UNIVERSIDADE FEDERAL DO MARANHÃO
CENTRO DE CIÊNCIAS EXATAS E TECNOLOGIA
DIRETORIA DE TECNOLOGIAS NA EDUCAÇÃO
CURSO DE LICENCIATURA EM FÍSICA MODALIDADE EaD

ANTÔNIO MESQUITA ABREU

CONCEITOS DE INFORMAÇÃO QUÂNTICA: de sua origem aos dias atuais

São Luís – MA
2022

ANTÔNIO MESQUITA ABREU

CONCEITOS DE INFORMAÇÃO QUÂNTICA: de sua origem aos dias atuais

Monografia apresentada ao Curso de Licenciatura em Física modalidade EaD da Universidade Federal do Maranhão, para obtenção do grau de Licenciado em Física

Orientador: Prof. Dr. Edson Firmino Viana de Carvalho

São Luís – MA

2022

Ficha gerada por meio do SIGAA/Biblioteca com dados fornecidos pelo(a) autor(a).
Diretoria Integrada de Bibliotecas/UFMA

Mesquita Abreu, Antônio.
CONCEITOS DE INFORMAÇÃO QUÂNTICA: de sua origem aos dias atuais / Antônio Mesquita Abreu. - 2022.
45 p.

Orientador(a): Edson Firmino Viana de Carvalho.
Monografia (Graduação) - Curso de Física, Universidade Federal do Maranhão, Sala virtual, 2022.

1. Informação quântica. 2. Mecânica quântica. 3. Revisão bibliográfica. I. Viana de Carvalho, Edson Firmino. II. Título.

ANTÔNIO MESQUITA ABREU

CONCEITOS DE INFORMAÇÃO QUÂNTICA: de sua origem aos dias atuais

Monografia apresentada ao Curso de Licenciatura em Física modalidade EaD da Universidade Federal do Maranhão, para obtenção do grau de Licenciado em Física

Aprovada em 08 / 04 / 2022

BANCA EXAMINADORA

_____

Prof. Dr. Edson Firmino Viana de Carvalho (Orientador)
Universidade Federal do Maranhão

_____

Prof. Dr. Guillermo Lazar Mentech
Universidade Federal do Maranhão

_____

Prof. Me. Djamilton Foicinha Campelo
Universidade Federal do Maranhão

À minha querida mãe Edna Mesquita Abreu (in memoriam), que deixou um vazio enorme em mim, a Ela que tinha tanta luz e um sorriso doce, a Ela que me amou verdadeiramente e sempre esteve ao meu lado, cujo empenho em me educar sempre veio em primeiro lugar. Aqui estão os resultados embora tardios dos seus esforços, e conselhos nunca escutados. Lembrá-la, porque essa é a forma de senti-la viva e ainda presente. Minha Mãe, eterna professora, com muita gratidão e saudades."

AGRADECIMENTOS

Agradeço a Deus por ter me dado saúde e força para superar as dificuldades durante o período de graduação.

Aos meus filhos, Antonio Mesquita Abreu Junior, e em especial à minha filha Letícia Gantzias Abreu, que me auxiliou e incentivou para a conclusão do meu curso e começo de uma nova carreira.

Ao meu estimado amigo, professor e orientador Dr. Edson Firmino Viana de Carvalho, pessoa a qual tenho muita admiração e carinho. Obrigado pela dedicação em me orientar e pelos conhecimentos compartilhados em sala de aula.

A todos os meus colegas de turma, Pedro Barroso, André Mathias, Ednaldo Silva, Luiz Magno, José Orlando e particularmente ao Josedson Martins, que me auxiliaram bastante durante este período. Vocês desempenharam um papel significativo no meu crescimento como pessoa e profissional.

A esta Universidade, seu corpo docente, à coordenação do curso de Física que oportunizaram a janela que hoje vislumbro um horizonte superior, pela acendrada confiança no mérito e ética aqui presentes.

À Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES) pelo fomento ao Curso de Licenciatura em Física Modalidade à Distância da UFMA.

”Quem entra em contato com a fisica quântica sem se espantar, sem ficar perplexo, é porque nada entendeu”.

Albert Einstein

RESUMO

A informação quântica é uma área relativamente recente e pouco desbravada, inclusive entre os cientistas da Física. Surgiu na tentativa de físicos simularem sistemas regidos pela Mecânica Quântica por computadores clássicos, o que se mostrou inviável. Em vista disso, surgiu a necessidade de um novo modelo computacional que utiliza a estrutura quântica da matéria. Assim, este trabalho tem como objetivo principal fazer uma revisão bibliográfica e compreender as noções básicas da informação quântica numa perspectiva voltada para estudantes de ensino médio. Para atingir tal objetivo, primeiramente são expostos os conhecimentos básicos da mecânica quântica através de uma linguagem simples, sem que seja preciso um conhecimento prévio da área, de forma a remover a barreira inicial sobre o tema. Em seguida são apresentadas as estruturas que manipulam a entidade básica da informação e computação quântica, o q-bit. São mostrados, também os conceitos sobre criptografia quântica, emaranhamentos quânticos e teletransporte quântico.

Palavras-chave: Mecânica quântica; Informação quântica; Revisão bibliográfica.

ABSTRACT

Quantum information is a relatively recent and unexplored area, even among physics scientists. It emerged in the attempt of physics to simulate systems governed by Quantum Mechanics for classical computers, which proved to be unfeasible. Because of this, the need arose for a new computational model that used a quantum structure of matter. Thus, this work aims to review high school and comprehensive education as basic notions of quantum information in perspective developed for school students. To achieve the initial objective, the basic knowledge of quantum mechanics is initially exposed through a simple language, requiring prior knowledge of the area in order to remove a barrier on the subject. In information, the basics of the structure that handles quantum and computation. Counters are also the concepts of quantum cryptography, quantum entanglements and quantum teleportation.

Keywords: Quantum mechanics; Quantum information; Literature review.

LISTA DE FIGURAS

SUMÁRIO

1 INTRODUÇÃO

A Mecânica Quântica surgiu no inicio de 1900 através de um problema gerado na primeira metade da década de 1850 com Gustav Kirchhoff, que baseava-se na relação da temperatura de um corpo e a radiação emitida, e culminou com o trabalho dos físicos experimentais Heinrich Rubens e Ferdinand Kurlbaum em colaboração com o físico teórico Max Planck com a hipótese da quantização da energia para a obtenção da famosa lei da radiação do corpo negro (STUDART, 2000). Passado mais de um século de sua descoberta, a Mecânica Quântica, juntamente com a teoria da relatividade de Einstein, tornou-se a teoria mais fundamental da Física. Por ter assumido tal notoriedade, o que se observa em alguns meios de comunicação pouco especializados, como revistas populares de divulgação científica, blogs pessoais e sites de conteúdo pouco verossímil ou exclusivamente informativo é um uso errado da Mecânica Quântica. Então, surge o questionamento do porquê de tanta desinformação? Uma das explicações a essa pergunta talvez seja por ainda ser pouco debatida dentro da grade escolar de Física nas escolas brasileiras, por não fazerem parte do currículo proposto atualmente nos ambientes formais de educação. Segundo TERRAZAN (2014), o currículo adotado no ensino de Física segue as tendências ditadas por modelos estrangeiros que, por sua vez, excluem a Física desenvolvida ao longo do último século. Para o autor, tal tipo de currículo causa nos estudantes a impressão de que a Física não é o resultado do empreendimento humano e que por isso, precisa ser atualizado.

Numa perspectiva ainda mais atual temos hoje a estreita relação dos conceitos dessa teoria quântica e a “informação”, que trata do entendimento das propriedades quânticas da matéria para fins da computação dando origem ao campo de pesquisa denominado “informação quântica” (FREIRE Jr e GRECA, 2013). A informação quântica promete trazer avanços históricos e impossíveis de serem alcançados com a computação clássica que utilizamos no nosso dia a dia, com potencial de revolucionar diversos aspectos de nossa sociedade.

A filosofia do positivismo científico credita uma relação linear entre o desenvolvimento e progresso à relação entre conhecimento e tecnologia, pois quanto mais conhecimento, mais teríamos tecnologia.

Estruturamos este trabalho da seguinte maneira: na segunda seção, tratamos dos fundamentos da origem da física quântica e seus principais idealizadores; na terceira seção, trazemos algumas discussões epistemológicas e um reducionismo matemático como proposta de transposição dos fundamentos que tratam sobre a informação quântica numa perspectiva voltada para estudantes do ensino médio, tais como os qubits no contexto quântico, a esfera de Bloch, criptografia quântica, emaranhamento quântico. Inserimos ainda o conceito de densidades de probabilidade obtidas à partir das funções de ondas. Por fim, na seção quatro reservamos as nossas considerações finais e entendimento geral sobre a pesquisa.

2 O INÍCIO DA TEORIA QUÂNTICA

No rastro do bem-sucedido desenvolvimento da mecânica clássica, do eletromagnetismo e da termodinâmica, os físicos do começo do século XX buscavam destrinchar questões cruciais que estavam na fronteira da ciência da época. O interesse predominante se concentrava na obtenção de um modelo definitivo para o átomo e na explicação dos fenômenos relacionados à natureza da luz. A efervescência da busca pelas respostas corretas fez com que o primeiro quarto do século passado fosse marcado pelo nascimento de um dos maiores triunfos científicos de todos os tempos: a física quântica.

2.1 Kirchhoff: o descobridor do caráter universal da radiação do corpo negro

Em 1859 Gustav Kirchhoff publicou seu trabalho sobre as linhas espectrais escuras do espectro solar, na qual mostra que as raias escuras se tornam ainda mais escuras quando interferem com uma chama de sódio (KIRCHHOFF, 1859). Logo depois, em um outro trabalho ele propôs um teorema no qual a energia da radiação E_ν para uma determinada frequência ν de um determinado corpo quando está em equilíbrio térmico absorve e se converte somente em energia térmica para essa mesma frequência. Isto é, seja A_ν o coeficiente de absorção para esta mesma frequência ν, no equilíbrio, é possível que $A_\nu = 1$ e mostrar que a razão E_ν / A_ν dependa somente da frequência ν e da temperatura T de modo que

$$\frac{E_\nu}{A_\nu} = J(\nu, T), \tag{1}$$

em que $J(\nu, T)$ é a capacidade de emissão de um corpo, que para $A_\nu = 1$ foi denominado de corpo negro. Apesar de ser um problema mental, a resposta a esse desafio proposto por Kirchhoff levaria ao surgimento da teoria quântica.

