



UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO DE JANEIRO
Instituto de Física
Curso de Licenciatura em Física

Experimentos de Escolha Retardada

Hugo Leonardo Leite Lima

Monografia apresentada ao Instituto de Física da Universidade Federal do Rio de Janeiro como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Licenciado em Física.

Orientador: Carlos Eduardo Aguiar

Rio de Janeiro
Dezembro de 2013

Experimentos de Escolha Retardada

Hugo Leonardo Leite Lima

Orientador: Carlos Eduardo Aguiar

Monografia apresentada ao Instituto de Física da Universidade Federal do Rio de Janeiro como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Licenciado em Física.

Aprovada por:

Prof. Carlos Eduardo Aguiar (Presidente)

Prof. Antonio Carlos Fontes dos Santos

Prof. Alexandre Carlos Tort

Rio de Janeiro
Dezembro de 2013

Dedico essa monografia à minha esposa Estela, que me apoiou incondicionalmente em todos os momentos, dedicando-se incessantemente a ajudar-me prol da realização dos meus objetivos. Quando achei que não fosse conseguir, obtive força em suas palavras de conforto. Só tenho a agradecer a essa pessoa maravilhosa. Um grande beijo e que Deus a abençoe sempre.

Agradecimentos

À família, que nunca duvidou da minha capacidade e me ensinou a não desistir dos meus sonhos. Com meus pais aprendi que com humildade, esforço e dedicação, sempre podemos alcançar nossos objetivos. Essa lição foi mais importante do que quaisquer teorias.

Aos amigos, principalmente Leandro e Jefferson, que sempre estiveram comigo, inclusive nos finais de semana estudando para as provas, tirando minhas dúvidas e me ajudando nos trabalhos em grupo. Sem eles, tudo seria muito mais difícil.

A todos os outros que contribuíram para a conclusão deste trabalho, em especial o prof. Carlos Eduardo, que me conduziu nessa árdua tarefa com muita presteza e sabedoria.

RESUMO

Experimentos de Escolha Retardada

Hugo Leonardo Leite Lima

Orientador: Carlos Eduardo Aguiar

Resumo da monografia submetida ao Instituto de Física da Universidade Federal do Rio de Janeiro como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Licenciado em Física.

Os experimentos de escolha retardada trazem à tona efeitos que desafiam nossos conceitos mais básicos sobre realidade, espaço e tempo, ao mesmo tempo em que confirmam a validade da teoria quântica. Apesar de sua importância para a compreensão da diferença entre a visão quântica e clássica dos fenômenos físicos, os experimentos de escolha retardada são pouco explorados nos textos introdutórios de mecânica quântica ou física moderna. Neste trabalho apresentaremos alguns desses experimentos, procurando fazer uma abordagem acessível a alunos que iniciam o estudo da física quântica.

Rio de Janeiro
Dezembro de 2013

Sumário

1	Introdução	1
2	Princípios da Mecânica Quântica	3
2.1	Postulados da Mecânica Quântica	3
2.1.1	O Princípio da Superposição	3
2.1.2	Grandezas Físicas e Operadores	4
2.1.3	Probabilidades e Amplitudes de Probabilidades	5
2.1.4	Desigualdade de Heinsenberg	5
2.1.5	Colapso do Vetor de Estado	6
2.1.6	Equação de Schrödinger	7
2.2	As Visões Clássica e Quântica da Física	7
3	Dualidade Onda-Partícula	9
3.1	Experimento de Young	9
3.2	Experimento de Young com Elétrons	10
3.3	Qual o Caminho do Elétron?	15
3.4	Interferômetro de Mach-Zehnder	17
3.4.1	Qual-Caminho	19
3.4.2	Descrição Quântica do Interferômetro	20
3.4.3	Interferômetro de Mach-Zehnder Utilizando Polarizadores	25
3.4.4	Descrição Quântica do Interferômetro com Polarizadores	26
4	Escolha Retardada	28
4.1	A Parábola de <i>Neg Ahne Poc</i>	28
4.2	A Escolha Retardada de Wheeler	33
4.3	O Experimento de Jacques <i>et al.</i>	35
4.4	Apagador Quântico de Escolha Retardada	38
4.5	O Experimento de Kim <i>et al.</i>	38
5	Conclusão	44

Capítulo 1

Introdução

Os experimentos de “escolha retardada” são um assunto pouco explorado em livros-texto de mecânica quântica, apesar de fornecerem um excelente exemplo de como a teoria quântica contradiz algumas das noções mais elementares que temos sobre a natureza.

A teoria quântica, desde os seus primeiros passos, sempre foi motivo de muito debate. Quando investigamos sistemas microscópicos, nossa visão de mundo é duramente contestada, chegando ao ponto em que não há análogos clássicos que expliquem corretamente aquilo que o experimento nos revela. Essa, sem dúvida, é a maior dificuldade encontrada pelos que estudam pela primeira vez a teoria, uma vez que grande parte do aprendizado em física se dá por meio de analogias com situações conhecidas. Para tentar entender mecânica quântica precisamos abandonar essas analogias, como é claramente demonstrado por experimentos como o de escolha retardada.

O presente trabalho é uma exposição didática dos experimentos de escolha retardada, para estudantes de cursos introdutórios de física moderna ou mecânica quântica.

No capítulo 2 fazemos uma breve introdução aos conceitos e postulados da mecânica quântica, a fim de preparar o terreno para discussões posteriores. Utilizamos desde o início a notação de Dirac, por ser econômica e de fácil entendimento.

O capítulo 3 descreve a “dualidade onda-partícula” através de vários ex-

perimentos, que apresentam a natureza ora corpuscular ora ondulatória de fótons e elétrons. O foco principal são experimentos de “dupla-fenda” ou com o interferômetro de Mach-Zehnder, que demonstram particularmente bem a complementaridade dos modelos ondulatório e corpuscular.

O quarto e último capítulo é onde discutimos a questão da escolha retardada propriamente dita. Após descrever o experimento pensado de Wheeler, serão discutidos dois trabalhos sobre escolha retardada, sendo que o primeiro é uma realização do experimento original, e o segundo combina os efeitos de um experimento de escolha retardada com o de um *apagador quântico*, levantando questões ainda mais intrigantes.

Capítulo 2

Princípios da Mecânica Quântica

Discutiremos aqui alguns dos conceitos básicos da teoria quântica, focando na sua interpretação e enfatizando as principais diferenças em relação ao ponto de vista da física clássica. Serão abordados os principais postulados da mecânica quântica, bem como as definições e notações relevantes. Consideraremos conhecida a álgebra linear necessária ao desenvolvimento matemático da teoria.

2.1 Postulados da Mecânica Quântica

2.1.1 O Princípio da Superposição

As propriedades de um sistema quântico são completamente definidas ao se especificar o seu vetor de estado $|\varphi\rangle$, o qual fornece uma representação matemática do estado físico do sistema. O vetor de estado é um elemento de um espaço vetorial complexo \mathcal{H} chamado de *espaço de estados*. Esse espaço tem um produto escalar. Denotaremos o produto escalar dos vetores $|\varphi\rangle$ e $|\varphi'\rangle$ por $\langle\varphi'|\varphi\rangle$.

O postulado básico da mecânica quântica é o *princípio da superposição*: se $|A\rangle$ e $|B\rangle$ representam estados físicos e λ, κ são números complexos, então

o vetor

$$|\chi\rangle = \lambda |A\rangle + \kappa |B\rangle$$

também representa um estado físico do sistema. Dado um vetor de estado $|\varphi\rangle$, todos os vetores $|\varphi'\rangle = \alpha |\varphi\rangle$, onde α é um número complexo, representam o mesmo estado físico. Quase sempre consideraremos vetores *normalizados*, o que significa dizer que o produto escalar do vetor $|\varphi\rangle$ por ele mesmo é igual a 1, ou seja, $\langle\varphi|\varphi\rangle = 1$. Mesmo assim ainda resta uma ambiguidade: $|\varphi\rangle$ e $e^{i\theta} |\varphi\rangle$, onde θ é um ângulo, ainda representam o mesmo estado.

2.1.2 Grandezas Físicas e Operadores

Uma grandeza física observável \mathcal{A} tem a ela associada um operador hermitiano A , o qual atua no espaço de estados \mathcal{H} . O operador A determina a representação matemática de \mathcal{A} no contexto da mecânica quântica.

Se um estado $|a\rangle$ e um número a satisfazem a relação

$$A |a\rangle = a |a\rangle,$$

então $|a\rangle$ é chamado de *autovetor* (ou *autoestado*) de A e a é o *autovalor* correspondente a esse autovetor.

Uma medida da grandeza \mathcal{A} só pode ter como resultado um autovalor do operador hermitiano A . Como A é hermitiano, seus autovalores são números reais, e autovetores correspondentes a autovalores diferentes são ortogonais entre si. O conjunto $\{|a_n\rangle, n = 1, 2, 3, \dots\}$ de autovetores de A forma uma base ortonormal do espaço de estados (vamos ignorar detalhes relacionados à degenerescência, quando dois ou mais autovalores são iguais). O número de autoestados independentes de A é igual à dimensão do espaço de estados, que pode ser infinita.

Duas relações importantes podem ser demonstradas a partir do fato dos autovetores de A formarem uma base ortonormal: a *relação de completeza*

$$\sum_n |a_n\rangle \langle a_n| = 1,$$

e a *decomposição espectral* de A

$$A = \sum_n |a_n\rangle a_n \langle a_n| .$$

2.1.3 Probabilidades e Amplitudes de Probabilidades

Se o sistema está no estado $|\psi\rangle$, a probabilidade de uma medida da grandeza \mathcal{A} ter como resultado o autovalor a é

$$P(a) = |\langle a|\psi\rangle|^2$$

onde $\langle a|\psi\rangle$ é o produto escalar dos vetores $|a\rangle$ e $|\psi\rangle$. A quantidade $\langle a|\psi\rangle$ (um número complexo) é chamada de *amplitude de probabilidade*. Este princípio é conhecido como *regra de Born*.

De maneira um pouco mais geral, a regra de Born pode ser enunciada dizendo que a probabilidade de um sistema no estado $|\psi\rangle$ ser encontrado no estado $|\phi\rangle$ é

$$P(\psi \rightarrow \phi) = |\langle \phi|\psi\rangle|^2$$

e $\langle \phi|\psi\rangle$ é a amplitude correspondente.

Se vários sistemas quânticos têm todos o mesmo estado $|\psi\rangle$, dizemos que estão *preparados* neste estado. Quando um número muito grande de sistemas está preparado em $|\psi\rangle$, ao efetuarmos medidas de uma determinada grandeza \mathcal{A} sobre cada um desses sistemas, o *valor esperado* (ou médio) de \mathcal{A} será dado por

$$\langle A \rangle_\psi = \sum_n P(a_n) a_n = \sum_n |\langle a_n|\psi\rangle|^2 a_n = \sum_n \langle \psi|a_n\rangle a_n \langle a_n|\psi\rangle = \langle \psi|A|\psi\rangle ,$$

2.1.4 Desigualdade de Heisenberg

O valor médio de uma grandeza \mathcal{A} num estado $|\psi\rangle$ é definido por

$$\langle A \rangle_\psi = \langle \psi|A|\psi\rangle ,$$

e a incerteza média (variância) em relação a esse valor é

$$(\Delta A) = \langle \psi | (A - \langle A \rangle)^2 | \psi \rangle^{1/2}.$$

Sejam A e B , operadores hermitianos relacionados às grandezas \mathcal{A} e \mathcal{B} . Então, é possível demonstrar que [1, 2]

$$\Delta A \Delta B \geq \frac{1}{2} |\langle \psi | [A, B] | \psi \rangle|,$$

onde o comutador de A com B é definido por

$$[A, B] = AB - BA.$$

2.1.5 Colapso do Vetor de Estado

Do ponto de vista ortodoxo¹, a mecânica quântica não faz afirmações sobre o valor de uma grandeza física antes de uma medida. Não se pode afirmar que a grandeza possuía um determinado valor e a medida apenas o revelou. Segundo a mecânica quântica, o ato de medir “cria” o valor encontrado. É a medida que dá à grandeza observada um cunho de realidade, pelo menos por algum tempo. Ou seja, se uma medida de A feita sobre um sistema no estado $|\psi\rangle$ encontrou o (auto) valor a_n , outra medida realizada imediatamente após deve necessariamente apresentar o mesmo resultado a_n . Isso significa que logo após a medida o estado do sistema é tal que $P(a_n) = 1$, ou seja o estado não é mais $|\psi\rangle$, e sim $|a_n\rangle$. A mudança abrupta causada pela medida,

$$|\psi\rangle \rightarrow |a_n\rangle,$$

é chamada de *colapso* ou *redução* do vetor de estado.

