

As duas caras de um fóton A experiência de Grangier, Roger e Aspect

J. M. B. LOPES DOS SANTOS

Laboratório de Física da Universidade do Porto
Praça Gomes Teixeira — 4000 PORTO

O oposto de uma verdade profunda é outra verdade profunda
Niels Bohr

1. Experiências Contemporâneas e os Fundamentos da Mecânica Quântica

A discussão sobre os fundamentos da Mecânica Quântica teve dois períodos de intensa actividade: o final da década de vinte, na altura em que ela foi inventada e mais recentemente na década de 80 (e finais de 70). O primeiro período foi dominado pelas discussões entre Einstein e Bohr, reconstituídas pelo próprio Bohr num artigo admirável chamado, apropriadamente, «Discussions with Einstein On Epistemological Problems in Atomic Physics» [1].

Talvez a estatura dos dois arguentes e a qualidade da discussão tenham convencido muitos físicos que pouco mais havia a dizer. Mas para o relativo desinteresse que os físicos votaram aos fundamentos da teoria quântica terá também contribuído o fabuloso sucesso prático da teoria na explicação de «Toda a Física e a maior parte da Química» (Dirac). Não é um exagero ver na descoberta da Mecânica Quântica um factor decisivo do espantoso progresso tecnológico do século XX. Porquê preocupar-se com os fundamentos de uma teoria tão obviamente correcta?

Outras razões (menos nobres) haverá para este desinteresse com certeza, (não é possível publicar um resultado novo sobre os fundamentos da Mecânica Quântica todos os meses). Por

outro lado durante este interregno muitos foram os que chamaram a atenção para os problemas que persistiam e muitos foram os resultados importantes obtidos neste domínio. Mas como explicar o renascimento de interesse nesta área?

As discussões entre Einstein e Bohr eram quase sempre formuladas em torno de experiências conceptuais, situações que ilustravam directamente os conceitos mais fundamentais da teoria mas que eram, na prática irrealizáveis. A música que os dois mestres escreveram não se podia tocar. Mas o progresso tecnológico dos cinquenta anos que se seguiram trouxe-nos os instrumentos necessários. É possível hoje realizar algumas dessas experiências no laboratório. Muitas já foram feitas e outras estão planeadas. Estas experiências são de execução extremamente delicada, mas também de enorme simplicidade e riqueza conceptual, visto que testam directamente os pressupostos da descrição quântica. Por isto mesmo constituem um meio privilegiado de penetrar no estranho mundo de fenómenos em que os efeitos quânticos são importantes.

Neste artigo (e noutros que espero venham a segui-lo) tentarei divulgar de modo acessível aos não iniciados nos mistérios quânticos, algumas destas experiências. O objectivo fundamental é pôr à disposição dos não especialistas um conjunto de resultados empíricos, tão surpreendentes para o «senso comum» que

os predisponham a aceitar que qualquer teoria que dê conta deles tem de ser um pouco «louca».

Começaremos a discussão com uma experiência realizada pelo grupo de Orsay de Alain Aspect [2] em 1986. Não se trata da famosa experiência de Aspect sobre as correlações EPR (lá chegaremos) mas de uma outra, muito menos divulgada, que ilustra admiravelmente o problema da dualidade onda corpúsculo. Os dois parágrafos seguintes são uma breve revisão elementar de alguns dos conceitos necessários à compreensão da experiência. Esta é descrita nos §4 e §5. Finalmente no §6 o leitor encontrará um esboço de discussão sobre as questões levantadas pela experiência para o que contarei com a preciosa ajuda de Niels Bohr, que produziu, dezenas de anos antes da experiência ser possível, os comentários mais aptos que se lhe podem encontrar.

2. Ondas. Interferências

A caracterização de uma onda luminosa baseia-se no conceito de campo. Um campo é uma grandeza física definida em todos os pontos \mathbf{r} de um dado meio, em geral dependente do tempo. No caso da radiação electromagnética o campo consiste em dois vectores, campo eléctrico, $\mathbf{E}(\mathbf{r},t)$ e magnético, $\mathbf{B}(\mathbf{r},t)$. No presente artigo será suficiente considerar uma das componentes do campo eléctrico, designado por $\mathbf{E}(\mathbf{r},t)$, já que não vamos lidar com fenómenos de polarização e \mathbf{B} fica em geral determinado uma vez conhecido $\mathbf{E}(\mathbf{r},t)$. Para luz monocromática — a luz de um laser ou de uma risca atómica — a variação temporal do campo em cada ponto é, em boa aproximação, sinusoidal

$$\mathbf{E}(\mathbf{r},t) = \varepsilon(\mathbf{r}) \cos [\omega t + \varphi(\mathbf{r})]$$