Assim, o desafio de Kirchhoff competia tanto para teóricos quando para experimentais:

> "É uma tarefa de primordial importância descobrir esta função [J]. Surgem grandes dificuldades no caminho de sua determinação experimental. Todavia, há fundada esperança de que ela tenha uma forma simples, como todas as funções que não dependem das propriedades dos corpos individuais e com as quais já travamos conhecimento do passado (Pais, 1995 p.412)."

A compreensão desse desafio de Kirchhoff era de suma importância naquela época, pois viviasse um momento na humanidade em que a energia elétrica e a gás

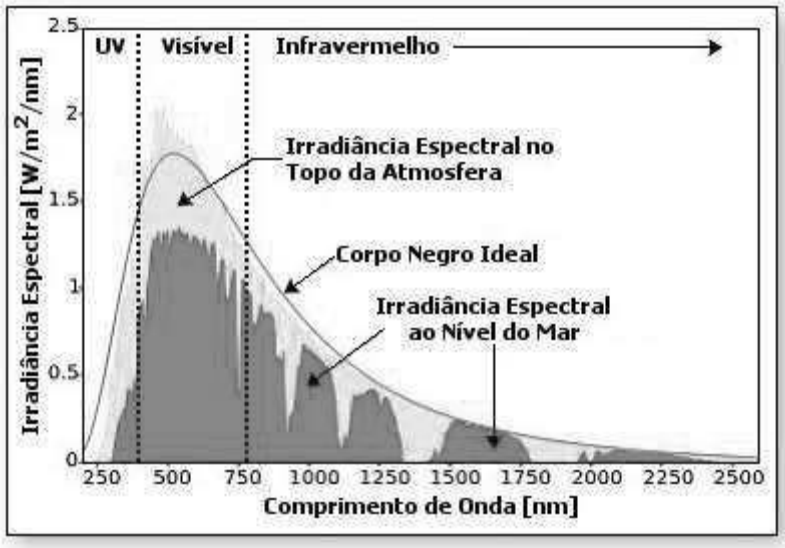
iluminavam as grandes cidades de forma que a busca por materiais que fornecessem melhor eficiência quanto a incandescência era muito grande, por isso uma compreensão do espectro da radiação emitida por corpos incandescentes tornou-se uma exigência (PEREZ, 2016 p.15).

Para os experimentais, o desafio de Kirchhoff competia em:

- Construir corpos com propriedades de um corpo negro perfeito;
- Conceber detectores de radiação com sensibilidade adequada;
- Descobrir maneiras de estender as medidas a amplos domínios das frequências.

Para entendermos melhor tal problemática, vejamos o Sol como exemplo de corpo negro. Na Figura 1 temos que a linha contínua expressa a radiação emitida por um corpo negro ideal. Nela observamos que o Sol é tido como exemplo de corpo negro, pois aproximadamente 99% da radiação que chega na superfície da Terra está contida entre 300 a 3.000 nm do espectro solar com a intensidade máxima ocorrendo a aproximadamente 500 nm.

Figura 1 – Espectro da radiação solar.



Fonte: http://recursosolar.geodesign.com.br/Pages/Sol_Rad_Basic_RS.html.

Passados alguns anos, em 1884, Boltzmann mostrou que uma conjectura proposta por Josef Stefan de que a energia irradiada por um corpo aquecido varia com a quarta potência da temperatura absoluta só se aplicava a corpos negros formulando, assim, a lei de Stefan-Boltzmann

$$E(T) = V \int \rho(\nu, T)\, d\nu = aVT^4, \tag{2}$$

em que $\rho(\nu, T)$ é a densidade de energia por unidade de volume à frequência ν. Pela Eq. (2) percebe-se que não havia até então um formato para $\rho(\nu, T)$ até que em 1893 Wilhelm Wien apresentou sua lei exponencial de deslocamento, na qual demonstra que máximo comprimento de onda irradiado por um corpo negro é inversamente proporcional a sua temperatura, isto é,

$$\lambda_m T = b, \tag{3}$$

em que λ_m é o comprimento de onda máximo irradiado, T é sua temperatura absoluta e b uma constante de dispersão. Wien (1896) logo em seguida publicou um trabalho em que descrevia a densidade de energia por unidade de volume à frequência ν de um corpo negro ao mostrar que

$$\rho(\nu, T) = \alpha \nu^3 e^{-\beta \nu / T}. \tag{4}$$

O modelo da Eq. (3) descrevia o comportamento da radiação de um corpo negro ideal e parecia ter respondido ao desafio de Kirchhoff até que a partir de medidas experimentais na região de comprimentos de onda entre 12 e 18 μm (e $T = 300\ a\ 1.650\ K$), verificou que a lei de Wien falhava naquela região e dois fatores foram preponderantes para essa conclusão (PAIS, 1995):

- O avanço das técnicas experimentais;

- A genialidade de Planck.

2.2 A hipótese de Planck

A partir do desafio de Kirchhoff de algo proeminentemente conhecido como a de que um corpo aquecido emite radiação eletromagnética e da busca por uma expressão que permitisse encontrar a forma funcional de $\rho(\nu, T)$ para todos os comprimentos de onda de um corpo negro, o físico alemão Max Planck partiu da seguinte pergunta:

> Como podemos explicar que um sistema conservativo formado de radiação eletromagnética e uma coleção de osciladores harmônicos – que Planck chamou de ressonadores – chega ao equilíbrio sem invocar outras hipóteses além das leis da teoria eletromagnética e da termodinâmica? (STUDART, 2000).

tal questionamento surgiu a partir das observações feitas por Lummer e Pringshein em 1899 sobre a radiação emitida por cavidades com temperaturas entre 800 e 1400 K, que mostravam uma discrepância com o modelo teórico de Wien. As medidas feitas por Lummer e Pringshein ressuscitaram a discussão sobre modelo correto para a radiação de

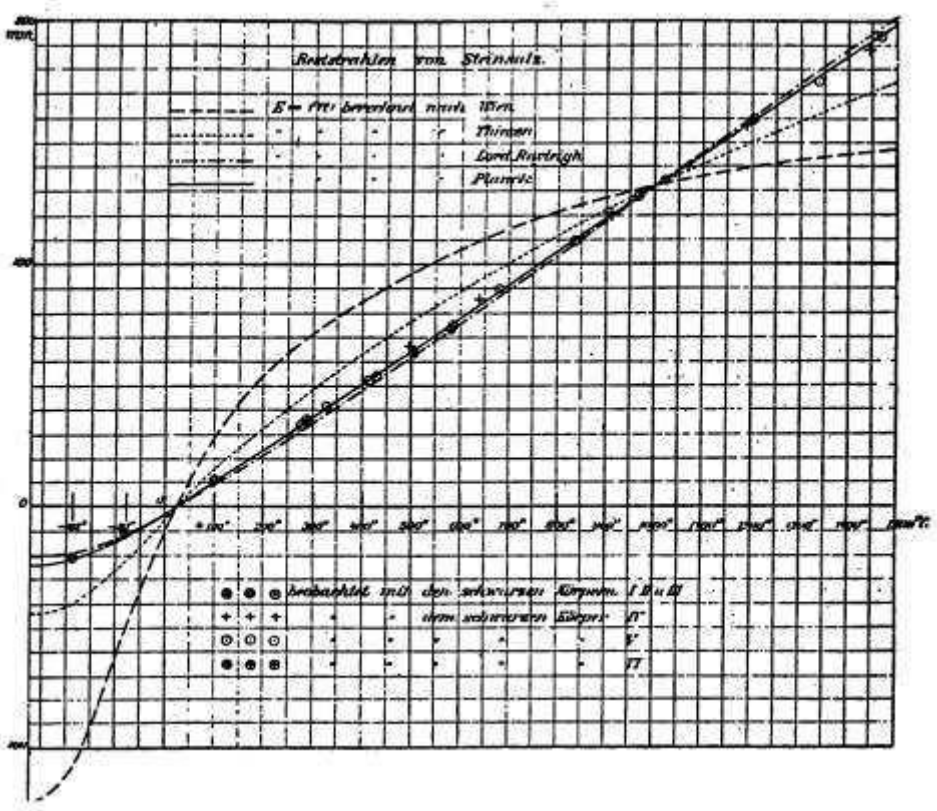
corpo negro, algo que perdurou até 1900 quando os físicos experimentais Rubens e Kurlbaum ao realizar medições no infravermelho longínquo ($\lambda = 30 - 60\ \mu m$) e $T = 200 - 1.500°\ C$ mostraram que a fórmula de Wien era inconsistente (STUDART, 2000). Foi então que Planck propôs um modelo que permitia calcular a entropia dos osciladores em equilíbrio com a radiação interna do corpo negro (PEREZ, 2016 p.21).

Nesse modelo, cada oscilador contribuiria com uma "energia discreta" e poderia assumir apenas valores como $0, \epsilon, 2\epsilon, \ldots, n\epsilon$, em que n é um número inteiro além de encontrar a seguinte expressão para a densidade de energia

$$\rho(\nu, T) = \frac{8\pi}{c^3} \frac{h\nu^3}{e^{h\nu/k_B T} - 1}. \quad (5)$$

Na Eq. (5) temos que $c = 3 \times 10^8\ m/s$ no vácuo, e k_B é a constante de Boltzmann 1,380649 x 10^{-23} m ^{2} kg s^{-2} K^{-1} e $h = 6{,}62607004 \times 10^{-34}\ m^2 kg/s$. A constante h ficou conhecida como a constante de Planck e foi ajustada a partir dos resultados obtidos por Rubens e Kurlbaum, conforme mostra a Figura 2.

Figura 2 - Curvas da energia da radiação versus temperatura, medida através dos raios residuais ("*reststrahlen*") usando pedras de sal ($\lambda = 51,2\ \mu m$), e comparados ("*berechnet nach*" significa "calculado após") com as fórmulas de Wien, Lord Rayleigh, Thiesen e Planck (STUDART, 2000).