O colapso do vetor de estado pressupõe que o ato de medir é ideal, ou seja, que não destrói o sistema a ser medido.

¹Também conhecido como *interpretação de Copenhagen*, visão defendida por Bohr, Heisenberg e outros e que é amplamente aceita pelos físicos até hoje.

2.1.6 Equação de Schrödinger

Apesar da teoria quântica ser essencialmente não-determinística, existe uma maneira de saber como um estado evolui no tempo, a partir de um estado inicial conhecido. Esta é a equação de Schrödinger:

$$i\hbar \frac{d|\varphi(t)\rangle}{dt} = H(t) |\varphi(t)\rangle,$$

onde H é o operador hermitiano associado à energia, conhecido como *Hamiltoniano*.

Do ponto de vista ortodoxo, existem duas formas do estado de um sistema quântico evoluir. A primeira é regida pela equação de Schrödinger e ocorre se não houver observação. Já a segunda forma traduz-se no colapso do vetor de estado, quando se faz a medida. Nesse momento o estado do sistema deixa de obedecer à equação de Schrödinger e evolui de maneira não-determinística, seguindo a regra de Born.

2.2 As Visões Clássica e Quântica da Física

A física clássica representou um grande triunfo da ciência, explicando como a natureza funciona por meio de equações de interpretação objetiva, sem ambiguidades. O que chamaremos aqui de visão clássica da física é, na verdade, o senso comum, que baseou e foi moldado por essa maneira de pensar e ver o mundo.

Determinismo

Uma das características da física clássica é o determinismo. Um exemplo prático seria uma colisão entre duas bolas de bilhar. Se soubermos a velocidade e a posição de cada uma das bolas antes da colisão, poderemos dizer corretamente quais serão as posições e velocidades no futuro. Levando a uma visão mais extrema, todos os fenômenos possuem uma causa e toda a história da natureza já está determinada pelas condições iniciais do universo.

A regra de Born destrói esse determinismo. Em particular, se tentarmos

aplicar o modelo determinista no mundo microscópico nos deparamos com alguns problemas. O princípio da incerteza de Heisenberg impõe uma restrição fundamental na precisão de medidas simultâneas de grandezas cujos operadores não comutam, como por exemplo, momentum e posição. Quanto melhor determinada for uma grandeza, menos conhecida será a outra, o que nos impediria de obter as condições iniciais de um sistema microscópico e consequentemente determinar seu comportamento num instante futuro.

Realidade Física

O conceito de realidade física ditado pelo senso comum sugere que podemos fazer afirmações concretas sobre aquilo que não estamos observando, ou seja, quando dizemos que um objeto foi observado em determinada posição, admitimos implicitamente que o mesmo já estava ali antes de ser visto e a nossa visão apenas revelou sua posição.

A mecânica quântica desafia o senso comum no quesito *realidade*. Como veremos no próximo capítulo, o experimento de dupla-fenda revela claramente que se não estamos procurando o caminho do fóton, o que vemos é um padrão de interferência, que é incompatível com a ideia de uma trajetória que passe por uma ou outra fenda. No momento em que passamos a observar o caminho que o fóton seguiu, a interferência desaparece. Não há como afirmar que o elétron *está* numa determinada posição, se esta posição não está sendo observada. Não se pode inferir nada a respeito de um experimento que não foi realizado, bem como de uma medida que ainda não foi feita.

Capítulo 3

Dualidade Onda-Partícula

A natureza da luz foi, durante muito tempo, uma questão controversa no meio científico. Em 1690, Christiaan Huygens criou um modelo ondulatório que propunha que a luz seria uma perturbação que se propagava num meio que preenchia todo o universo, o qual foi posteriormente chamado de *éter luminífero*. Por outro lado, Isaac Newton defendia que a luz possuía uma natureza corpuscular, utilizando para tal argumentos oriundos da ótica geométrica, na qual a luz se propaga em linha reta e sofre reflexão de maneira similar a uma bola de bilhar rebatendo na parede.

3.1 Experimento de Young

No ano de 1801, o físico inglês Thomas Young realizou um experimento no qual a luz de uma fonte puntiforme era direcionada a uma tela opaca com dois furos muito pequenos, e então projetada em uma outra tela também opaca. O que se via na tela de projeção não era a soma das intensidades da luz proveniente de cada furo, mas regiões claras e escuras. De que maneira seria possível somar dois feixes luminosos resultando na ausência de luz? Esse fato só pode ser explicado pela teoria ondulatória, através do fenômeno de interferência (Fig. 3.1). A localização das franjas depende da diferença de caminho percorrido pelos feixes de luz até cada ponto da tela. Caso essa diferença seja de $n\lambda$, para $n = 0, 1, 2, 3 \dots$, as ondas estarão em fase

e teremos interferência construtiva, por outro lado, se essa diferença for de $(n - \frac{1}{2})\lambda$, para $n = 1, 2, 3 \dots$ os feixes estarão em oposição de fase e teremos interferência destrutiva. Este experimento foi a primeira evidência concreta do comportamento ondulatório da luz e ficou conhecido como *experiência de dupla-fenda* ou simplesmente *experimento de Young*.

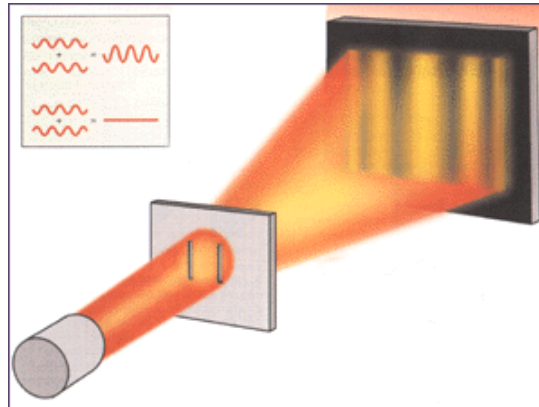


Figura 3.1: Diagrama do experimento de dupla-fenda (adaptado de [4]).

A estranheza causada pela teoria quântica guarda uma estreita relação com a natureza da luz. Como veremos a seguir, alguns experimentos podem ser realizados de maneira a permitir observar, num mesmo sistema, fenômenos ora ondulatórios ora corpusculares, de acordo com a configuração escolhida.

3.2 Experimento de Young com Elétrons

A fim de analisar a questão da dualidade onda-partícula, seguiremos Feynman [3] e discutiremos o experimento de dupla-fenda com elétrons. A fonte será um “canhão de elétrons”, o qual é capaz de disparar um elétron por vez, todos com a mesma energia. Cada elétron disparado é posteriormente detectado no anteparo (Fig. 3.2).

Analisando os dados obtidos pelo detector é possível observar que em algumas regiões chegam mais elétrons do que em outras, além de haver regiões onde não há elétrons. Nota-se também que as partículas se concentram em

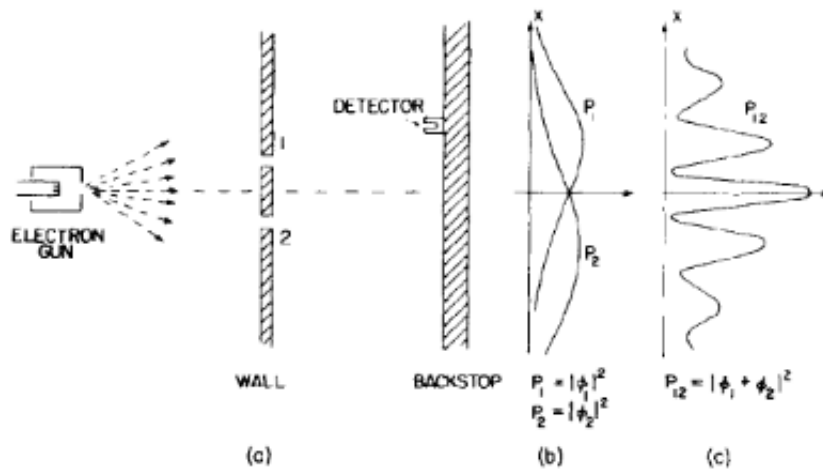


Figura 3.2: **a.** Diagrama do experimento de dupla-fenda com elétrons (adaptado de [3]). **b.** Padrão correspondente às detecções feitas com uma das fendas fechada. As curvas P_1 e P_2 correspondem à probabilidade de que um elétron proveniente da fenda aberta (1 ou 2, respectivamente), seja detectado em uma dada posição do eixo x . **c.** Padrão observado quando temos as duas fendas abertas. A probabilidade de se encontrar o elétron com as duas fendas abertas não é igual à soma das probabilidades obtidas com uma das fendas fechadas, ou seja, $P_{12} \neq P_1 + P_2$.

determinadas regiões de maneira intercalada, produzindo uma figura com regiões claras e escuras.

A primeira conclusão que chegamos com esse experimento é que o elétron possui comportamento ondulatório, pois apresenta interferência da mesma forma que a luz na experiência de Young. No entanto, sabemos que ondas ocupam uma região do espaço e não apenas um ponto, então por que, em outros experimentos, o elétron se comporta como uma partícula, com massa e carga bem definidas?

O experimento de Young com elétrons, tal qual proposto por Feynman [3], não tinha sido realizado até pouco tempo atrás. Houve porém, recentemente, uma realização desse experimento [5], feita de modo a reproduzir da maneira mais fiel possível o original.

Um feixe de elétrons de energia 600eV é gerado a partir de um filamento termiônico de tungstênio e várias lentes eletrostáticas. Uma máscara é colo-

cada após a região das fendas, a fim de bloquear a chegada dos elétrons até a tela, conforme a deslocamos para a direita ou para a esquerda. É possível então verificar o padrão na tela, quando do bloqueio de uma das fendas ou quando as duas estão desobstruídas pela máscara. Pode-se também observar a transição do experimento de fenda única para o de dupla-fenda, de maneira gradativa.

Figure 1 from Roger Bach et al 2013 New J. Phys. 15 033018

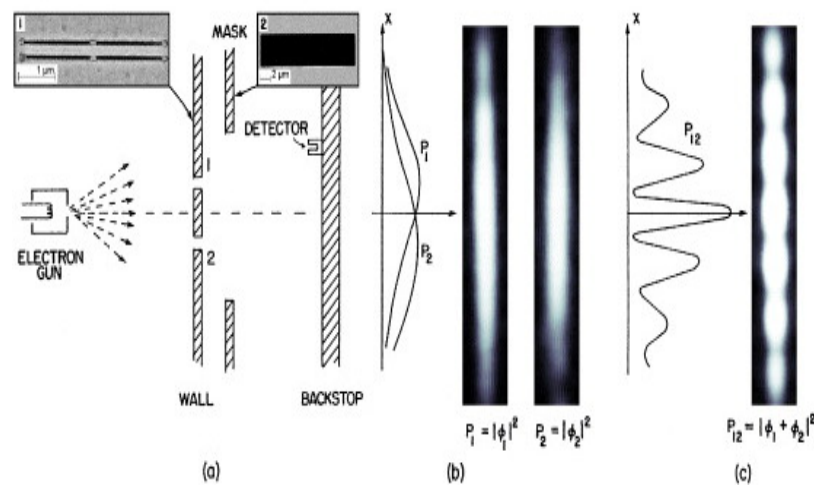


Figura 3.3: **a.** Um feixe de elétrons passa por um anteparo com duas fendas. Uma máscara móvel é posicionada de modo a bloquear os elétrons, permitindo passar ora os da fenda 1 (P_1), ora os da fenda 2 (P_2), ora ambos (P_{12}), para então alcançarem o plano de detecção ou o detector. **b.** Distribuições de probabilidade para os elétrons oriundos da fenda 1, com a fenda 2 fechada (P_1) e para os que vêm da fenda 2, com a fenda 1 fechada (P_2). O padrão corresponde ao máximo central da difração de fenda única. **c.** Distribuição de probabilidade para as duas fendas abertas (P_{12}). O padrão apresentado corresponde à interferência de duas fendas.

O experimento é dividido em duas partes. Na primeira, observa-se a distribuição de probabilidade em três situações: elétrons que passam através da fenda 1, com a fenda 2 fechada (P_1); elétrons passando através da fenda 2 com a fenda 1 fechada (P_2); e elétrons que passam através das duas fendas (P_{12}). Esse procedimento é feito com um feixe de elétrons e ilustra o comportamento ondulatório (Fig. 3.4).

