

# Interferometria, Interpretação e Intuição: Uma Introdução Conceitual à Física Quântica

(Interferometry, interpretation, and intuition: a conceptual introduction to quantum physics)

Oswaldo Pessoa Jr.

*Instituto de Física da Universidade de São Paulo;  
e Centro de Lógica, Epistemologia e História da Ciência,  
Unicamp, C.P. 6133, 13081-970, Campinas, SP  
e-mail (atualizado): opessoa@usp.br*

Trabalho recebido em 10 de agosto de 1996

A Física Quântica é introduzida estudando-se o interferômetro de Mach-Zehnder para um fóton único. Enfatizam-se os aspectos conceituais da teoria, procurando desenvolver no aluno uma intuição sobre o que acontece em situações experimentais. De original, o artigo apresenta desde o início diferentes interpretações do formalismo quântico, permitindo que o leitor desenvolva sua própria interpretação privada. Isso parece ser consistente com a simetria de representação que é peculiar à Mecânica Quântica. Distinguem-se duas versões da dualidade onda-partícula, e salienta-se que o regime quântico é a Física Ondulatória para baixas intensidades. Em meio às discussões mais fundamentais, examinam-se brevemente tópicos recentes como fenômenos intermediários e escolha demorada.

## Abstract

An introduction to quantum physics is given by studying the Mach-Zehnder interferometer for a single photon. The conceptual issues of the theory are emphasized, as we try to develop the student's intuition about what happens in experimental situations. An original feature of the article is that, from the beginning, different interpretations of the quantum mechanical formalism are presented, allowing the reader to develop his own private interpretation. This seems to be consistent with the symmetry of representation that is proper to quantum mechanics. Two versions of the wave-particle duality are distinguished, as we emphasize that the quantum regime is wave physics applied to low intensities. Besides the more fundamental discussions, we also briefly examine recent topics such as intermediary phenomena and delayed choice.

## I. A essência da Física Quântica

Qual é a “essência” da Física Quântica? Quais são os princípios gerais que caracterizam esta teoria, distinguindo-a de outras teorias? Naturalmente não existe uma resposta única a esta pergunta:

a) O nome “quântico” sugere que o essencial é a presença de quantidades *discretas*, como os “pacotes” de energia, ou de processos descontínuos.

b) Pode-se também argumentar que a maior novidade da teoria quântica é o papel que a *probabilidade* nela desempenha, descrevendo um mundo

essencialmente “indeterminista”.

c) Alguns autores consideram que a essência da Física Quântica é o *princípio de incerteza*, segundo o qual a posição e a velocidade de uma partícula não podem mais ser determinadas simultaneamente.

d) Outros, com espírito mais filosófico, salientam que o que esta teoria tem de fundamental é que o *observador* não pode ser separado do objeto que está sendo observado.

e) Aqueles com viés mais matemático afirmam que o essencial na Mecânica Quântica é o uso de grandezas

que não comutam, ou o papel insubstituível desempenhado pelos números complexos.

Todas essas afirmações são corretas. No entanto, adotaremos como nosso ponto de partida a chamada “dualidade onda-partícula”, e tomaremos uma versão deste princípio como a essência da Física Quântica.

Em poucas palavras, o que caracteriza a teoria quântica de maneira essencial é que ela é a teoria que *atribui, para qualquer partícula individual, aspectos ondulatórios, e para qualquer forma de radiação, aspectos corpusculares.*

## II. Dualidade onda-partícula: versão fraca

Para a Física Clássica, uma partícula pode ser imaginada como uma bolinha bem pequena que se locomove pelo espaço, e que em condições normais não se divide. Além dessa *indivisibilidade*, uma partícula clássica também se caracteriza por estar a cada instante em uma posição bem definida, e com uma velocidade precisa. Com o passar do tempo, a partícula descreve uma *trajetória* bem definida, que pode ser visualizada como uma curva contínua no espaço.

Uma onda, por outro lado, é concebida pela Física Clássica como uma excitação que se propaga em um meio, como a superfície da água, e que tem a característica de se espalhar no espaço. O que se propaga com a onda é a energia, que se identifica com o movimento oscilatório das partículas do meio. Como esse movimento das partículas pode ser tão tênue quanto se queira, a amplitude da onda pode ser dividida o quanto se queira, pelo menos em teoria. Nesse sentido, as ondas são *contínuas*, ao contrário das partículas, que são discretas. Além disso, ondas circulares claramente não descrevem uma “trajetória”, do tipo definido para corpúsculos. Elas são *espalhadas* no espaço, sem se localizar em um ponto bem definido. Além de serem contínuas e espalhadas, as ondas exibem uma série de fenômenos típicos, como a *interferência*.

Dizer simplesmente que “uma coisa (sem partes) é (ao mesmo tempo) partícula e onda” é uma contradição lógica. Pois isso implicaria que essa coisa é ao mesmo tempo indivisível e divisível (contínua), que ela segue uma trajetória e não segue (é espalhada). No entanto, a Teoria Quântica é obrigada a conciliar, de alguma maneira, esses termos contraditórios. Veremos que existem dois tipos de enunciados para essa dualidade onda-

partícula: o que chamamos “versão fraca” tenta conciliar o fenômeno ondulatório de interferência com a *indivisibilidade* observada na detecção de fótons, elétrons etc.; a “versão forte”, desenvolvida por Bohr, é concernente à existência de interferência e de *trajetórias*.

A maneira mais completa de entender a indivisibilidade dos quanta, no caso da luz, é examinar o efeito fotoemissivo (fotoelétrico)<sup>[1]</sup>. Aqui, porém, iremos nos restringir a um experimento mais simples, feito com a luz pela primeira vez por Geoffrey Taylor em 1909, e também com elétrons a partir da década de 1950<sup>[2]</sup>. O experimento é simplesmente o das duas fendas (no caso da luz), no qual a fonte de luz é bastante tênue (Fig. 1). Se acompanhássemos a formação do padrão de interferência em uma chapa fotográfica, veríamos pontos aparecendo um após o outro, correspondendo a cada fóton sendo detectado de maneira localizada. Tais pontos, porém, se agrupariam em bandas, acompanhando o padrão de intensidade típico da interferência. Existem filmes mostrando a formação de tal padrão, ponto por ponto, no caso de elétrons (Fig. 2).

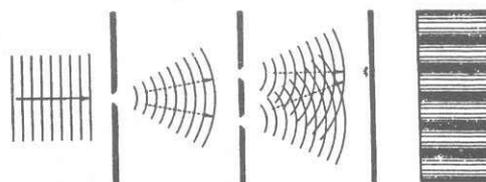


Figura 1. Experimento de duas fendas.<sup>[3]</sup>

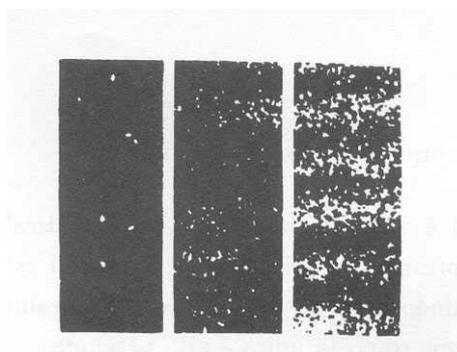


Figura 2. Formação paulatina de um padrão de interferência.<sup>[4]</sup>

É importante frisar que essa formação ponto a ponto do padrão de interferência ocorre mesmo que apenas um fóton ou elétron incida por vez (por exemplo a cada segundo). Paul Dirac exprimiu isso

dizendo que *cada fóton interfere consigo mesmo*<sup>[5]</sup>. Temos então conjuntamente uma característica ondulatória, a interferência, e uma característica corpuscular, a indivisibilidade da energia detectada. Como isso é possível? Foi preciso elaborar a Teoria Quântica para responder esta questão!

Enunciemos então esta versão fraca da dualidade onda-partícula: *Qualquer radiação ondulatória é detectada em pacotes mínimos de energia ou massa, e qualquer partícula individual pode exibir fenômenos tipicamente ondulatórios, como a interferência.*

Notemos que nesta versão fraca, não afirmamos que os fótons ou elétrons sempre são indivisíveis ou bem localizados em sua propagação, antes de atingir a tela detectora; apenas afirmamos que *quando eles são detectados* eles aparecem de maneira indivisível e bem localizada. Por outro lado, também não dizemos que uma partícula sempre se comporta como uma onda, mas sim que ela sempre *pode* exibir interferência; ou seja, é sempre possível definir uma montagem experimental (se esta for factível na prática) na qual uma partícula exibe um padrão de interferência.

### III. Interpretações da teoria quântica

Como interpretar a versão fraca da dualidade onda-partícula? Como é possível que um objeto quântico exiba propriedades contraditórias? O que está acontecendo na realidade, se é que podemos falar em “realidade”?

É uma característica notável da Teoria Quântica que ela pode ser interpretada de diferentes maneiras, sendo que cada uma dessas interpretações é internamente consistente. Usamos a noção de *interpretação* como significando um conjunto de teses que se agrega ao formalismo mínimo da Teoria Quântica, e que em nada afeta as previsões observacionais da teoria (se houver previsões novas, falaremos em uma “teoria diferente”). Essas teses fazem afirmações sobre a realidade existente por trás dos fenômenos observados, ou ditam normas sobre a inadequação de se fazer tais afirmações.

Existem dezenas de interpretações diferentes da Teoria Quântica, que podem ser agrupadas em quatro ou cinco grandes grupos. Apresentaremos agora três interpretações simplificadas, e ao longo do artigo apresentaremos mais duas (uma de cada grupo mencionado).<sup>[6]</sup>

Antes de tudo, porém, assinalemos que é muito difícil para um físico trabalhar sem adotar, a nível pessoal e intuitivo, uma dessas interpretações. O próprio aprendizado da Mecânica Quântica por parte de um aluno requer o desenvolvimento de uma ou mais interpretações para que ele possa “compreender” porque está fazendo certos cálculos, mesmo que cada uma destas interpretações seja incompleta, semi-clássica, restrita a poucos problemas, ou mesmo contraditória ou talvez não-verbal. Estas interpretações *privadas* em geral se distinguem da interpretação oficial que é apresentada no curso. O aluno assim adotaria a interpretação oficial para responder a certas perguntas examinadas em classe (“um objeto quântico é onda ou partícula?”), mas poderia adotar outra para entender o princípio quântico de superposição, outra para o princípio de incerteza etc. (As afirmações deste parágrafo são especulações, a serem examinadas em uma tese de mestrado em Ensino de Física.)

Apresentamos então três versões simplificadas de interpretações que podem ser adotadas por alunos que estão aprendendo Física Quântica. Restringimo-nos por enquanto à explicação da versão fraca da dualidade onda-partícula, que aparece no experimento de dupla fenda para quanta individuais.

(1) *Interpretação Ondulatória* (um misto entre a visão de Erwin Schrödinger<sup>[7]</sup> e a de John von Neumann<sup>[8]</sup>). Antes da detecção, o objeto quântico propaga-se como onda, mas durante a detecção ele torna-se localizado, parecendo uma partícula. Não há mais contradição lógica porque durante um certo tempo temos uma onda espalhada, e depois temos uma partícula (ou um pacote de onda localizado), sem que ambos coexistam simultaneamente.

(2) *Interpretação da Dupla Solução* (formulado originalmente por Louis de Broglie<sup>[9]</sup>, e redescoberto por David Bohm<sup>[10]</sup>). O objeto quântico se divide em duas partes: uma partícula com trajetória bem definida (mas desconhecida), e uma onda associada. A probabilidade da partícula se propagar em uma certa direção depende da amplitude da onda associada, de forma que em regiões onde as ondas se cancelam, não há partícula. Não há mais contradição lógica porque o objeto se divide em duas partes, uma sendo só partícula, e a outra só onda.

(3) *Interpretação da Complementaridade* (Niels Bohr<sup>[3]</sup>). Mais adiante apresentaremos as teses desta interpretação com maiores detalhes. No

caso que estamos examinando, temos o que Bohr chama de “fenômeno ondulatório”. O aspecto corpuscular que observamos na detecção se deve ao “postulado quântico” descoberto por Max Planck, e que para Bohr é o fundamento da Teoria Quântica. Este postulado afirma que existe uma *descontinuidade essencial* (uma indivisibilidade) em qualquer processo atômico, como por exemplo na ionização de átomos de prata na chapa fotográfica devido à ação da luz.