Fonte: PAIS (1995)

Ainda analisando a Eq. (5) verificamos que $h\nu$ corresponde a energia de cada oscilador, portanto, na hipótese de Planck a energia era proporcional à frequência da radiação, ou seja,

$$E_n = n\epsilon = nh\nu. \tag{6}$$

Se analisarmos a Eq. (5) quando λ assume valores muito grandes, a exponencial pode ser substituída pelos dois primeiros termos da expansão $e^{h\nu/k_BT} = 1 + h\,\nu/k_BT + \cdots$, tal que

$$e^{h\nu/k_BT} - 1 \approx \frac{h\nu}{k_BT}. \tag{7}$$

Já para pequenos valores de λ podemos então desprezar o 1 do denominador da Eq. (5), torna-se

$$\rho(\nu, T) = \frac{8\pi}{c^3} h\nu^3 e^{-h\nu/k_BT} \to 0 \tag{8}$$

quando $\nu \to \infty$.

Esses resultados obtidos por Planck explicavam o mecanismo do espectro de emissão da radiação de corpo negro ao fazer com que a energia do campo

eletromagnético fosse subdividida em pequenos pacotes de energia (quanta), o que tornou Planck um dos maiores cientistas de seu tempo a ponto de ser reconhecido com o Prêmio Nobel de Física de 1918. Logo, mais tarde, esses pacotes de energia viriam a se chamar de fótons. Todavia, os estudos de Planck sobre o corpo negro não foram bem aceitos, nem mesmo por ele próprio, pois não conciliavam com os princípios da física clássica. Dessa maneira, anos depois, 1905, Albert Einstein usou o mesmo argumento e teve sucesso com suas teorias sobre o efeito fotoelétrico ao sugerir que

> [...] em vez de ser apenas uma prioridade misteriosa dos osciladores nas parades das cavidades e da radiação dos corpos negros, a quantização era uma característica fundamental da energia luminosa (TIPLER, 2014).

2.3 Albert Einstein e o efeito foto elétrico

O filósofo e historiado da ciência Thomas Kuhn afirma que apesar de Planck ter anunciado a existência dos quanta, o seu pensamento estava relacionado a realidade clássica da natureza.

> "embora a estrutura do contínuo de energia seja determinada pelo elemento de energia h, o movimento dos osciladores de Planck permanece contínuo... e nenhum dos trabalhos publicados, manuscritos conhecidos, ou fragmentos autobiográficos sugere que a ideia de restringir as energias dos ressonadores a um conjunto discreto de valores lhe ocorreu até que outros o forçaram a reconhecer durante 1906 e nos anos seguintes" (KUHN, 1978).

Essa ideia de um conjunto discreto de energia para explicar o espectro de radiação eletromagnética ao emitir elétrons de corpos incandescentes foi primeiramente concebida por Einstein em 1905 como resposta para um fenômeno inicialmente observado por Hertz em 1887 conhecido como efeito fotoelétrico.

> Em uma série de experimentos para estudar os efeitos da ressonância entre oscilações elétricas muito rápidas, que executei e publiquei recentemente, duas centelhas elétricas eram produzidas pela mesma descarga de uma bobina de indução e, portanto, ocorriam simultaneamente. Umas dessas centelha, a centelha A, era a centelha de descarga de bobina de indução e servia para excitar a oscilação primária. Ocasionalmente, coloquei o centelhador B no interior de uma caixa escura para poder observar melhor as centelhas: ao fazer isso, observei que o tamanho das centelhas era visivelmente menor quando o centelhador B estava dentro da caixa (TIPLER, 2014 p.82).

Observe que a descoberta do efeito fotoelétrico foi acidental, pois Hertz buscava confirmar a teoria ondulatória da luz de Maxwell. Percebendo a importância de sua descoberta, Hertz tratou logo de se debruçar sobre esse problema. Em Pais (1995) podemos encontrar uma breve descrição temporal com as principais descobertas que elucidaram o efeito fotoelétrico, que resumidamente é posta aqui:

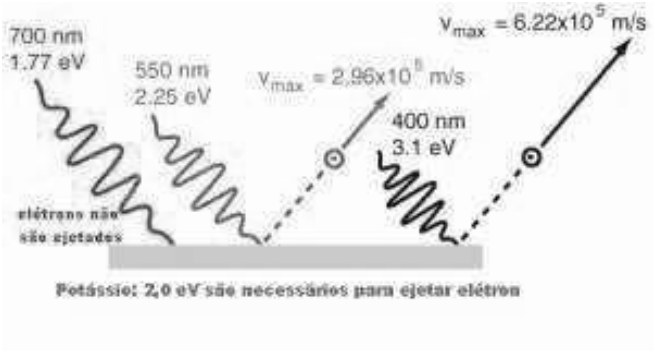
- 1887 – Hertz – o efeito fotoelétrico é devido a ação da luz ultravioleta;
- 1888 – Hallwachs – mostrou que a irradiação com a luz ultravioleta faz com que corpos metálicos não carregados adquiram uma carga negativa;
- 1899 – J. J. Thomson – o efeito fotoelétrico induzido pela luz ultravioleta consiste na emissão de elétrons;
- 1902 – Lenard – a energia do elétron não mostrava a menor dependência em relação à intensidade da luz;
- 1905 – Einstein – um quantum de luz fornece toda sua energia a um único elétron, e a energia transferida por um quantum de luz é independente da presença de outros quanta de luz.

A genialidade de Einstein se dá ao propor que o elétron ejetado do interior de um corpo perde energia até chegar à superfície, então para que esse elétron pudesse sair do material era necessário que a energia incidente ($h\nu$) fosse maior que a de resistência do próprio material, o que levou Einstein a enunciar a seguinte relação:

$$E_{máx} = h\nu - P, \tag{9}$$

em que P é a energia necessária para que o elétron seja ejetado. A Figura 3 mostra que a quantidade de elétrons ejetados varia de acordo com a frequência da onda incidente e não com a intensidade da onda.

Figura 3 – Ilustração mostrando elétrons serem ejetados a partir de uma onda incidente.



A partir da Eq. (9) pode-se retirar algumas conclusões importantes, tais como: E varia linearmente com ν; onde (E, ν) é uma constante universal; o valor do declive devia ser a constante de Planck, determinada pela lei da radiação. Isso sem mencionar que tal ideia concordava com o caráter ondulatório da luz proposta pela teoria eletromagnética de Maxwell.

Após a explicação de Einstein sobre o efeito fotoelétrico, muitos pesquisadores, sem sucesso, tentaram refutá-la. Entretando, era inegável o fato de que se tratava da primeira grande aplicação da constante de Planck e de que o potencial de corte dependia da frequência. Essas duas observações somente foram comprovadas anos depois e como reconhecimento por sua pesquisa sobre efeito fotoelétrico foi dado a Einstein o prêmio Nobel de Física de 1922.

2.4 Bohr e seu modelo para o átomo de hidrogênio

Outra grande descoberta que marcou o surgimento da teoria quântica é atribuída ao físico Niels Bohr ao propor em 1913 um modelo que previa com extrema precisão as linhas espectrais do átomo de hidrogênio.

Bohr observou que o modelo de Rutherford previa uma carga e uma massa ao núcleo, porém não elucidava nada sobre a distribuição de carga e massa do elétron. Então, propôs que os elétrons orbitavam em torno do núcleo em órbitas estáveis controladas por um potencial central na qual atuasse uma força centrípeta. Entretanto, o seu modelo possuía algumas inconsistências como a de que o elétron estaria em constante aceleração em direção ao centro da órbita devido a atração entre a carga positiva do núcleo e a negativa do elétron. Pois, a energia total, que é a soma da energia cinética mais potencial para esse caso e dada, portanto, como sendo

$$E = \frac{1}{2}mv^2 + \left(-\frac{kZe^2}{r}\right). \tag{11}$$

Como a força de Coulomb é igual a força centrípeta para essa situação, então

$$F = \frac{kZe^2}{r^2} = \frac{mv^2}{r}. \tag{12}$$

Ao substituirmos a Eq. (12) em (11) verificamos que a energia total assume o formato da Eq. (13)

$$E \sim -\frac{1}{r}, \tag{13}$$

o que pelas leis da eletrodinâmica descreve uma contínua aproximação do elétron em relação ao núcleo, visto que, toda carga acelerada irradia uma onda eletromagnética provocando uma perda de energia cada vez maior à medida que a distância elétron – núcleo se torna menor.

Após identificar esse colapso em seu modelo, Bohr resolveu propor dois postulados.

> Os elétrons se movem em certas órbitas sem irradiar energia; os átomos irradiam quando um elétron sofre uma transição de um estado estacionário para outro e a frequência f da radiação emitida está relacionada às energias das órbitas através da equação $hf = E_i - E_f$ (TIPLER, 2014 p.104).

Esses postulados permitiram a criação de algumas hipóteses que em Caruso e Oguri (2016) são encontradas numa sequência.

1) os átomos produzem as linhas espectrais uma de cada vez;
2) o átomo de Rutherford oferece uma base satisfatória para os cálculos exatos dos comprimentos de onda das linhas espectrais;
3) a produção dos espectros atômicos é um fenômeno quântico;
4) um simples elétron é agende desse processo;
5) dois estados distintos do átomo estão envolvidos na produção de uma linha espectral;
6) a relação $\epsilon = h\nu$, correlacionando a energia e a frequência da radiação, é válida tanto para a emissão como para a absorção

Para que o modelo de Bohr se tornasse bem sucedido quanto aos estudos da espectroscopia atômica e molecular foi preciso supor que o momento angular pode somente aumentar e diminuir em quantidades discretas quando o elétron saltar entre as possíveis órbitas que pode ocupar. Isto é, essa oscilação na energia obedece à quantização de Planck e pode ser entendida com uma condição de uma onda estacionária, o que mostra que o momento angular deva ser um múltiplo inteiro de $\hbar$, tal que

$$L = n\hbar \tag{14}$$

com $n = 1,2,3, \ldots$ e $\hbar = h/2\pi$.

Niels Borh por seus trabalhos que tratavam da investigação da estrutura dos átomos e da radiação produzidas por eles recebeu o prêmio Nobel de Física de 1922.

2.5 Outras pesquisas sobre a teoria quântica

Planck, Einstein e Bohr são unanimidades quando se trata do surgimento da teoria quântica e acabaram influenciando diversas outras pesquisas naquela que hoje é chamada de mecânica quântica. Muitas outras pesquisas sobre a teoria quântica surgiram a partir das descobertas de Planck, Einstein e Bohr, o que torna difícil enumerá-las e comentá-las, porém, destacaremos algumas.