Figure 2 from Roger Bach et al
2013 New J. Phys. 15 033018

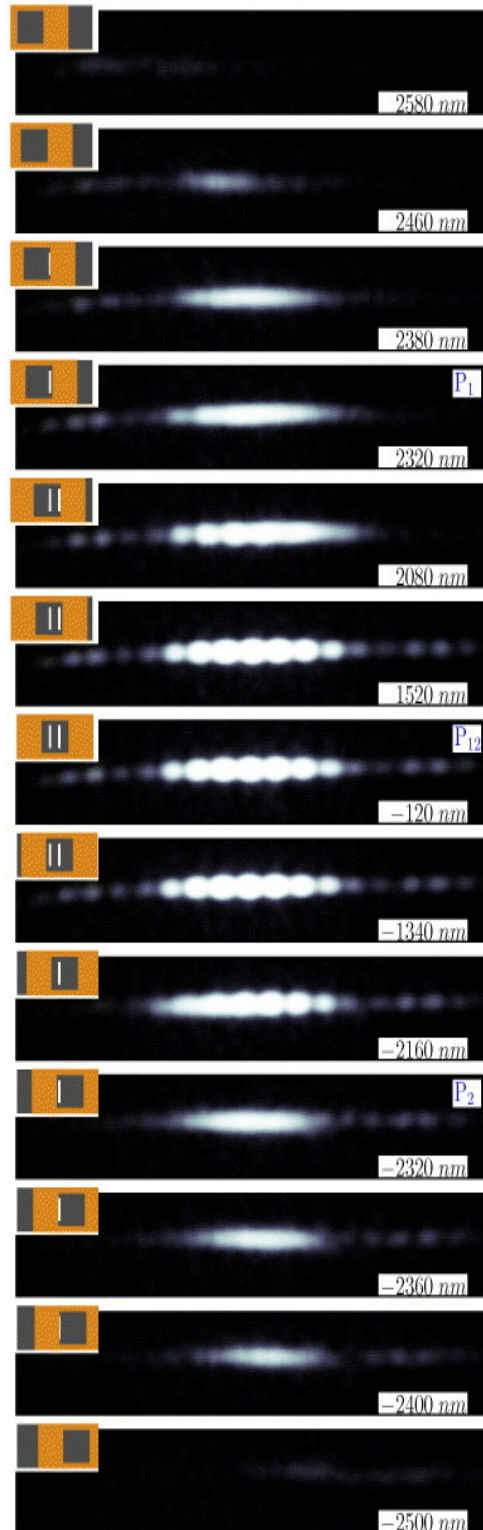


Figura 3.4: Distribuições de probabilidades de um feixe de elétrons para diferentes posições da máscara em relação ao centro.

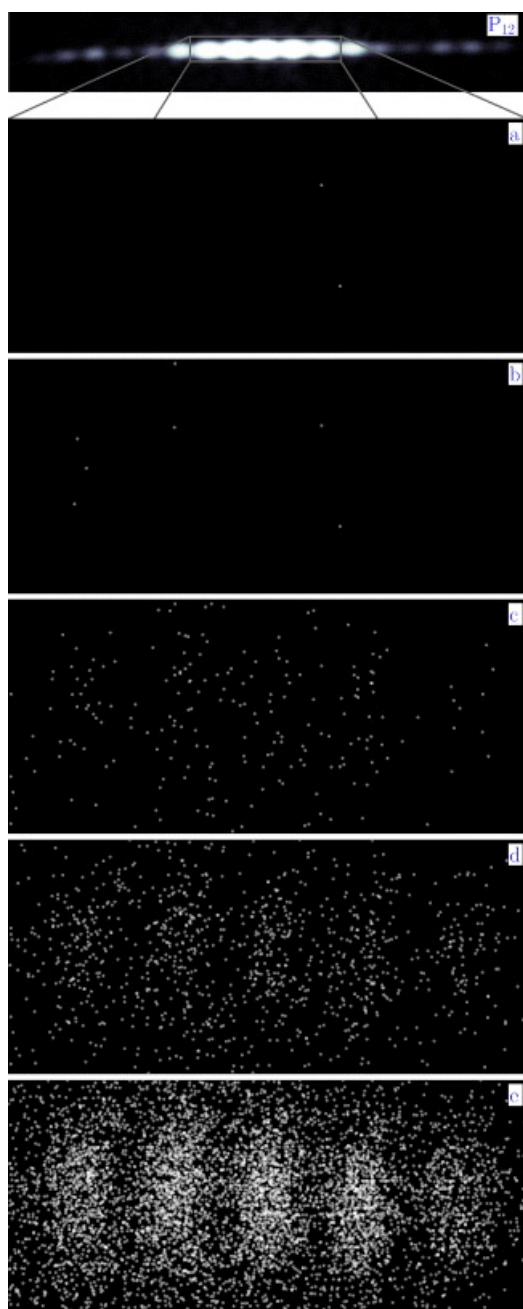


Figura 3.5: Padrões apresentados na tela em diferentes instantes, para a máscara na posição central. Nota-se que a distribuição dos pontos não é aleatória, formando uma figura de interferência que fica cada vez mais nítida, conforme vão ocorrendo as detecções. Cada detecção corresponde a um único ponto.

A segunda parte do experimento trata da observação dos elétrons individuais, associados aos “cliques” no detector e demonstra o caráter corpuscular do elétron. Para isso, reduz-se a intensidade da fonte de elétrons, de maneira tal que a taxa de detecção na tela seja por volta de 1 Hz. Esse procedimento assegura que somente um elétron passará por vez na região das fendas. Nas primeiras detecções, a posição onde o elétron é encontrado parece ser completamente aleatória, porém, após várias detecções, obtém-se um padrão visível. A máscara é colocada de maneira fixa na posição central, deixando as duas fendas desobstruídas. O padrão obtido através das sucessivas detecções é igual ao obtido com a máscara na posição central no experimento anterior, com a diferença que este não é formado por um espectro contínuo, mas sim por um aglomerado de pontos, os quais nada mais são do que os locais de detecção dos elétrons individuais (Fig. 3.5).

Os resultados obtidos nessa etapa nos levam a concluir que o elétron não se dividiu em duas partes, as quais interferiram entre si. Não há detecção de frações de elétron em várias regiões da tela simultaneamente, mas apenas uma única detecção por vez, com a mesma energia do elétron originalmente disparado.

3.3 Qual o Caminho do Elétron?

O experimento tipo partícula, ou “qual-caminho” recebe esse nome porque quando consideramos o elétron como partícula, implicitamente estamos admitindo que ele deve seguir por uma ou outra fenda, mas nunca pelas duas simultaneamente. O objetivo do experimento é determinar por qual fenda o elétron passou.

Para determinar o caminho do elétron, devemos ter algum modo de “observar” as fendas de maneira independente. Podemos, por exemplo, usar um detector apontado para cada uma delas, ou colocar um dispositivo que possa oscilar quando atingido pelo elétron, ou utilizar qualquer outro meio capaz de proporcionar a informação de qual-caminho. Consideraremos aqui como exemplo o experimento descrito em Feynman [3] (Fig. 3.6).

O experimento proposto consiste em um experimento de Young ligeira-

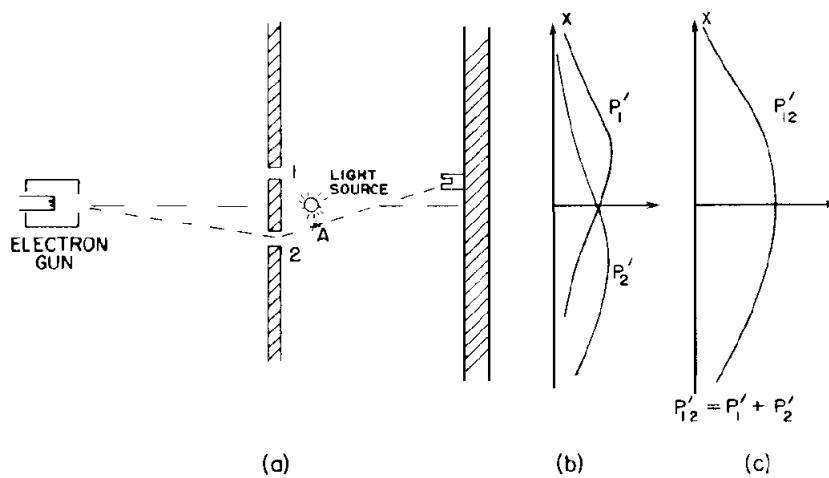


Figura 3.6: **a.** Diagrama do experimento de dupla-fenda com uma fonte de luz (A) a fim de identificar o caminho dos elétrons [3]. **b.** Figuras projetadas na tela para cada caminho do elétron. As curvas P_1' e P_2' são interpretadas como a probabilidade de que o elétron proveniente das fendas 1 e 2, respectivamente, seja encontrado numa dada posição do eixo x . **c.** Figura resultante na tela após várias detecções. Trata-se exatamente da soma das duas curvas P_1' e P_2' .

mente modificado. Coloca-se uma fonte de luz após as fendas, com a finalidade de “observar” o elétron. Sabemos que a luz interage com cargas elétricas produzindo espalhamento, então, a luz espalhada pelo elétron chega até o nosso olho, tornando possível saber por qual fenda esse elétron passou.

O resultado do experimento é (ou seria, já que este é um experimento imaginário) que o elétron passa ou pela fenda 1 ou pela fenda 2, pois nunca se observa dois flashes simultaneamente. Mais ainda, desta vez a figura formada pelos dados do detector é justamente a soma das figuras obtidas nas detecções da fenda 1 e da fenda 2, ou seja, não há mais interferência.

Para afirmarmos se o elétron se comporta como onda ou como partícula, devemos considerar o tipo de experimento realizado. O fato principal é que sempre que temos informação de qual-caminho, o comportamento do elétron é corpuscular, portanto não há interferência. Do contrário, o comportamento é ondulatório e encontramos efeitos de interferência.

3.4 Interferômetro de Mach-Zehnder

Esse aparelho tem como finalidade observar diferenças de fase entre dois feixes de luz provenientes de uma fonte coerente (Fig. 3.7). Primeiramente, faz-se incidir uma onda luminosa de amplitude A_0 sobre o semi-espelho SM_1 . Há então uma divisão do feixe incidente em um transmitido e um refletido, ambos com amplitude $A_0/\sqrt{2}$. A reflexão gera uma diferença de fase de $\pi/2$ entre os feixes. Após passar por SM_1 , cada um dos feixes sofre uma reflexão total nos espelhos M_1 e M_2 , seguindo até o semi-espelho SM_2 . Neste ponto, o feixe proveniente do braço 2 chega com uma defasagem de $\pi/2$ devido a reflexão em M_1 , enquanto que o feixe proveniente do braço 1 fica defasado de $2(\pi/2) = \pi$, devido às reflexões sofridas (SM_1 e M_2).

Ao atingir SM_2 , cada feixe se subdivide em um transmitido e outro refletido, ambos com amplitude $A_0/2$. Para chegar ao anteparo 1, o feixe proveniente do braço 2 sofre mais uma reflexão, gerando uma defasagem total de π . Já no caso do braço 1, não há reflexão, logo a defasagem permanece de π . Como os feixes que chegam ao anteparo 1 estão em fase, há uma interferência construtiva, logo as amplitudes se somam, perfazendo uma amplitude resultante A_0 , que é igual a amplitude inicial.

Analogamente, analisando o anteparo 2, percebe-se que o feixe proveniente do braço 2 sofre 1 reflexão, ficando defasado de $\pi/2$, enquanto o que segue o caminho do braço 1 sofre 3 reflexões, defasando portanto de um fator $3\pi/2$, ou seja, entre os dois há uma defasagem de $3\pi/2 - \pi/2 = \pi$, o que significa que estão em oposição de fase. Há portanto, uma interferência destrutiva.

O padrão luminoso observado em cada um dos anteparos do interferômetro está mostrado na Fig. 3.8. Podemos ver a interferência construtiva na região central de um dos anteparos e a destrutiva no outro. Nota-se também que um padrão de interferência surge à medida que nos afastamos do centro dos anteparos. Isso se deve à diferença de caminhos ópticos, que muda ponto a ponto nos anteparos.

