in quantum communication and in the quantum internet.

**Keywords:** Quantum teleportation, quantum internet, entanglement, quantum communication.

## 1. Introdução

O Ano Internacional da Ciência e Tecnologias Quânticas [1], declarado pela UNESCO em 2025 devido aos 100 anos da introdução da mecânica quântica matricial por Werner Heisenberg, Max Born e Pascual Jordan [2–4], é uma excelente e propícia oportunidade para fomentar a divulgação científica das já consolidadas áreas de computação e informação quântica. Com relação a esta última, nada pode ser mais interessante do que a concretização (para sistemas microscópicos e mesoscópicos) de um fenômeno que viveu por muitos anos no domínio da ficção científica: o teletransporte.

A ideia de teletransportar um objeto de um lugar para outro, de modo instantâneo e sem atravessar o espaço intermediário, sempre exerceu fascínio sobre cientistas, estudantes e público em geral. A ficção científica popularizou esse conceito: na série *Star Trek* (Jornada nas Estrelas) [5], por exemplo, a tripulação da nave

*Enterprise* é “desmaterializada” em um local e “rematerializada” em outro, como se a matéria fosse convertida em informação pura, transmitida e reconstruída sem qualquer deslocamento físico.

Na prática, tecnologias clássicas como o fax ou a digitalização de documentos podem ser consideradas “teletransportes clássicos”: a informação contida em uma folha de papel é lida, codificada em sinais elétricos ou ópticos que são transmitidos por fios ou ondas eletromagnéticas e, então, decodificada em outro local onde se pode reimprimir o documento original em outra folha de papel. Nesse caso, o documento original permanece intacto e cópias adicionais podem ser geradas indefinidamente. Isso seria inviável na física quântica, pois é impossível criar cópias exatas de sistemas quânticos desconhecidos, como discutiremos ao abordar o teorema da não-clonagem [6]. De modo intuitivo, o teorema da não-clonagem pode ser entendido como uma consequência direta do caráter probabilístico e não determinístico das medições quânticas. Enquanto no mundo clássico é possível inspecionar completamente o estado de um sistema sem modificá-lo – como copiar o conteúdo de

\*Endereço de correspondência: malena@if.ufrj.br

Editor-Chefe: Marcello Ferreira

um arquivo digital com o comando *Ctrl+C/Ctrl+V*, sem necessariamente ter informação do que está sendo copiado – em mecânica quântica a tentativa de medir um estado pode alterar o estado do próprio sistema. Assim, de modo geral, não é possível determinar todas as informações necessárias para reproduzir fielmente um estado quântico desconhecido. Qualquer tentativa de “copiar” o estado desconhecido de um sistema, à exceção de casos muitos específicos, inevitavelmente o perturba, modificando o estado original. Essa limitação é fundamental para a segurança de protocolos quânticos e distingue radicalmente o comportamento da informação quântica em relação à clássica.

O teletransporte quântico, proposto teoricamente por Bennett et al. em 1993 [7], é profundamente diferente tanto do que aparece em *Jornada nas Estrelas* quanto das tecnologias clássicas, como o fax. No teletransporte quântico, a matéria não viaja e não se cria uma cópia de um sistema físico: o que é “teletransportado” é o *estado quântico* de um sistema. Durante o processo, o estado inicial é “perdido” no local de origem e recriado fielmente em outro sistema distante, desde que exista um par de partículas correlacionadas quanticamente e um canal clássico de comunicação.

Cabe, neste momento, uma informação muito relevante para evitar interpretações erradas comumente encontradas na literatura de divulgação: embora o termo “teletransporte” possa sugerir que a informação seja transferida instantaneamente de um ponto a outro do espaço, o protocolo quântico não viola os limites da relatividade. Nenhuma informação útil é transmitida mais rapidamente que a luz: a etapa final do processo depende sempre de uma comunicação clássica entre os participantes.

Essa distinção essencial será retomada na discussão final do artigo.

Desde sua formulação, o protocolo passou rapidamente do campo teórico para a experimentação. Em 1997, Bouwmeester et al. [8] realizaram a primeira demonstração experimental com fótons polarizados, seguida em 1998 por Boschi et al. [9]. Na década de 2000, experimentos com íons aprisionados [10, 11] mostraram teletransporte determinístico com alta fidelidade. Trabalhos subsequentes estenderam a técnica a spin de elétrons [12] e a fibras ópticas compatíveis com telecomunicações [13], preparando o caminho para redes quânticas de longa distância. Em 2025, avanços incluem a interligação de processadores quânticos [14], consolidando o teletransporte como peça-chave no desenvolvimento de tecnologias emergentes, como redes de comunicação seguras, repetidores quânticos e a futura internet quântica [15].

Diversos trabalhos recentes têm explorado abordagens didáticas para introduzir conceitos de informação e computação quântica no ensino superior e na divulgação científica. Uma visão panorâmica desses esforços pode ser encontrada na *Resource Letter on Quantum Information* publicada na *Revista Brasileira de Ensino de*

*Física* [16], que reúne artigos nacionais voltados à introdução de tópicos de teoria da informação quântica. No contexto internacional, a *American Journal of Physics* e a *European Journal of Physics* também têm publicado contribuições relevantes que buscam traduzir fenômenos quânticos complexos em termos acessíveis a estudantes e educadores [17, 18]. No entanto, poucos textos apresentam de forma integrada o formalismo elementar e a implementação experimental do teletransporte quântico com o mesmo enfoque conceitual e didático. Assim, o presente artigo se propõe a preencher essa lacuna, oferecendo uma exposição completa e acessível do tema, sem recorrer a formalismo avançado e com ênfase em suas aplicações contemporâneas.

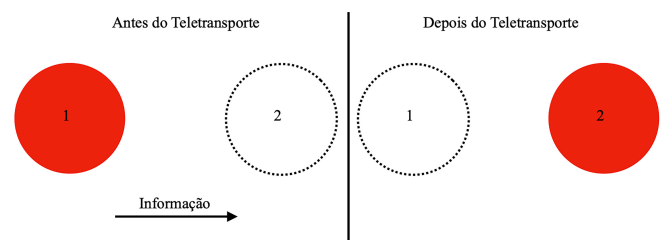
Para prosseguir, começaremos com um exemplo clássico que ajuda a visualizar a ideia de “teletransportar” informação. Em seguida, introduziremos, de forma simples, os conceitos básicos de informação quântica necessários para compreender como o protocolo funciona na prática.