Iniciemos por Louis Victor Pierre Raymond, conhecido como Louis de Broglie (1892 – 1987), físico francês, que introduziu em sua tese de Doutorado a teoria de onda de elétrons, tese esta que lhe rendeu o Prêmio Nobel em física no ano de 1929. Nesta teoria, ele defende a hipótese de que os elétrons poderiam comportar-se como uma onda. Essa teoria foi duramente criticada pelos acadêmicos da época, mas mostrou-se correta através dos experimentos. Um dos experimentos que deu suporte a teoria de

De Broglie, foi a difração de elétrons. Semelhantemente a difração da luz por meio de uma fenda, que ao passarem por uma fenda suficientemente pequena, os elétrons difratam e geram o mesmo padrão da luz difratada. Considerando os elétrons como sendo partículas, esse resultado não fazia sentido, mas ao considerar que o elétron se comporte como uma onda, este fenômeno poderia ser "facilmente" explicado à luz da ótica física. Chegamos assim ao postulado de De Broglie de que "os elétrons podem se comportar tanto como partículas quanto como ondas".

Embora, mesmo com tantos estudos, o comportamento dual da matéria ainda estava desconhecido. Até que, finalmente, em 1927, Werner Heisenberg propôs que existem pares de variáveis que não podem ser medidos com total precisão, que são as chamadas variáveis conjugadas. E para completar, esse princípio ficou conhecido como o princípio de incerteza de Heisenberg, que devido sua importância tornou-se um dos pilares conceituais da física quântica. De acordo com esse princípio, em sistemas de escalas reduzidas, como nos átomos e moléculas, grandezas relacionadas, tais como quantidade de movimento e posição, não podem ser medidas simultaneamente com exatidão. Quando se conhece a medida de uma delas dessa forma, perde-se completamente a precisão sobre a medida da outra grandeza.

De acordo com o princípio da incerteza, não é possível que se meça, simultaneamente, as medidas de posição **e** quantidade de movimento, pois, quando se conhece uma delas, perde-se a informação sobre a outra. Além das grandezas de quantidade de movimento e posição, o princípio também se aplica às grandezas de energia **e** tempo.

$$\Delta x \Delta Q \geq \frac{h}{2\pi}$$
$$\Delta E \Delta t \geq \frac{h}{2\pi} \qquad (15)$$

Na Eq. (15), Δx se refere a incerteza da posição, ΔQ a incerteza da quantidade de movimento, ΔE a incerteza da energia e Δt a incerteza do tempo. Ainda sobre a Eq. (15), verifica-se que é possível perceber que a incerteza da medida ΔQ multiplicada pelo erro da medida Δt deve ser sempre maior ou igual à constante de Planck ($6{,}62607004.10^{-34}$ m^2kg/s), dividida por 2π. Essa constante, já reduzida, pode ser escrita como a constante reduzida de Planck, dada por $\hbar = 1{,}0545.10^{-34}$ J.s.

Uma das formas de "visualizar" o princípio da incerteza é medindo a posição de um átomo, uma vez que, para fazê-lo, seria necessário emitir fótons em

direção a ele, os quais, por sua vez, deveriam transferir-lhe quantidade de movimento. Com isso mediríamos a posição do átomo, mas perderíamos completamente a precisão de sua quantidade de movimento.

Outro físico que ficou famoso por suas contribuições para a teoria quântica foi Erwin Schrödinger. A partir de algumas experiências, ele pôde entender as mudanças dos estados quânticos em um sistema físico e propor um modelo que conseguiu alcançar os mesmos resultados para a espectroscopia do átomo de hidrogênio antes encontrada por Bohr, mas que previa a existência de um potencial de repulsão que não permitia o elétron se colapsar com o núcleo. Schrödinger também é muito citado por sua explicação do que seja a mecânica quântica por meio de um problema mental conhecido como "gato de Schrödinger".

É comum que se relacione o experimento mental do gato de Schrodinger com o princípio da incerteza de Heisenberg, no entanto, não há uma relação direta entre eles. Primeiramente, o experimento do gato de Schrodinger não foi concretizado, por tratar-se de uma situação paradoxal, pois o experimento do gato de Schrodinger foi proposto como resposta a uma das interpretações da mecânica quântica, baseada em probabilidades e conhecida como interpretação de Copenhague**.** Importante perceber que a impossibilidade de se obter medidas quânticas exatas não se refere à qualidade dos instrumentos de medida, muito menos à destreza do instrumentador, mas sim ao comportamento dual dos sistemas quânticos, isto é, sua natureza permite-lhes comportarem-se hora como partículas, hora como ondas.

As partículas podem ter suas posições medidas com sucesso, enquanto as ondas podem ter sua quantidade de movimento determinada, com sucesso, com base na hipótese de de Broglie, que afirma que objetos quânticos têm associados consigo um comprimento de onda e uma frequência**.** De acordo com ela, a evolução dos sistemas quânticos depende de probabilidades, por isso, Schrodinger propôs uma situação hipotética em que um gato estivesse trancado no interior de uma caixa completamente isolada do meio externo. Com o gato, haveria um átomo radioativo que, caso sofresse um decaimento, acionaria um mecanismo capaz de liberar veneno no interior da caixa, matando-o.

Para a mecânica quântica, antes de realizarmos a medida para saber se o gato havia morrido, coexistem as chances de ele ter morrido ou de estar vivo, mas também a combinação dos dois estados, vivo e morto. Uma analogia didática desse

modelo com a conjectura matemática da mecânica quântica é encontrada na obra de Marcel Novaes e Nelson Studart (NOVAES e STUDART, 2016, p119-122).

O princípio da incerteza relaciona-se com a capacidade de medir, com total precisão, grandezas como energia e tempo, ou quantidade de movimento e posição. Apesar do nome sugerir uma incerteza em conhecer-se o estado do gato no interior da caixa, as duas grandezas não são relacionadas. Além disso, o fenômeno quântico que explica o comportamento dos estados quânticos antes de terem sido medidos é chamado colapso da função de onda**.**

Com isso, o princípio da incerteza serviu de engate para entendermos que a física quântica estuda as leis físicas não determinísticas. Isto é, no mundo quântico não se é capaz de determinar onde encontra-se um objeto ou sua velocidade. Por mais que pareça bizarro, a física quântica é uma das teorias de maior sucesso na área, tendo várias aplicações no mundo.

3 INFORMAÇÃO QUÂNTICA

A teoria de informação quântica é uma área de pesquisa relativamente recente e está muito atrelada ao conhecimento dos fundamentos da mecânica quântica. Não será possível cobrir adequadamente todo o conteúdo, mas nesta seção iremos apresentar o tema, introduzindo os princípios básicos e suas relações com os fundamentos da mecânica quântica. Ao longo do capítulo, outras referências serão fornecidas para estudos mais aprofundados.

3.1 Fundamentos

Por se tratar de uma teoria, sua fundamentação matemática está associada ao armazenamento, processamento e transmissão da informação, cujo aspecto fundamental para o seu desenvolvimento foi a introdução de um conceito para quantificar a informação, propostos originalmente por Claude E. Shannon em 1948 (BATES, 1979), que deu o nome de entropia da informação. De forma didática, determinar a entropia do sistema representa um processo que quantifica a quantidade de incerteza envolvida no valor de uma variável aleatória ou na saída de um processo aleatório, ou seja, passamos a tratar do armazenamento, do processamento e da comunicação da informação considerando a possibilidade de resultados probabilísticos. Assim sendo, os estados quânticos, que fundamentalmente representam probabilidades, passam a ser carregadores desta informação que pode ser armazenada, processada, comunicada.

3.1.1 Estados quânticos como carregadores de informação: Entropia de Shannon

Um dispositivo que armazene informação composto de N bits pode armazenar $W = 2N$ distintos estados. Equivalentemente, o conteúdo máximo de informação do dispositivo (no caso, número de bits) é dado por $\log_2(W)$. Portanto, W atinge seu valor máximo se todos os estados são igualmente prováveis, o que não é necessariamente verdade (um dado "viciado" terá probabilidades distintas, e com isso menos aleatoriedade, menos informação). A teoria que quantifica a informação foi introduzida por Shannon e define a chamada entropia de Shannon como um quantificador da informação num sistema dado por:

$$H = -\sum_{i=1}^{W} p_i \log_2(p_i), \tag{16}$$

em que p_i é a probabilidade de ocorrência do estado *i*. Considere uma medida do sistema que resulte numa modificação das probabilidades de alguns estados, de tal forma que a entropia de Shannon seja reduzida no estado final. Sendo assim, a diferença entre dois estados, ou seja,

$$I = H_{inicial} - H_{final} \tag{17}$$

será a quantidade de informação dada pela medida. Se a medida revela um estado de mensagem final único, então as probabilidades finais serão 1 para o estado único e todos os demais p_i serão nulos, gerando $H_{final} = 0$. Neste caso, a quantidade de informação dada pela medida torna-se

$$I = -\sum_{i=1}^{W} p_i \log_2(p_i) \tag{18}$$

que deve ser interpretada como a informação *média*, isto é, a média de todas as possíveis mensagens transmitidas pelo sistema. A chegada de uma mensagem improvável (p_i pequeno) carrega uma grande quantidade de informação ($\log_2(1/p_i)$ bits), mas a probabilidade disso acontecer é pequena. Enquanto a chegada de uma informação muito provável ($p_i \approx 1$) praticamente não carrega informação.

3.1.2 Bits e qubits

Um bit de informação pode ser armazenado em um sistema quântico de dois níveis. Os estados da base podem ser descritos em um espaço de Hilbert como sendo $|0\rangle$ e $|1\rangle$, por exemplo. Consideremos, entretanto, que existe a possibilidade de superposição de um contínuo de estados puros:

$$|\psi\rangle = c_0|0\rangle + c_1|1\rangle \tag{19}$$

com

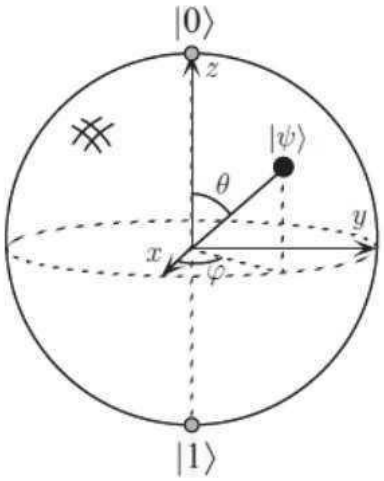
$$|c_0|^2 + |c_1|^2 = 1. \tag{20}$$

Como todos os espaços de Hilbert de dimensão 2 são isomórficos entre si, é possível pensar a Eq. (19) como sendo o estado de um sistema de spin $-1/2$. O estado de spin $-1/2$ mais geral possível é dado pelo operador de estado

$$\rho = \frac{1}{2}(\mathbf{1} + \mathbf{a} \cdot \boldsymbol{\sigma}) \tag{21}$$

Os estados puros da Eq. (20) são aqueles para os quais $\mathbf{a}$ tem comprimento unitário. Essa classe de estados admite uma representação chamada esfera de Bloch, que apresentamos na Eq. (15), em que foi escolhida a base $|0\rangle$ e $|1\rangle$ como os auto-estado de spin para cima e spin para baixo do operador σ_z.