O interferômetro de Mach-Zehnder também pode ser utilizado ‘fóton a fóton’, se tivermos uma espécie de “canhão de fótons”, instrumento capaz

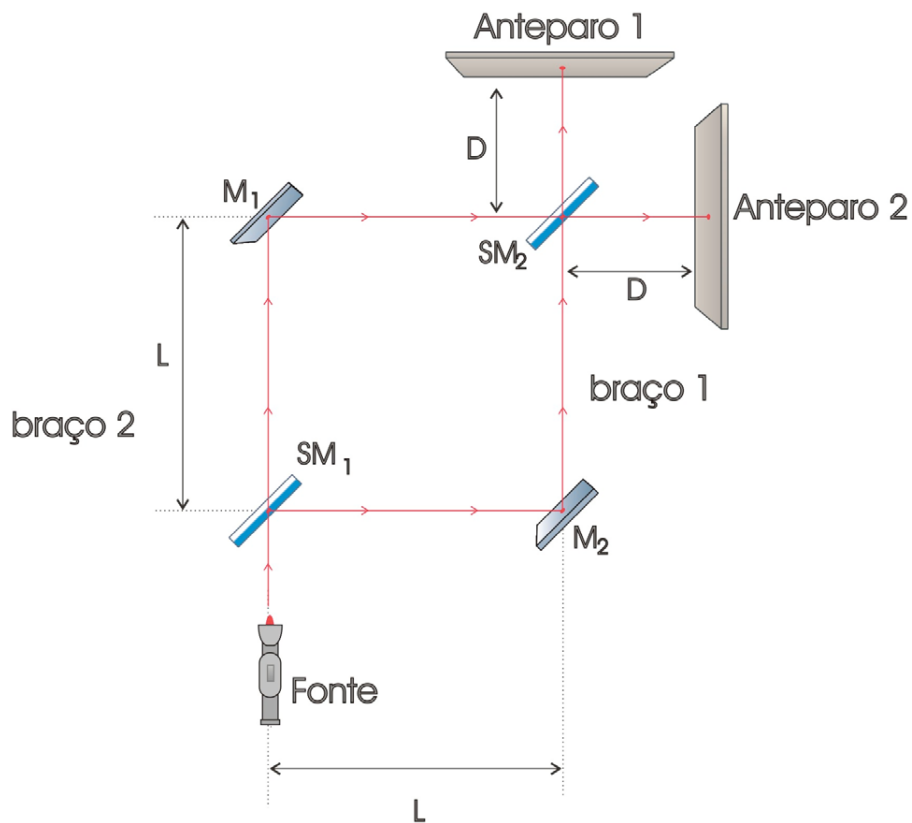


Figura 3.7: Representação esquemática do interferômetro de Mach-Zehnder (adaptado de [6]).

de disparar um fóton por vez. Nesse caso dizemos que o aparelho está em regime quântico ou fotônico.

Efetua-se uma série de disparos em direção ao semi-espelho SM_1 e, após isso, observa-se uma figura semelhante à obtida no experimento clássico (Fig 3.9). Entretanto, agora vemos como a figura de interferência é construída fóton a fóton, registrados como pontos nos anteparos. Pode-se afirmar que o fóton teve comportamento ondulatório, não sendo possível distinguir qual foi o caminho percorrido. Chamaremos esta configuração de *experimento ondulatório*.

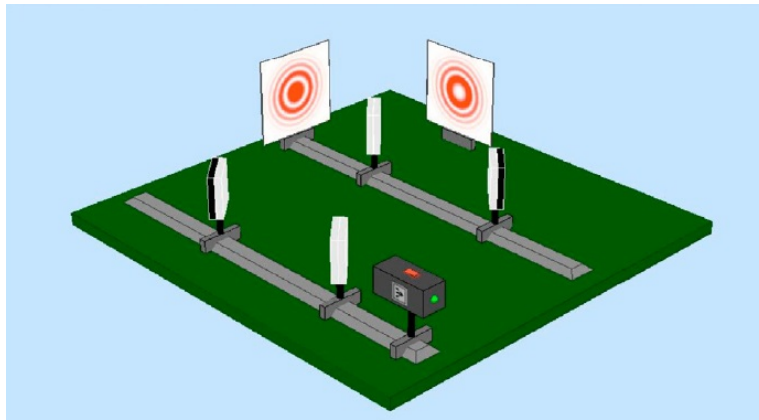


Figura 3.8: Padrões de interferência no interferômetro de Mach-Zehnder (adaptado de [6]).

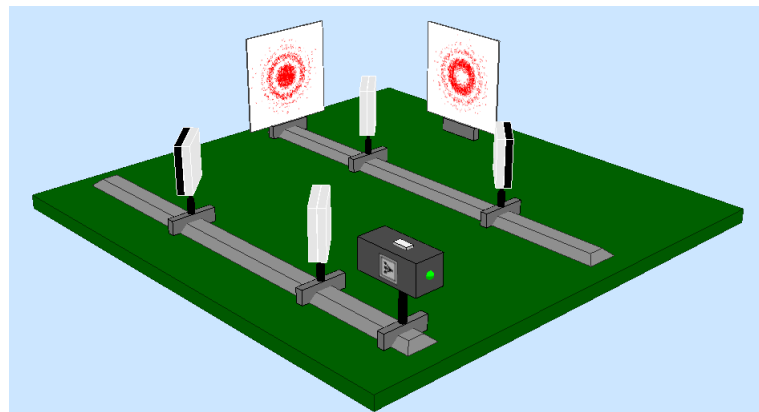


Figura 3.9: Representação do experimento de Mach-Zehnder *ondulatório* no regime fotônico (adaptado de [7]).

3.4.1 Qual-Caminho

Num segundo momento, retira-se o semi-espelho SM_2 e efetua-se outra série de disparos. O objetivo agora é determinar por qual braço passou o fóton, observando os anteparos. Fica claro que uma marca no anteparo 1 indica que o fóton veio do braço 1, por outro lado, se temos uma marca no anteparo 2, significa que o fóton veio do braço 2. Chamaremos este caso de *experimento de qual-caminho*.

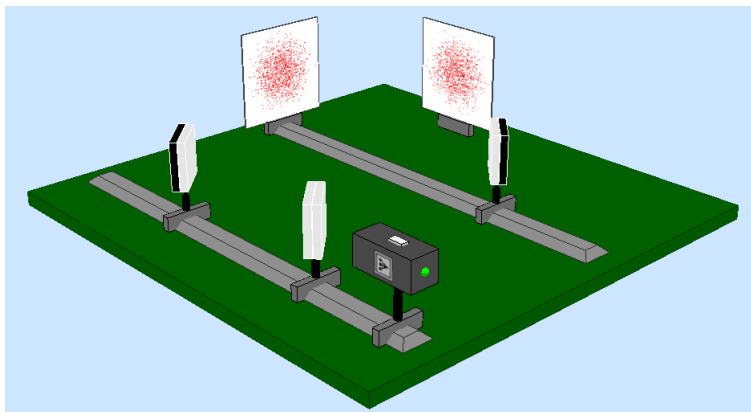


Figura 3.10: Representação do experimento de *qual-caminho* (adaptado de [7]).

Observa-se que a marca deixada pelos fótons na tela forma uma figura que pode ser explicada considerando-se o fóton como partícula, ou seja, podemos afirmar qual o caminho descrito pelo fóton e não há interferência. Pode-se notar também que aproximadamente 50% dos fótons chega em cada anteparo.

Há portanto, uma semelhança fundamental entre o experimento de Mach-Zehnder e o de Young, quando operando em regime quântico. Em ambos, se temos informação de qual-caminho, chegamos à conclusão de que o fóton (elétron) comporta-se como partícula, do contrário, o fóton (elétron) comporta-se como onda.

3.4.2 Descrição Quântica do Interferômetro

O interferômetro de Mach-Zehnder pode ser entendido como um sistema quântico de dois estados, $|1\rangle$ e $|2\rangle$, os quais representam os dois caminhos possíveis para o fóton disparado (Fig. 3.11).

O fóton disparado pela fonte, no estado $|1\rangle$, passa pelo semiespelho SM_1 , e é parcialmente refletido e parcialmente transmitido (Fig. 3.12). Seu estado portanto, torna-se

$$|1\rangle \longrightarrow \frac{1}{\sqrt{2}} |1\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}} |2\rangle \quad (3.1)$$

Se, em vez de ser disparado na horizontal, o fóton viesse ao longo da

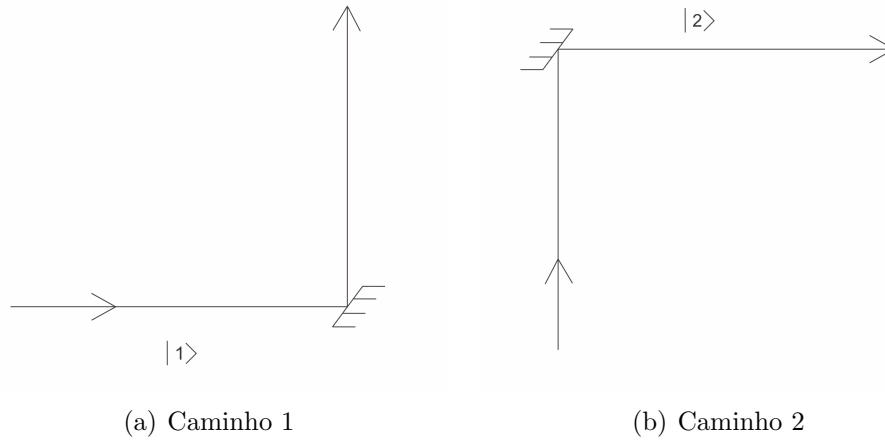


Figura 3.11: Os dois caminhos possíveis no interferômetro.

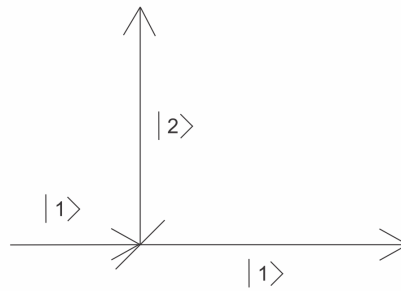


Figura 3.12: Fóton é disparado horizontalmente, em seguida é parcialmente transmitido e parcialmente refletido.

direção vertical, ou seja, no estado $|2\rangle$, seu estado após a passagem pelo semiespelho SM_1 seria (Fig. 3.13)

$$|2\rangle \longrightarrow \frac{1}{\sqrt{2}} |1\rangle - \frac{1}{\sqrt{2}} |2\rangle \quad (3.2)$$

Experimento de interferência

O fóton chega ao semiespelho SM_1 , onde ocorre uma divisão em dois caminhos. No semiespelho SM_2 há uma nova divisão, portanto, utilizando novamente as equações 3.1 e 3.2:

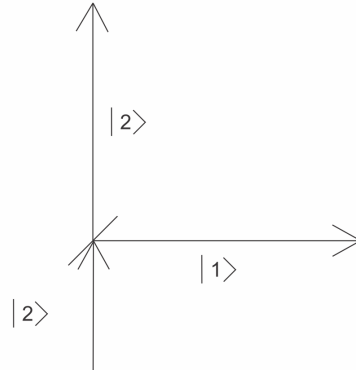


Figura 3.13: Fóton é disparado verticalmente, em seguida é parcialmente transmitido e parcialmente refletido.

$$\begin{aligned}
 & |1\rangle \xrightarrow{SM_1} \frac{1}{\sqrt{2}} |1\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}} |2\rangle \\
 & \xrightarrow{SM_2} \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{1}{\sqrt{2}} |1\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}} |2\rangle \right) + \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{1}{\sqrt{2}} |1\rangle - \frac{1}{\sqrt{2}} |2\rangle \right) = |1\rangle
 \end{aligned}$$

Se partirmos do caminho associado ao estado $|1\rangle$ (horizontal), ao final do processo somente o detector 1 registra fótons (Fig. 3.14). Após o segundo semiespelho, há uma interferência construtiva no caminho 1 e destrutiva no caminho 2.