## 2. O Que é Teletransporte? Um Exemplo Clássico

Para esclarecer exatamente o que significa “teletransportar”, consideremos um exemplo no domínio clássico. Não nos interessa, por ora, o mecanismo físico responsável pela operação, mas apenas o resultado final: a transferência de informação de um lugar para outro do espaço, sem que o sistema que contém a informação se mova.

Quando dizemos “estado” em física, seja na clássica ou na quântica, referimo-nos ao conjunto de informações que descrevem completamente uma propriedade do sistema naquele momento. No caso clássico, pode ser algo como a cor de uma bola, a posição de um planeta ou a velocidade de um carro; no caso quântico, pode ser, por exemplo, a polarização de um fóton ou o spin de um elétron.

Considere duas bolas, denotadas por 1 e 2, separadas espacialmente conforme o lado esquerdo da Fig. 1. A *propriedade* de interesse é a “cor” da bola 1. A *informação* (ou estado) associada a essa propriedade, neste caso, é “vermelha”. A cor inicial da bola 2 é irrelevante, o que está indicado pela linha pontilhada. Teletransportar a informação significa que, ao final do processo, a bola 2 assumirá a cor vermelha sendo a cor



**Figura 1:** Ideia central do teletransporte.

final da bola 1 irrelevante, novamente representada por uma linha pontilhada. Esse processo é realizado sem que as bolas se movam e sem que o agente que realiza o teletransporte precise conhecer a cor inicial da bola 1.

Essa analogia é útil para ilustrar também uma restrição da física quântica que não existe na física clássica determinística. No caso das bolas (clássicas), poderíamos facilmente fazer cópias perfeitas da cor e aplicá-las a quantas bolas quiséssemos, sem afetar a original. No mundo quântico, isso é impossível devido ao teorema da não-clonagem [6, 19], que afirma não existir um processo universal capaz de criar uma cópia idêntica de um estado quântico arbitrário e desconhecido. Isso está relacionado ao fato de que, diferentemente da informação clássica, um estado quântico arbitrário não pode ser medido sem ser perturbado: qualquer tentativa de “observar” o estado pode alterar suas propriedades. Assim, no teletransporte quântico, a informação do estado inicial é *destruída* no local de origem no momento da medição e posteriormente recuperada no destino, sem que existam duas cópias idênticas simultaneamente.

Essa limitação fundamental explica porque o teletransporte quântico não é como um “fax quântico” que apenas copia a informação: ele transfere o estado de um sistema para outro e apaga o original no processo. No análogo quântico do nosso exemplo, a cor da bola 1 ao final do teletransporte seria alterada.

### 2.1. O que é um estado quântico?

Antes de introduzirmos os elementos básicos de informação quântica, é importante compreender melhor o que se entende por *estado quântico*. Em mecânica clássica, o estado de um sistema físico é determinado por grandezas bem definidas, como posição e momento. No entanto, em mecânica quântica algumas grandezas físicas podem não ser simultaneamente bem definidas (como por exemplo posição e momento!). O estado de um sistema quântico é representado por um vetor abstrato (no sentido de que não temos necessariamente uma visão pictórica do mesmo) no chamado espaço de Hilbert. Este vetor contém todas as informações acessíveis sobre o sistema. Porém, estas informações são apenas as probabilidades de se obter certos resultados na medida de grandezas físicas. O vetor de estado, denotado por *ket*, tem a seguinte representação simbólica:  $|\psi\rangle$ . Por exemplo, o estado  $|\frac{1}{2}\rangle$  pode representar uma partícula com uma propriedade bem definida (como um spin “para cima”), enquanto o estado  $|\frac{1}{2}\rangle$  representa a propriedade oposta (spin “para baixo”). Todavia, o estado mais geral, como veremos, pode ser uma superposição destes dois estados, o que pode levar à indeterminação do resultado de uma medida que discrimine  $|\frac{1}{2}\rangle$  e  $|\frac{1}{2}\rangle$ . As informações acessíveis são apenas as *probabilidades* de obtermos  $|\frac{1}{2}\rangle$  e  $|\frac{1}{2}\rangle$ . Cabe notar que ao se realizar esta medida no estado superposto, o observador altera necessariamente o estado do sistema. Esta alteração é conhecida como o “colapso da medida”. A determinação concreta destas

probabilidades, a partir do estado  $|\psi\rangle$ , será ilustrada em detalhes na próxima seção.

## 3. Conceitos Elementares de Informação Quântica

Os computadores clássicos utilizam como unidade básica de informação o *bit* (*binary digit*), que pode assumir apenas dois valores: 0 ou 1. Uma boa analogia é imaginar uma corda oscilando na direção horizontal (0) ou na direção vertical (1). No computador quântico, a unidade básica é o *qbit* (*quantum bit*), cujo estado geral é uma superposição dos estados quânticos  $|0\rangle$  e  $|1\rangle$ :

$$|\psi\rangle = a|0\rangle + b|1\rangle, \quad (1)$$

onde  $a$  e  $b$  são números complexos e  $|a|^2 + |b|^2 = 1$ . A superposição, embora cause estranheza a princípio, pode ser compreendida usando a analogia da corda: se ela oscila na direção diagonal, o movimento pode ser interpretado como a soma (superposição) de uma oscilação horizontal ( $|0\rangle$ ) com outra vertical ( $|1\rangle$ ) com amplitudes de mesmo módulo ( $|a| = |b|$ ). Ao medir o qbit na base computacional  $\{|0\rangle, |1\rangle\}$ , obtemos  $|0\rangle$  com probabilidade  $|a|^2$  e  $|1\rangle$  com probabilidade  $|b|^2$ . Após a medida, o estado “colapsa” para o valor observado. Cabe aqui uma observação importante. A superposição de ponto de vista quântico significa que o sistema possui potencial para manifestar um ou outro resultado numa medida cujos resultados possíveis são  $|0\rangle$  e  $|1\rangle$ . A noção de superposição e colapso da medida é o que diferencia os bits quânticos dos clássicos e pavimenta o caminho para compreender fenômenos como o emaranhamento e o teletransporte quântico.

A superposição é diferente de uma moeda lançada ao ar que ainda não se revelou como “cara” ou “coroa”, o que chamamos de “estado mistura estatística”. Um qbit em superposição também contém o potencial de ambos os resultados, sem que se possa prever qual surgirá até o instante da medição. Entretanto, no cenário quântico, a indeterminação é intrínseca da teoria. No caso da moeda, poderíamos prever o resultado da medida se pudéssemos saber as exatas condições em que o experimento fora realizado e as exatas posição e velocidade iniciais da moeda. Chamamos isso de incerteza clássica (por ignorância). Já no caso do qbit, a indeterminação quântica é inerente ao sistema, não apenas uma ignorância do observador em relação às condições iniciais do experimento.