#### IV. Regime quântico: ondas de baixa intensidade

Vimos um fenômeno tipicamente quântico, que foi obtido tomando-se um fenômeno descrito pela Física Clássica Ondulatória (interferência de luz), e reduzindo a intensidade do feixe de luz até o ponto em que se podem detectar pacotes individuais de energia. De maneira análoga, muitos dos mistérios da Física Quântica, como o princípio de incerteza, o efeito túnel<sup>[11]</sup>, o spin<sup>[12]</sup> e a estatística Bose-Einstein para luz de origem térmica<sup>[13]</sup>, são fenômenos descritos na Física Ondulatória Clássica, e que passam a ser fenômenos quânticos quando se reduz a intensidade do feixe e se melhora a sensibilidade dos detectores. Podemos resumir essa abordagem dizendo que *o regime quântico é a Física das Ondas para baixas intensidades*, quando propriedades corpusculares passam a aparecer.

Para entender o comportamento da luz no regime quântico, é preciso considerar que a energia de cada fóton detectado é dada por  $E=h\nu$ , onde  $\nu$  é a frequência da luz. O momento associado a este fóton é dado por  $p=h/\lambda$ , onde  $\lambda$  é o comprimento de onda. A primeira destas leis é devida a Einstein (1905), baseando-se no trabalho pioneiro de Max Planck (1900), que definiu a constante  $h$ . A segunda foi generalizada para todas as partículas por Louis de Broglie (1923), lembrando que para partículas com massa  $m$  não nula,  $p=mV$ , onde  $V$  é a velocidade da partícula. Para a luz, assim como para qualquer forma de onda,  $v\cdot\lambda=V$ . Em suma:

$$E=h\nu \quad \text{e} \quad p=h/\lambda. \quad (1)$$

Pela abordagem descrita acima, muitas características essenciais da Física Quântica já se encontram na Física Ondulatória Clássica. Um

exemplo disso é a diferença que existe, para as ondas clássicas, entre *amplitude* e *intensidade*. Numa onda transversal em uma dimensão (como a gerada em uma corda) a amplitude mede o deslocamento transversal da onda que se propaga, mas esta amplitude não é proporcional à energia que se propaga. A intensidade  $I$  da onda (energia por unidade de tempo e de área, para ondas em três dimensões) é proporcional ao *quadrado* da amplitude  $\psi$ :  $I \propto \psi^2$ .

No regime quântico, a intensidade corresponde ao número de quanta detectados. Assim, em uma região delimitada do espaço, o número de quanta detectados será proporcional ao quadrado da amplitude  $\psi$  da onda associada àquela região. Se tivermos preparado experimentalmente apenas um quantum (um fóton, um elétron), a *probabilidade* de detectá-lo em uma certa região será proporcional ao quadrado da amplitude de onda associada àquela região:  $\text{Prob} \propto |\psi|^2$ . Esta é a regra proposta por Max Born, em 1926.

Quando dois pulsos de onda se cruzam em uma corda clássica, o pulso resultante tem uma amplitude que é a soma das amplitudes dos pulsos originais. Este é o princípio de *superposição* da Física Ondulatória Clássica: quando várias ondas passam por um ponto, a amplitude resultante é a *soma* das amplitudes componentes. Para duas ondas contínuas de mesmo  $\lambda$  propagando-se na mesma direção e sentido, a superposição pode ser contrutiva (ondas em fase) ou destrutiva (ondas defasadas em  $\lambda/2$ ) (Fig. 3).

Se uma onda de intensidade  $I_0$  for *dividida* em duas partes de igual intensidade  $I$ , por exemplo a luz se dividindo em um espelho semi-refletor (Fig. 4), é fácil ver (por conservação de energia) que a amplitude  $\psi'$  final de cada componente não é a metade da amplitude  $\psi_0$  da onda original, mas que  $\psi'=\psi_0/\sqrt{2}$ .

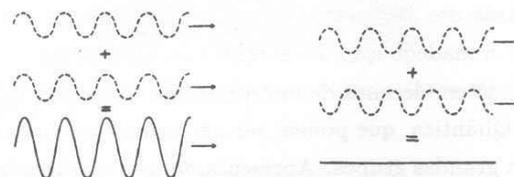


Figura 3. Superposições construtiva e destrutiva.

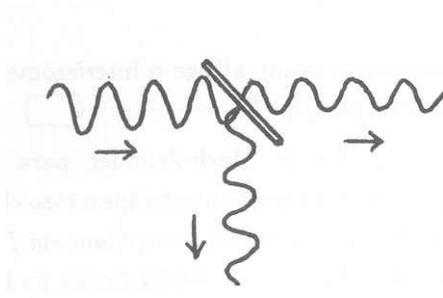


Figura 4. Divisão de uma onda em duas componentes de igual amplitude.

Pois bem, não poderíamos pegar as componentes *A* e *B* da Fig. 4, acertar suas fases relativas, de forma a recombiná-las com superposição construtiva? Neste caso, a amplitude da onda resultante seria  $\psi_0/\sqrt{2} + \psi_0/\sqrt{2} = \sqrt{2} \cdot \psi_0$ , donde a intensidade final do feixe seria  $2I_0$ , maior que a do feixe inicial! Isso não é possível! Não podemos recombinar dois feixes dessa maneira simples para obter superposição construtiva. Na seção seguinte veremos como se faz para recombinar amplitudes de onda.

### V. Interferômetro de Mach-Zehnder clássico

Vamos agora apresentar um arranjo experimental parecido com o experimento das duas fendas, também envolvendo interferência de ondas. O aparelho em questão chama-se “interferômetro de Mach-Zehnder”, desenvolvido no século XIX<sup>[14]</sup>.

Para entender o funcionamento deste interferômetro, iremos considerar um feixe de luz como consistindo de ondas em uma dimensão. Um modelo ondulatório razoável para um feixe de luz, gerado por exemplo por uma lanterna, é de que ele consiste de um monte de “trens de onda”. Vamos considerar apenas um destes trens de onda.

O primeiro componente do interferômetro é um “espelho semi-refletor”, um vidro fumê que divide o feixe de luz em duas partes, uma transmitida e uma refletida, de igual amplitude. Já vimos que neste caso de divisão de ondas, se a amplitude do feixe inicial é  $\psi_0$ , a do feixe transmitido é  $\psi_0/\sqrt{2}$ , assim como a do refletido.

Além disso, o trem de onda refletido sofre um deslocamento de fase em relação ao trem transmitido através do espelho. Adotaremos a regra de que a cada reflexão ocorre um atraso de  $\lambda/4$  em relação ao trem transmitido<sup>[15]</sup>.

O esquema do interferômetro de Mach-Zehnder está na Fig. 5. O feixe inicial passa por um espelho semi-refletor  $S_1$ , que divide o feixe em um componente transmitido (*A*) e um refletido (*B*). Cada componente reflete então dos espelhos  $E_1$  e  $E_2$ , e voltam a se cruzar no espelho semi-refletor  $S_2$ , rumando então para os detectores (potenciômetros)  $D_1$  e  $D_2$ . O que acontece?

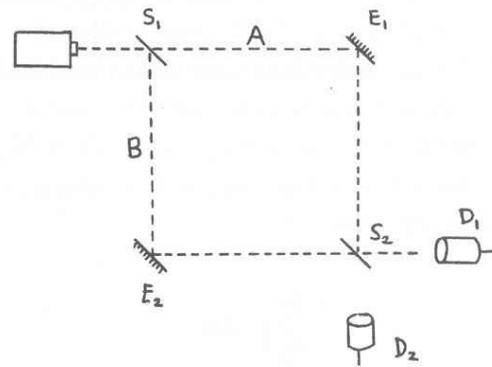


Figura 5. Interferômetro de Mach-Zehnder.

Como cada componente se divide em duas partes em  $S_2$ , poderíamos esperar que cada detector mediria 50% do feixe. Mas não é isso que acontece! Observa-se, quando a distância percorrida pelos dois componentes forem exatamente iguais, que 100% do feixe original incide em  $D_1$ , e 0% em  $D_2$ !

Isso acontece devido à superposição construtiva em  $D_1$  e à superposição destrutiva em  $D_2$  (Fig. 6). O feixe *A* se aproxima de  $S_2$  com uma amplitude  $\psi_0/\sqrt{2}$  e com um deslocamento de fase relativo de  $-\lambda/4$ , pois sofreu uma reflexão em  $E_1$ ; o feixe *B* se aproxima com mesma amplitude e uma defasagem de  $-\lambda/2$ , pois sofreu reflexões em  $S_1$  e  $E_2$ . No espelho semi-refletor  $S_2$ , metade do feixe *A* é transmitido e metade é refletido, sendo que o mesmo ocorre para o feixe *B*. Consideremos as partes de *A* e de *B* que rumam para  $D_2$ . O componente que percorreu o caminho *A* passa direto sem reflexão, permanecendo defasado em  $-\lambda/4$ , e passando a ter uma amplitude  $\psi_0/2$  após a divisão da onda; enquanto isso, o componente vindo de *B* sofre uma reflexão adicional (em  $S_2$ ), ficando deslocado em  $-3\lambda/4$  de ciclo, com amplitude  $\psi_0/2$ . Temos assim uma diferença de  $\lambda/2$  entre os componentes de mesma amplitude, o que corresponde a uma superposição destrutiva. Ou seja, as amplitudes que atingiriam  $D_2$  se anulam, e nada é detectado neste potenciômetro.

No caso das partes que rumam para  $D_1$ , o componente que vem por  $A$  sofre no total duas reflexões (em  $E_1$ ,  $S_2$ ), enquanto que o que vem por  $B$  também sofre duas (em  $S_1$ ,  $E_2$ ). Cada qual tem um deslocamento de fase de  $-\lambda/2$ , e assim não têm nenhuma diferença de fase entre si, resultando em uma superposição construtiva. Como cada um destes componentes que atingem  $D_1$  tem amplitude  $\psi_0/2$ , eles se somam resultando numa amplitude  $\psi_0$ , igual à do feixe incidente!

Podemos agora dissolver o paradoxo mencionado no final da seção anterior notando que só é possível superpor construtivamente dois componentes de onda se ao mesmo tempo outros dois componentes estejam se superpondo destrutivamente.

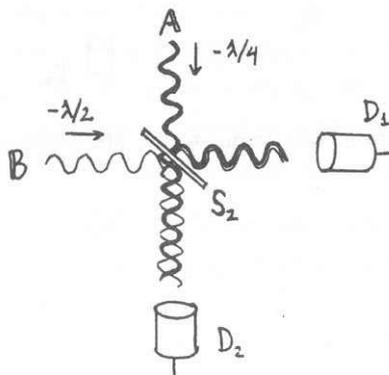


Figura 6. Superposição de ondas após passagem pelo espelho semi-refletor  $S_2$ .

## VI. Interferometria para um fóton

Para transformar o arranjo precedente em um experimento quântico<sup>[16]</sup>, no qual a dualidade onda-partícula seja relevante, é preciso diminuir a intensidade do feixe até que apenas poucos fótons incidam em  $S_1$  por vez. Além disso, é preciso utilizar detectores sensíveis à presença de um único fóton, como é o caso de uma “fotomultiplicadora”, que possui uma eficiência de 30% (ou seja, cerca de um terço dos fótons que nela incidem geram um sinal amplificado).

Mencionamos que experimentos ópticos com feixes fraquíssimos, de forma que apenas um fóton se encontre por vez dentro do interferômetro, têm sido feitos desde o começo do século. No entanto, em tais experimentos nunca sabemos quando o fóton está chegando no interferômetro. A partir de 1985,

porém, tornou-se viável a preparação do que é chamado “estado monofotônico”, ou seja, um pacote de onda que carrega exatamente um quantum de energia e que atinge o interferômetro em um instante bem preciso<sup>[17]</sup>.

O interferômetro de Mach-Zehnder para fótons únicos tem o mesmo comportamento que o caso clássico: *todos os fótons incidem em  $D_1$ , e nenhum em  $D_2$ !* Tal experimento foi realizado em 1986 em Orsay, na França, por Grangier, Roger & Aspect<sup>[18]</sup>. Este experimento exemplifica mais uma vez como “cada fóton interfere consigo mesmo”.