Experimento de qual-caminho

Da mesma forma que anteriormente, partindo do estado $|1\rangle$, retira-se o semiespelho SM_2 , de modo que após SM_1 o sistema fica no estado $|\phi\rangle$ definido por

$$|\phi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} |1\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}} |2\rangle.$$

Sendo assim, a amplitude de probabilidade do fóton ser detectado em 1 é

$$a(\phi \rightarrow 1) = \langle 1|\phi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}},$$

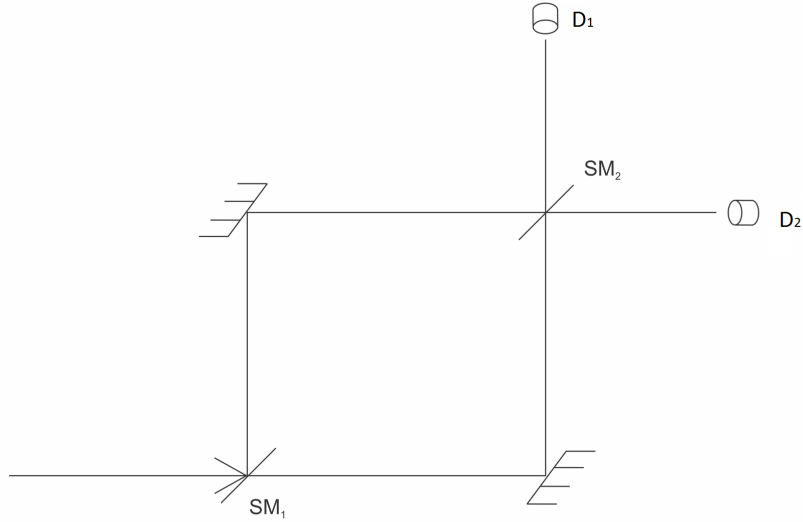


Figura 3.14: Experimento de interferência. O fóton é disparado pelo caminho 1 e passa pelos semiespelhos SM_1 e SM_2 . Apenas o detector D_1 registra fótons. Interferência destrutiva impede que os fótons atinjam o detector D_2 .

e a probabilidade P_1 , do fóton ser detectado em 1 é

$$P_1 = |\langle 1|\phi\rangle|^2 = \frac{1}{2} = P_2.$$

Logo, temos 50% probabilidade para cada caminho. Esse nada mais é do que o resultado obtido no experimento tipo qual-caminho descrito anteriormente.

Utilizando um defasador

Uma situação mais reveladora acontece quando colocamos no caminho da luz um objeto, capaz de produzir uma determinada defasagem. São colocados um em cada caminho, promovendo uma defasagem φ_1 no caminho 1 e φ_2 no caminho 2 (Fig. 3.15). Então:

$$|1\rangle \xrightarrow{SM_1} \frac{1}{\sqrt{2}} |1\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}} |2\rangle \xrightarrow{\varphi_1, \varphi_2} \frac{1}{\sqrt{2}} e^{i\varphi_1} |1\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}} e^{i\varphi_2} |2\rangle.$$

Após SM_2 , temos

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\sqrt{2}} e^{i\varphi_1} \left(\frac{1}{\sqrt{2}} |1\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}} |2\rangle \right) + \frac{1}{\sqrt{2}} e^{i\varphi_2} \left(\frac{1}{\sqrt{2}} |1\rangle - \frac{1}{\sqrt{2}} |2\rangle \right) \\ &= \frac{1}{2} (e^{i\varphi_1} + e^{i\varphi_2}) |1\rangle + \frac{1}{2} (e^{i\varphi_1} - e^{i\varphi_2}) |2\rangle. \end{aligned}$$

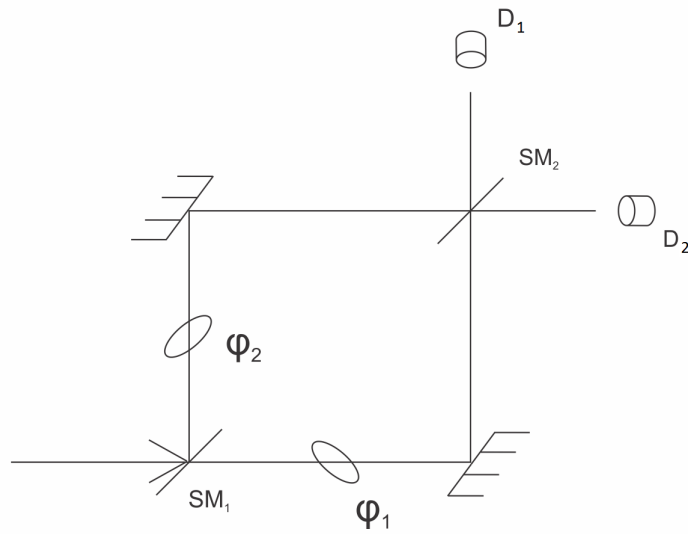


Figura 3.15: Interferômetro de Mach-Zehnder acrescido de dois filtros defasadores colocados um em cada caminho. A diferença de fase determina a probabilidade do fóton atingir cada detector.

Adotando $\varphi_1 = \frac{\varphi}{2}$ e $\varphi_2 = -\frac{\varphi}{2}$, onde φ é a diferença de fase $\varphi_1 - \varphi_2$, o estado final é

$$|\psi\rangle = \cos(\varphi/2) |1\rangle + i \sin(\varphi/2) |2\rangle.$$

A probabilidade de detecção em D_1 é

$$P_1 = \left| \cos\left(\frac{\varphi}{2}\right) \right|^2 = \cos^2\left(\frac{\varphi}{2}\right),$$

que corresponde ao padrão de interferência mostrado na Fig. 3.16. Análoga-

mente em D_2 ,

$$P_2 = |i \operatorname{sen}(\frac{\varphi}{2})|^2 = \operatorname{sen}^2(\frac{\varphi}{2}).$$

Desse modo, é possível modificar o experimento ondulatório de forma a obter detecções com diferentes probabilidades, dependendo apenas da diferença de fase φ escolhida.

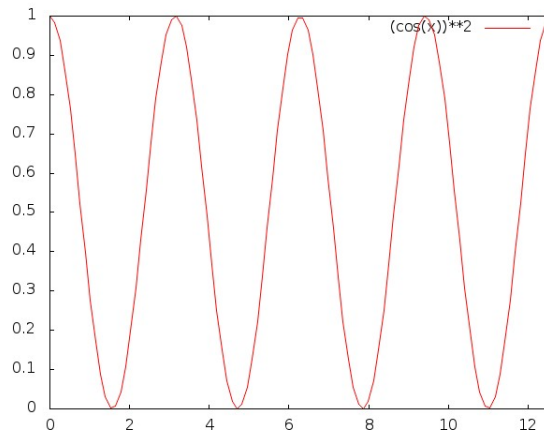


Figura 3.16: Probabilidade de detecção do fóton em D_1 (P_1) em função da diferença de fase φ .

3.4.3 Interferômetro de Mach-Zehnder Utilizando Polarizadores

Há muitas maneiras de se identificar o caminho do fóton no interferômetro de Mach-Zehnder. Uma possibilidade é colocar nos braços do aparelho polarizadores A e B com eixos de polarização ortogonais entre si (0° em A e 90° em B), como ilustrado na Fig. 3.17.. Sabemos da física ondulatória que dois feixes de luz com polarizações ortogonais não interferem entre si. No regime quântico, os polarizadores tornam possível identificar o caminho do fóton (é só verificar sua polarização) e, conseqüentemente, eliminam a interferência.

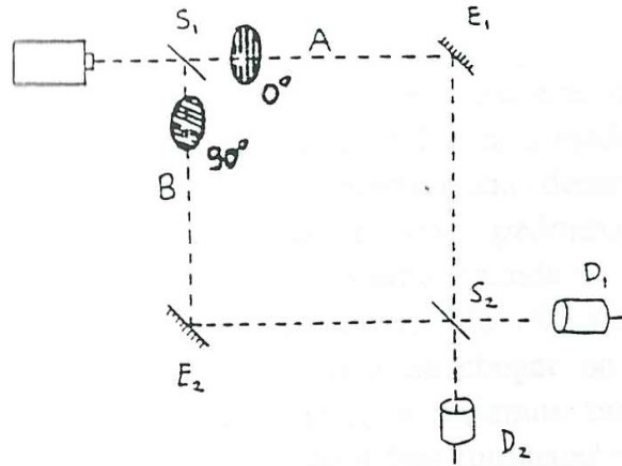


Figura 3.17: Experimento de Mach-Zehnder com polarizadores ortogonais entre si (adaptado de [8]). Não há mais interferência.

3.4.4 Descrição Quântica do Interferômetro com Polarizadores

Podemos descrever os estados do fóton polarizado no interferômetro da seguinte maneira:

- $|1, V\rangle \rightarrow$ caminho 1 com polarização vertical;
- $|1, H\rangle \rightarrow$ caminho 1 com polarização horizontal;
- $|2, V\rangle \rightarrow$ caminho 2 com polarização vertical;
- $|2, H\rangle \rightarrow$ caminho 2 com polarização horizontal.

Seja $|P\rangle$ o vetor que representa um estado de polarização do fóton: $|P\rangle = \alpha |H\rangle + \beta |V\rangle$, com $|\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1$. Se um fóton nesse estado é disparado pelo caminho 1, a passagem pelo primeiro semiespelho corresponderá à transformação

$$|1, P\rangle \xrightarrow{S_1} \frac{1}{\sqrt{2}} |1, P\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}} |2, P\rangle.$$

O fóton passa então pelos polarizadores, adquirindo uma polarização que depende do caminho:

$$\frac{\alpha}{\sqrt{2}} |1, H\rangle + \frac{\beta}{\sqrt{2}} |2, V\rangle.$$

Em seguida, a passagem pelo segundo semiespelho transforma esse estado em

$$\begin{aligned} & \frac{\alpha}{\sqrt{2}} \left[\frac{1}{\sqrt{2}} (|1, H\rangle + |2, H\rangle) \right] + \frac{\beta}{\sqrt{2}} \left[\frac{1}{\sqrt{2}} (|1, V\rangle - |2, V\rangle) \right] \\ &= \frac{\alpha}{2} |1, H\rangle + \frac{\alpha}{2} |2, H\rangle + \frac{\beta}{2} |1, V\rangle - \frac{\beta}{2} |2, V\rangle \end{aligned}$$

A probabilidade de detecção em D_1 é, então,

$$p_1 = \frac{|\alpha|^2}{4} + \frac{|\beta|^2}{4} = \frac{|\alpha|^2 + |\beta|^2}{4} = \frac{1}{4} = 25\%.$$

Seguindo o mesmo raciocínio, demonstra-se facilmente que $p_2 = p_1 = 25\%$. Podemos perceber que, diferentemente do experimento sem os polarizadores, temos uma perda de 50% dos fótons. Isso se deve ao fato dos polarizadores eliminarem fótons no caminho. O mais importante, no entanto, é que não há mais interferência: o que é somado no cálculo de p_1 e p_2 são probabilidades, não amplitudes.

No experimento de qual-caminho anterior (Seção 3.4.2), apenas a detecção do fóton já nos permitia identificar seu percurso. Já neste experimento, a detecção pura e simples não é suficiente para essa identificação, pois o semiespelho S_2 elimina a certeza do caminho, dando iguais probabilidades para cada detector. Como pode, então, tratar-se de um experimento do tipo qual-caminho?

Essa é uma situação interessante, onde a estranheza da mecânica quântica novamente se revela. Não é necessário observar diretamente o caminho para que a interferência desapareça, mas tão somente ter a possibilidade de fazê-lo, o que poderia ser feito medindo-se a polarização do fóton que chega ao detector. Esse assunto será abordado em maiores detalhes no capítulo seguinte.

Capítulo 4

Escolha Retardada

Inúmeros experimentos envolvendo a dualidade onda-partícula foram idealizados com o objetivo de testar a teoria quântica. John Wheeler propôs em 1978 uma variação do experimento de dupla-fenda, onde a escolha do tipo de aparato utilizado na medição poderia ser feito após o fóton passar pelas fendas [10]. Este experimento ficou conhecido como *escolha retardada* e foi realizado pela primeira vez em 1984, confirmando as previsões da teoria quântica. Após este primeiro experimento vieram muitos outros, os quais obtiveram resultados semelhantes e mostraram a importância crucial do ato de observar, indicando que o comportamento de onda ou partícula depende de como o experimento está configurado, não sendo algo intrínseco à partícula.

4.1 A Parábola de *Neg Ahne Poc*

A fim de ilustrar o conflito de conceitos quando se tenta encontrar modelos clássicos para explicar o experimento de escolha retardada, será apresentado abaixo um trecho da parábola (extraída do livro de Rosenblum e Kuttner [9]) sobre uma cidade – Neg Ahne Poc – onde efeitos quânticos são observados em escala macroscópica.

A história começa com um físico que visita uma cidade com tecnologia mágica, que permite revelar comportamentos quânticos em objetos grandes ao invés de átomos. Isto seria, é claro, impossível no mundo real, mas é uma

boa maneira de ressaltar a estranheza dos efeitos quânticos.