A variação espacial do campo é determinada pela amplitude $\varepsilon(\mathbf{r})$ (real e positiva) e pela fase $\varphi(\mathbf{r})$. Uma variação de fase $\Delta\varphi = 2\pi$ implica uma oscilação completa. Normalmente isso ocorre para distâncias em que a variação de $\varepsilon(\mathbf{r})$ é insignificante. A amplitude de $\varepsilon(\mathbf{r})$ mantém-se praticamente constante em distân-

cias em que $\mathbf{E}(\mathbf{r},t)$ tem várias oscilações devidas a variações de fase. Neste caso as superfícies de fase constante são localmente as superfícies em que $\mathbf{E}(\mathbf{r},t)$ é constante — *frentes de onda*. Nas direcções perpendiculares a estas superfícies — *raios* — é máxima a variação de fase e o campo oscila. Como exemplo, um feixe laser, não muito estreito, bem colimado, tem frentes de onda que são porções de planos paralelos entre si e orientados perpendicularmente à direcção do feixe, que é também a dos raios (Fig. 1). Ao longo de um raio a fase varia

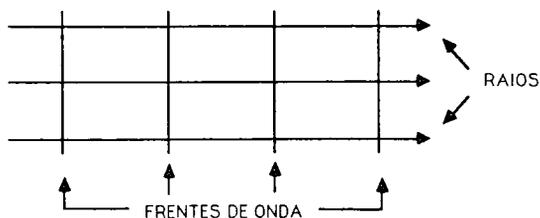


Fig. 1 — O campo $\mathbf{E}(\mathbf{r},t)$ é uniforme nas frentes de onda e oscila sinusoidalmente ao longo dos raios.

linearmente $\varphi = kz + \text{const}$ o que implica que $\mathbf{E}(\mathbf{r},t)$ varia sinusoidalmente com uma frequência espacial $k = \omega/c$ (c — velocidade da luz). A distância para a qual φ varia de 2π , isto é o valor do campo volta a ser o mesmo, é o comprimento de onda, $\lambda = 2\pi/k$.

A interposição de um espelho a 45° , por exemplo, tem como consequência uma alteração de direcção dos raios de 90° (Fig. 2).

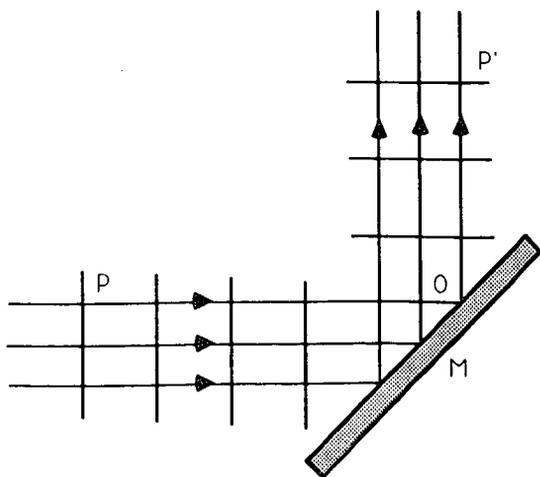


Fig. 2 — A reflexão no espelho M altera a direcção dos raios e orientação das frentes de onda. A diferença de fase entre P e P' é determinado pelo caminho óptico POP' .

A diferença de fase entre o ponto P e P' depende agora do comprimento d do caminho POP', isto é do caminho óptico entre P e P'. A reflexão do espelho introduz uma variação de fase adicional,

$$\varphi(P') - \varphi(P) = 2\pi (d/\lambda) + \Delta\varphi_{\text{reflexão}}$$

Se a lâmina for apenas parcialmente espolhada o feixe incidente dá origem a dois, um reflectido e outro transmitido com amplitudes $\epsilon_r(r)$ e $\epsilon_t(r)$ inferiores à do incidente. Nesse caso D designa-se por divisor de feixe. Na Fig. 3 representamos a acção de um divisor de feixe D seguida de uma nova reflexão do feixe reflectido num espelho M de modo a criar uma zona de sobreposição dos dois feixes. O que é que acontece na zona comum