Figura 4 – Esfera de Bloch: uma representação de um qubit em coordenadas esféricas.



Fonte: [5]

Na Figura 4 podemos verificar que variando θ e ϕ temos diversos estados distintos, todos eles representando estados puros de dois níveis. Nesta base, os autovetores sob o eixo x e y são denotados por $(|0\rangle \pm |1\rangle)/\sqrt{2}$ e $(|0\rangle \pm i|1\rangle)/\sqrt{2}$, que são os auto estados de σ_x e σ_y, respectivamente, na base $\{|0\rangle, |1\rangle\}$. Define-se que o espaço de Hilbert bidimensional gerado pelos kets da base $|0\rangle$ e $|1\rangle$ é a menor unidade quântica de informação, um bit quântico, batizado de qubit. A esfera de Bloch é a representação de um qubit. Assim, o termo qubit pode significar tanto o estado (o que acabamos de apresentar) como também a menor quantidade de informação quântica possível de ser armazenada em um sistema. O contexto servirá para distinguir entre os dois significados.

Assim como o caso dos bits, há diversas formas de realizar um qubit fisicamente. Uma primeira possibilidade são spins de átomos em uma armadilha. Outra possibilidade os estados de polarização dos fótons. Neste segundo caso, a esfera de Bloch representará os estados de polarização linear horizontal/vertical (ao invés de spin para cima/para baixo) e luz circularmente polarizada para a direita/esquerda (no lugar dos autoestados no eixo *y*).

O problema principal na realização de qubits experimentalmente é o controle, não só da amplitude dos coeficientes da Eq. (18), mas também de sua fase relativa. A fase relativa entre qubits é bastante sensível a perturbações externas, e a perda da estabilidade na diferença de fase é chamada de decoerência. Na prática, a escolha de como realizar um qubit será determinada pela facilidade de se minimizar a decoerência.

Finalizando, quando estamos tratando de estados de superposição como na Eq. (19), dizemos que estamos lidando com informação quântica. Quando estamos tratando de quaisquer estados ortogonais $|0\rangle$ e $|1\rangle$ para armazenar e transportar informação, podemos dizer que estamos lidando com informação clássica, que é um caso limite. Seja a informação manipulada por bits ou por qubits, trata-se de teoria da informação.

3.1.3 Alguns teoremas em informação quântica

A subárea da informação quântica está para a mecânica quântica assim como a termodinâmica está para a mecânica clássica. Os resultados da termodinâmica podem, em princípio, ser obtidos a partir de premissas básicas da mecânica clássica. Porém, devido à construção da própria termodinâmica, há muitos resultados que ampliam a compreensão de sistemas clássicos, em especial a segunda lei da termodinâmica. Lembremos que a segunda lei da termodinâmica proíbe a ocorrência de alguns fenômenos. Na informação quântica a situação é similar.

Os teoremas que serão apresentados aqui são derivados de conceitos fundamentais de mecânica quântica, mas, uma vez estabelecidos, ampliam a sua compreensão, em especial no sentido de proibir a existência de alguns dispositivos e /ou processos.

- **Teorema 1 (Teorema da não-clonagem) -** É impossível para qualquer dispositivo receber um estado quântico desconhecido e arbitrário como entrada e reproduzir exatamente o mesmo estado e uma cópia dele como saída. Ou seja, é impossível clonar um estado quântico.
- **Teorema 2 -** É impossível determinar o estado quântico desconhecido de um sistema único e individual, mesmo considerando qualquer quantidade de medidas ou sequência de medições.

Para os dois primeiros teoremas tem que um operador de estados pode ter diversos termos na diagonal e fora dela. Outra forma de traduzir isso seria descrevermos o número de medidas necessárias para determinar um estado quântico, como sendo necessário para obter informações a partir de medidas diversas em um ensemble de cópias dos sistemas igualmente preparados. É impossível, entretanto, obter todas as informações de um estado estatístico a partir de uma única cópia.

- **Teorema 3 -** É impossível, para qualquer dispositivo, distinguir de forma inequívoca, estados não-ortogonais.

Para provar o teorema 3, considere que uma operação de medição leva o sistema $|\psi_1\rangle \otimes |\chi_0\rangle$ em $|\psi_1\rangle \otimes |\chi_1\rangle$, em que $|\psi_1\rangle$ representa o estado que está sendo medido, $|\chi_0\rangle$ o aparelho de medida antes da medição e $|\chi_1\rangle$ o aparelho após a medição. Equivalentemente, $|\psi_2\rangle \otimes |\chi_0\rangle \rightarrow |\psi_2\rangle \otimes |\chi_2\rangle$. Para que o dispositivo de medida seja capaz de distinguir os estados inequivocamente, temos que $h\chi_1|\chi_2\rangle = 0$. Mas se isto é verdade, e considerando que uma medida é um processo de transformação unitário, o produto interno dos estados antes da medida também deve ser nulo, e isto implica em $h\psi_1|\psi_2\rangle = 0$.

Esses três teoremas formam a base da teoria da informação quântica. Como todos os três são impossibilidades de se realizar algo, fica o questionamento da relevância prática dessa teoria. Nas próximas seções veremos que mesmo fundamentado em impossibilidades e incertezas, a informação quântica possui relevância prática extremamente poderosa, a ponto de tornar possível cálculos que são impraticáveis com computação clássica.

2.3 Transmissão quântica de informação

Qualquer processo de envio de informação entre aquele que envia a informação e o que recebe (com processamento de informação ou não) é chamado de um canal. Os conceitos básicos que definem os canais quânticos de informação são os conceitos familiares de preparação de estados (remetente) e medidas (destinatário). Os teoremas que estabelecemos na seção anterior, em princípio, poderiam nos demonstrar que a comunicação quântica é inferior à atual comunicação clássica. Porém, devido justamente aos teoremas, é possível estabelecer resultados superiores aos clássicos, por exemplo em processos de proteção de informação, de criptografia de dados, numa subárea chamada de criptografia quântica, um dos primeiros e maiores triunfos da informação quântica.

3.2.1 Criptografia

A proteção da informação para sua transferência segura é realizada com métodos de criptografia, que são fundamentados em um procedimento de encriptação da mensagem, usualmente chamado de chave. Uma vez conhecida a chave, a mensagem pode ser revelada. Por exemplo, substitua as letras do alfabeto por números, de forma

ordenada $(a = 1, b = 2, c = 3\ldots)$, qual a palavra formada pela sequência de números: 1 21 12 1? Este é um exemplo de mensagem (palavra) encriptada.

A criptografia usada pelos nazistas, durante a segunda guerra mundial, não era completamente aleatória, possuía a restrição de que um caractere não era utilizado para representar ele próprio. Esta particularidade, junto com a consideração, pelos ingleses, de que o termo "Hiel Hitler" sempre aparecia no início ou no final da mensagem

diminuiu significativamente a aleatoriedade estatística da chave utilizada pelos nazistas e fez com que, usando técnicas probabilísticas e a comparação das mensagens interceptadas, os britânicos (graças, principalmente, ao matemático Alan Turing) fossem capazes de desvendar a chave de encriptação e decodificar a mensagem (SILVA, 2022).

A chave nazista apresentada é um exemplo de chave estática, pois é a mesma para uma dada mensagem. A mensagem se torna mais difícil de decodificar se a chave muda à medida que a mensagem é transmitida. Isso pode ser eficientemente implementado em binário. Primeiramente, gera-se uma chave aleatória de mesmo tamanho da mensagem e forma-se o criptograma ao adicionar a chave à mensagem. O efeito disso é que um bit da mensagem ficará inalterado, caso ele seja 0, e será trocado se ele for 1. Nesse esquema, dois caracteres iguais serão encriptados de forma ligeiramente diferente (o que não acontece na chave estática). É possível demonstrar que se a chave foi usada uma única vez e é totalmente aleatória, o criptograma é inquebrável. Porém, essa impossibilidade de quebra é teórica; na prática os comunicadores da mensagem terão que compartilhar algum tipo de chave prévia para compartilharem a chave criptográfica, o que insere algum tipo de padrão não-aleatório no criptograma. Não existe, portanto, um protocolo clássico de criptografia que seja 100% seguro.

3.2.1.1 Criptografia quântica

As características especiais da informação quântica podem ser usadas para realizar um processo de transferência de informação que não pode ser descoberto por um terceiro, sem que as pessoas envolvidas na transferência da mensagem descubram a espionagem. O método para isso é devido a Bennett e Brassard (BENNETT; BRASSARD, 1984).

Os dois comunicadores são usualmente chamados de Alice e Bob, segundo o jargão da área de informação quântica. Suponha que Alice queira enviar uma mensagem para Bob de forma segura, usando a polarização de fótons como meio de comunicação. As polarizações lineares vertical/horizontal dos estados de fótons representam os valores binários 0 e 1. Alternativamente, Alice pode utilizar também as polarizações lineares a $\pm\{|1\rangle, |0\rangle\}$, e estes novos estados de polarização representarão os valores 0 e 1.

Alice pode também encriptar sua mensagem criando uma chave que é a mudança aleatória de base, ou seja, ela escreve a mensagem utilizando a linguagem binária de 0's e 1's, mas mudando randomicamente entre as duas bases $\{|1\rangle, |0\rangle\}$ (horizontal/vertical) e $\{|+\rangle, |-\rangle\}$ $(+45°/-45°)$. Bob, para fazer a leitura binária, utiliza um polarizador, e ele também muda, de forma randômica, a orientação do seu filtro de polarização entre as duas bases, anotando a sequência de passagem ou não dos fótons pelo polarizador. Após uma sequência de fótons ter sido enviada, Alice revela, através de um canal público, a sequência de orientações da base que ela utilizou. Estatisticamente, na metade das tentativas, as bases de Bob coincidirão com as de Alice e, nesses casos, ele saberá com certeza qual valor ela enviou. Ou seja, ele terá a metade da informação obtida corretamente.