Assim como em uma cadeia de bits clássicos, podemos combinar<sup>1</sup> qbits para representar mais informação. Com dois qbits, a base computacional tem quatro estados  $|00\rangle, |01\rangle, |10\rangle, |11\rangle$ . O estado mais geral é uma superposição linear desses estados:

$$|\Phi\rangle = a|00\rangle + b|01\rangle + c|10\rangle + d|11\rangle, \quad (2)$$

<sup>1</sup> Nesse contexto, “combinar” significa tomar o *produto tensorial*:  $|x\rangle \otimes |y\rangle \equiv |xy\rangle$ .

onde  $|a|^2 + |b|^2 + |c|^2 + |d|^2 = 1$  e os qbits estão representados pela ordem em que aparecem em cada termo. Se denotarmos um qbit por A e outro por B, o primeiro termo de cada par representa o qbit A e o segundo o qbit B. Por exemplo, no estado  $|10\rangle$ , o qbit A tem o valor 1 ao passo que o qbit B tem o valor 0. Ao medir na base computacional, as probabilidades de obter os estados  $|00\rangle$ ,  $|01\rangle$ ,  $|10\rangle$ ,  $|11\rangle$  são, respectivamente,  $|a|^2$ ,  $|b|^2$ ,  $|c|^2$ ,  $|d|^2$ .

A possibilidade de superposição envolvendo vários qbits tem consequências fundamentais na mecânica quântica e está no cerne do teletransporte. Uma das consequências mais relevantes, tanto do ponto de vista fundamental como de aplicações, é um fenômeno sem análogo clássico denominado *emaranhamento quântico*. Formalmente, dizemos que um estado como o da Equação (2) é não emaranhado (separável ou estado produto) quando puder ser escrito como

$$|\psi\rangle = |\alpha\rangle \otimes |\beta\rangle,$$

com  $|\alpha\rangle$  e  $|\beta\rangle$  estados de um qbit como os da Equação (1). São exemplos de estados separáveis:

$$\begin{aligned} |0\rangle \otimes |1\rangle &= |01\rangle \\ \frac{|0\rangle + |1\rangle}{\sqrt{2}} \otimes |0\rangle &= \frac{|00\rangle + |10\rangle}{\sqrt{2}} \end{aligned} \quad (3)$$

Se *não* for possível escrever o estado da Equação (2) como produto tensorial de dois estados de um qbit, dizemos que ele é emaranhado.

No caso de dois qbits, os quatro estados a seguir, denominados “Estados de Bell” e largamente utilizados na área de informação quântica, são exemplos de estados maximamente emaranhados:

$$\begin{aligned} |\Phi^\pm\rangle &= \frac{|00\rangle \pm |11\rangle}{\sqrt{2}}, \\ |\Psi^\pm\rangle &= \frac{|01\rangle \pm |10\rangle}{\sqrt{2}}. \end{aligned} \quad (4)$$

Em uma medida na base computacional,  $|\Phi^\pm\rangle$  exibem correlação (resultados iguais) e  $|\Psi^\pm\rangle$  exibem anticorrelação (resultados opostos). Esse comportamento, conhecido como *não localidade*, não implica transmissão instantânea de informação, mas revela que as propriedades de sistemas quânticos emaranhados não podem ser descritas isoladamente. É justamente essa interdependência que torna o emaranhamento um recurso central para experimentos de teletransporte e comunicação quântica.

Uma maneira direta de ver, por exemplo, que  $|\Phi^+\rangle$  não é um estado separável, é tentar escrevê-lo como o produto de dois estados de um qbit, com coeficientes  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  e  $\delta$  a serem determinados:

$$\begin{aligned} (\alpha|0\rangle + \beta|1\rangle) \otimes (\gamma|0\rangle + \delta|1\rangle) \\ = \alpha\gamma|00\rangle + \alpha\delta|01\rangle + \beta\gamma|10\rangle + \beta\delta|11\rangle \end{aligned} \quad (5)$$

Reescrevendo  $|\Phi^+\rangle$  com os coeficientes explícitos de cada termo, vem:

$$|\Phi^+\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}|00\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}}|11\rangle \quad (6)$$

Igualando coeficientes das Equações (5) e (6), obtemos o sistema:

$$\begin{cases} \alpha\gamma = \frac{1}{\sqrt{2}} \\ \alpha\delta = 0 \\ \beta\gamma = 0 \\ \beta\delta = \frac{1}{\sqrt{2}} \end{cases}$$

Das duas igualdades nulas, segue que  $\alpha = 0$  ou  $\delta = 0$  e  $\beta = 0$  ou  $\gamma = 0$ . Mas as igualdades não-nulas exigem simultaneamente  $\alpha\gamma \neq 0$  e  $\beta\delta \neq 0$ . As duas condições são incompatíveis. Logo, não existem  $\alpha, \beta, \gamma, \delta$  que satisfaçam todas as equações e portanto  $|\Phi^+\rangle$  *não* é fatorável.

O emaranhamento constitui o recurso central que viabiliza protocolos como o teletransporte e a codificação densa<sup>2</sup> [20], além de estar associado às vantagens potenciais dos algoritmos quânticos sobre os clássicos.

### 3.1. Correlação clássica versus emaranhamento quântico

Para compreender melhor o que distingue uma correlação clássica de uma correlação quântica, o denominado emaranhamento, podemos recorrer a uma sequência de experimentos mentais simples.

**1. Aleatoriedade e decorrelação clássica.** Imagine dois observadores, Alice e Bob, que estão distantes – digamos, no Rio de Janeiro e em Tóquio. Cada um lança uma moeda cem vezes e registra seus resultados. Após a comparação, ambos verificam que não há nenhuma relação entre as sequências obtidas: os resultados são aleatórios e independentes. Essa situação representa o comportamento de sistemas clássicos não correlacionados.

**2. Correlação clássica.** Agora, suponha que Alice envie para Bob cem caixas, cada uma contendo uma luva, sendo que ele guarda a luva complementar (esquerda ou direita). Quando Alice abre sua caixa e encontra uma luva esquerda, sabe imediatamente que Bob possui a direita. Essa é uma *correlação clássica*: os resultados são determinados desde o início, sendo apenas *revelados* pela observação. Mesmo que um espião intercepte as caixas,

<sup>2</sup> A *codificação densa quântica* (ou *dense coding*) é um protocolo em que dois bits clássicos de informação podem ser transmitidos usando apenas um único qbit, desde que o emissor e o receptor compartilhem previamente um par emaranhado. Esse protocolo foi proposto por Bennett e Wiesner em 1992 e é considerado o “complemento” do teletransporte quântico, pois utiliza o emaranhamento para aumentar a capacidade de comunicação em vez de teletransportar estados.

ele pode abrir e ver qual luva está dentro sem alterar o sistema. Essa situação remete ao termo “realismo” na mecânica quântica para enfatizar a situação em que os estados já estão previamente determinados e não são alterados pela medida.