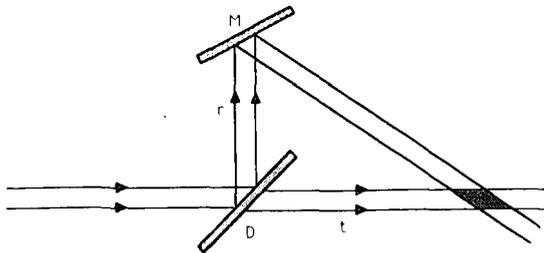


Fig. 3 — Feixes reflectido e transmitido num divisor de feixe são reunidos na região a sombreado onde interferem.

aos dois feixes? Para campos que, como o campo eléctrico, obedecem ao princípio de sobreposição a resposta é muito simples: o campo eléctrico é a soma dos campos correspondentes a cada um dos feixes na ausência do outro.

$$\mathbf{E}(r,t) = \mathbf{E}_r(r,t) + \mathbf{E}_t(r,t)$$

(r na região comum aos dois feixes)

Este princípio muito simples tem consequências extremamente importantes. É fundamental notar que a diferença de fase entre $\mathbf{E}_r(r,t)$ e $\mathbf{E}_t(r,t)$ num dado ponto r da zona de sobreposição é fixa, independente do tempo; depende apenas da diferença dos caminhos ópticos dos dois feixes. A soma de sinais sinusoidais da mesma frequência com uma

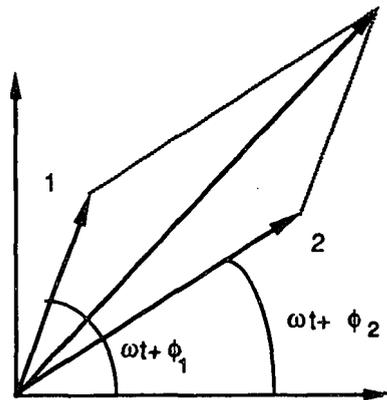
diferença de fase fixa é um exercício de trigonometria extremamente simples (ver caixa).

Soma de Sinais Sinusoidais

Consideremos num dado ponto a sobreposição de dois sinais harmónicos com uma diferença de fase $\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$.

$$\psi = A_1 \cos(\omega t + \varphi_1) + A_2 \cos(\omega t + \varphi_2)$$

Note-se que ψ é a componente x da soma de dois vectores de módulos A_1 e A_2 que fazem ângulos $\omega t + \varphi_1$ e $\omega t + \varphi_2$ com o eixo dos xx.



O módulo do vector soma calcula-se facilmente projectando um dos vectores na direcção do outro e na direcção perpendicular.

$$A^2 = (A_1 + A_2 \cos \Delta\varphi)^2 + (A_2 \sin \Delta\varphi)^2$$

Os três vectores rodam com velocidade angular ω uma vez que o ângulo aumenta com ωt . O sinal é um sinal sinusoidal de frequência ω e amplitude A. a intensidade é proporcional a A^2 e daí tira-se facilmente

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\Delta\varphi)$$

Não é difícil ver por exemplo que se $\Delta\varphi$ for múltiplo de 2π o campo total tem uma amplitude de oscilação que é a soma de $\epsilon_r(r)$ e $\epsilon_t(r)$

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(r,t) &= \epsilon_t(r) \cos(\omega t + \varphi_1) \\ &\quad + \epsilon_r(r) \cos(\omega t + \varphi_1 + \Delta\varphi) \\ &= [\epsilon_t(r) + \epsilon_r(r)] \cos(\omega t + \varphi_1) \quad \Delta\varphi = 2n\pi \quad (3a) \end{aligned}$$

Se pelo contrário $\Delta\varphi$ for múltiplo impar de π

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(\mathbf{r},t) &= \varepsilon_r(\mathbf{r}) \cos(\omega t + \varphi_r) + \\ &+ \varepsilon_t(\mathbf{r}) \cos(\omega t + \varphi_t + \Delta\varphi) \\ &= [\varepsilon_r(\mathbf{r}) - \varepsilon_t(\mathbf{r})] \cos(\omega t + \varphi_r) \end{aligned}$$