## VII. Por qual caminho rumou o fóton?

A questão a ser colocada agora é a seguinte. *No interferômetro da Fig. 5, depois que o fóton passou por  $S_1$ , mas antes de incidir em  $S_2$ , em qual caminho ele se encontra, em  $A$  ou em  $B$ ?*

Vamos supor que o fóton se encontre em  $A$ , e não em  $B$ . Isso pode ser realizado experimentalmente retirando-se o espelho semi-refletor  $S_1$  de seu lugar (Fig. 7a). Nesse caso, o fóton incide em  $S_2$ , e pode ser detectado *ou* em  $D_1$  (50% de probabilidade) *ou* em  $D_2$  (50%), não ocorrendo nenhuma interferência de componentes. Se supormos que o fóton inicialmente rumou por  $B$ , e não por  $A$  (realizado pela substituição de  $S_1$  por um espelho de reflexão total, Fig. 7b), também teríamos 50% de chance de detectá-lo em  $D_2$ .

Agora, se o fóton estivesse *ou* em  $A$  *ou* em  $B$ , continuaríamos a ter uma probabilidade de 50% de detectar o fóton em  $D_2$ . Isso segue da própria definição do conectivo lógico “ou”: se com o fóton em  $A$  a probabilidade é 50%, e com ele em  $B$  é 50%, então com ele “ou em  $A$  ou em  $B$ ” tem que ser 50%. No entanto, vimos que no experimento da Fig. 5, para um único fóton, a probabilidade do fóton atingir  $D_2$  não é 50%, mas é 0%! Logo, *é falsa a afirmação de que o fóton está ou em  $A$  ou em  $B$ !*

Isso é incrível! Vimos na seção II que a luz é detectada na forma de partículas, e esperaríamos que tais partículas existissem durante a propagação da luz, seguindo trajetórias bem definidas (mesmo que desconhecidas). No entanto, parece que chegamos à conclusão de que os fótons não seguem trajetórias bem definidas. Como sair desse impasse?

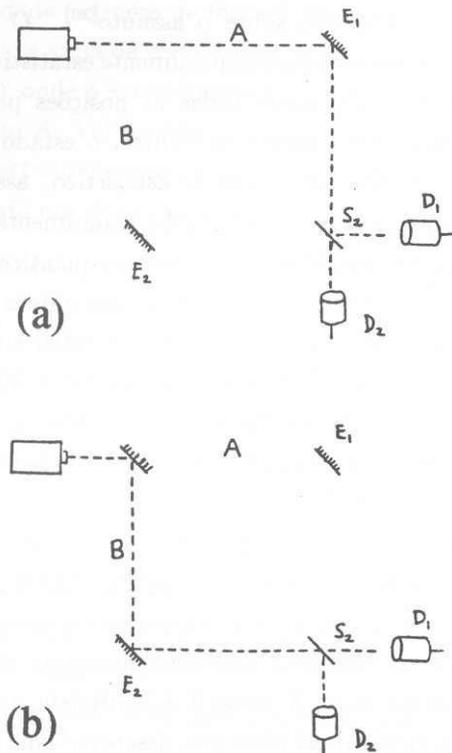


Figura 7. Versões do interferômetro nos quais os fótons rumam por um caminho conhecido.

Há um punhado de saídas possíveis. Consideremos três delas, que seguem as interpretações simplificadas apresentadas anteriormente.

(1) *Interpretação Ondulatória.* Talvez o fóton possa se dividir simetricamente em dois “meio-fótons” no primeiro espelho semi-refletor  $S_1$ . Em outras palavras, teríamos um pacote de onda que se dividiria em duas partes em  $S_1$ , e estes se recombinariam em  $S_2$ , conforme prevê a Física Ondulatória Clássica. O problema seria explicar porque em outros experimentos nunca detectamos meio fótons.

(2) *Interpretação da Dupla Solução.* Talvez o objeto quântico se divida em duas partes: o fóton e a sua onda associada. Assim, o fóton de fato seguiria uma trajetória, ou por  $A$  ou por  $B$ , mas simultaneamente a sua onda associada se dividiria em duas partes iguais, uma rumando por  $A$  e outra por  $B$ . A partícula seria um “surfista” que só pode navegar aonde há ondas. Como as ondas se cancelam próximas ao detector  $D_2$ , o fóton é obrigado a surfar para  $D_1$ .

(3) *Interpretação da Complementaridade.* Um fenômeno pode ser ondulatório ou corpuscular, nunca os dois ao mesmo tempo. O experimento examinado é um fenômeno ondulatório, e portanto não tem sentido perguntar onde está o fóton.

Vamos agora dar uma olhada superficial na maneira como o formalismo da Teoria Quântica descreve o experimento de Mach-Zehnder para um fóton único. Aos poucos, veremos que as diferentes interpretações são consistentes com este formalismo, que fornece as regras para se calcular valores possíveis de medições e as respectivas probabilidades.

### VIII. Princípio quântico de superposição

Se o espelho semi-refletor  $S_1$  estiver removido, todos concordam que o fóton ou o pacote de onda ruma pelo caminho  $A$ . Por exemplo, se inserirmos um detector neste caminho, ele sempre registrará a presença do fóton (supondo que o detector é 100% eficiente). Podemos assim atribuir um estado ao nosso sistema quântico, em um certo instante, que denotaremos por  $|\psi_A\rangle$ . Esse estado diz que o fóton será detectado com certeza no caminho  $A$ ; devido a esta certeza, tal estado costuma ser chamado de *auto-estado* associado ao valor  $A$  para a posição do fóton<sup>[19]</sup>. Analogamente, podemos definir o auto-estado  $|\psi_B\rangle$ . Se o sistema estiver neste estado, um detector eficiente no caminho  $B$  certamente registrará um fóton. Cada um destes estados é análogo a uma amplitude de onda clássica.

Esses dois estados têm uma propriedade interessante. Se o estado for  $|\psi_A\rangle$ , um detector no caminho  $B$  não registrará nenhum fóton; se o estado for  $|\psi_B\rangle$ , nada poderá ser detectado no caminho  $A$ . Dizemos nesse caso que esses estados são *ortogonais*.

Agora vamos enunciar um dos princípios fundamentais da Mecânica Quântica, o chamado Princípio de Superposição: *Dados dois estados possíveis de um sistema quântico, então a soma desses dois estados também é um estado possível do sistema.*

Como consequência deste princípio, o seguinte estado também descreve uma situação possível:

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}|\psi_A\rangle - \frac{i}{\sqrt{2}}|\psi_B\rangle \quad (2)$$

Notamos que a “soma” mencionada envolve certos coeficientes, necessários para manter os estados “normalizados”, que podem assumir valores “complexos” (envolvendo  $i \equiv \sqrt{-1}$ ). De fato, a eq.(2) é justamente o estado assumido pelo pulso de luz no experimento de Mach-Zehnder para um fóton!

Mas o que diz esse estado? O fóton está em dois lugares ao mesmo tempo? Não, o formalismo da Teoria Quântica não trata dessas questões, ele não se preocupa em descrever a realidade que existe além de nossas observações, mas apenas em fornecer previsões sobre os resultados de medições realizadas em diferentes situações experimentais. Mas qual o significado do “estado” em Física Quântica? A esta questão, cada interpretação responde de maneira própria.

## IX. Interpretações do estado quântico

Vejamos agora diferentes maneiras de interpretar um estado  $|\psi\rangle$ . Aproveitaremos para introduzir uma quarta grande corrente interpretativa da Física Quântica.

1) *Interpretação Ondulatória*. Interpreta  $|\psi\rangle$  de maneira “literal”, atribuindo realidade ao estado ou à função de onda, e sem postular que exista nada além do que descreve o formalismo quântico. Mas que espécie de realidade é essa? Não é uma realidade “atualizada”, que possamos observar diretamente. É uma realidade intermediária, uma *potencialidade*, que estabelece apenas probabilidades, mas que mesmo assim evolui no tempo como uma onda. (Essa noção de potencialidade também é usada por proponentes das visões 3 e 4, a seguir.)

2) *Interpretação da Dupla Solução*. Considera que existam “variáveis ocultas” por trás da descrição em termos de estados, variáveis essas que são as posições e velocidades das partículas. O estado  $|\psi\rangle$  exprimiria um campo real que “guia” as partículas. Essa “onda piloto”, porém, não carregaria energia, que se concentraria na partícula. A descrição através do estado quântico seria incompleta, só se completando com a introdução dos parâmetros ocultos.

3) *Interpretação da Complementaridade*. Considera que o estado  $|\psi\rangle$  é meramente uma instrumento matemático para realizar cálculos e obter previsões (esta visão chama-se *instrumentalismo*). Porém, considera que o estado quântico seja a descrição mais “completa” de um objeto quântico individual. Em comum com a visão 1, não postula nada além do formalismo.

4) *Interpretação dos Coletivos Estatísticos*. Essa é uma visão que ainda não discutimos, e que é próxima à posição de Einstein sobre o assunto<sup>[20]</sup>.

O estado  $|\psi\rangle$  seria uma descrição essencialmente estatística, que representa a média sobre todas as posições possíveis da partícula. Em linguagem técnica, o estado representa um coletivo ou ensemble estatístico, associado a um procedimento de preparação experimental. Assim, esta visão considera que o estado quântico representa uma descrição *incompleta* de um objeto individual. Porém, esta interpretação não entra em detalhes sobre como seria possível completar a Mecânica Quântica (ao contrário da visão 2), apesar de ela ser simpática a um modelo exclusivamente corpuscular da natureza.

As interpretações 1 e 2 são visões basicamente *realistas*, pois consideram que as entidades dadas pela Teoria Quântica (como o estado quântico) correspondem a algo real na natureza, independentemente de serem observadas ou não. A visão 3 é *positivista*, pois considera que a teoria só consegue descrever aquilo que é observável (existiria uma realidade independente do sujeito, mas ela não seria descritível pela teoria quântica). Como não podemos medir o estado de uma partícula (se não soubermos como foi preparada, nunca saberemos seu estado quântico), então tal estado não corresponderia a algo real. Quanto à visão 4, há uma tendência de seus defensores serem *realistas*.

## X. Variando a fase de um componente

Voltemos agora para o interferômetro de Mach-Zehnder. Se um pedaço fino de vidro fosse inserido no caminho  $A$ , o componente que o atravessa sofreria um deslocamento de fase. Isso ocorre porque no vidro a luz viaja a uma velocidade mais baixa, resultando em um comprimento de onda menor. A espessura e orientação deste vidro podem ser escolhidas de forma que o deslocamento de fase seja, por exemplo, de  $+\lambda/4$ . O que aconteceria neste caso? Fazendo um desenho análogo ao da Fig. 6, só que agora com o feixe  $A$  chegando em  $S_2$  com uma fase relativa de  $+\lambda/4$ , vê-se que a superposição construtiva passa a acontecer nos componentes rumando para  $D_2$ , e a destrutiva nos componentes indo para  $D_1$  (basta imaginar que o trem de onda mais grosso que aparece na figura é deslocado em  $1/2$  ciclo).

De fato, se a defasagem introduzida no componente  $A$  variar continuamente, obteremos

uma variação na intensidade (número de fótons) detectada em cada detector que varia de zero até um máximo, de acordo com  $\cos^2(\phi)$ , onde  $\phi$  é o deslocamento de fase introduzido no caminho  $A$ . Foi exatamente isso que Grangier, Roger & Aspect observaram no experimento em que os fótons entravam um de cada vez no interferômetro (Fig. 8).

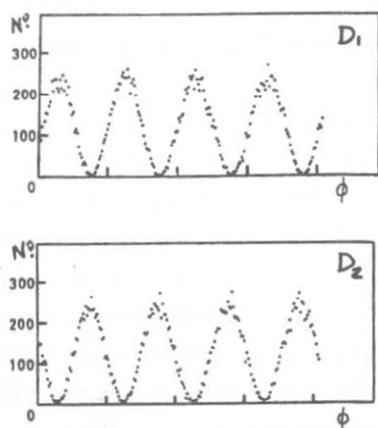


Figura 8. Resultados de Grangier *et al.*<sup>[18]</sup> para o número de fótons que chega a cada detector a cada 15 segundos, em função da defasagem  $\phi$  no caminho  $A$ .