**3. Correlação quântica e o papel do emaranhamento.** Consideremos agora que Alice e Bob compartilham pares de *moedas quânticas* – partículas preparadas em um estado emaranhado, análogo ao estado de Bell  $|\Phi^+\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|00\rangle + |11\rangle)$ . Vamos supor que medir “cara” e “coroa” corresponde a uma medida na base computacional, respectivamente,  $|0\rangle$  ou  $|1\rangle$ . Cada moeda, quando observada separadamente, apresenta um resultado totalmente imprevisível: pode dar “cara” ou “coroa” com igual probabilidade. Contudo, sempre que Alice mede “cara” (“coroa”), imediatamente ela adquire a informação de que se Bob medisse seu estado na base computacional ele obterá “cara” (“coroa”) também. A recíproca é verdadeira em relação a Bob ou mesmo se os dois fizessem a medida simultaneamente nos seus qbits. A palavra chave é *correlação*, independentemente do agente que mede. O requisito das medidas terem que ser realizadas na mesma base é muito sutil e complexo para ser discutido no escopo do artigo. Para uma discussão mais profunda neste tópico recomendamos a Ref. [19]. As duas medições parecem agir como se houvesse uma ligação invisível entre as partículas – uma conexão que persiste mesmo a grandes distâncias e que não pode ser explicada alegando que as moedas já estavam em estados pré-determinados (realismo). Essa correlação quântica é diferente de qualquer correlação clássica porque os resultados não estão definidos antes da medida.

**4. O espião e a fragilidade do emaranhamento.** Suponha agora que um espião tente interceptar a moeda de Alice antes que ela a observe, medindo seu estado e reenviando-a. O espião verá uma sequência aleatória – cara, coroa, cara... – mas, ao fazê-lo, destruirá o emaranhamento entre as moedas. Quando Alice e Bob comparam seus resultados, percebem que as correlações perfeitas não aparecem em todos os casos.

A propriedade de que no domínio quântico “uma observação externa pode alterar o estado de um sistema” é precisamente o fundamento da segurança da criptografia quântica, ilustrada pelo protocolo E91 [21]. Nesse esquema, se um espião tentar medir os qbits transmitidos, destruirá as correlações quânticas, introduzindo erros estatisticamente detectáveis que denunciam sua presença. Assim, o emaranhamento não apenas exemplifica um fenômeno não clássico, mas também se torna um recurso físico com aplicações reais em comunicação segura e, futuramente, em redes quânticas distribuídas.

#### 4. Algoritmos, Portas Lógicas e Circuitos Quânticos

Um algoritmo, seja clássico ou quântico, é uma sequência de operações que transforma uma entrada de dados em

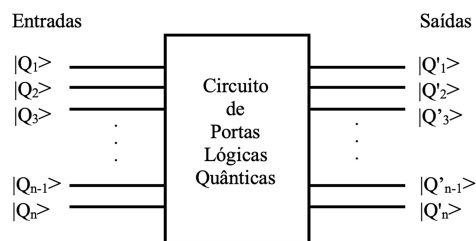


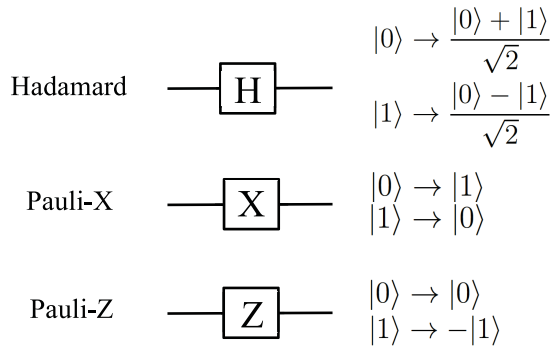
Figura 2: Circuito quântico.

uma saída que corresponde à solução de um problema específico. Em um computador, isso é como seguir uma receita: cada passo é uma instrução que permite atingir o resultado final. No caso quântico, essas operações são realizadas por portas lógicas quânticas que, combinadas, formam um circuito, como esquematizado na Fig. 2, onde cada linha da esquerda (direita) representa um qbit de entrada (saída). Assim como portas lógicas clássicas transformam bits (por exemplo, a porta NOT troca 0 por 1), as portas quânticas transformam qbits, mas com uma diferença crucial: elas preservam a superposição quântica. Isto significa que se o estado de entrada é uma superposição de termos, o estado de saída será uma superposição dos estados de saída da porta relativos a cada termo. As portas Pauli-X e Pauli-Z, por exemplo, realizam inversões e mudanças de fase que são essenciais para manipular estados quânticos. Uma porta essencial na informação quântica é a porta de Hadamard  $H$ : uma operação de um único qubit que cria uma superposição balanceada (com coeficientes iguais a  $1/\sqrt{2}$ ) dos estados da base computacional.

A seguir, apresentamos as portas necessárias para o circuito de teletransporte, juntamente com a atuação correspondente nos estados da base computacional e, na próxima seção, veremos como elas se combinam no protocolo. As portas lógicas quânticas podem ter um número arbitrário de entradas, mas para nossos propósitos basta discutir as de um e de dois qbits. As portas de um qbit são representadas por um retângulo com uma letra indicando sua função, como mostra a Fig. 3. Devido à linearidade da mecânica quântica, é suficiente indicar a ação da porta sobre os estados  $|0\rangle$  e  $|1\rangle$ : o resultado sobre um estado como o da Equação (1) é obtido aplicando-a separadamente a cada termo da superposição. Por exemplo, na porta Z, teríamos a saída ilustrada na Fig. 4.

Alguns algoritmos, como o teletransporte, requerem medidas na base computacional. O resultado é sempre um *bit* clássico, isto é, 0 ou 1. A medida, cujo símbolo é ilustrado na Fig. 5, transforma o qbit  $a|0\rangle + b|1\rangle$  em um bit clássico probabilístico: 0 com probabilidade  $|a|^2$  e 1 com probabilidade  $|b|^2$ . Nos diagramas de circuito, representamos esse bit clássico com uma linha dupla.