A desvantagem do método é que a metade da informação é perdida.
A grande vantagem é que não é possível interceptar a mensagem sem que Bob descubra. Suponha que uma espiã, chamada Eva (outro jargão da área), tente interceptar a mensagem para decodificá-la. Eva mede a polarização de cada fóton da mesma forma que Bob faz, e Eva envia um outro fóton substituto do original para Bob, esperando permanecer como um intruso desconhecido. Como Eva desconhece a base utilizada por Alice, ela enviará bits com base aleatórias para Bob, que não são fidedignos à base original utilizada por Alice. Quando Alice publicar sua base e Bob usar a chave para decifrar a mensagem de Alice, ele obterá um resultado sem sentido. Com isso, Bob poderá alertar Alice sobre um intruso na comunicação entre eles, descobrindo a espionagem de Eva.

No mundo real, existe ainda a possibilidade de ruído entre os canais de comunicação entre Alice e Bob, que podem causar decoerência da mensagem. É possível estender a teoria aqui desenvolvida para incluir esses casos e os

resultados e características principais continuam valendo. Segue valendo, inclusive, o resultado mais forte da criptografia usando estados quânticos, que é o fato de um espião sempre ser detectado.

3.3 Emaranhamento

Um dos princípios fundamentais da Mecânica Quântica é o princípio de superposição, cujas medidas produzem resultados inesperados em informação quântica. Como nos exemplos já vistos da transmissão de informação e da criptografia usando estados quânticos. Outros fenômenos ainda mais interessantes podem surgir quando consideramos o chamado emaranhamento, que consiste na aplicação do princípio de superposição para sistemas com dois ou mais componentes.

O Emaranhamento nada mais é que um fenômeno quântico que surge quando partículas interagentes não podem ser descritas por funções de ondas distintas (DEUSTCH; HAYDEN, 2000), mesmo quando separadas por grandes distâncias essas partículas ainda se comportam como um único sistema.

Partículas com essa natureza são chamadas de par EPR, cujo nome se deve ao fato do fenômeno ter sido discutido por Albert Einstein, Boris Podolsky e Nathan Rosen em 1935. O par EPR parece seguir um princípio de não localidade (HORODECKI, 2009): ao medir-se alguma grandeza de uma das partículas emaranhadas, a função de onda do conjunto se colapsa para um dos possíveis valores, assim, todas as outras partículas se apresentarão exatamente como a primeira que fora observada e ao que tudo indica, instantaneamente.

Classicamente, é possível clonar a informação, como nos discos rígidos ou CDs. No caso quântico, entretanto, o teorema da não clonagem impossibilita a cópia de qubits. Em caso contrário estaríamos habilitados a clonar um estado quântico por diversas vezes e realizar as medidas nesses estados evitando a perturbação no estado original, diminuindo assim as interferências externas que levam ao surgimento da perda de informação. O nome dado a esse processo de perda de informação é de coerência e ela está relacionada à perda de fase global em um sistema de bits quânticos.

No caso do jogo de cara ou coroa, seria como se pudéssemos medir o resultado com a moeda ainda em voo.

3.3.1 Definição de emaranhamento

Considere uma partícula que pode estar em dois estados, digamos $|u_1\rangle$ ou $|u_2\rangle$, e outra partícula que possa estar também em dois estados, digamos $|v_1\rangle$ ou $|v_2\rangle$. O seguinte estado de duas partículas:

$$\alpha_1\beta_1|u_1\rangle \otimes |v_1\rangle + \alpha_1\beta_2|u_1\rangle \otimes |v_2\rangle + \alpha_2\beta_1|u_2\rangle \otimes |v_1\rangle + \alpha_2\beta_2|u_2\rangle \otimes |v_2\rangle \quad (22)$$

é um estado separável, fatorável, pois pode ser escrito como um termo que separadamente descreve a partícula 1, e outro que descreve a partícula 2, da seguinte forma:

$$(\alpha_1|u_1\rangle + \alpha_2|u_2\rangle) \otimes (\beta_1|v_1\rangle + \beta_2|v_2\rangle). \quad (23)$$

Por outro lado, o estado

$$|u_1\rangle \otimes |v_1\rangle + |u_2\rangle \otimes |v_2\rangle \quad (24)$$

não é fatorável. Comparando as Eq. (22) com (23), os dois estados seriam iguais se $\alpha_1\beta_1 = \alpha_2\beta_2 = 1$ e $\alpha_1\beta_2 = \alpha_2\beta_1 = 0$, o que é impossível. Estados emaranhados são estados que não são separáveis. Ou seja, o emaranhamento é definido por uma negação, conforme comentamos.

O estado separável mais geral possível pode ser escrito como um produto tensorial de suas partes *a* e *b*:

$$\rho^{ab} = \sum_i c_i \rho_i^a \rho_i^b, \quad (25)$$

em que $\sum_i c_i^2 = 1$. O estado será dito emaranhado se não puder ser escrito dessa forma, se ele não for separável. Caso o estado seja separável, ele é dito não-emaranhado.

3.3.2 Identificação de emaranhamento

Por ser uma negação, a definição de emaranhamento leva a muitos problemas práticos. Por exemplo, um estado misto possui uma infinidade de maneiras de ser escrito como superposição de outros estados, o que dificulta a identificação de se o estado em estudo pode ser descrito na forma da Eq. (25) ou não. Por isso, é necessário encontrar critérios para identificar emaranhamento, e estes critérios dependem se os estados são puros ou mistos.

Estados puros: Considere um estado puro $\rho^{ab} = |\psi^{ab}\rangle\langle\psi^{ab}|$ em que as componentes dele são escritas como traços parciais $\rho^a = T_r^b\,(\rho^{ab})$ e $\rho^b = T_r^a\,(\rho^{ab})$. Logo um estado composto por duas partes só podem ser puro se as duas

partes são puras, ou se as duas são não puras. Sendo assim, pelo teorema acima, temos duas possibilidades:

1. Ambos estados ρ^a e ρ^b são puros e o estado total é separável, ou seja, não é emaranhado.
2. Ambos estados ρ^a e ρ^b são não puros e o estado total não é separável, ou seja, é emaranhado.

Note que o primeiro caso corresponde a um estado não-correlacionado e que o segundo caso corresponde a um estado correlacionado. Isto é, para estados puros, a definição de emaranhamento é exatamente a mesma de correlação e, portanto, para esse tipo de estados, as definições são equivalentes. Para um estado puro composto de duas partes, é condição necessária e suficiente que, se os estados parciais forem puros $(Tr(\rho^{a,b}) = 1)$, o estado total é não-emaranhado. Se os estados parciais são mistos $(Tr(\rho^{a,b}) < 1)$, então o estado total é emaranhado.

É importante frisar que um estado é emaranhado em relação a uma dada escolha de separação de componentes. Por exemplo, o estado fundamental do átomo de hidrogênio, quando escrito em termos de posição relativa ao centro de massa, não tem as posições do elétron e do próton emaranhadas, e a equação de Schrödinger é fatorável. Se, por outro lado, escrevermos o sistema na base de coordenadas de elétron e próton, com $V(|\vec{r}_{e^-} - \vec{r}_{e^+}|)$ a posição das duas partículas será emaranhada.

- **Estados mistos:** Para estados mistos, os conceitos de correlação e emaranhamento são diferentes. Um importante critério para identificar emaranhamento em sistemas de dois componentes (usualmente chamados de **sistemas bipartite**) é o chamado critério de Peres.

3.3.3 O significado físico do emaranhamento

Fisicamente, um estado emaranhado significa que a determinação (medição) da propriedade emaranhada de uma das partes define, de forma instantânea e violando a localidade clássica (ou relativística), a respectiva propriedade da outra parte. O protótipo de sistema emaranhado é o estado de singleto de duas partículas de spin $-1/2$ (ou dois qubits):

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\rangle|\downarrow\rangle - |\downarrow\rangle|\uparrow\rangle) = \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle|1\rangle - |1\rangle|0\rangle). \qquad (26)$$

Esse estado não tem definido a orientação de um único spin, mas, sim, que a orientação dos dois spins é oposta. Se medirmos um dos spins, teremos certeza de que o outro está na orientação oposta. Essa é uma característica dos estados emaranhados. O estado descrito pela Eq. (26) também é comumente chamado, na literatura de informação quântica, de estado de Bell. Isto porque é o estado mais simples que viola a desigualdade de Bell maximamente, ou seja, esse estado é a violação da desigualdade de Bell com maior valor possível. Além disso, também é possível mostrar que a correlação quântica mais fraca é ainda assim mais forte do que qualquer tipo de correlação clássica. O emaranhamento é um exemplo de correlação quântica. Como a definição de emaranhamento é pela negação da separabilidade da matriz densidade, definir todos os atributos físicos ou fenômenos que constituem a natureza qualitativa do emaranhamento não é trivial. Como contraexemplos, considerando uma classe de estados tais que $Tr(A\rho) = \langle A \rangle > 0$, todas as misturas desses estados terão essa propriedade; alternativamente, uma mistura de estados separáveis também é separável. Uma mistura de dois estados emaranhados, entretanto, pode não ser um estado não - emaranhado, como veremos a seguir.

Considere os dois estados emaranhados:

$$|\psi_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\big(|\uparrow\rangle \otimes |\uparrow\rangle\big\rangle + |\downarrow\rangle \otimes |\downarrow\rangle\big), \tag{27}$$

$$|\psi_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\big(|\uparrow\rangle \otimes |\uparrow\rangle\big\rangle - |\downarrow\rangle \otimes |\downarrow\rangle\big). \tag{28}$$

As matrizes densidade para os estados puros $\rho_I = |\psi_i\rangle\langle\psi_i|$ são dadas por:

$$\rho_1 = \begin{pmatrix} 1/2 & 0 & 0 & 1/2 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1/2 & 0 & 0 & 1/2 \end{pmatrix}, \rho_2 = \begin{pmatrix} 1/2 & 0 & 0 & -1/2 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ -1/2 & 0 & 0 & 1/2 \end{pmatrix}. \tag{29}$$

A mistura $\rho = \rho_1 + \rho_2$ normalizada será:

$$\rho = diag(1/2,0,0,1/2), \tag{30}$$

que é um estado separável. A mistura de dois estados fortemente emaranhados gerou um estado que é separável. Essa característica do emaranhamento mostra que esse fenômeno é bem diferente do que qualquer outro observável físico conhecido.