### XI. “Fenômeno” corpuscular

Examinando o efeito fotoelétrico, é possível concluir que nunca se detectam “meio fótons”. Esta conclusão pode também ser obtida por meio de um experimento de “anti-correlação”. Este consiste simplesmente em lançar um fóton contra um espelho semi-refletor  $S_1$ , e detectá-lo em um de dois detectores  $D_1$  ou  $D_2$  (Fig. 9). Observa-se então que quando o fóton é detectado em  $D_1$ , nada é detectado em  $D_2$ . Isso indica de maneira direta que o quantum de luz não se divide em duas partes que possam ser simultaneamente detectadas.

Na verdade, às vezes ocorrem contagens em coincidência (ou seja, dentro de uma janela de 1 segundo, por exemplo), mas isso é devido à presença de dois fótons no pacote de onda incidente. Tal coincidência ocorre em taxas bastante baixas. Este experimento também foi realizado por Grangier, Roger & Aspect, em 1986. A dificuldade em realizá-lo se deve à preparação de um único fóton.

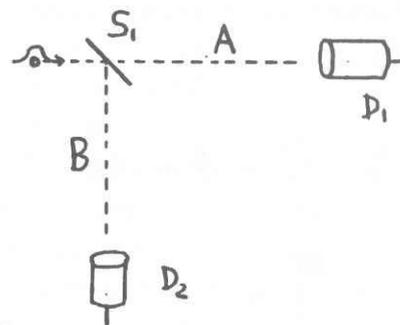


Figura 9. Experimento de anti-correlação.

O experimento visto acima é um exemplo do que Niels Bohr chamava de “fenômeno” corpuscular. Podemos aspas na palavra *fenômeno* porque para Bohr ela tinha um significado diferente do convencional. Normalmente, fenômeno designa qualquer coisa que aparece para a nossa percepção. Para Bohr, a partir de 1935, este termo designa a “totalidade” que envolve o objeto quântico e a aparelhagem experimental. Além disso, um “fenômeno” só se completa quando o experimento termina, quando um resultado experimental é registrado a nível macroscópico.

Agora, porque o “fenômeno” descrito acima é corpuscular? Não é só porque o fóton é detectado como uma quantidade discreta e bem localizada de energia, mas principalmente porque, após detectarmos um fóton, podemos dizer com segurança qual *trajetória* ou caminho ele seguiu.

Vejamus uma outra versão do experimento acima, obtido a partir do interferômetro de Mach-Zehnder. Considere a aparelhagem representada na Fig. 5, mas com o espelho semi-refletor  $S_2$  retirado. O arranjo resultante (Fig. 10) é quase idêntico ao que vimos acima. Se registramos um “clic” em  $D_1$ , podemos inferir que o fóton veio pelo caminho  $B$ ; se o “clic” for registrado em  $D_2$ , a trajetória inferida é  $A$ . Eis um fenômeno corpuscular!

Agora, porque o fenômeno descrito na seção VI (interferometria para um único fóton) *não* é corpuscular? Em primeiro lugar, porque só podemos descrever o fato de que nenhum fóton ruma para  $D_2$  através de um modelo ondulatório (superposições a partir de  $S_2$ ). Um critério adicional é que existe uma completa falta de informação sobre qual trajetória o fóton poderia ter tomado. O experimento com o interferômetro de Mach-Zehnder é um *fenômeno ondulatório* porque

não podemos inferir que o fóton veio pelo caminho A nem pelo caminho B (tornaremos esta afirmação mais precisa na seção XVIII).

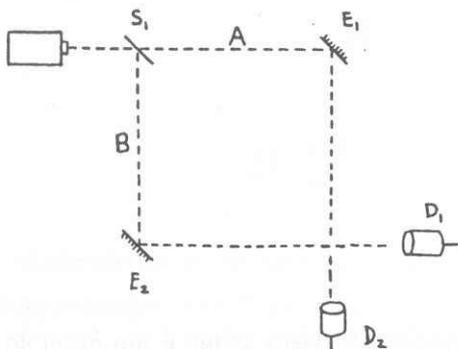


Figura 10. Fenômeno corpuscular obtido a partir do interferômetro de Mach-Zehnder.

## XII. Dualidade onda-partícula: versão forte

Estamos prontos para enunciar a versão que Bohr deu para a dualidade onda-partícula, que chamaremos de “versão forte”: *Um sistema quântico ou exibe aspectos corpusculares (seguindo trajetórias bem definidas), ou aspectos ondulatórios (como a formação de um padrão de interferência), dependendo do arranjo experimental, mas nunca ambos ao mesmo tempo.*

Essas palavras não são as de Bohr, mas expressam a sua noção de que onda e partícula são aspectos mutuamente exclusivos, mas *complementares*, da natureza. Ou seja, para representar um objeto quântico como um elétron, ou um fóton, podemos encará-lo ou como partícula, para certas situações experimentais, ou como onda, para outras situações. Segundo Bohr, é impossível montar uma situação experimental que exiba simultaneamente esses dois aspectos da natureza (por isso é que são *mutuamente exclusivos*). Porém, só podemos compreender um objeto quântico de maneira completa quando levamos em conta esses dois aspectos complementares.

Para Bohr, essa situação exprime uma limitação fundamental que existe em nossa linguagem, e em nossa capacidade de representar pictoricamente o mundo. Nossa linguagem é adequada para descrever objetos macroscópicos, como um aparelho de medição, e serve para nos comunicarmos com outros homens, por exemplo informando que obtivemos um determinado resultado experimental. Porém, através de nossa

linguagem não conseguimos representar um objeto quântico em um “quadro único”: precisamos de descrições complementares.

Mas o “fenômeno” que chamamos ondulatório não envolve a detecção de fótons individuais, evidenciando a existência de corpúsculos indivisíveis? Sim, mas vimos (seção III) que, para Bohr, a detecção de fótons individuais é consequência da “indivisibilidade dos processos atômicos”, e não do princípio de complementaridade.

## XIII. “Fenômenos” intermediários

Estudar a filosofia de Niels Bohr é um assunto interessante e complicado, mas não temos mais tempo de fazê-lo aqui. Vale mencionar, porém, um resultado que só foi claramente enunciado na literatura científica em 1979, em um trabalho de Wootters & Zurek<sup>[21]</sup>. Existem arranjos experimentais que correspondem a “fenômenos” *intermediários* entre onda e partícula. No caso do interferômetro de Mach-Zehnder (Fig. 5), tais fenômenos surgem quando o espelho semi-refletor  $S_2$  passa a refletir mais do que a metade de um feixe incidente, ou refletir menos da metade (sem porém refletir tudo ou refletir nada, situações que recairiam no fenômeno corpuscular).

Aqui não é o lugar para explicarmos mais a fundo esses fenômenos intermediários. Vale apenas dizer que, nesse tipo de experimento, podemos dizer que a partícula rumou por uma certa trajetória com uma probabilidade diferente de 0, de 1 (casos corpusculares), ou de  $\frac{1}{2}$  (caso ondulatório, quando há apenas duas trajetórias possíveis).

Isso quer dizer que Bohr estava errado? Não exatamente. Apesar de haver fenômenos intermediários, coisa na qual Bohr não havia pensado, cada um desses fenômenos possui um par mutuamente exclusivo e complementar. Por exemplo, um fenômeno 30% corpuscular e 70% ondulatório tem um fenômeno complementar que é 70% corpuscular e 30% ondulatório. Em suma, a *dualidade* se mantém, apesar de ela não se restringir ao par onda-partícula.

## XIV. Medições de trajetória e decoerência

Por que, em um fenômeno ondulatório como o da Fig. 5 (interferômetro de Mach-Zehnder), não medimos por onde passa o fóton por meio de um detector super sensível, que não provoca distúrbio

apreciável no fóton<sup>[22]</sup>? Essa situação está representada na Fig. 11. A cada fóton que entra no interferômetro, podemos medir sua presença no detector  $D_3$  ou não. Se medirmos, vemos que ele tomou o caminho  $A$ ; se não, inferimos que ele foi por  $B$ . Temos assim conhecimento sobre a trajetória do fóton, e o fenômeno é corpuscular. Mas se todos os fótons terminarem em  $D_1$ , isso só pode ser explicado através de um modelo ondulatório. Teríamos assim violado a versão forte da dualidade onda-partícula!?

Não! O que acontece é que não ocorre mais interferência após  $S_2$ ! Se o caminho tomado pelos fótons for medido, eles deixam de interferir como onda, e passam a ser detectados em  $D_1$  (50%) e  $D_2$  (50%)! Como as diferentes interpretações que já introduzimos explicariam este acontecimento?

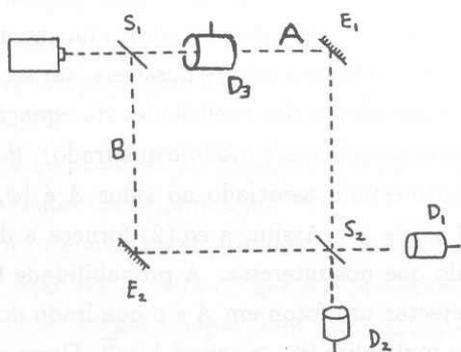


Figura 11. Medição não-destrutiva do caminho pelo qual rumo o fóton.

(1) *Interpretação da Complementaridade.* Um fenômeno não pode ser ao mesmo tempo (100%) ondulatório e (100%) corpuscular. Quando medimos a posição do fóton, o fenômeno registrado é corpuscular, e assim não pode mais haver interferência. Nesta interpretação, é costume esmiuçar esta explicação fazendo uso do princípio da incerteza. Ao medir a posição do fóton, provoca-se um distúrbio incontrolável no momento da partícula, alterando seu comprimento de onda de maneira imprevisível. Isso impede que haja superposição em  $S_2$ .

(2) *Interpretação da Dupla Solução.* A presença do detector  $D_3$ , ligado em  $A$ , provoca um distúrbio na fase do trem de onda que rumo por  $A$ . A onda contínua que rumo por  $A$  passa assim a ter uma fase diferente, desconhecida, e assim não podemos prever que tipos de superposição ocorrerão após  $S_2$ .

(3) *Interpretação Ondulatória.* A maneira

mais simples de explicar o que acontece é fazer uso da noção de “colapso”, que exploraremos na seção seguinte. Sempre que uma medição é realizada, e um resultado obtido, a onda  $\psi$ , previamente espalhada, sofre uma redução súbita, passando a se localizar próxima de onde ela foi detectada (formando um “pacote de onda” que parece uma partícula). Assim se o detector  $D_3$  registrar um fóton, a onda some no caminho  $B$ ; se  $D_3$  não registrar nada, a onda some em  $A$  e passa a existir só em  $B$ . Schrödinger não gostava deste tipo de explicação envolvendo colapsos, e neste caso poderia usar a explicação dada pelas outras interpretações, que considera a introdução de fases aleatórias no trem de onda que rumo por  $A$ . Acontece, porém, que a noção de colapso terá que ser usada para explicar o fenômeno corpuscular da Fig. 10.

Em suma, podemos ressaltar que uma medição provoca um *distúrbio* incontrolável no objeto quântico, resultando em uma perda de coerência das ondas envolvidas, impedindo a existência de um padrão estável de interferência. A este processo chamaremos *decoerência*. Notemos que tal decoerência poderia ocorrer sem que a medição em  $D_3$  se completasse: bastaria existir um processo de interação com o objeto quântico (por exemplo, espalhamento por outras partículas) que introduzisse um distúrbio para que surgissem fases aleatórias, provocando decoerência.

Por fim, vale salientar que experimentos análogos ao de Mach-Zehnder, para partículas individuais, já foram realizados para elétrons e nêutrons, com resultados qualitativamente idênticos<sup>[23]</sup>.

## XV. Redução de estado e colapso

Ao mencionarmos como a interpretação ondulatória explicaria a decoerência resultante de uma medição de posição, mencionamos que ela poderia se utilizar da noção de colapso. No caso visto, a explicação por meio de colapso não era necessária, mas agora vejamos um exemplo em que ela é.

Considere simplesmente um “fenômeno” corpuscular como os das Figs. 10 e 11, no qual um fóton incide no espelho semi-refletor  $S_1$  e é detectado ou em  $D_1$ , ou em  $D_2$ .

(1) Completada a medição, a *interpretação da complementaridade* chamaria este fenômeno de corpuscular, de forma que a partícula seguiu por  $A$

ou por  $B$  (dependendo de onde foi medida).