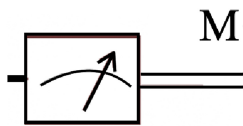
O algoritmo de teletransporte envolve uma única porta lógica de dois qbits, denominada CNOT (*Controlled-NOT*), cujo símbolo e transformação na base computacional são ilustrados na Fig. 6. O estado



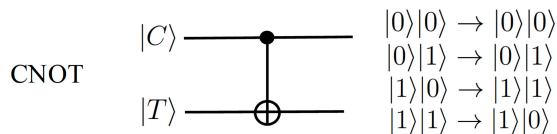
**Figura 3:** Portas lógicas quânticas de 1 qbit.



**Figura 4:** Estado de superposição na entrada da porta Pauli-Z.



**Figura 5:** Representação de medição na base computacional.



**Figura 6:** Porta CNOT.

do primeiro qbit (*controle*) determina se o segundo (*alvo*, “*target*” no inglês) é alterado: se o controle está em  $|0\rangle$ , o alvo não muda; se está em  $|1\rangle$ , aplica-se nele a porta X (negação). Essa porta é capaz de criar ou desfazer emaranhamento entre dois qbits inicialmente em um dos estados da base computacional. Por exemplo, considere o estado  $|00\rangle$ . Aplicando Hadamard no *primeiro* qbit e, em seguida, CNOT com *controle no primeiro* qbit e *alvo no segundo* qbit, obtemos :

$$|00\rangle \xrightarrow{H \otimes I} \frac{|00\rangle + |10\rangle}{\sqrt{2}} \xrightarrow{\text{CNOT}} \frac{|00\rangle + |11\rangle}{\sqrt{2}}. \quad (7)$$

Note que o estado obtido na Equação (7) é exatamente o estado de Bell  $|\Phi^+\rangle$  introduzido anteriormente na Equação (4). Esse estado é um dos quatro estados maximamente emaranhados e constitui o recurso fundamental utilizado no protocolo de teletransporte quântico.

As portas e operações apresentadas até aqui formam o vocabulário básico da computação quântica. A seguir, elas serão combinadas em uma sequência cuidadosamente planejada – o algoritmo de teletransporte – para realizar uma tarefa que, à primeira vista, pareceria

impossível: transferir um estado quântico sem mover a partícula original.

Para uma explicação mais completa dos fundamentos básicos da mecânica quântica e das portas lógicas, sugerimos o livro da Ref. [19].

## 5. Algoritmo de Teletransporte Quântico

Após apresentar as portas lógicas, a medida e o conceito de circuito quântico, podemos agora compreender como eles se combinam no protocolo de teletransporte. O algoritmo de teletransporte que vamos discutir baseia-se na proposta do artigo seminal “Teleporting an unknown quantum state via dual classical and Einstein-Podolsky-Rosen channels” [7] de 1993. A ideia central é permitir que dois agentes distantes, Alice (transmissor) e Bob (receptor), realizem um conjunto de operações que possibilite teletransportar o estado de um qbit desconhecido em posse de Alice, para um qbit remoto em posse de Bob, combinando recursos quânticos e comunicação clássica.

O circuito correspondente ao algoritmo está ilustrado na Fig. 7. As duas primeiras linhas representam os qbits  $A_1$  e  $A_2$  de Alice e a terceira linha o qbit  $B$  de Bob. Neste protocolo, o estado desconhecido do primeiro qbit de Alice ( $A_1$ ), a ser teletransportado, será denotado por  $|\Psi\rangle = a|0\rangle + b|1\rangle$ . Somente Alice tem acesso a este qbit. Além disto, Alice e Bob compartilham dois qbits, separados espacialmente, no estado de Bell  $|\Phi^+\rangle$  da Equação (4), onde Alice tem o primeiro qbit ( $A_2$ ) e Bob, o segundo ( $B$ ). O protocolo é bem-sucedido quando o estado desconhecido  $|\Psi\rangle$  do qbit  $A_1$  transferido para o qbit  $B$  de Bob.

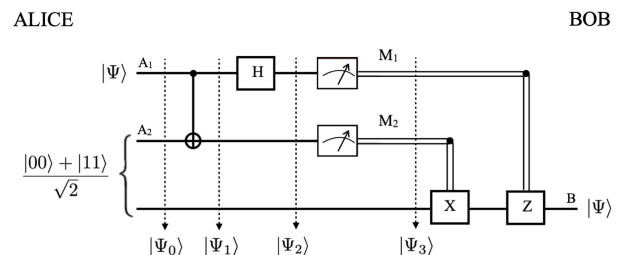
No passo a passo para descrever os estados intermediários e as operações realizadas em cada etapa do circuito, adotaremos uma ordem fixa para os três qbits, denotada por  $(A_1, A_2, B)$ . Para exemplificar, se o estado dos dois qbits pertencentes à Alice tiverem o valor 1 e 0 e o qbit de Bob o valor 1, a representação seria:

$$|1_{A_1} 0_{A_2} 1_B\rangle \equiv |101\rangle, \quad (8)$$

onde o lado direito representa a notação compacta que utilizaremos, respeitando a ordenação estabelecida.

O estado inicial, usando a convenção da Equação (8), é

$$|\Psi_0\rangle = |\Psi\rangle_{A_1} \otimes |\Phi^+\rangle_{A_2 B} = \frac{|\Psi 00\rangle + |\Psi 11\rangle}{\sqrt{2}}. \quad (9)$$



**Figura 7:** Circuito do algoritmo de teletransporte.



Substituindo  $|\Psi\rangle$  pela forma geral da Equação (1), obtemos:

$$|\Psi_0\rangle = \frac{(a|0\rangle + b|1\rangle)|00\rangle + (a|0\rangle + b|1\rangle)|11\rangle}{\sqrt{2}}. \quad (10)$$

Aplicando a distributiva, vem:

$$|\Psi_0\rangle = \frac{a|000\rangle + b|100\rangle + a|011\rangle + b|111\rangle}{\sqrt{2}}. \quad (11)$$

A primeira transformação do circuito é uma CNOT atuando nos qbits de Alice, com *controle* em  $A_1$  e *alvo* em  $A_2$  que resulta em:

$$|\Psi_1\rangle = \frac{a|000\rangle + b|110\rangle + a|011\rangle + b|101\rangle}{\sqrt{2}}. \quad (12)$$