O exemplo que usamos são estados que violam maximamente a desigualdade de Bell. Por isso, pode-se pensar que emaranhamento é um exemplo de correlação quântica mais forte que qualquer correlação clássica. Embora essa ideia seja

verdadeira, ou seja, o emaranhamento realmente é mais forte que correlações clássicas, não é sempre verdade que sistemas emaranhados violarão a desigualdade de Bell. Como exemplo, vejamos o estado de Werner. Ele é construído como a mistura de um estado de singleto com um estado totalmente despolarizado:

$$\rho_W = s|\psi_S\rangle\langle\psi_S| + \frac{1-x}{4}\mathbf{1}. \quad (31)$$

Pelo critério de Peres-Horodecki, o estado é emaranhado no intervalo $1/3 < x < 1$. Por outro lado, a desigualdade de Bell é válida para $x < 1/\sqrt{2}$. Isso significa que se x estiver no intervalo $1/3 < x < 1/\sqrt{2}$, o sistema será emaranhado e não violará a desigualdade de Bell.

Há muito ainda a ser explorado nesse campo, mas, em linhas gerais, a definição de emaranhamento como a negação da separabilidade é demasiado abrangente e pode incluir diversos "tipos" de emaranhamento sobre um mesmo nome ou estrutura. Essas distinções entre diferentes classes de emaranhamento são difíceis de perceber em baixa dimensão, como $2 \otimes 2$, mas são mais fáceis de ser investigadas em dimensões mais altas. A relação entre o uso do estado de Werner e sua eficiência para realizar o teletransporte quântico.

3.4 Teletransporte de estados quânticos

Considere que você queira enviar uma fotografia para alguém que vive em outro lugar. Você pode enviar essa fotografia pelo serviço de correios, e neste caso a fotografia terá sido transportada. Alternativamente, em vez de enviar a própria fotografia, você pode enviar um arquivo digital que contém informação sobre a fotografia, de tal forma o signatário possa recriá-la. Neste caso, a fotografia foi teletransportada.

Por teletransporte de estados quânticos entendemos algum tipo de operação que produz uma descrição completa de um estado existente em outro local. Como no caso clássico, a informação sobre o estado deve ser enviada a alguém que poderá recriar o estado completamente. Entretanto, o teorema da não clonagem e o da impossibilidade de se determinar um estado com medidas em apenas um objeto impedem que o teleporte de um estado quântico arbitrário através de métodos usuais de informação seja possível. Porém, Bennett *et al.* (1984) mostraram ser possível implementar o

teleporte usando um canal de informação clássico utilizando pares de partículas em estados quânticos emaranhados.

O método de teletransporte de estados quânticos deve seguir alguns passos, como exemplificado a seguir:

1. Consideremos que Alice tem uma partícula cujo estado desconhecido é:

$$|\psi^c\rangle = u|0^c\rangle + v|1^c\rangle \tag{32}$$

com

$$|u|^2 + |v|^2 = 1. \tag{33}$$

2. Define-se uma base emaranhada para o sistema de dois qubits (também conhecida como estados de Bell):

$$\begin{aligned}
|\,\psi_+^{ab}\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|0^a\rangle|1^b\rangle + |1^a\rangle|0^b\rangle) \\
|\,\psi_-^{ab}\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|0^a\rangle|1^b\rangle - |1^a\rangle|0^b\rangle) \\
|\,\psi_+^{ab}\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|0^a\rangle|0^b\rangle + |1^a\rangle|1^b\rangle) \\
|\,\psi_-^{ab}\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|0^a\rangle|0^b\rangle - |1^a\rangle|1^b\rangle)
\end{aligned} \tag{34}$$

que serão utilizados por Alice e Bob para o teletransporte da informação. Esses estados são ortonormais. Assim como o estado singleto (o segundo da sequência) todos eles violam maximamente a desigualdade de Bell e, além disso, um pode ser transformado no outro através de uma única transformação unitária.

Para preparar a comunicação, Alice e Bob precisam compartilhar um estado emaranhado, por exemplo o estado $|\,\psi_-^{ab}\rangle$. Alice fica com a partícula *a* e Bob com a *b*. O estado de três partículas será dado por:

$$\begin{aligned}
|\,\psi^{abc}\rangle &= |\,\psi^c\rangle|\,\psi_-^{ab}\rangle \\
&= \frac{1}{\sqrt{2}}(u|0^c\rangle|0^a\rangle|1^b\rangle - u|0^c\rangle|1^a\rangle|0^b\rangle \\
&\quad + v|1^c\rangle|0^a\rangle|1^b\rangle - v|1^c\rangle|1^a\rangle|0^b\rangle\,)
\end{aligned} \tag{35}$$

Note que $|\,\psi^{abc}\rangle$ contém todos os estados de *a* e *c* necessários para reescrever a Eq. (35) na base de Bell para estas duas partículas $\{|0^c\rangle|0^a\rangle, |1^c\rangle|0^a\rangle, |0^c\rangle|1^a\rangle, |1^c\rangle|1^a\rangle\}$.

3. O próximo passo consiste em Alice realizar medidas conjuntas das partículas *a* e *c* para definir um estado de Bell. Se ela medir, por exemplo, $|\psi_+^{ca}\rangle$, como há emaranhamento com a partícula de Bob, ele saberá que seu estado é o

$$(-u|0^b\rangle + v|1^b\rangle) \tag{36}$$

4. Por fim, Alice conta a Bob qual foi seu estado de Bell encontrado, e a partir dessa informação, Bob saberá qual transformação unitária ele terá que realizar para recuperar o estado inicial original. No caso do nosso exemplo, como Bob conclui que seu estado é o $(-u|0^b\rangle + v|1^b\rangle)$, ele realiza a operação:

$$\begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} -u \\ v \end{pmatrix}^b = \begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix}^b = |\psi^c\rangle. \tag{37}$$

Cada um dos possíveis estados de Bell de *ac* que Alice pode encontrar indicará que Bob está com uma combinação linear específica de $|0^b\rangle$ e $|1^b\rangle$, e para cada combinação haverá uma operação unitária específica para reconstruir $|\psi^c\rangle$. Alice só precisa dizer qual estado de Bell *ac* ela mediu.

Note que nenhuma das operações descritas depende de *u* e *v* que definem o estado $|\psi^c\rangle$. O procedimento não viola o teorema da não-clonagem, pois permanece existindo uma única cópia do estado $|\psi^c\rangle$ no final. O estado inicial foi alterado pela medida de Alice e recuperado pela transformação de Bob. Efetivamente, podemos dizer que o estado *c* de Alice foi teletransportado para a partícula *b* de Bob.

3.4.1 Realização experimental do teletransporte

Para a realização experimental do teletransporte, de acordo com o protocolo estabelecido, é necessário realizar três tarefas:

i. produzir estados emaranhados (estado de Bell) ab;
ii. Alice deve ser capaz de medir qual estado de Bell ac ela possui;
iii. Bob deve ser capaz de realizar as transformações unitárias para obtenção do estado c a partir do estado b.

O primeiro é bem conhecido, por exemplo, o decaimento do positrônio ou a conversão paramétrica descendente. O terceiro também é conhecido. Se ignorarmos alguma fase relativa que não afete o estado final e usando o mesmo exemplo de fótons como qubits, as transformações unitárias são rotações que podem ser feitas utilizando elementos ópticos bem conhecidos, com as placas de meia onda. O procedimento menos trivial neste caso é o segundo, o de distinguir os estados de Bell. Já foi demonstrado que esta tarefa é impossível de ser realizada via óptica linear, com o uso de divisores de

feixe, polarizadores e reguladores de fase. Porém, mesmo assim, essa medida ainda é possível.

Usando a interpretação usual de spin para qubits, os quatro estados de Bell são os autovetores dos três operadores que comutam: $\sigma_x \otimes \sigma_x$, $\sigma_y \otimes \sigma_y$ e $\sigma_z \otimes \sigma_z$. Os autovalores para esses operadores estão mostrados na tabela abaixo:

Tabela 1 – Autovalores de Bell

	$\sigma_x \otimes \sigma_x$	$\sigma_y \otimes \sigma_y$	$\sigma_z \otimes \sigma_z$
ψ_+	$+1$	$+1$	-1
ψ_-	-1	-1	-1
ϕ_+	$+1$	-1	$+1$
ϕ_-	-1	$+1$	$+1$

É suficiente medir quaisquer dois dos três operadores, pois eles satisfazem a identidade $(\sigma_x \otimes \sigma_x)(\sigma_y \otimes \sigma_y)(\sigma_z \otimes \sigma_z) = -1$. Suponha que Alice escolha medir $\sigma_z \otimes \sigma_z$ e depois $\sigma_x \otimes \sigma_x$. A primeira medida determina se a componente z dos spins são paralelas ou antiparalelas (isto é, distingue entre ψ ou ϕ). Salienta-se aqui que é essencial que esse procedimento seja feito para determinar os estados de σ_z pra ambas as partículas. Isso ocorre porque $\sigma_x \otimes \mathbf{1}$ e $\mathbf{1} \otimes \sigma_z$ não comutam com $\sigma_x \otimes \sigma_x$. O método anterior, obviamente, irá destruir o estado de Bell, mas isso não é tão importante. O que importa é que o teleporte ocorra. Outras técnicas mais sofisticadas foram produzidas para distinguir estados de Bell e realizar teleporte.

Teletransporte quântico.

O Teletransporte quântico é uma demonstração do que Albert Einstein chamou de "ação fantasmagórica à distância", mas hoje é mais conhecido como entrelaçamento quântico.

No entrelaçamento, um dos conceitos básicos da física quântica é que as propriedades de uma partícula afetam as propriedades de outra, mesmo quando as partículas são separadas por uma grande distância, de fato, qualquer distância. O teletransporte quântico envolve duas partículas distantes entrelaçadas, quando o estado de uma terceira partícula "teleporta" instantaneamente seu estado para as duas partículas entrelaça. Um bit de um computador eletrônico atual possui um único valor binário, que

pode ser "0" ou "1", mas os qubits dos computadores quânticos podem ser "0" e "1" ao mesmo tempo, devido ao fenômeno da superposição. E eles se comunicam uns com os outros não por eletricidade percorrendo fios de cobre dentro dos chips, mas teletransportando as informações de forma instantânea. Essas capacidades estão na base do grande potencial dos computadores quânticos.