Ao chegar à cidade, o físico é recebido por um xamã local chamado Rhob, o qual ficará encarregado de conduzir o experimento. Após dar as boas vindas, Rhob vai em direção a duas barracas que estão a 20 metros de distância uma da outra. Entre as barracas há um homem e uma mulher de mãos dadas.

Rhob: Arranjar nossa situação, “preparar o estado”, deve ser feito sem observação. Por favor coloque a venda.

O visitante coloca a venda na cabeça. Rhob continua.

Rhob: O estado está preparado. Por favor retire a venda. Em uma destas barracas há um casal, um homem e uma mulher juntos. A outra barraca está vazia. Seu primeiro “experimento” é determinar em qual barraca está o casal e qual está vazia. Faça isso através de uma pergunta apropriada.

Físico: Ok, em qual barraca está o casal e qual está vazia?

Rhob: Muito bem!

Rhob abre a barraca da direita revelando o homem e a mulher de mãos dadas. Então ele abre a outra barraca e mostra que está vazia.

Rhob: Perceba meu amigo, você recebeu uma resposta apropriada para sua pergunta. O casal estava em uma das barracas, e a outra é claro, estava vazia.

Físico: (sem se impressionar, e já tentando ser educado) Uh Huh. Sim.

Rhob: Porém eu entendo que a reprodutibilidade do experimento é crucial para o cientista. Vamos repetir o experimento.

O experimento é repetido por mais seis vezes para o visitante. Às vezes o casal está na barraca da direita, outras na da esquerda. Percebendo que o visitante está ficando entediado, Rhob para a demonstração e explica.

Rhob: Perceba meu amigo que sua pergunta sobre onde está o casal fez com que o homem e a mulher estivessem juntos em uma barraca.

Físico: (perturbado por ter viajado tão longe para ver uma apresentação aparentemente tão trivial, o visitante está achando difícil não se ofender) Minhas perguntas fizeram com que o casal estivesse em uma barraca ou em outra? Isso não faz sentido! Onde você os colocou enquanto eu estava vendado foi o que causou isso. OH, mas me desculpe. Muito obrigado pela sua apresentação, mas está ficando tarde; Preciso ir embora.

Rhob: Não, eu que devo me desculpar [...] mas por favor, agora nós temos um segundo experimento. Você fará uma pergunta diferente. Você fará uma pergunta que levará o homem e a mulher a estarem em barracas separadas [...]

O procedimento é feito da mesma maneira que no 1º experimento.

Rhob: Retire a venda. Faça uma nova pergunta, uma que determine em qual barraca está o homem e em qual está a mulher.

Físico: OK, em qual barraca está o homem, e em qual barraca está a mulher?

Desta vez Rhob sinaliza aos seus aprendizes para abrirem as barracas ao mesmo tempo. Eles revelam o homem na barraca da direita e a mulher na barraca da esquerda.

Rhob: Perceba! Você recebeu um resultado apropriado a um experimento *diferente* que você fez. Sua pergunta fez com que o casal estivesse distribuído em ambas as barracas. Mostraremos agora a reprodutibilidade repetindo este experimento.[...]

A demonstração é repetida três vezes.

Rhob: Você parece impaciente, talvez três vezes seja suficiente para demonstrar que sua pergunta sobre onde está o homem e a mulher separadamente fez com que o casal ficasse distribuído entre as duas barracas. você não concorda?

Físico: (Chateado, desapontado, porém um pouco arrogante) Eu realmente concordo que você pode distribuir o casal da maneira que deseja.[...]

Rhob: Você ainda não viu a versão final destes experimentos.

E o crucial que completa nossa demonstração.[...] Por favor retire a venda e faça sua pergunta.

Físico: Qual pergunta eu deveria fazer?

Rhob: Ah, meu amigo, agora você já tem a experiência com ambas as perguntas. Você pode fazer qualquer uma. Você pode fazer qualquer experimento.

Físico: Ok, em qual barraca está o casal?

Rhob abriu a barraca da direita para revelar o homem e a mulher de mãos dadas. Ele então abriu a outra barraca mostrando que estava vazia

Físico: (Um pouco confuso, porém não muito surpreso) Humm...

Rhob: Perceba que a pergunta que você fez, a pergunta que você escolheu, fez com que o casal estivesse em uma única barraca.[...] Retire a venda e faça outra pergunta.

Físico: (Com um pouco de ceticismo) OK, desta vez eu farei outra pergunta: Em qual barraca está o homem e em qual está a mulher?

Os aprendizes de Rhob abrem ambas as barracas e revelam o homem na barraca da direita e a mulher na barraca da esquerda.[...]

Rhob: Por favor, remova a venda mais uma vez e faça qualquer pergunta.

Físico: OK, desta vez, em qual barraca está o casal?

Rhob abre a barraca da esquerda revelando o homem e a mulher juntos. Depois abre a barraca da direita e revela que está vazia.

Físico: Você arranjou uma resposta apropriada a pergunta que eu escolhi antes, três vezes seguidas. sua sorte é impressionante!

Rhob: Não foi sorte meu amigo. A observação que você livremente escolheu determinou se o casal estaria junto em uma barraca ou dividido em duas.[...]

A demonstração é repetida e nosso incrivelmente confuso visitante solicita algumas outras repetições. Por mais oito vezes ele

vê o resultado apropriado a pergunta que fez, porém um resultado inapropriado a outra questão que ele poderia ter feito.[...]

Físico: Como você sabia a pergunta que eu faria quando você colocou as pessoas na barraca?

Rhob: Eu não sabia. Você poderia ter feito ambas as perguntas.

Físico: Sejamos razoáveis! E se eu tivesse feito a pergunta que não correspondia a onde o homem e a mulher realmente estavam?

Rhob: Meu amigo, nosso grande físico dinamarquês, Bohr de Copenhague, não nos ensinou que a ciência não precisa fornecer explicações para experimentos que não foram realizados, não precisa responder perguntas que não foram feitas?

Discussão

A história contada acima é uma maneira divertida de representar a estranheza encontrada nos fenômenos quânticos. A explicação dada pelo visitante ao primeiro experimento é que Rhob, sabendo qual pergunta seria feita, posiciona o casal em uma das barracas. O mesmo raciocínio se estende para o segundo caso, a única diferença seria que ao invés de Rhob colocar o casal em uma barraca, ele os divide, colocando cada pessoa em uma das barracas. O problema é que a explicação dada pelo viajante, apesar de *lógica*, não é correta para o experimento na terceira situação, quando o observador possui livre escolha sobre qual pergunta fazer.

Em princípio, o físico credita o resultado do experimento à sorte, porém, ao se repetir o mesmo por diversas vezes, fica cada vez mais difícil sustentar esse argumento, e Rhob explica que por mais que se repita, sempre se terá uma resposta adequada à pergunta feita. A conclusão é que a resposta sempre é determinada pela pergunta feita, ou seja, o tipo de experimento realizado é que determina o comportamento do sistema (mesma barraca ou barracas separadas).

O viajante também questiona Rhob quanto à possibilidade de se obter resultados contrários caso a pergunta fosse diferente em cada caso. A ex-

plicação dada por Rhob sintetiza um dos mais importantes princípios da interpretação de Copenhague, o qual diz que o papel da física, por ser essencialmente uma ciência experimental, não é o de explicar experimentos que não foram feitos, ou medidas que não foram efetuadas, ou seja, não faz sentido perguntar: onde estava a partícula antes de ser observada? A realidade física é criada no momento em que se observa.

4.2 A Escolha Retardada de Wheeler

O experimento de escolha retardada pode ser descrito com auxílio um interferômetro de Mach-Zehnder. Em relação ao interferômetro óptico usual, duas modificações são necessárias: uma fonte que emita um único fóton por vez, e uma maneira de colocar ou retirar o segundo semiespelho enquanto o fóton está percorrendo o interferômetro. O experimento imaginado por Wheeler [11] está mostrado na Fig. 4.1.

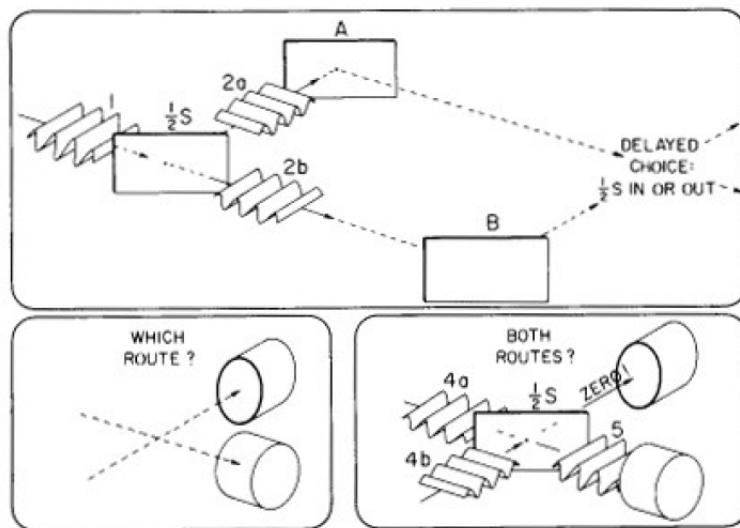


Figura 4.1: O experimento de escolha retardada proposto por Wheeler [11].

No experimento de Wheeler, a decisão sobre a colocação ou não do segundo semiespelho é tomada somente após o fóton ter ultrapassado o primeiro semiespelho (daí a “escolha retardada”). O que acontece com o fóton? Ele apresenta comportamento ondulatório ou corpuscular? Em que momento o

fóton decide se vai percorrer os dois caminhos (comportando-se como onda) ou seguir por apenas um deles (como fazem as partículas)?

Dependendo do tamanho do interferômetro, a escolha pode ser atrasada por muito tempo. Para enfatizar esse fato, Wheeler propôs uma variação do experimento original, desta vez em escala astronômica [11].

Um fóton é gerado em um quasar a uma distância de bilhões de anos-luz da Terra, passa próximo a uma galáxia e então chega à Terra (Fig.4.2). Esse fóton pode seguir por dois caminhos possíveis, digamos, um pela direita e outro pela esquerda da galáxia, que atua como uma lente gravitacional.

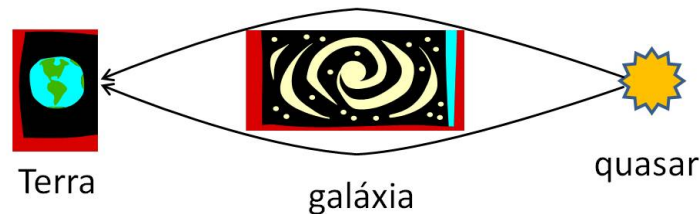


Figura 4.2: Representação do experimento de Wheeler em escala astronômica. O fóton que chega à Terra saiu de um quasar há bilhões de anos atrás. Uma galáxia cria uma lente gravitacional que permite ao fóton chegar à Terra por dois caminhos diferentes.

Essa versão do experimento de Wheeler se assemelha a um experimento de dupla-fenda (Fig. 4.3). Colocamos uma tela de detecção, que pode ser removida, na frente de dois telescópios, os quais estão apontados um para cada fenda (lado da galáxia). Os telescópios ficam separados de maneira a garantir que fótons provenientes de um mesmo lado sejam sempre detectados no mesmo telescópio.

Na configuração inicial, a tela está presente (configuração fechada). Como não é possível saber por qual lado da galáxia veio o fóton, após várias detecções haverá um padrão de interferência nítido.

Por outro lado, podemos escolher retirar a tela (configuração aberta) e direcionar a saída dos telescópios para duas telas separadamente. O agrupamento de pontos em cada tela nos leva a concluir que o fóton seguiu um dos caminhos, não havendo interferência.

Novamente, após o fóton já ter *decidido* por qual caminho seguir (ou se

passaria pelos dois), efetuamos uma medida que nos revela que aquilo que imaginamos ter acontecido com o fóton no passado, depende exclusivamente da escolha do observador no presente, não importando o caminho pelo qual o fóton *decidiu* seguir, mesmo que isso já tenha ocorrido há bilhões de anos.