Em seguida, é aplicada uma porta Hadamard *apenas* em  $A_1$ :

$$\begin{aligned} \frac{a|000\rangle}{\sqrt{2}} &\xrightarrow{H_{A_1}} \frac{a|000\rangle + a|100\rangle}{2} \\ \frac{b|110\rangle}{\sqrt{2}} &\xrightarrow{H_{A_1}} \frac{b|010\rangle - b|110\rangle}{2} \\ \frac{a|011\rangle}{\sqrt{2}} &\xrightarrow{H_{A_1}} \frac{a|011\rangle + a|111\rangle}{2} \\ \frac{b|101\rangle}{\sqrt{2}} &\xrightarrow{H_{A_1}} \frac{b|001\rangle - b|101\rangle}{2}. \end{aligned} \quad (13)$$

Reagrupando e, por conveniência, escrevendo a equação anterior de modo a colocar em evidência os qbits de Alice ( $A_1A_2$ ):

$$\begin{aligned} |\Psi_2\rangle &= \frac{|00\rangle}{2} (a|0\rangle + b|1\rangle) \\ &\quad + \frac{|01\rangle}{2} (b|0\rangle + a|1\rangle) \\ &\quad + \frac{|10\rangle}{2} (a|0\rangle - b|1\rangle) \\ &\quad + \frac{|11\rangle}{2} (-b|0\rangle + a|1\rangle). \end{aligned} \quad (14)$$

A última operação corresponde a Alice medir seus dois qbits ( $A_1, A_2$ ) na base computacional  $\{|00\rangle, |01\rangle, |10\rangle, |11\rangle\}$ , “colapsando”  $|\Psi_2\rangle$  em uma das quatro linhas da Equação (14) e obtendo dois bits clássicos  $M_1M_2$ . Os quatro resultados possíveis (00, 01, 10, 11) ocorrem com probabilidade iguais de 1/4.

Neste ponto, entra a comunicação clássica: Alice envia  $M_1M_2$  a Bob por um canal convencional (telefone, internet, rádio...). Com essa informação, Bob sabe quais *correções* aplicar ao seu qbit  $B$  para recuperar  $|\Psi\rangle$ :

- $M_1M_2 = 00$ : Bob não aplica correção (identidade  $I$ ).
- $M_1M_2 = 01$ : Bob aplica a porta  $X$  em  $B$ .
- $M_1M_2 = 10$ : Bob aplica a porta  $Z$  em  $B$ .
- $M_1M_2 = 11$ : Bob aplica  $XZ$  em  $B$ .

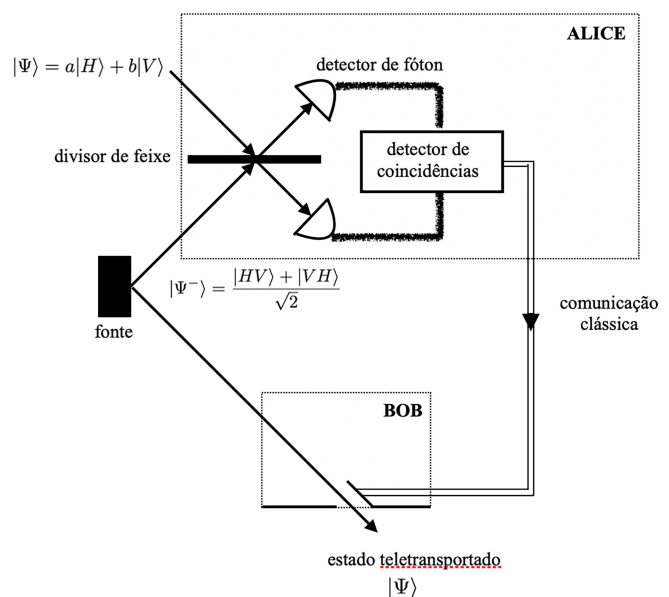
Em todos os casos, o qbit de Bob termina no estado  $a|0\rangle + b|1\rangle = |\Psi\rangle$ , como desejado. Na Fig. 7, os pontos pretos nas linhas duplas denotam o controle sobre a aplicação das portas corretivas  $Z$  e  $X$ , isto é, a atuação de cada porta está condicionada ao resultado da medida feita nos bits clássicos  $M_1$  e  $M_2$ , respectivamente.

Como previsto pelo teorema da não-clonagem, o estado  $|\Psi\rangle$  não é copiado, mas teletransportado: o primeiro qbit de Alice ( $A_1$ ) deixa de estar no estado  $|\Psi\rangle$  ao final do protocolo. Com o protocolo teórico concluído, passaremos agora à implementação experimental, na qual diferentes dispositivos físicos realizam as operações descritas.

## 6. Realização Experimental

Para conectar a teoria com a prática, vamos descrever, de forma resumida, a primeira demonstração experimental de teletransporte, realizada em 1997 no trabalho “Experimental quantum teleportation” [8], e ilustrada na Fig. 8. Nosso objetivo aqui é expor o princípio do experimento; detalhes técnicos podem ser consultados no artigo original.

Antes de descrever o arranjo experimental propriamente dito, vale oferecer uma visão qualitativa de como a luz é utilizada nesse tipo de experimento. O objetivo é criar pares de fótons que compartilham uma mesma propriedade – por exemplo, a polarização – de modo que o estado de um esteja correlacionado quanticamente ao do outro. Esses pares são produzidos por um cristal especial que converte um fóton de luz azul em dois fótons vermelhos emaranhados, um processo conhecido como *conversão paramétrica descendente*. Para realizar as funções das portas lógicas e das medidas, diversos



**Figura 8:** Esquema do primeiro experimento de teletransporte [8].

dispositivos ópticos são utilizados. Os divisores de feixe funcionam como “encruzilhadas” que separam ou combinam caminhos de luz, permitindo controlar como os fótons se sobrepõem e interferem. Detectores sensíveis registram a chegada simultânea dos fótons, evento chamado de *detecção em coincidência*, que indica que o teletransporte quântico ocorreu com sucesso. O termo “detecção em coincidência” significa simplesmente que dois detectores registram fótons quase ao mesmo tempo. Essa coincidência indica que as partículas observadas pertencem a um mesmo par emaranhado. Assim, cada elemento do aparato tem um papel conceitualmente simples: manipular trajetórias e polarizações para que a informação quântica seja transferida de uma partícula para outra.

O sistema físico utilizado para representar o qbit nesta primeira realização experimental do teletransporte foi a polarização de um único fóton codificada da seguinte forma:

$$|0\rangle \equiv |H\rangle, \quad |1\rangle \equiv |V\rangle,$$

onde  $|H\rangle$  se refere à polarização horizontal e  $|V\rangle$  à polarização vertical. Evidentemente esta escolha é arbitrária, mas uma vez estabelecida não pode mais ser alterada. A informação a ser teletransportada para Bob é, portanto, o estado arbitrário de polarização de um fóton em posse de Alice.