Recentemente, pesquisadores da Universidade de Bristol e na Universidade Técnica da Dinamarca conseguiram realizar o teletransporte quântico entre dois chips de computador pela primeira vez. As equipes conseguiram enviar informações de um chip para outro instantaneamente sem que eles estivessem fisicamente ou eletronicamente conectados, um feito que impulsionada ainda mais os computadores quânticos.

Esse tipo de teletransporte é possível graças a um fenômeno chamado emaranhamento quântico, no qual duas partículas se tornam tão entrelaçadas que podem “se comunicar” a longas distâncias. Alterar as propriedades de uma partícula fará com que a outra mude instantaneamente também, não importa quanto espaço as separa. Em essência, as informações estão sendo teleportadas entre elas.

Hipoteticamente, não há limite para a distância pela qual o teletransporte quântico pode operar. Nosso entendimento atual da física diz que nada pode viajar mais rápido que a velocidade da luz, mas, com o teletransporte quântico, as informações parecem quebrar esse “limite de velocidade”.

Aproveitar esse fenômeno pode ser benéfico, e o novo estudo ajuda a aproximar isso da realidade. A equipe gerou pares de fótons emaranhados nos chips e depois fez uma medição quântica de um. Esta observação altera o estado do fóton, e essas alterações são instantaneamente aplicadas ao fóton parceiro no outro chip. “Conseguimos demonstrar um vínculo de alta qualidade entre dois chips no laboratório, onde os fótons compartilham um único estado quântico”, afirmou Dan Llewellyn, coautor do estudo.

3.5 Computação quântica

A computação quântica leva em conta as bases da teoria clássica da informação (OLIVEIRA, 2004) bem como as leis da mecânica quântica, todas as suas operações lógicas operam por meio da manipulação dos estados dos bits quânticos.

A manipulação desses qubits, assim como no caso dos bits clássicos são realizadas através de portas lógicas, que no caso quântico recebem o nome de portas

quânticos, ou *quantum gates*. Matematicamente são transformações que preservam o produto interno, unitárias, que fisicamente podem ser medidas nas mudanças no nível de energia de um átomo, mudanças no plano de polarização de fótons, ou ainda rotações na orientação do spin nuclear dos átomos.

A associação de diversas portas quânticas permite a construção de circuitos quânticos, capazes de implementar programas mais complexos.

A implementação física dos qubits é bastante flexível e pode ser feita por meio de diversos sistemas. Somente isso já é uma grande vantagem, no entanto, alguns sistemas quânticos são muito sensíveis e difíceis de serem implementados (DIVINCENZO, 2000). Podemos citar como exemplo os computadores quânticos baseados em supercondutores: nesses computadores, os qubits são implementados pelo estado de magnetização de pequenos circuitos supercondutores, resfriados em baixíssimas temperaturas, chamados de junção Josephson.

Há também os computadores quânticos que utilizam armadilhas de íons para implementar os qubits, nesse caso, os modos vibracionais dos íons são quantizados (TESCH, 2002) e emulam os estados quânticos (CIRAC, 1995). Também é possível basear um computador quântico por meio de redes ópticas, nesse caso os qubits são implementados através dos estados de átomos neutros presos em uma rede óptica (KNILL,2001).

Além dessas opções podem existir computadores quânticos baseados em quantum-dots (LOSS, 1998) (nos quais os qubits são baseados nos estados singletoetripleto dos spins de pontos quânticos); cavidades quânticas eletrodinâmicas(BLAIS,2004) (qubits emulados pelo estado interno de átomos aprisionados em poços quânticos); moléculas de fulereno (na qual os qubits são baseados no spin eletrônico de átomos ou moléculas envoltos em fulerenos); computadores quânticos ótico-lineares (qubits produzidos por diferentes modos estacionários de luz por meio de elementos lineares, como espelhos, divisores de feixe e deslocadores de fase); computadores quânticos baseados no condensado de Bose-Einstein; computadores quânticos baseados dopados com íons de terras raras (qubit implementado pelo estado eletrônico dos átomos dopantes dentro de fibras ópticas) e até em cristais inorgânicos mesmo computadores quânticos baseados em nano esferas de carbono.

O conceito da computação quântica surgiu em 1982 através de grandes nomes como Richard Feynman (FEYNMAN, 1982) e Paul Benioff (BENIOFF, 1980).

Pouco tempo depois em 1985, David Deutsch idealizou o primeiro algoritmo voltado para a resolução de um problema num computador quântico mostrando que esse tipo de computador poderia realizar a tarefa com menos passos que um computador clássico (IFRAH, 2000).

Para isso usou uma ideia simples como uma moeda: num teste se uma moeda apresentar cara e coroa será considerada verdadeira, um computador clássico teria de fazer duas verificações enquanto o computador quântico verificaria as duas faces simultaneamente.

Mais tarde em 1994, Peter Shor (SHOR, 1994) apresentou um algoritmo capaz de fatorar números não primos em computadores quânticos e também foi capaz de mostrar que para números muito grandes os computadores eletrônicos levariam um tempo muito maior que os de natureza quântica, computadores clássicos fazem fatorações em inteiros usando um tempo sub-polinomial (da ordem de $e^{2log\,N^{\frac{1}{3}}}$), sendo N o tamanho da entrada numérica, enquanto computadores quânticos executando o algoritmo de Shor levam um tempo polinomial (na ordem de log *N*), significativamente mais rápido (SIPSER, 2006).

3.5.1 Vantagens, desvantagens e aplicações

Principais Vantagens:

1. Realização de milhares de cálculos por segundo;
2. Velocidade na busca de informações em banco de dados extremamente rápida;
3. Diminuição nos custos na validação e verificação de softwares durante sua criação;
4. Menor consumo de energia;
5. Diminuição de custos com combinações mais eficientes.

Principais Desvantagens:

1. Perde facilmente as informações armazenadas no qubit se este sofrer interferência eletromagnética;
2. Superaquecimento;
3. Grande dificuldade em estabilizar o emaranhamento de muitos qubits.

Possíveis Aplicações:

1. Segurança: graças a propriedade de emaranhamento qualquer tipo de interferência nos dados transmitidos ou durante uma comunicação, resulta em sua alteração sendo detectada instantaneamente;

2. Teleporte: com o emaranhamento também é possível que uma informação quântica seja transmitida de um lugar a outro instantaneamente sem atravessar o espaço que o separa;
3. Fatoração de números primos: permite a quebra de qualquer criptografia atual em poucos minutos;
4. Logística: otimização na combinação de possíveis rotas tornando mais eficiente a organização de vôos, por exemplo;
5. Simulação: para reproduzir um comportamento natural para previsões mais precisa de fenômenos naturais e de reações químicas para projeção de novos medicamentos, desenvolvimento de novos catalisadores e materiais, acelerar o desenvolvimento da inteligência artificial, desenvolver novos processos industriais, dentre outros inimagináveis;
6. Sensores quânticos: realização de medidas de quantidades físicas mais precisos;
7. Internet: maior segurança e rapidez nas comunicações e envio de dados.

4 CONSIDERAÇÕES FINAIS

Mostramos no presente trabalho de revisão bibliográfica o potencial de uso do q-bits para demonstração de conceitos da física quântica que podem estar presentes num curso de ensino médio. É fato que a natureza probabilística da física quântica traz grandes barreiras durante o aprendizado do aluno (BAO; REDISH,2002) e que até mesmo a inserção de assuntos acerca do tema tem adquirido novos tipos de abordagem e enfoque nos tratamentos matemáticos (PANTOJA; MOREIRA; HERSCOVITZ, 2011). Sendo a informação quântica uma aplicação da abrangente física quântica, acreditamos que se pode trilhar um caminho didático capaz de afeiçoar o aprendizado dos alunos e proporcionar a eles quebras de paradigmas e superação de concepções alternativas desse universo não determinístico que normalmente não é palatável ao estudante.

Assim, esta pesquisa tem como principal escopo contribuir para a compreensão e divulgação desse campo transversal às áreas da física, matemática, computação e engenharia, que é a informação quântica. A adoção do paradigma quântico na computação parece ser uma trajetória natural, e caminha concomitante com a diminuição do tamanho dos dispositivos eletrônicos presentes nos computadores, como já previa a Lei de Moore. Seria um erro pensar nela como mais uma dentre muitas tentativas de substituição de uma tecnologia em vias de esgotamento. O embasamento teórico necessário transita entre os conceitos da física quântica a matemática, em especial a álgebra linear no espaço dos complexos. Sendo essas compreensões indispensáveis aos interessados na área.

REFERÊNCIAS

BELKIN, N. J., Information Concepts for Information Sciense. *Journal of Documentation*, Vol. 34, n. I, p. 55-85, Mar. 1978

BENNETT, C. H. and BRASSARD, G., Quantum cryptography: Public-key distribution and coin tossing, *Proceedings of IEEE International Conference on Computers, Systems and Signal Processing*, Bangalore, India, December 1984, pp. 175 - 179.

CARUSO, F.; OGURI, V. **Física Moderna**. 2. Ed. Rio de Janeiro: Elsevier, 2016.

FREIRE Jr., Olival, GRECA, Ileana Maria. *scientiæ studia*, São Paulo, v. 11, n. 1, p. 11-33, 2013

KIRCHHOFF, G. Monatsber. Berlin, 1859, p. 662.

KUHN, T. S. **Black-body Theory and the Quantum Discontinuity**, Oxford U. P., Oxford, 1978.

NOVAES, Marcel, STUDART, Nelson. **Mecânica Quântica Básica**. São Paulo: Editora Livraria da Física, 2016.

PAIS, Abraham. **"Sutil é o Senhor...": A Ciência e a Vida de Albert Einstein**. Tradução: Fernando Parente e Viriato Esteves. Rio de Janeiro: Nova Fronteira, 1995.

PEREZ, Silvana. **Mecânica quântica: um curso para professores da educação básica**. São Paulo: Editora Livraria da Física, 2016.

STUDART, Nelson. Revista Brasileira de Ensino de Física. 22, **4**, 2000.

SILVA, Daniel Neves. "Alan Turing"; *Brasil Escola*. Disponível em: https://brasilescola.uol.com.br/biografia/alan-mathison.htm. Acesso em 08 de março de 2022.

TIPLER, Paul, LLEWELLYN, Ralph A. **Física moderna**. 6. ed. Rio de Janeiro: Editora LTC, 2014.

WIEN, W. Annalen der Physik. 58, **662**, 1896.