(2) A *interpretação da dupla solução* também concebe que a partícula rumou por um dos dois caminhos e foi ali detectado. O único problema é que no outro caminho sobrou uma “onda vazia” que não pode ser detectada. Temos assim uma proliferação de entidades, mas isso não leva a nenhuma consequência observacional indesejável<sup>[24]</sup>.

(3) A *interpretação ondulatória*, por sua vez, supõe que o pacote de onda se divide em dois em  $S_1$ . Porém, ao detectar-se o fóton em  $D_1$ , por exemplo, a probabilidade de detecção em  $D_2$  se reduz instantaneamente a zero! Formalmente, temos o que é chamado de *redução de estado*: o estado que era descrito pela eq.(2) passa a ser descrito por  $|\psi_A\rangle$ . Como, nesta interpretação, o estado corresponde a uma onda de probabilidade “real”, conclui-se que ocorreu um processo de *colapso* nesta onda.

Este processo de colapso tem a incômoda propriedade de ser “não-local”. Considere o experimento de anti-correlação no qual os detectores  $D_1$  e  $D_2$  estão a uma distância muito grande um do outro. Ao ocorrer uma detecção em  $D_1$ , por exemplo, a onda desapareceria quase instantaneamente em  $D_2$ . É como se a informação de que houve uma detecção em  $D_1$  pudesse se propagar a uma velocidade maior do que a da luz até  $D_2$ ! John Bell<sup>[25]</sup>, porém, mostrou que esta não-localidade está presente em qualquer interpretação realista da Teoria Quântica (incluindo a da dupla solução). Isso foi feito estudando-se o problema da não-localidade para *duas* partículas que interagiram no passado, problema estudado também no importante trabalho de Einstein, Podolsky & Rosen (1935)<sup>[26]</sup>.

Salientemos, por fim, a diferença que existe entre *colapso* e *decoerência*. A decoerência é um fenômeno estatístico, discernível apenas para uma coleção de partículas; o colapso, porém, pode se referir a processos individuais. Assim, uma explicação adequada da decoerência não pode, por si só, servir de explicação para o problema do colapso (que existe na interpretação ondulatória).

## XVI. Postulados do formalismo quântico

A esta altura, podemos fazer um breve resumo do formalismo da Teoria Quântica, salientando o papel que a probabilidade nele desempenha.

Considere o experimento simples de anti-correlação da Fig. 9. Quando um fóton incide na aparelhagem, *não é possível prever* se ele será detectado em  $D_1$  ou em  $D_2$ . Assim, a Teoria Quântica só pode nos informar, neste caso, que a probabilidade de cair em  $D_1$  é  $\frac{1}{2}$ , e de cair em  $D_2$  também é  $\frac{1}{2}$ . De modo geral, a Teoria Quântica fornece:

(i) Os *valores possíveis* de uma grandeza que está sendo medida. No nosso exemplo, a grandeza sendo medida é a *posição* do fóton em um certo instante, e os valores possíveis são as posições dos detectores, que denotaremos por  $A$  e  $B$ .

(ii) As *probabilidades* de se medir cada um dos valores possíveis. Para calcular essas probabilidades, basta exprimir o estado do sistema em função dos auto-estados associados aos valores possíveis (ver seção VII), e tomar o quadrado dos coeficientes da equação (para coeficientes complexos, o módulo quadrado). Por exemplo, o auto-estado associado ao valor  $A$  é  $|\psi_A\rangle$ , ao valor  $B$  é  $|\psi_B\rangle$ . Assim, a eq.(2) fornece a descrição de estado que nos interessa. A probabilidade  $\text{Prob}(A)$  de se detectar um fóton em  $A$  é o quadrado do coeficiente que multiplica  $|\psi_A\rangle$ , que é  $1/\sqrt{2}$ . Dessa maneira,  $\text{Prob}(A) = \frac{1}{2}$ , e o mesmo valor é obtido para  $\text{Prob}(B)$ .

(iii) O *estado final* do sistema após uma medição. Se o detector não destrói o objeto quântico, o chamado “postulado da projeção” (que descreve a redução de estado) afirma que o estado após a medição é justamente o auto-estado que corresponde ao valor medido. Assim, se a partícula for detectada em  $A$ , o estado final será  $|\psi_A\rangle$ .

(iv) Para completar este brevíssimo resumo do formalismo da Teoria Quântica, é preciso mencionar que existem equações que regem a *evolução temporal* de estados, válidas apenas para sistemas fechados. O exemplo mais conhecido é a equação de Schrödinger, que para cada sistema em particular adquire uma forma diferente dependendo do “operador hamiltoniano” (da mesma maneira que a equação de Newton adquire formas particulares conforme o tipo de força que atua em um sistema de partículas clássicas). Esta equação, no entanto, deixa de valer quando uma medição é feita no sistema.

## XVII. O que é responsável pelo colapso?

Na discussão feita na seção XV, *o colapso ou redução de estado é ocasionado pelo ato da medição*. Esta é uma idéia introduzida por Heisenberg<sup>[27]</sup>, e desenvolvida por von Neumann, em sua interpretação que mistura complementaridade com ondulatória<sup>[9]</sup>. Enquanto não ocorre uma medição ou observação, não haveria colapsos!

Aceitando que o ato de medição é uma condição suficiente para haver colapso, somos levados a perguntar o que caracteriza uma medição, que estágio da medição é a responsável pelo colapso? Isso é às vezes chamado de “problema da medição”, e é uma das questões mais debatidas nos Fundamentos da Mecânica Quântica<sup>[28]</sup>. Eis alguns candidatos a resposta:

(i) A consciência do observador<sup>[29]</sup>.

(ii) A amplificação e o resultante registro macroscópico<sup>[30]</sup>.

(iii) A mera interação do objeto com os átomos do detector, antes da amplificação<sup>[31]</sup>.

(iv) A interação do objeto com o meio ambiente<sup>[32]</sup>.

A posição (i), a idéia de que é o observador consciente que provoca o colapso, tem sido bastante explorada em livros de divulgação da Física Quântica para o grande público. Ela é chamada de visão *subjetivista*, podendo ser enquadrada na interpretação ondulatória (para a qual a noção de colapso faz mais sentido) ou da complementaridade.

Um exemplo dos paradoxos gerados pela posição subjetivista está no famoso argumento do *gato de Schrödinger*<sup>[33]</sup>. Adaptando-no um pouco, considere que dentro de uma caixa fechada existe um gato e um arranjo de anti-correlação (Fig. 9), com um espelho semi-refletor  $S_1$  pelo qual passa apenas um fóton. Se este terminasse caindo em  $D_1$ , um “dispositivo diabólico” mataria o gato, enquanto que este permaneceria vivo se o átomo terminasse em  $D_2$ . O estado do fóton é dado pela eq.(2), e devido à equação de Schrödinger (que vale para sistemas fechados), o gato também terminaria em uma superposição semelhante ao da eq.(2), uma superposição de gato-vivo e gato-morto! Segundo a visão subjetivista, esta situação paradoxal perduraria até que alguém finalmente olhasse para dentro da caixa, provocando um colapso, e vendo um gato bem definido (vivo ou morto). Esta solução soa absurda porque nossa noção intuitiva de um objeto clássico é que ele não existe em tais

superposições, e que seu estado macroscópico não é afetado pelo ato de observação.

Hoje em dia a visão subjetivista tem poucos adeptos. Para resolver o paradoxo do gato, basta considerar que o processo de amplificação - que ocorre a partir do instante em que o átomo incide no detector - já é uma condição suficiente para haver colapso (porém, talvez não seja uma condição necessária). Outra maneira de sair do paradoxo é considerar que sistemas macroscópicos (como o gato) nunca se encontram isolados do ambiente externo, e assim a equação de Schrödinger não se aplicaria ao sistema dentro da caixa.

Por outro lado, no dia em que for possível isolar um grande número de partículas das ações do ambiente, parece que será possível preparar “superposições macroscópicas”, análogas ao gato de Schrödinger<sup>[34]</sup>.

## XVIII. Interferômetro com pá giratória

Às vezes raciocinamos da seguinte forma (ver final da seção XI): “se não sabemos qual é a trajetória, então o fenômeno é ondulatório e haverá interferência”. Este raciocínio nem sempre funciona, mas ele pode ser substituído por outro correto: “se *em princípio* for impossível *distinguir* as trajetórias, então o fenômeno será ondulatório e haverá interferência”.

Vejam um exemplo. Imagine que uma pá giratória é colocada após  $S_1$  no interferômetro de Mach-Zehnder (Fig. 12), de forma que quando o componente  $A$  se propaga, o componente  $B$  é bloqueado pela pá, e vice-versa. Poderíamos supor também que a escolha de qual fenda bloquear num certo instante fosse aleatória. Qual seria o comportamento dos fótons?

É mais ou menos fácil intuir que cada pulso chegará em  $S_2$  *ou* por  $A$ , *ou* por  $B$ , e que portanto não haverá interferência; 50% das contagens serão registradas em cada detector. No entanto, neste caso *não sabemos* por qual caminho a partícula veio. Costuma-se afirmar, porém, que *em princípio* poderíamos descobrir o caminho. Como fazer sentido desta afirmação, no contexto positivista da interpretação da complementaridade?

Uma saída é considerar que é possível fazer uma “medição clássica” da posição da pá, no instante que quisermos. Tal medição clássica seria caracterizada pelo fato da

medição não provocar nenhum distúrbio no estado quântico da luz. Poder-se-ia determinar a posição da pá através de um tênue feixe de luz iluminado em algum ponto da pá (longe do feixe do interferômetro).

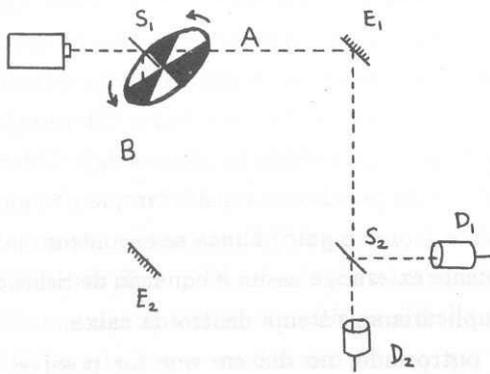


Figura 12. Interferômetro com uma pá giratória.

### XIX. Experimento de escolha demorada

Ao estudarmos o interferômetro de Mach-Zehnder, vimos que a única diferença entre os fenômenos ondulatório e corpuscular que descrevemos (Figs. 5 e 10) é a presença ou não do espelho semi-refletor  $S_2$ . Até que instante o cientista pode escolher entre deixar ou retirar  $S_2$ , de forma a fazer o fenômeno ser ondulatório ou corpuscular? Pode ele esperar o fóton passar pelo primeiro espelho semi-refletor ( $S_1$ ) para então escolher qual fenômeno vai acontecer? Sim! Tal escolha pode ser feita até o instante em que o pacote de onda associado ao fóton chega a  $S_2$ .

Vamos agora então examinar algumas consequências deste *experimento de escolha demorada* para as diferentes interpretações que já conhecemos<sup>[35]</sup>. Para tanto, consideremos alguns instantes temporais ao longo do percurso do fóton, na montagem da Fig. 13. No instante  $t_1$ , o fóton incide em  $S_1$ ; em  $t_2$ , ele se encontra dentro do interferômetro; em  $t_3$  ele passa pela posição do espelho semi-refletor  $S_2$ ; em  $t_4$  ele se aproxima do detector; em  $t_5$  ele gera um sinal macroscópico no osciloscópio.

O que diz a interpretação da complementaridade no instante  $t_2$ , quando o fóton está dentro do interferômetro? Nada! Não se pode dizer nem que o

objeto quântico é onda, nem que ele é partícula. Só no instante  $t_3$ , dependendo de se o espelho  $S_2$  estiver colocado ou não, é que ocorrerá interferência ou não. A rigor, só quando o “fenômeno” se completa, e um registro macroscópico é obtido no aparelho de medição, no instante  $t_5$ , é que se pode dizer qual é o fenômeno (onda ou partícula), e que se pode dizer o que estava acontecendo no passado, no instante  $t_2$ !