A fonte, através da técnica de conversão paramétrica descendente, gera pares de fótons emaranhados em polarização no estado:

$$|\Psi_{A_2B}^-\rangle = \frac{|H_{A_2}V_B\rangle - |V_{A_2}H_B\rangle}{\sqrt{2}}, \quad (15)$$

onde foi utilizada a mesma notação  $(A_1, A_2, B)$  da seção anterior, mas de forma explícita, para facilitar. Portanto, o estado inicial de três qbits é dado por:

$$\begin{aligned} |\Psi_0\rangle &= |\Psi\rangle_{A_1} \otimes |\Psi_{A_2B}^-\rangle \\ &= \frac{(a|H_{A_1}\rangle + b|V_{A_1}\rangle)(|H_{A_2}V_B\rangle - |V_{A_2}H_B\rangle)}{\sqrt{2}}, \end{aligned} \quad (16)$$

onde  $|\Psi\rangle_{A_1} = a|H_{A_1}\rangle + b|V_{A_1}\rangle$  é o estado a ser teletransportado. Para entender a ideia do experimento, que difere da proposta original descrita na seção anterior, destaca-se que a porta CNOT seguida de uma Hadamard e uma medida na base computacional equivale a uma medida direta na base de Bell. Para visualizar os possíveis resultados de uma medida nessa base é conveniente decompor  $|\Psi_0\rangle$  nos estados de Bell dos qbits  $(A_1, A_2)$ . Usando identidades padrão, obtemos:

$$\begin{aligned} |\Psi_0\rangle &= \frac{1}{2} \left[ |\Psi_{A_1A_2}^-\rangle |\Psi\rangle_B + |\Psi_{A_1A_2}^+\rangle Z|\Psi\rangle_B \right. \\ &\quad \left. - |\Phi_{A_1A_2}^-\rangle X|\Psi\rangle_B - |\Phi_{A_1A_2}^+\rangle XZ|\Psi\rangle_B \right]. \end{aligned} \quad (17)$$

Resulta que a medição na base de Bell sobre  $(A_1, A_2)$  “colapsa” a Equação 17 em um dos quatro fatores, onde o qbit de Bob está em  $|\Psi\rangle$  ou em uma versão corrigida por uma porta de Pauli ( $Z$ ,  $X$  ou  $XZ$ ), à exceção de sinais globais que não têm significado físico. Devido à impossibilidade de realizar à época uma porta CNOT determinística e eficiente para a polarização, o experimento faz uma medida probabilística na base de Bell, como veremos. Para realizar esta medida foi utilizado um divisor de feixes (beamsplitter) balanceado, ilustrado na Fig. 9. No experimento, os dois fótons de Alice incidem simultaneamente por entradas diferentes do divisor de feixes e, conforme o estado conjunto, geram dois resultados possíveis:

- $|\Phi^+\rangle$ ,  $|\Phi^-\rangle$  e  $|\Psi^+\rangle$ : ambos os fótons emergem pela mesma saída (Fig. 10);
- $|\Psi^-\rangle$ : os fótons emergem por saídas diferentes (Fig. 11).

Assim, o arranjo óptico realiza uma medição de Bell parcial identificando de forma não ambígua apenas  $|\Psi_{A_1A_2}^-\rangle$ , quando os dois detectores de fótons da Fig. 8 são acionados simultaneamente (coincidência).

Quando Alice detecta coincidências, indicando que o estado da Equação (17) “colapsou” no primeiro termo, o que ocorre com probabilidade  $1/4$ , ela sinaliza a Bob por

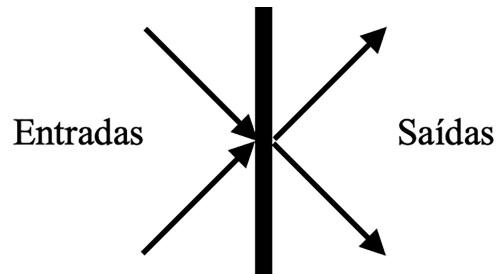


Figura 9: Divisor de feixe.



Figura 10: Fótons emergindo pela mesma saída do divisor de feixes.



Figura 11: Fótons emergindo por saídas diferentes do divisor de feixes.



um canal clássico (linha dupla) que o teletransporte foi bem sucedido, pois nesta situação, o qbit de Bob já se encontra no estado  $|\Psi\rangle$ . Caso contrário, o fóton de Bob deve ser descartado. O descarte do fóton está ilustrado na Fig. 8 como uma chave que se fecha bloqueando a passagem do fóton. Evidentemente, a chave é controlada pelo envio do bit clássico por Alice que sinaliza sucesso ou insucesso na detecção em coincidências.

Desde o experimento pioneiro de Bouwmeester e colaboradores, em 1997, a realização do teletransporte quântico evoluiu de forma notável. Inicialmente restrito a fótons gerados em laboratório e separados por alguns metros, o fenômeno passou a ser reproduzido em uma variedade de plataformas físicas. Experimentos com íons aprisionados demonstraram teletransporte entre qubits armazenados em átomos individuais, com controle quase perfeito sobre seus estados internos. Sistemas baseados em fibras ópticas ampliaram o alcance da comunicação quântica, permitindo o teletransporte de fótons a dezenas de quilômetros com alta taxa de fidelidade. Mais recentemente, avanços em redes quânticas distribuídas – envolvendo nós ópticos, memórias quânticas e repetidores – têm mostrado que o teletransporte pode ser usado como bloco fundamental para a futura *internet quântica*. Esses progressos ilustram como uma ideia que nasceu como curiosidade teórica e depois se concretizou em um experimento de bancada tornou-se, em poucas décadas, um componente central das tecnologias quânticas emergentes.

## 7. Considerações Finais

Uma vez compreendidos os principais conceitos, cabe agora discutir e esclarecer alguns pontos importantes acerca do algoritmo de teletransporte quântico. O que de fato torna possível a transmissão apenas da informação, sem haver transporte de energia ou matéria? A resposta é o emaranhamento quântico [7, 19]. No contexto de informação quântica, o estado emaranhado é considerado o *recurso* que viabiliza a comunicação e por isto é comumente referido como *canal* quântico. Essa nomenclatura faz alusão aos canais físicos de transmissão clássica de informação, como fios ou fibras ópticas, nos quais sinais eletromagnéticos transportam energia até o receptor.