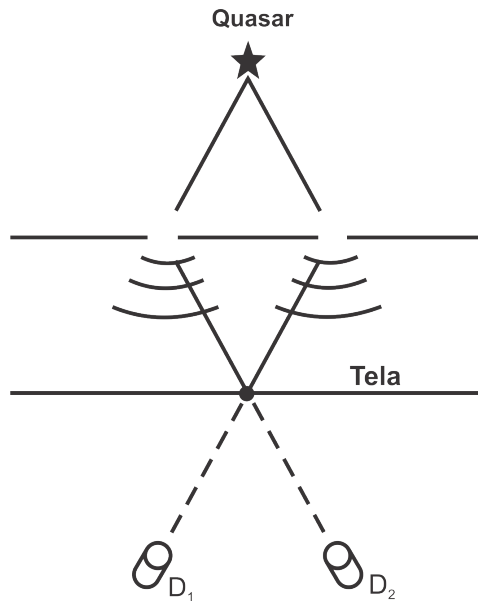


Figura 4.3: Esquema básico do experimento. D_1 e D_2 são dois telescópios que, apontados em direção às fendas (lados da galáxia), revelam o caminho do fóton. Ao colocarmos a tela na frente dos telescópios, perdemos a informação de qual-caminho e aparece um padrão de interferência na tela.

Quando foi proposto por Wheeler, o experimento de escolha retardada era apenas um exercício de imaginação. Hoje, vários experimentos desse tipo já foram realizados. Descreveremos alguns destes com mais detalhes em seguida.

4.3 O Experimento de Jacques *et al.*

Em 2007, Jacques *et al.* foram os primeiros a reproduzir de maneira fiel o experimento de Wheeler [12]. O aparato consistia basicamente num interferômetro de Mach-Zehnder com polarizadores ortogonais entre si, tal qual visto na Seção 3.4.3. Em vez de decidir sobre a colocação ou retirada do

segundo semiespelho, a escolha retardada recaía sobre a recondução ou não dos dois feixes a um mesmo estado de polarização. Como vimos, isso define se o experimento é ou não capaz de identificar o caminho do fóton. Por simplicidade, vamos discutir o experimento como se ele envolvesse a colocação/retirada do segundo semiespelho, de acordo com a proposta de Wheeler.

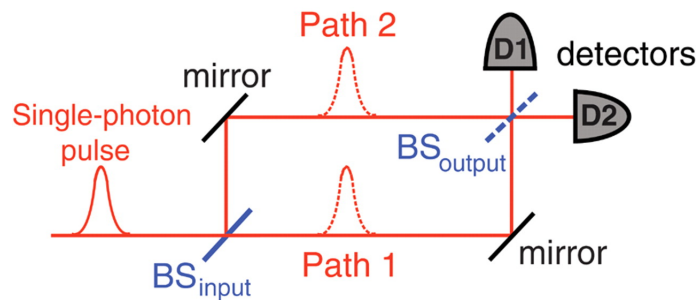


Figura 4.4: Diagrama do experimento. O fóton é disparado num interferômetro de Mach-Zehnder, no qual o semiespelho de saída (BS_{output}) pode ser introduzido ou retirado (Jacques *et al.*).

A escolha da configuração é feita aleatoriamente, através de um gerador quântico de números aleatórios (QRNG). Um aparelho emite dois pulsos sincronizados: um dispara o fóton e o outro o QRNG. A escolha aleatória é feita no mesmo instante em que o fóton entra no interferômetro. Como o QRNG e o espelho de saída estão juntos e a distância entre espelho de entrada e o de saída é de $48m$, o que equivale a um tempo de aproximadamente $160ns$, não é possível que qualquer informação referente à configuração do interferômetro alcance o fóton antes que este chegue ao primeiro semiespelho.

A escolha retardada propriamente dita é feita de maneira aleatória pelo QRNG e a diferença de fase entre os caminhos é modulada através de um atuador piezoelétrico (PZT). A cada fóton disparado são registradas a posição do PZT e as informações da detecção. Toda informação é processada após terminadas as detecções. Os resultados estão mostrados na Fig. 4.5. Nos eventos de configuração fechada, quando o QRNG mantém o segundo semiespelho, há interferência com 94% de visibilidade. Quando a configuração é aberta não há modulação nas duas portas de saída associada à diferença de fase, ou

seja, não há interferência.

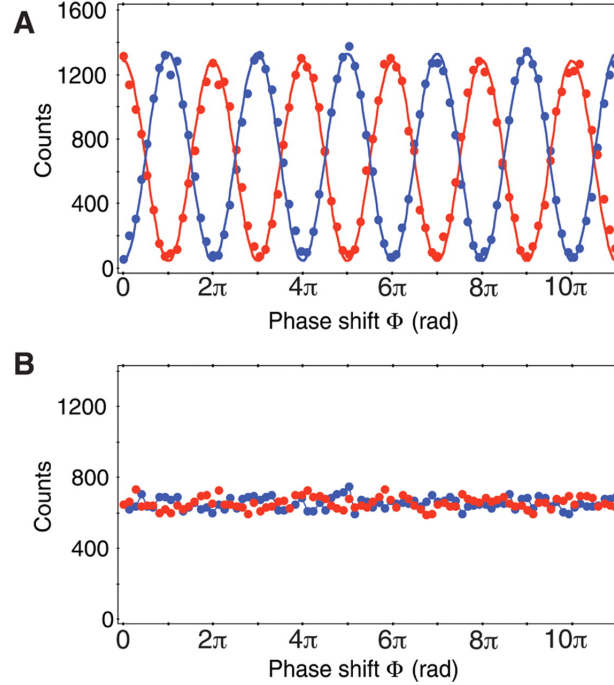


Figura 4.5: Resultados obtidos em função da diferença de fase ϕ entre os caminhos. **A.** Detecções em D1 (azul) e D2 (vermelho) para configuração fechada. Obtêm-se interferência com 94% de visibilidade. **B.** Detecções para configuração aberta. Observam-se iguais probabilidades de detecção para os dois detectores, independentemente da diferença de fase.

O experimento demonstra que o comportamento do fóton no interferômetro é determinado pela escolha do observável a ser medido, mesmo que essa ocorra após o fóton ter passado pelo semiespelho de entrada. Isso parece criar uma estranha inversão na sequência temporal dos fatos – nas palavras de Wheeler: “a opção de mover ou não o espelho afeta de forma inevitável o que temos o direito de dizer sobre a história passada do fóton” [11]. O experimento não descobre o que já ocorreu, o passado é criado no momento da medida. Apesar dessas estranhas implicações, que confrontam profundamente nossas noções intuitivas de realidade, espaço e tempo, o experimento sempre concorda com as previsões da teoria quântica.

4.4 Apagador Quântico de Escolha Retardada

É comum encontrar explicações para comportamento “dual” do fóton, ora ondulatório ora corpuscular, baseadas do princípio da incerteza. Argumenta-se que esse comportamento guarda uma relação direta com o ato de medir, o qual provocaria um distúrbio incontrollável no sistema. Ao medir com exatidão o valor de uma grandeza, perdemos completamente a capacidade de prever o valor de uma outra grandeza complementar à primeira. Por exemplo, no caso da posição e momentum, isso é expresso pela desigualdade de Heisenberg $\Delta x \Delta p \geq \hbar/2$, que mostra ser impossível realizar um experimento em que x e p sejam medidos simultaneamente com exatidão.

Em 1982, Scully e Drühl [13] propuseram uma maneira evitar essa “perturbação incontrollável”, fazendo a detecção de um par de fótons. Um dos fótons é registrado numa “tela” enquanto o outro carrega informação sobre o caminho seguido pelo primeiro, o que impede a formação de um padrão de interferência na tela. Entretanto, essa informação pode ser apagada, o que torna possível recuperar o padrão de interferência mesmo após o registro do fóton na tela. Se a perda do padrão de interferência fosse devido a perturbações causadas pelo ato de medir, não seria possível restabelecê-lo. A seguir discutiremos uma realização desse experimento.

4.5 O Experimento de Kim *et al.*

O experimento de Scully e Drühl foi implementado de diversas maneiras. Apresentaremos aqui uma das versões mais próximas à proposta original, realizada por Kim *et al.* [14, 15].

A versão puramente “ondulatória” do experimento envolve dois átomos de um mesmo elemento, 1 e 2, com dois níveis a e b (Fig. 4.6). Um pulso de laser l_1 é disparado sobre os dois átomos, excitando um deles. Este retorna ao estado fundamental emitindo um fóton γ que é registrado em uma tela. Ao final os dois átomos encontram-se no estado fundamental, não sendo possível definir qual deles emitiu o fóton γ . Após muitas repetições desse processo, observa-se na tela um padrão de interferência, fruto do desconhecimento do

“caminho” seguido pelo fóton.

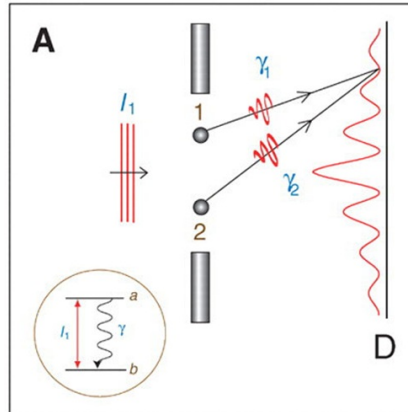


Figura 4.6: Experimento com comportamento ondulatório. É impossível saber se o fóton veio do átomo 1 ou do 2. (Adaptado da ref. [14].)

O comportamento corpuscular surge se átomos de 3 níveis forem utilizados (Fig. 4.7). Quando um dos átomos é excitado ao estado a pelo pulso laser, ele decai para o nível b emitindo um fóton γ , enquanto que o outro átomo permanece no estado fundamental c . Pode-se determinar qual deles emitiu o fóton γ verificando seu estado final. Logo, tem-se uma informação de qual caminho e não há padrão de interferência na tela.

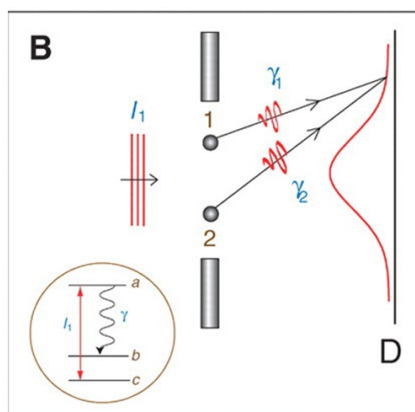


Figura 4.7: Experimento com comportamento corpuscular. O estado final do átomo indica de onde veio o fóton. (Adaptado da ref. [14].)

Observe que mesmo que não se faça uma medida a fim de descobrir qual

foi o átomo que emitiu o fóton γ , não há interferência, o que nos leva a concluir que não é o ato de medir que destrói a interferência. Basta que exista a informação de qual-caminho, mesmo que não essa ainda não tenha sido medida diretamente, para que a interferência desapareça. É como se o átomo tivesse sido “rotulado”. Com efeito, basta que o rótulo exista para que não haja mais interferência.

“Apagando” a Informação

O experimento do “apagador quântico” utiliza átomos de 4 níveis (Fig. 4.8). Ao ser excitado pelo pulso l_1 , um dos átomos vai a um estado a , emite um fóton γ , ficando então num estado b . Em seguida um pulso l_2 , que faz com que o mesmo átomo vá para um terceiro estado, b' , de onde ele retorna ao estado fundamental emitindo um fóton ϕ . Como os dois átomos estão no estado fundamental c ao final do processo, a única maneira de obter informação sobre a origem do fóton γ é através do segundo fóton, ϕ . Como veremos, é possível apagar completamente essa informação mesmo após γ ter sido registrado na tela.

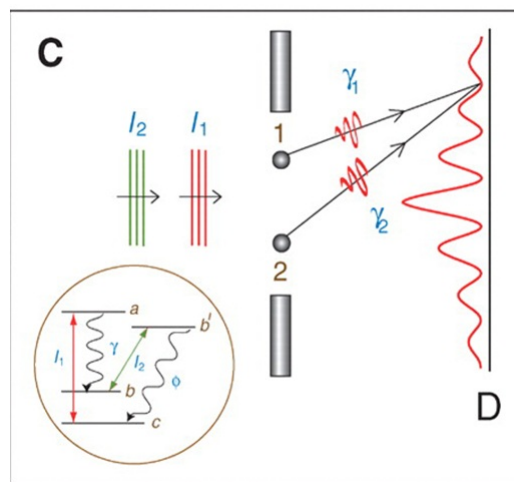


Figura 4.8: O “apagador quântico” de Scully e Druhl. O segundo pulso laser torna possível apagar a informação de qual-caminho. (Adaptado da ref. [14].)

O experimento de Kim *et al.* está descrito na Fig. 4.9. O átomo excitado

pelos pulsos l_1 e l_2 emite dois fótons, ϕ e γ . O fóton γ é detectado por D_0 e o fóton ϕ por D_1 , D_2 , D_3 ou D_4 , todos com iguais chances de detecção, devido aos semiespelhos B , B_1 e B_2 .