$$\Delta\varphi = (2n + 1)\pi \quad (3b)$$

a amplitude de oscilação é $\varepsilon(\mathbf{r}) = |\varepsilon_r(\mathbf{r}) - \varepsilon_t(\mathbf{r})|$. Os detectores de radiação são invariavelmente detectores de intensidade isto é dão um sinal proporcional à energia transportada pela onda que é por sua vez proporcional ao quadrado da amplitude $|\varepsilon(\mathbf{r})|^2$. Assim na zona de interferências a intensidade da onda passa a oscilar entre um valor máximo ($\Delta\varphi = 2n\pi$),

$$I_{\text{máx}} = I_r + I_t + 2\sqrt{I_r I_t} \quad (4a)$$

e um valor mínimo ($\Delta\varphi = (2n + 1)\pi$)

$$I_{\text{mín}} = I_r + I_t - 2\sqrt{I_r I_t} \quad (4b)$$

em que I_r e I_t são as intensidades dos feixes sobrepostos. Em geral (ver caixa)

$$I[\Delta\varphi] = I_r + I_t + 2\sqrt{I_r I_t} \cos(\Delta\varphi) \quad (5)$$

É importante notar que as oscilações de intensidade entre $I_{\text{máx}}$ e $I_{\text{mín}}$ ocorrem em distâncias da ordem do comprimento de onda. Esta distribuição espacial de máximos e mínimos, o padrão de interferência, é um sinal inequívoco da sobreposição de ondas.

3. Fotões

Nos dias que correm raro será o leitor que não tenha ouvido dizer que a luz é constituída por «pacotes» de energia discreta, os fotões. Um fotão tem uma energia $\hbar\omega$ em que \hbar é a constante de Planck dividida por 2π e ω a frequência angular da radiação. A evidência clássica da existência de fotões é o efeito fotoeléctrico—emissão de electrões por um metal como resultado de iluminação e está resumida na caixa da página 5. Que os fotões têm de facto comportamento de partículas é

bem demonstrado no efeito de Compton—difusão de radiação por electrões—em que as variações da direcção e frequência da radiação podem ser compreendidas considerando o processo como uma colisão entre duas partículas—fotão e electrão—sujeito às leis de conservação de momento e energia [3]. Esta granularidade da radiação é bem patente nas medições de intensidade de feixes muito atenuados. Essas medições são essencialmente operações de contagem do número de fotões. A grande maioria dos detectores funciona na base do efeito fotoeléctrico. A absorção de um fotão é assinalada pela emissão de um electrão de um cátodo. Esse electrão pode ser acelerado para um outro eléctrodo a um potencial eléctrico elevado relativamente ao cátodo emissor, vindo como resultado causar a emissão de vários electrões do segundo eléctrodo. Este processo pode ser repetido com eléctrodos adicionais (cada um a um potencial superior ao do anterior) dando origem no final a um pulso de corrente macroscopicamente detectável. Um tal dispositivo fotomultiplicador pode pois contar fotões individualmente desde que o seu tempo de recuperação entre descargas seja inferior ao intervalo de tempo médio entre fotões.

Embora todos estes factos nos possam encorajar a pensar na radiação como um conjunto de partículas, os fotões, as experiências de interferência atrás referidas colocam alguns problemas. Suponhamos que na montagem da Fig. 3 retiramos o espelho M. Isso significa que os fotões que por via deste espelho atingiam a zona de sobreposição dos dois feixes deixam de o fazer. Mas, como desaparece o efeito de interferências, nos pontos onde a interferência era destrutiva a intensidade—número de fotões por unidade de tempo—aumenta! Será isto devido a um subtil processo de interacção entre fotões? Ou será que os fotões não são partículas?

É de uma curiosa ironia que o primeiro tratamento quantitativo do efeito fotoeléctrico que um estudante de física encontra no seu

curso é baseado numa representação inteiramente clássica da radiação. Os aspectos experimentais lembrados na caixa desta página derivam inteiramente do carácter quântico do sistema de detecção! Pensemos por exemplo no fotomultiplicador. Como o respectivo disparo é iniciado por emissão de um electrão do cátodo e como não podem ser emitidas fracções de electrão, um tal sistema tem que

Efeito Fotoelétrico

A evidência que, supostamente, levou Einstein em 1905 a propor que a radiação era constituída por porções discretas de energia $\hbar\omega$ foi a seguinte:

- Qualquer que seja a intensidade de iluminação existe uma frequência limite da radiação ω_L abaixo da qual não há emissão de fotoelectrões. Para $\omega > \omega_L$ a energia cinética dos electrões varia linearmente com ω .
- Mesmo para intensidades muito baixas é possível a emissão de fotoelectrões. Isto é, há electrões emitidos mesmo para tempos de exposição $\Delta\tau$ tão curtos que a energia em média depositada pelo feixe no metal é insuficiente para lhe arrancar um electrão.