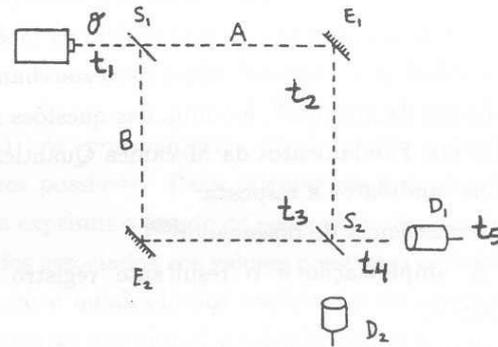


Figura 13. Desenho do interferômetro no qual estão indicados diferentes instantes temporais.

Que estranho! No mundo da Física Quântica, segundo a interpretação da complementaridade, pode acontecer de *o passado se atualizar no presente!* Essa propriedade estranha não surge nas interpretações realistas. De acordo com a interpretação ondulatória, em  $t_2$  o pacote de onda se divide em duas posições (no caminho A e no B); o que ocorre no futuro (em  $t_3$ ) em nada afeta a realidade em  $t_2$ . O mesmo ocorre com a interpretação da dupla solução.

Quanta Filosofia! Mas este artigo não era de Física? Pois é, acreditamos que para entender a Física Quântica hoje em dia é preciso tecer considerações filosóficas, e levar em conta que existem diferentes interpretações, todas consistentes e adequadas para descrever os fatos observados, mas todas com certas “anomalias” conceituais insuperáveis. Acabamos de ver uma anomalia da interpretação ortodoxa.

A Tabela 1 resume como cada uma das três interpretações que examinamos descreve esse experimento de escolha demorada.

	COMPLEMENTARIDADE		DUPLA SOLUÇÃO	ONDULATÓRIA
$t_1$	Fóton está em O.		Partícula e pacote da onda piloto estão em O.	Pacote de onda está em O.
$t_2$	----- (nada pode-se dizer)		Onda piloto se divide em dois, e partícula escolhe um caminho, A ou B.	Pacote de onda se divide em dois componentes, A e B.
$t_3$	Escolhemos pôr ou retirar $S_2$ . ↓                    ↓		Escolhemos pôr ou retirar $S_2$ .	Escolhemos pôr ou retirar $S_2$ .
$t_5$	ONDA Detecção em $D_1$ .	PARTÍCULA Detecção em $D_1$ ou $D_2$ .	Detecção da partícula. No caso sem $S_2$ sobra uma onda vazia.	Detecção. No caso sem $S_2$ ocorre um colapso não-local.
$t_5$	Em $t_2$ havia uma onda.	Em $t_2$ , havia uma partícula em B ou A.	Passado não muda!	Passado não muda!

Tabela 1. O experimento de escolha demorada segundo as diferentes interpretações. Para simplificar, a situação em  $t_4$  foi omitida.

**XX. Interferometria com polarização**

Uma onda em uma corda pode oscilar na vertical ou na horizontal: estas são duas direções ortogonais de polarização. Dizemos que elas são “ortogonais” porque qualquer alteração na amplitude em uma das direções de oscilação não levará a alteração alguma na outra direção. Elas são independentes. (Comparar com a definição de ortogonalidade apresentada na seção VIII.)

Pode-se produzir um feixe de luz polarizado usando um filtro polarizador. Um feixe de luz inicialmente não-polarizado que passa por um polarizador tem sua intensidade reduzida à metade e oscila em apenas uma direção. Considere um feixe de luz que já passou por um polarizador, oscilando em uma direção que chamaremos de  $0^\circ$ , e tendo uma intensidade  $I_0$ . Ao passar por um outro filtro orientado a um ângulo  $\theta$ , a intensidade final do feixe será:  $I_F = I_0 \cos^2 \theta$  (lei de Malus). É fácil ver que para um ângulo de  $\theta=90^\circ$ , a intensidade transmitida será nula. Dois polarizadores ortogonais colocados em sucessão não deixarão passar nenhuma luz (Fig. 14a). Curiosamente, se um terceiro polarizador, orientado em uma direção diferente de  $0^\circ$  e  $90^\circ$  (como  $45^\circ$ ), for colocado entre os dois polarizadores ortogonais, alguma luz passará pelos polarizadores (Fig. 14b)! Se pensarmos que cada polarizador “mede” a polarização de um fóton sem afetar seu estado, a situação seria realmente paradoxal. Mas sabemos

que na Mecânica Quântica as medições alteram o estado do objeto: ao “medir” a polarização a  $45^\circ$  de um feixe inicialmente polarizado a  $0^\circ$ , altera-se brutalmente o estado de polarização dos fótons.

O que acontece quando dois feixes polarizados em direções ortogonais (mas de mesmo comprimento de onda) se superpõem? Suponha que cada um dos componentes tenha uma amplitude  $\psi$ . Se eles estiverem em fase (ou defasados em  $\lambda/2$ ), a onda resultante oscilará na direção  $45^\circ$  (ou  $135^\circ$ ) com amplitude  $\sqrt{2} \psi$ . Se eles estiverem defasados em  $\lambda/4$  (ou  $3\lambda/4$ ), a onda resultante será circularmente polarizada para direita ou para esquerda, com a mesma amplitude  $\sqrt{2} \psi$  obtida anteriormente. Neste caso, ver-se-ia o vetor polarização descrever um movimento circular. Para outras defasagens, a polarização resultante é chamada de “elíptica”.

Em todos os casos, a intensidade do feixe superposto é a mesma, sendo o dobro das intensidades dos componentes. Não há, portanto, superposição construtiva e destrutiva, no caso de ondas ortogonalmente polarizadas. Assim, não ocorrem fenômenos de interferência com componentes ortogonalmente polarizados!

Ilustremos o que acabou de ser dito considerando um interferômetro de Mach-Zehnder no qual um polarizador  $P_1$ , orientado a  $0^\circ$ , é colocado no caminho A e um  $P_2$ , a  $90^\circ$ , em B (Fig. 15). Neste caso, deixará de haver superposições construtiva e destrutiva. Se o feixe inicial não for

polarizado, ou, para simplificar nosso raciocínio, estiver preparado com uma polarização linear a  $45^\circ$ , então 50% do feixe cairá no detector  $D_1$ , 50% em  $D_2$ .

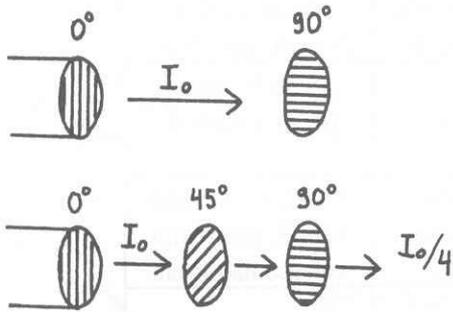


Figura 14. (a) A luz não passa por polarizadores ortogonais ( $0^\circ$  e  $90^\circ$ ). (b) Mas  $\frac{1}{4}$  do feixe passa quando um a  $45^\circ$  for inserido.

Podemos neste caso considerar o fenômeno corpuscular? Bem, é verdade que com a montagem da Fig. 15 não podemos determinar trajetórias, mas poderíamos determiná-las, em princípio, modificando apenas os detectores. Por exemplo, poder-se-ia substituir cada detector por um “prisma birrefringente” seguido de dois detectores (um para cada componente ortogonalmente polarizado saindo do prisma). Assim, o fenômeno da Fig. 15 é considerado corpuscular pela interpretação da complementaridade.

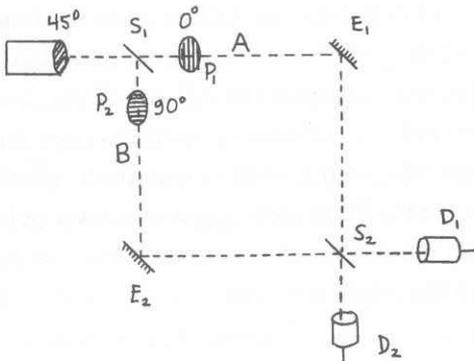


Figura 15. Interferômetro com polarizadores ortogonais ( $0^\circ$  e  $90^\circ$ ) não exibe interferência em  $S_2$ .

Porém, lembremos que um fenômeno só se estabelece quando a medição se completa. Por exemplo, se, antes dos feixes polarizados passarem por  $S_2$ , filtros polarizados  $P_3$  e  $P_4$  orientados a  $45^\circ$  forem inseridos nos caminhos dos componentes  $A$  e  $B$  (uma “escolha demorada”, como o da seção anterior), as superposições construtiva e destrutiva

voltam a ocorrer (Fig. 16)! Todos os fótons transmitidos serão detectados em  $D_1$ , nenhum em  $D_2$ !

Um experimento de escolha demorada mais radical pode ser feito inserindo-se os polarizadores não antes de  $S_2$ , mas depois (Fig. 17)! Neste caso, se  $P_3$  e  $P_4$  estiverem orientados a  $45^\circ$ , o fenômeno será *ondulatório*, de acordo com a interpretação da complementaridade! Cada fóton atingirá  $D_1$ , nenhum  $D_2$ ! Se o componente  $A$  tiver um defasador que modifica progressivamente a fase relativa  $\eta$ , obteremos um padrão de interferência em  $\cos^2 \eta$  (como o da Fig. 8).

É instrutivo analisar os experimentos das Figs. 16 e 17 usando a interpretação ondulatória. No primeiro, ocorre de fato superposições construtiva e destrutiva em  $S_2$ ; no segundo, não ocorre superposição destrutiva, mas o feixe orientado a  $135^\circ$  que rumava para  $D_2$  acaba sendo totalmente bloqueado por  $P_4$  (que está orientado a  $45^\circ$ ).

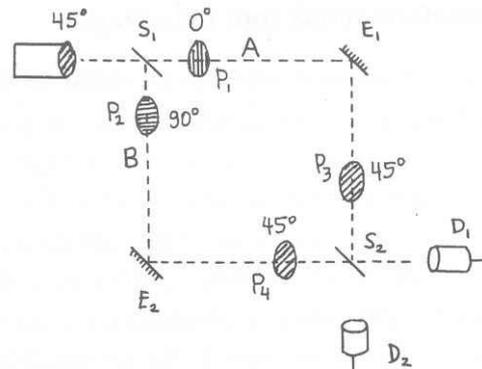


Figura 16. A interferência retorna ao introduzir polarizadores a  $45^\circ$  antes de  $S_2$ .

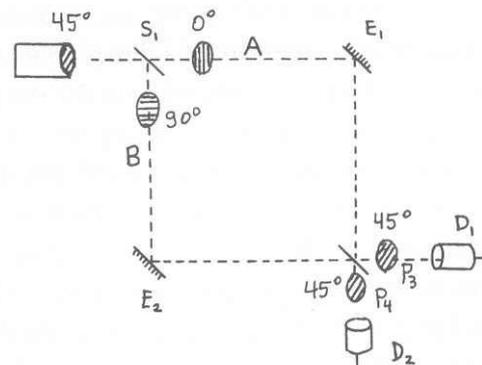


Figura 17. Fenômeno ondulatório ao se colocarem polarizadores a  $45^\circ$  depois de  $S_2$ .

Diversas modificações do arranjo experimental (por exemplo, modificando-se as orientações de  $P_3$  e  $P_4$ ) podem ser exploradas pelo leitor.

## XXI. Princípio de incerteza

Na seção IV mencionamos que muitos fenômenos tipicamente quânticos podem ser entendidos como efeitos da Física Ondulatória Clássica no regime de baixas intensidades (quando aspectos corpusculares tornam-se importantes). O “princípio de incerteza” é um exemplo disto. Na Física de Ondas Clássica, pode-se definir uma onda contínua de comprimento de onda  $\lambda$  bem definido - ou, para facilitar, número de onda  $k=1/\lambda$  bem definido -, mas neste caso não se pode associar nenhuma posição  $x$  à onda (Fig. 18a). Por outro lado, é possível descrever um pulso mais ou menos bem localizado superpondo-se ondas contínuas de números de onda próximos, formando um “pacote de onda” no espaço de posições  $x$  (Fig. 18b). Nota-se que o pulso exibe ao mesmo tempo uma resolução espacial  $\Delta x$  e uma largura de banda  $\Delta k$  apreciáveis. Enfim, é possível tornar o pulso cada vez mais bem localizado em torno de um valor bem definido de  $x$ , superpondo-se ondas contínuas de uma faixa cada vez mais larga de valores de  $k$  (Fig. 18c).