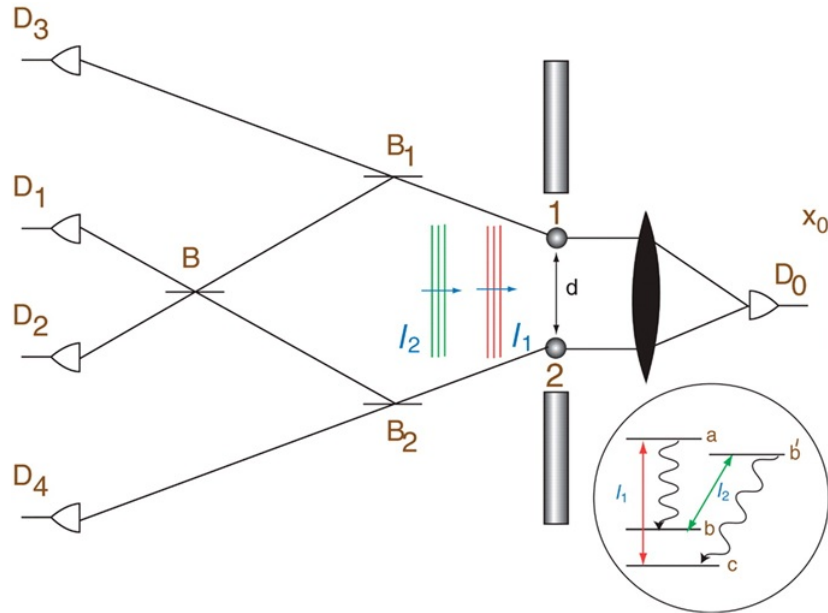


Figura 4.9: Esquema do experimento de Kim *et al.*. O fóton γ é detectado por D_0 . A detecção do fóton ϕ por D_1 ou D_2 apaga a informação sobre a origem de γ . Detecção por D_3 ou D_4 identifica átomo que emitiu γ . (Adaptado da ref. [14].)

Quando ϕ é detectado por D_3 ou D_4 , o comportamento registrado por D_0 é corpuscular, pois é possível saber qual átomo emitiu os fótons. Se ϕ aparece em D_3 , significa que veio do átomo 1; se aparece em D_4 , só pode ter vindo do átomo 2. A Fig. 4.10 mostra o padrão encontrado na “tela” do experimento (o detector D_0), nos eventos em que o fóton ϕ atinge o detector D_3 [15]. Nenhum padrão de interferência é observado, um resultado condizente com a existência de informação sobre a origem dos fótons.

No caso do fóton ϕ ser detectado em D_1 ou D_2 , é impossível dizer se ele veio de 1 ou de 2. A informação sobre o caminho de γ , carregada por ϕ , é completamente apagada nesses casos. Logo, o padrão encontrado pelo detector D_0 é de interferência, como mostram os resultados experimentais da Fig. 4.11 [15].

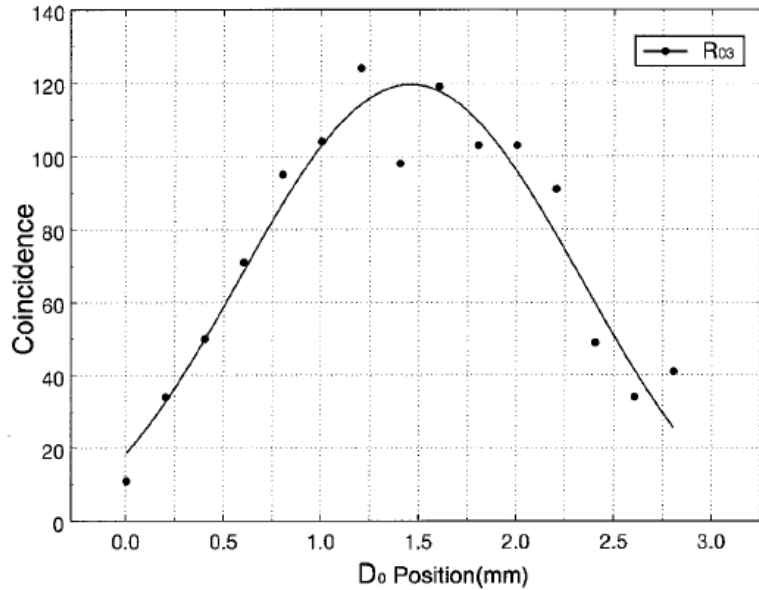


Figura 4.10: Resultado do experimento de Kim *et al.* [15]. Distribuição dos fótons γ detectados por D_0 , nos eventos em que o fóton ϕ foi registrado por D_3 . Não se observa qualquer efeito de interferência, o que é consistente com o conhecimento de que γ veio do átomo 1.

A “escolha retardada” nesse experimento é feita pelo fóton ϕ ao encontrar os semiespelhos $B1$ ou $B2$. Se ele for transmitido e seguir em frente até os detectores D_3 ou D_4 , o experimento será do tipo qual-caminho. Se, por outro lado, ele for refletido, a informação sobre o caminho será apagada pelo semiespelho B e teremos um experimento do tipo ondulatório. Como o fóton ϕ é emitido após o fóton γ , a decisão sobre seguir “um caminho ou os dois ao mesmo tempo” é tomada quando γ já está a caminho de D_0 .

Esse resultado é ainda mais surpreendente se os semiespelhos $B1$ ou $B2$ estiverem a uma distância suficientemente grande dos átomos 1 e 2, de maneira a que o fóton ϕ só possa “escolher” se o comportamento de γ será ondulatório ou corpuscular após γ ter sido detectado por D_0 (o que significa que γ nem mais existe no momento da escolha). Novamente, vemos como a mecânica quântica põe abaixo nossas noções mais razoáveis de realidade, espaço e tempo.

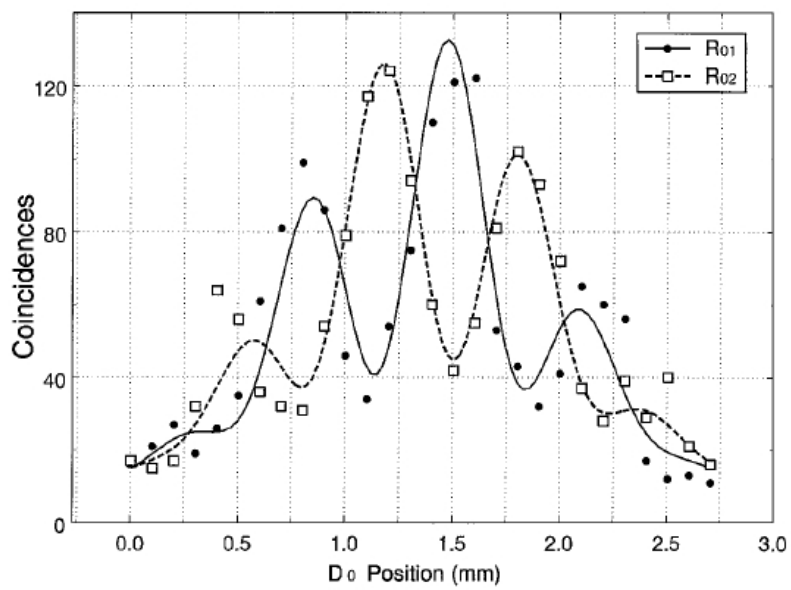


Figura 4.11: Resultado do experimento de Kim *et al.* [15]. Distribuição dos fótons γ detectados por D_0 , nos eventos em que o fóton ϕ foi registrado por D_1 (pontos escuros) ou D_2 (pontos claros). Franjas de interferência são claramente observadas, o que condiz com a ausência de informação sobre a origem dos fótons.

Capítulo 5

Conclusão

Os experimentos de escolha retardada ilustram a enorme inconsistência que aparece quando não tomamos o devido cuidado ao interpretar fenômenos quânticos. A noção de realidade, tal como vista por Einstein, não é capaz de explicar o comportamento de sistemas quânticos anteriormente a uma observação. Ao seguirmos com essa noção, chegamos a conclusões como a de que a medida feita hoje altera algo que já ocorreu há bilhões de anos.

Bohr considerava que nenhum fenômeno elementar é um fenômeno até que seja observado. Essa afirmação ilustra claramente que não podemos estabelecer uma rota para o fóton antes da medida. Da mesma forma, não faz sentido dizer que o fóton certamente passou por uma das fendas, ou que passou pelas duas fendas, por que isso seria pressupor uma medida ainda não feita.

Os experimentos de escolha retardada derrubam tentativas simplistas de explicar o comportamento de sistemas quânticos a partir de uma evolução causal no espaço e no tempo. Por exemplo, a ideia de que o fóton poderia saber como está configurado o interferômetro antes de passar por ele, para então se comportar de maneira adequada, foi derrubada pelo experimento de Jaques *et al.* descrito na Seção 4.3.

Também a ideia de que o padrão de interferência dá lugar ao comportamento corpuscular devido a uma “perturbação incontrolável” causada pelo aparelho de medida pode ser questionada à luz desses experimentos. Vimos

na Seção 4.5, com o experimento de Kim *et al.*, que “escolha” de um determinado comportamento – ondulatório ou corpuscular – pode ser feita mesmo após o fóton ser detectado (e absorvido!) pela tela.

Até hoje, a mecânica quântica não demonstrou qualquer falha ou sinal de estar incompleta, apesar da estranheza de seus resultados. Os experimentos de escolha retardada ilustram isso de maneira particularmente clara: eles confirmam o que a teoria quântica prevê, em situações que desafiam a própria noção de uma realidade espaço-temporal.

Deve ficar claro que o tema da escolha retardada não se esgota no que está descrito nesta monografia. Há uma vasta literatura sobre o assunto que mal foi tocada aqui. A exposição que fizemos é apenas um introdução a esse conjunto fascinante de ideias e experimentos, que esperamos seja útil aos alunos que iniciam seus estudos de mecânica quântica.

Referências Bibliográficas

- [1] LE BELLAC, M.; *Quantum Physics*, Cambridge University Press, 2006.
- [2] GRIFFITHS, D. J.; *Mecânica Quântica*, 2ª edição. Pearson, 2011.
- [3] FEYNMAN, R. P.; LEIGHTON, R. B.; SANDS, M.; *Lições de Física de Feynman*, v. 3. Bookman, 2008.
- [4] EPSKONG, G.; *The Dual Nature of Light as Reflected in the Nobel Archives*, http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/themes/physics/ekspong/
- [5] BACH, R. et al; *Controlled double-slit electron diffraction*, New Journal of Physics **15**, 033018 (2013).
- [6] RICCI, T. F.; OSTERMANN, F.; PRADO, S. D.; Revista Brasileira de Ensino de Física **29**, n. 1, 79-88 (2007).
- [7] OSTERMANN, F.; PRADO, S. D.; *Interferômetro Virtual de Mach-Zehnder*, programa de simulação disponível em <http://www.if.ufrgs.br/~fernanda/IMZ>
- [8] PESSOA JR., O.; *Ondas e Quântica: Introdução Conceitual à Física Quântica*, Estação Ciência, 1996.
- [9] ROSENBLUM, B.; KUTTNER, F.; *Quantum Enigma: Physics Encounters Consciousness*, Oxford University Press, 2011.
- [10] WHEELER, J. A.; *The “past” and the “delayed-choice” double-slit experiment*, in A.R.Marlow (ed.), *Mathematical Foundations of Quantum Theory*, p. 9–48, Academic Press, 1978.

- [11] WHEELER, J. A.; *Law Without Law*, in *Quantum Theory and Measurement*, J. A. Wheeler e W. H. Zurek (eds.), p. 182–213, Princeton University Press, 1983.
- [12] JACQUES, V. et al; *Experimental Realization of Wheeler’s Delayed-Choice Gedanken Experiment*, *Science* **315**, 966 (2007).
- [13] SCULLY, M. O.; DRUHL, K.; *Quantum eraser: A proposed photon correlation experiment concerning observation and “delayed choice” in quantum mechanics*, *Physical Review A* **25**, 2208 (1982).
- [14] AHARONOV, Y. et al; *Time and Quantum: Erasing the Past and Impacting the Future*, *Science* **307**, 875-9 (2005).
- [15] KIM, Y. H. et al; *A Delayed Choice Quantum Eraser*, *Physical Review Letters* **84**, 1-5 (1999).