Um ponto essencial que voltamos a enfatizar é que no teletransporte quântico a informação não é transmitida instantaneamente, como é afirmado em vários textos de divulgação sobre o assunto. A finalização do protocolo depende do envio de bits clássicos de Alice para Bob, informando os resultados de suas medições. Essa comunicação clássica não pode ultrapassar a velocidade da luz. Portanto, o emaranhamento por si só não transfere informação útil de modo instantâneo: ele apenas garante que os sistemas de Alice e Bob estejam fortemente correlacionados. A etapa final, que permite a Bob reconstruir o estado quântico original, só ocorre depois que os bits clássicos são recebidos. Sem essa

comunicação, Bob não possui informação suficiente para recuperar o estado desejado. Essa característica impede qualquer violação da causalidade e é consistente com a teoria da relatividade especial. O teletransporte quântico é, portanto, um fenômeno não-clássico e contraintuitivo, mas ainda sujeito aos limites fundamentais da física relativística.

Do ponto de vista tecnológico, o teletransporte quântico não tem como objetivo transmitir informação mais rapidamente nem substituir canais clássicos, mas permitir a transferência fiel de estados quânticos sem violar o teorema da não-clonagem. Essa propriedade é essencial para a criação de redes quânticas distribuídas, nas quais qbits de informação precisam ser realocados entre nós distantes de forma segura. Na prática, o teletransporte é o mecanismo que viabiliza a interligação de diferentes componentes de uma rede quântica. Em repetidores quânticos, ele transfere o estado de um qbit entre memórias intermediárias, estendendo o alcance da comunicação sem a necessidade de enviar fótons por longas distâncias – o que reduziria a fidelidade. Na distribuição de chaves quânticas, garante que a informação compartilhada entre emissor e receptor não possa ser copiada nem interceptada sem ser detectada. Em arquiteturas de computação distribuída, permite a comunicação entre processadores quânticos distantes, de modo que operações conjuntas sejam realizadas como se todos os qbits estivessem em um único dispositivo. Assim, o teletransporte atua não apenas como uma demonstração teórica elegante, mas como um recurso prático e indispensável para a construção de uma infraestrutura quântica global e segura.

Em resumo, o teletransporte quântico exemplifica de maneira única a união entre teoria, experimento e aplicação tecnológica. Ele mostra como propriedades genuinamente quânticas – como o emaranhamento e a impossibilidade de clonagem – se transformaram em ferramentas concretas para comunicação e processamento de informação. Ao mesmo tempo, reforça a importância de princípios fundamentais, como a causalidade e os limites relativísticos, que continuam válidos mesmo em regimes onde a intuição clássica falha. Dessa forma, o fenômeno que nasceu como um exercício teórico tornou-se um marco central da física contemporânea e um alicerce das tecnologias quânticas em desenvolvimento.

Além de seu papel conceitual e tecnológico, o teletransporte quântico oferece também uma oportunidade didática ímpar. Ao reunir em um único fenômeno noções de superposição, emaranhamento, medição e comunicação clássica, ele permite abordar os fundamentos da mecânica quântica de maneira integrada e motivadora. Mais do que um exemplo exótico, o teletransporte ilustra como ideias abstratas podem se transformar em recursos concretos para a construção de uma nova infraestrutura de informação. Explorar esse tema em contextos de ensino, portanto, não apenas estimula a compreensão dos princípios quânticos, mas também evidencia sua relevância na formação científica e tecnológica contemporânea.

## Agradecimentos

GBL e MOH agradecem à CAPES, CNPq, Faperj e Ciência Pioneira pelo apoio.

## Disponibilidade de Dados

Todos os dados em que se baseia este estudo estão contidos no próprio artigo.

## Referências

- [1] UNESCO, *International Year of Quantum Science and Technology 2025*, disponível em: <https://www.unesco.org/en/years/quantum-science-technology>.
- [2] W. Heisenberg, Z. Phys. **33**, 879 (1925).
- [3] M. Born e P. Jordan, Z. Phys. **34**, 858 (1925).
- [4] M. Born, W. Heisenberg e P. Jordan, Z. Phys. **35**, 557 (1925).
- [5] STAR TREK, disponível em: <https://www.startrek.com>.
- [6] W.K. Wootters e W.H. Zurek, Nature **299**, 802 (1982).
- [7] C.H. Bennett, G. Brassard, C. Crépeau, R. Jozsa, A. Peres e W.K. Wootters, Phys. Rev. Lett. **70**, 1895 (1993).
- [8] D. Bouwmeester, J.W. Pan, K. Mattle, M. Eibl, H. Weinfurter e A. Zeilinger, Nature **390**, 575 (1997).
- [9] D. Boschi, S. Branca, F. De Martini, L. Hardy e S. Popescu, Phys. Rev. Lett. **80**, 1121 (1998).
- [10] M. Riebe, H. Häffner, C.F. Roos, W. Hänsel, J. Benhelm, G.P.T. Lancaster, T.W. Körber, C. Becher, F. Schmidt-Kaler, D.F.V. James e R. Blatt, Nature **429**, 734 (2004).
- [11] M.D. Barrett, J. Chiaverini, T. Schaetz, J. Britton, W.M. Itano, J.D. Jost, E. Knill, C. Langer, D. Leibfried, R. Ozeri e D.J. Wineland, Nature **429**, 737 (2004).
- [12] W. Pfaff, B. Hensen, H. Bernien, S.B. Dam, M.S. Blok, T.H. Taminiau, M.J. Tiggelman, R.N. Schouten, M. Markham, D.J. Twitchen et al., Science **345**, 532 (2014).
- [13] R. Valivarthi, M.G. Puigibert, Q. Zhou, G.H. Aguilar, V.B. Verma, F. Marsili, M.D. Shaw, S.W. Nam, D. Oblak et al., Nature Photonics **10**, 676 (2016).
- [14] D. Main, P. Drmota, D.P. Nadlinger, E.M. Ainley, A. Agrawal, B.C. Nichol, R. Srinivas, G. Araneda e D.M. Lucas, Nature **638**, 383 (2025).
- [15] H.J. Kimble, Nature **453**, 1023 (2008).
- [16] R.M. Angelo, Revista Brasileira de Ensino de Física **44**, e20220123 (2022).
- [17] C. Singh e E. Marshman, American Journal of Physics **89**, 1217 (2021).
- [18] M. Torre, R. Cabello e A. Muga, European Journal of Physics **38**, 045403 (2017).
- [19] M. Nielsen e I. Chuang, *Quantum Computation and Quantum Information* (Cambridge University Press, Nova Iorque, 2000).
- [20] C.H. Bennett e S.J. Wiesner, Phys. Rev. Lett. **69**, 2881 (1992).
- [21] A. Ekert, Phys. Rev. Lett. **67**, 661 (1991).