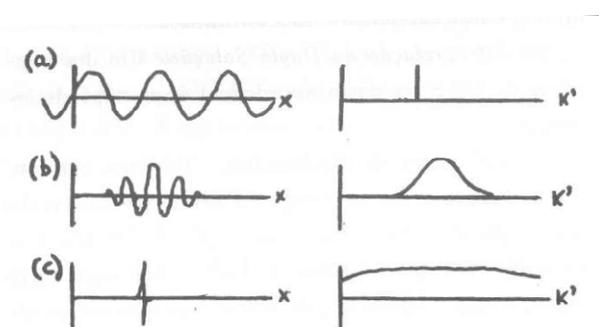


Figura 18. A amplitude de qualquer onda pode ser descrita no espaço dos  $x$  ou no espaço dos  $k'$ . Nota-se porém que quanto maior  $\Delta x$ , menor o  $\Delta k'$ , e vice-versa.

Essas considerações sugerem que quanto menor for a resolução espacial  $\Delta x$ , maior será a largura de banda  $\Delta k'$  do pacote de onda. De fato, mostra-se que essas indeterminações obedecem a relação  $\Delta x \cdot \Delta k' \approx 1$ . Analogamente, para o instante  $t$  em que um pulso clássico passa por um ponto e para sua frequência  $\nu$ , temos  $\Delta t \cdot \Delta \nu \approx 1$ .

A extensão dessas relações para o regime quântico pode ser feita simplesmente usando as eqs.(1),  $E=h\nu$  e  $p=h/\lambda$ . As seguintes *relações de incerteza*, derivadas pela primeira vez por Heisenberg<sup>[26]</sup> em 1927, colocam um limite inferior para o produto das indeterminações:

$$\Delta x \cdot \Delta p_x \geq h \quad \text{e} \quad \Delta t \cdot \Delta E \geq h. \quad (3)$$

Pares de grandezas como posição  $x$  e (componente  $x$  do) momento  $p_x$ , ou como tempo  $t$  e energia  $E$ , são ditos *incompatíveis*.

O que significam estas relações? Concentremo-nos na relação envolvendo posição e momento<sup>[36]</sup>, que para partículas com massa, como o elétron (para as quais  $p=mV$ ), envolve as grandezas posição e velocidade. Novamente temos que considerar cada interpretação separadamente.

(1) *Interpretação Ondulatória*. Atribuindo uma realidade apenas para o pacote de onda (sem postular a existência de partículas pontuais),  $\Delta x$  mede a extensão do pacote, indicando que a posição  $x$  do objeto quântico é indeterminada ou mal definida por uma quantidade  $\Delta x$ . As eqs.(3) exprimem assim um princípio de *indeterminação*: se  $x$  for bem definido,  $p_x$  é mal definido, e vice-versa.

(2) *Interpretação da Dupla Solução*. Segundo esta visão, a partícula tem sempre  $x$  e  $p_x$  bem definidos simultaneamente, só que tais valores são desconhecidos. Se medirmos  $x$  com boa *resolução*, temos necessariamente uma *incerteza* ou desconhecimento grande para  $p_x$ , pois a medição de  $x$  por um aparelho macroscópico provoca um distúrbio incontrolável no valor de  $p_x$ <sup>[10]</sup>.

(3) *Interpretação da Complementaridade*. Vimos que é impossível um fenômeno ser (100%) corpuscular e (100%) ondulatório ao mesmo tempo. De maneira análoga, é impossível medir simultaneamente  $x$  e  $p_x$  com resoluções menores do que  $\Delta x$  e  $\Delta p_x$  dados pela eq.(3). Esta tese parece correta, apesar da interpretação 4, a seguir, negá-la.

Curiosamente, o argumento original de Heisenberg para justificar as relações de incerteza, por meio de um microscópio de raios gama, pode ser enquadrado na interpretação 2 (sendo por isso às vezes chamado de argumento “semi-clássico”). Mas como ele defendia uma tese *positivista*, segundo a qual só tem realidade aquilo que é observável, ele pôde concluir neste caso que “não tem sentido” falar em uma partícula com momento bem definido.

(4) *Interpretação dos Coletivos Estatísticos*. Alguns proponentes desta visão, apresentada na seção IX, afirmam que é possível medir simultaneamente  $x$  e  $p_x$ , com boa resolução (ver

Ballentine<sup>[20]</sup>). Quer isto seja aceito ou não, o que ocorre é que se preparamos o mesmo estado quântico  $|\psi\rangle$  várias vezes, e medirmos  $x$  e  $p_x$  para cada preparação (ou se medirmos às vezes  $x$ , às vezes  $p_x$ ) obteremos valores que variam de uma medição para outra. Ao colocar estes valores em um histograma de  $x$  e  $p_x$ , obter-se-ão os desvios padrões  $\Delta x$  e  $\Delta p_x$  (Fig. 19). Assim, o princípio de incerteza seria exclusivamente uma tese estatística, ao contrário do que afirmam as outras interpretações, que também aplicam este princípio para casos individuais.

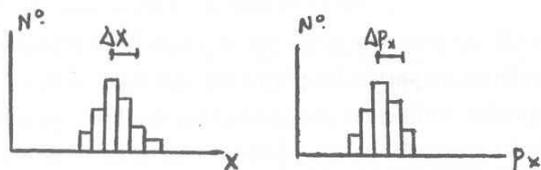


Figura 19. Freqüências relativas (nº de contagens) de uma coleção de medições de  $x$  e  $p_x$ , cujos desvios padrão satisfazem o princípio de incerteza.

## XXII. Indeterminismo ou criptodeterminismo?

Tanto a Mecânica Quântica quanto a Clássica estipulam que em certas situações o comportamento de um sistema é *imprevisível*. Na Física Clássica isso pode ocorrer devido à presença de um número muito grande de partículas (caos térmico) ou devido à sensibilidade às condições iniciais (caos determinista). Mesmo assim, pode-se dizer que a Mecânica Clássica possui duas características importantes:

1) *Determinismo*: Dadas as condições iniciais e de contorno exatas de um sistema, seu estado em qualquer instante posterior pode ser calculado com exatidão, em princípio.

2) *Medições sem Distúrbio*: É sempre possível medir o valor de uma grandeza com a precisão que se queira, e ao mesmo tempo saber qual é o estado subsequente do sistema (após a medição). Note que às vezes é inevitável que se altere o valor da grandeza durante a medição, mas havendo uma teoria que explique o funcionamento do aparelho de medição, é sempre possível (em princípio) controlar ou conhecer esta alteração.

Vimos na seção XIV que a Mecânica Quântica viola a 2ª dessas características. A determinação da posição da partícula introduz fases aleatórias que não podem ser controladas. Essa noção de *distúrbio interacional* “incontrolável” provocado pela

interação do aparelho de medição com o objeto está presente nas três interpretações básicas que descrevemos, estando associada a conceitos como descontinuidade essencial, princípio de incerteza, fases aleatórias e colapso do pacote de onda.

E quanto à 1ª característica? As leis da Física Quântica são deterministas? Sabemos que os resultados de medições individuais são imprevisíveis, mas isto significa que a evolução do mundo quântico é essencialmente *estocástica* ou *indeterminista*<sup>37</sup>? Esta imprevisibilidade não poderia ser devida ao fato de ignorarmos o estado inicial preciso do aparelho de medição e do ambiente que nos cerca? Neste caso, falaríamos em *criptodeterminismo* (que significa “determinismo escondido”), ou seja, as leis do mundo são deterministas mas necessariamente ignoramos as condições iniciais (e de contorno) precisas de todas as partículas envolvidas na medição.

(1) *Interpretação da Complementaridade*. Sendo que esta é uma interpretação positivista, que só atribui realidade ao que é observável, ela defende que o mundo é intrinsecamente indeterminista.

(2) *Interpretação da Dupla Solução*. Um dos pontos mais atraentes desta abordagem é ser criptodeterminista.

(3) *Interpretação Ondulatória*. Há uma corrente desta interpretação que é criptodeterminista, mas neste caso é preciso considerar a interação de objetos macroscópicos com o universo todo<sup>[38]</sup>. Há uma outra corrente que considera que os colapsos são realmente estocásticos, mesmo que não dependam da presença de um observador consciente<sup>[39]</sup>.

(4) *Interpretação Estocástica*. Uma quinta corrente interpretativa<sup>[6]</sup>, que apresentamos agora, defende que por trás das leis quânticas ocorrem processos estocásticos, semelhantes ao movimento browniano. Nesta abordagem não há um compromisso com o criptodeterminismo. Existe, porém, uma simpatia pela *localidade*, o que lhe traz problemas em face dos problemas de não-localidade mencionados na seção XV.

## XXIII. Conclusão: simetria de representação

Fizemos um passeio conceitual pelo mundo quântico, onde procuramos desenvolver algumas intuições com quase nenhuma matemática. Ao invés de escolher uma única interpretação do formalismo, procuramos mostrar que é

didaticamente vantajoso apresentar diferentes interpretações. Cada uma delas é internamente consistente, mas cada qual apresenta alguma anomalia ou aspecto contra-intuitivo.

Este “relativismo” entre interpretações parece estar ligado a uma propriedade importante do formalismo quântico, segundo a qual pode-se descrever uma situação dentro de diferentes “representações”, como as de posição ou de momento:  $\psi(r)$  ou  $\psi(p)$ . Outro nível de representação envolve a “descrição de Schrödinger”, onde os estados evoluem no tempo mas os observáveis não, e a equivalente “descrição de Heisenberg”, onde ocorre o contrário. Essa propriedade de *simetria de representação*<sup>[40]</sup> talvez possa explicar por que existem tantas interpretações consistentes da Teoria Quântica, e talvez justifique uma abordagem didática que coloque diferentes interpretações lado a lado, desde o início.

Este artigo deixou algumas questões importantes de lado. Em primeiro lugar, não exploramos sistemas ligados, como o *átomo*, dentro da abordagem de considerar sistemas quânticos como a Física de Ondas para regimes de baixa intensidade. Outro aspecto importante que não pôde ser explicitado é a *não-localidade*, mencionada na seção XV. E um terceiro tema importante que merece ser tratado didaticamente é a estatística quântica que descreve sistemas de muitas *partículas idênticas*.

### Agradecimentos

Este trabalho foi financiado por uma bolsa de Pesquisador Associado do CNPq, área de Ensino. Ele condensa as notas do curso ministrado na Estação Ciência, em São Paulo, em março deste ano<sup>[1]</sup>. Agradeço naturalmente os alunos deste e de outros cursos semelhantes que ministrei, assim como a interação e comentários de Carlos Escobar, Luiz Carlos Ryff, Olival Freire Jr., Amélia Império-Hamburger, Maria Beatriz Fagundes e Sílvio Chibeni.

### Referências Bibliográficas

1. Isso é feito nas notas de aula de um curso de extensão universitária ministrado pelo autor (em colaboração com Maria Beatriz Fagundes) na Estação Ciência, em março do ano passado.

---

PESSOA JR., O., *Ondas e Quântica: Introdução Conceitual à Física Quântica*, Estação Ciência, São Paulo, 1996.

2. Para uma resenha histórica desses experimentos de interferometria com a luz, ver as pp. 294-301 de PIPKIN, F.M., “Atomic physics tests of the basic concepts in quantum mechanics”, *Advances in Atomic and Molecular Physics 14* (1978) 281-340. Para elétrons, utiliza-se ao invés de duas fendas um simples fio carregado, que age como um biprisma de elétrons. O experimento original de Möllenstedt & Düker (1954) está descrito em NEWTON, R.E.I., *Wave Physics*, Arnold, Londres, 1990, p. 290.
3. BOHR, N., “O debate com Einstein sobre problemas epistemológicos na física atômica”, in *Física Atômica e Conhecimento Humano*, Contraponto, Rio de Janeiro, 1995 (orig. 1949). Fig. na p. 57.
4. HEY, T. & WALTERS, P., *The Quantum Universe*, Cambridge U. Press, 1987, p. 12.
5. DIRAC, P.A.M., *The Principles of Quantum Mechanics*, 3ª ed., Oxford U. Press, 1947 (orig. 1930), p. 9.
6. Uma apresentação histórica dessas interpretações é dada por JAMMER, M., *The Philosophy of Quantum Mechanics*, Wiley, Nova Iorque, 1974. Interpretação da complementaridade: cap. 4, seções 6.1, 6.5, 6.8; ondulatória: seções 2.2, 2.3, 2.6, 11.2, 11.3, 11.6; da dupla solução: seção 2.5, cap. 7; dos coletivos estatísticos, cap. 10; estocástica, cap. 9.
7. SCHRÖDINGER, E., “Are there quantum jumps?”, *Brit. J. Phil. Sci.* 3 (1952) 109-23, 233-42.
8. VON NEUMANN, J., *Mathematical Foundations of Quantum Mechanics*, Princeton U. Press, 1955 (orig. alemão 1932). Von Neumann aceitava a interpretação da complementaridade, mas de um ponto de vista programático ele adotava várias teses contrárias à visão de Bohr, de forma a explorar suas conseqüências. Sua influência foi muito grande, especialmente nas discussões sobre o problema da medição (ver seções 15-17 do presente artigo), legando um estilo de análise que pode ser enquadrado na interpretação ondulatória.

9. DE BROGLIE, L., *La Physique Quantique Resterait-elle Indeterministique?*, Gauthier-Villars, Paris, 1953 (inclui artigos de 1926).
10. BOHM, D., "A suggested interpretation of the quantum theory in terms of 'hidden' variables, I and II", *Phys. Rev.* 85 (1952) 166-93, reproduzido in WHEELER, J.A. & ZUREK, W.H. (orgs.). *Quantum Theory and Measurement*, Princeton U. Press, 1983, pp. 369-96. Em português, consultar: BOHM, D., "Variáveis ocultas na teoria quântica", in *A Totalidade e a Ordem Implícada*, Cultrix, São Paulo, 1992, pp. 98-153 (original: 1962).
11. MARTIN, T. & LANDAUER, R., "Time delay of evanescent electromagnetic waves and the analogy to particle tunneling", *Phys. Rev. A.* 45 (1992) 2611-7.
12. OHANIAN, H.C., "What is spin?", *Am. J. Phys.* 54 (1986) 500-5.
13. NUSSENZVEIG, H.M., *Introduction to Quantum Optics*, Gordon & Breach, Nova Iorque, 1973, pp. 71-84.
14. Este interferômetro foi desenvolvido em torno de 1892 independentemente pelo alemão Zehnder e pelo austríaco Ludwig Mach, filho de Ernst. Ver MACH, E., *The Principles of Optics*, Dutton, Nova Iorque, 1925 (orig. alemão 1913), capítulo IX. Ele pode ser facilmente montado para fins didáticos; ver: FAGUNDES, M.B.; PESSOA JR., O.; ZANETIC, J. & MURAMATSU, M., "Ensinando a Dualidade Onda-Partícula sob uma Nova Óptica", in *Anais do V Encontro de Pesquisadores em Ensino de Física*, no prelo.
15. DEGIORGIO, V., "Phase shift between the transmitted and the reflected optical fields of a semireflecting lossless mirror is  $\pi/2$ ", *Am. J. Phys.* 48 (1980) 81-2.
16. O primeiro a descrever este experimento no contexto dos fundamentos da Física Quântica parece ter sido Albert Einstein, citado por BOHR, *op. cit.* (nota 3), pp. 62-3. Quem o explorou mais a fundo, como um experimento de escolha demorada, foi WHEELER, J.A., "Law without law", in WHEELER & ZUREK, *op. cit.*, nota 10, pp. 182-213.
17. HONG, C.K. & MANDEL, L., "Experimental realization of a localized one-photon state", *Phys. Rev. Lett.* 56 (1986) 58-60.
18. GRANGIER, P.; ROGER, G. & ASPECT, A., "Experimental evidence for a photon anticorrelation effect on a beam splitter: a new light on single-photon interferences", *Europhysics Letters 1* (1986) 173-9. Há uma versão levemente simplificada in GREENBERGER, D.M. (org.), *New Techniques and Ideas in Quantum Measurement Theory*, *Annals of the New York Academy of Sciences* 480 (1986) 98-107.
19. Esta não é a *definição* de "auto-estado", e a afirmação que foi feita só vale para uma classe restrita de medições. Ver por exemplo: PESSOA JR., O., "Simple realizations of generalized measurements in quantum mechanics", *Found. Phys. Lett.* 7 (1994) 447-57.
20. Formulada inicialmente por Slater (1929) e defendida por gente ilustre como Kemble, Margenau, Blokhintsev, Popper e Landé, esta visão tem sido adotada em vários livros-texto de Mecânica Quântica, especialmente após o artigo de BALLENTINE, L.E., "The statistical interpretation of quantum mechanics", *Rev. Mod. Phys.* 42 (1970) 358-81. Para uma avaliação dos méritos didáticos desta abordagem, ver AGRA, J.T.N. & PESSOA JR., O., "Mecânica quântica sem dualidade nem colapsos: há vantagens didáticas na interpretação estatística de Ballentine?", in NARDI, R. (org.), *X Simpósio Nacional de Ensino de Física: "Tempo de Avaliação"* - Atas, Sociedade Brasileira de Física, Londrina, 1993, pp. 204-8.
21. WOOTTERS, W.K. & ZUREK, W.H., "Complementarity in the double-slit experiment: quantum non-separability and a quantitative statement of Bohr's principle", *Phys. Rev. D* 19 (1979) 473-84. (Reproduzido in WHEELER & ZUREK, *op. cit.*, nota 10, pp. 443-54.)
22. Tal detector de "não-demolição" para medir número de fótons está sendo desenvolvido usando uma "célula de Kerr". Este dispositivo não-linear é inserido em um dos braços do interferômetro, e seu índice de refração varia com a intensidade do feixe luminoso. Um outro feixe, de prova, passa pelo mesma célula de Kerr, e tem um deslocamento de fase que

- depende do índice de refração. Ver SANDERS, B.C. & MILBURN, G.J. (1990): "Quantum Nondemolition Measurements and Tests of Complementarity", in BARUT, A.O. (org.): *New Frontiers in Quantum Electrodynamics and Quantum Optics*, Plenum, Nova Iorque, pp. 541-54.
23. Ver artigos in GREENBERGER, *op. cit.* (nota 18), parte IV.
24. Sobre a possibilidade de detectar tais "ondas vazias", ver SELLERI, F., *Paradoxos e Realidade*, Fragmentos, Lisboa, 1990, seção III.6.
25. BELL, J.S., *Speakable and Unspeakable in Quantum Mechanics*, Cambridge U. Press, 1987, pp. 14-21 (orig. 1964).
26. Sobre esses assuntos, apresentamos a seguinte bibliografia. Em livros de divulgação, em português, temos: POLKINGHORNE, J.C., *O Mundo dos Quanta*, Europa-América, Lisboa, 1988, cap. 7; HERBERT, N., *A Realidade Quântica*, Francisco Alves, Rio de Janeiro, 1989, caps. 11-12. Três artigos que se aprofundam um pouco mais, em português, são: BROWN, H.R., "O debate Einstein-Bohr sobre a mecânica quântica", *Cad. Hist. Fil. Ciên.* 2 (1981) 51-89; COSTA DE BEAUREGARD, O., "O terceiro temporal do século XX: o paradoxo de Einstein (1927), ou de EPR (1935)", *Cad. Hist. Fil. Ciên.* 3 (1982) 43-58; CHIBENI, S.S., "Implicações Filosóficas da Microfísica", *Cad. Hist. Fil. Ciên.* (série 3) 2 (1992) 141-64. Tratamentos mais detalhados, em inglês, são dados por: REDHEAD, M.L.G., *Incompleteness, Nonlocality, and Realism*, Clarendon, Oxford, 1987; CLAUSER, J.F. & SHIMONY, A., "Bell's theorem: experimental tests and implications", *Rep. Prog. Phys.* 41 (1978) 1881-1927.
27. HEISENBERG, W., "Über den anschaulichen Inhalt der quantentheoretischen Kinematik und Mechanik", *Zeit. Physik* 43 (1927) 172-98. (Tradução para o inglês in WHEELER & ZUREK, *op. cit.*, nota 10, pp. 62-84.)
28. Para uma resenha do assunto, ver PESSOA JR., O., "O problema da medição em mecânica quântica: um exame atualizado", *Cad. Hist. Fil. Ciên.* (série 3) 2 (1992) 177-217.
29. LONDON, F.W. & BAUER, E., *La Théorie de l'Observation em Mécanique Quantique*, Hermann, Paris, 1939. (Tradução para o inglês in WHEELER & ZUREK, *op. cit.*, nota 10, pp. 217-59.) Ver pp. 249, 252 da tradução.
30. JORDAN, P., "On the process of measurement in quantum mechanics", *Phil. Sci.* 16 (1949) 269-78. LUDWIG, G., "Der Meßprozeß", *Zeit. Phys.* 135 (1953) 483-511.
31. MACHIDA, S. & NAMIKI, M., "Theory of measurement in quantum mechanics - mechanism of reduction of wave packet. I. II.", *Prog. Theor. Phys.* 63 (1980) 1457-73, 1833-47.
32. Isso é sugerido em ZUREK, W.H., "Environment-induced superselection rules", *Phys. Rev. D* 26 (1982) 1862-80. Mais tarde, este autor desistiria de explicar o colapso pela interação com o ambiente. Sobre a plausibilidade desta idéia, ver PESSOA JR., O., "Can the decoherence approach help to solve the measurement problem?", a sair em *Synthese*, 1997.
33. SCHRÖDINGER, E., "Die gegenwärtige Situation in der Quantenmechanik", *Naturwissenschaften* 23 (1935) 807-12, 823-8, 844-9. (Traduzido para o inglês in WHEELER & ZUREK, *op. cit.*, nota 10, pp. 152-67.)
34. A primeira discussão sobre esta possibilidade se deu no contexto de supercondutores: LEGGETT, A.J., "Macroscopic quantum systems and the quantum theory of measurement", *Prog. Theor. Phys. (Supplement)* 69 (1980) 80-100. No entanto, os primeiros avanços experimentais estão sendo feitos com cavidades ópticas, onde espera-se preparar superposições de dezenas de fótons: DAVIDOVICH, L.; BRUNE, M.; RAIMOND, J.M. & HAROCHE, S., "Mesoscopic quantum coherence in cavity QED: preparation and decoherence monitoring schemes", *Phys. Rev. A* 53 (1996) 1295-1309.
35. Quem estudou este problema dentro da interpretação da complementaridade, usando o interferômetro de Mach-Zehnder, foi o físico norte-americano John Wheeler, na década de 1980 (nota 16). Já em 1931, porém, o alemão Carl von Weizsäcker havia descrito um experimento deste tipo, usando a idéia do microscópio de raios gama de Werner Heisenberg. A proposta de Wheeler foi realizada experimentalmente em 1987. Ver: HELLMUTH, T.; WALTHER, H.; ZAJONC, A. & SCHLEICH, W.,

- 
- “Delayed-choice experiments in quantum interference”, *Phys. Rev. A* 35 (1987) 2532-41. Há uma versão simplificada in GREENBERGER, *op. cit.* (nota 18), pp. 108-14.
36. Para uma discussão da relação  $\Delta t \cdot \Delta E \geq h$ , ver PESSOA JR., O., “Uma Incerta História do Tempo na Física Quântica”, in ÉVORA, F.R.R. (org.), *Espaço e Tempo, Coleção CLE 15*, Campinas, 1995, pp. 207-46.
37. Não se deve confundir “indeterminismo” e “indeterminação”. A *indeterminação*, mencionada na seção XXI, se aplica quando alguma grandeza não é bem definida, em um certo instante. O *indeterminismo* se aplica quando a evolução temporal do estado de um sistema é essencialmente estocástica ou probabilista.
38. ZEH, H.D., “There are no quantum jumps, nor are there particles!”, *Phys. Lett. A* 172 (1993) 189-92. Ver também a nota 32.
39. GHIRARDI, G.C.; RIMINI, A. & WEBER, T., “Unified Dynamics for Microscopic and Macroscopic Systems”, *Phys. Rev. D* 34 (1986) 470-91.
40. Esta simetria está implícita na noção de complementaridade de Bohr. Heisenberg considera explicitamente a “simetria entre posição e velocidade” como argumento contra a interpretação de Bohm, e a “simetria onda-partícula” contra a interpretação estocástica de F. Bopp. Ver: HEISENBERG, W., *Física e Filosofia*, Editora da UnB, Brasília, 1981, cap. 8, p. 80.