O primeiro aspecto foi demonstrado convincentemente por Millikan em 1916 [4] o segundo por Davis e Mandel [5] em 1973.

A dependência na frequência acima da referida compreende-se facilmente se se admitir que a emissão de cada fotoelectrão resulta da absorção de uma quantidade de energia $\hbar\omega$ do feixe. Por outro lado se os tempos de chegada dessas porções discretas de energia forem aleatórias o número desses fotões que atingem o metal num curto intervalo $\Delta\tau$ será variável. Ainda que o número médio seja inferior a um haverá ocasiões em que será igual ou superior podendo dar origem a emissão de fotoelectrões.

dar origem a uma série de impulsos discretos. Considerações como estas levaram alguns físicos a propor em alternativa à teoria quântica da radiação, teorias semiclássicas, em que a radiação é tratada como em física clássica mas os sistemas materiais são quantificados. Assim num decaimento de um átomo entre dois níveis de energias E_f e E_i seria emitido um grupo de ondas clássico de energia total $E_f - E_i$ e com frequência média dada pela condição de Bohr, $\hbar\omega = E_f - E_i$. Estes grupos de onda seriam os fotões. A explicação das interferências torna-se possível pois estes grupos de onda verificam o princípio de sobreposição. Como vamos ver a experiência que vai ser discutida à frente, coloca graves problemas a este tipo de teoria. Os fotões têm um comportamento corpuscular e apesar disso interferem. E as interferências não são devidas a qualquer interacção entre os fotões.

4. Interferências com fotões

A experiência de Grangier, Roger e Aspect [2] utiliza um interferómetro de Mach-Zehnder que é apenas uma versão um pouco mais elaborada da montagem da Fig. 3. A radiação incide primeiro num divisor de

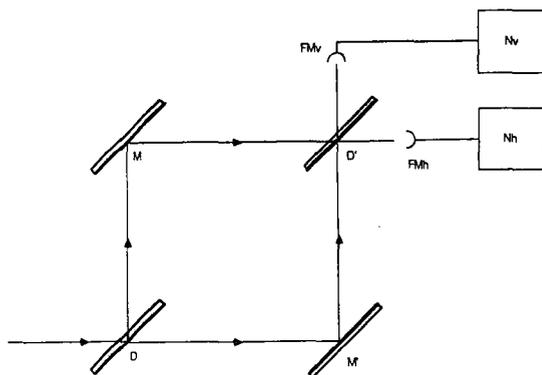


Fig. 4 — Interferómetro de Mach-Zehnder. As intensidades das duas saídas dependem da diferença de fase entre os dois caminhos.

feixe D (ver Fig. 4) colocado a 45°. O feixe incidente é dividido em dois feixes perpendi-

culares de igual intensidade. Estes são reflectidos em dois espelhos M e M' de modo a incidirem num segundo divisor de feixe paralelo ao primeiro, D' . Cada um destes feixes dá origem agora a um feixe transmitido e reflectido. Como se vê na Fig. 4 em cada um dos canais de saída de D' sobrepõem-se o feixe reflectido de uma entrada com o transmitido da outra. Daí que as intensidades nas saídas horizontal e vertical dependem da diferença de fase entre os dois caminhos. Sendo I_h e I_v as intensidades nas entradas teremos nas saídas

$$I'_h = \frac{I_h}{2} + \frac{I_v}{2} + \sqrt{I_h I_v} \cos(\Delta\varphi)_h$$

$$I'_v = \frac{I_h}{2} + \frac{I_v}{2} + \sqrt{I_h I_v} \cos(\Delta\varphi)_v$$

Em que $(\Delta\varphi)_h$ e $(\Delta\varphi)_v$ são as diferenças de fase entre os sinais que se sobrepõe nas saídas h e v . Estas intensidades são medidas pelos fotomultiplicadores, FM_h e FM_v , colocados no foco de lentes convergentes em cada saída. Por conservação de energia temos que ter

$$I'_h + I'_v = I_h + I_v$$

o que significa que $(\Delta\varphi)_h$ e $(\Delta\varphi)_v$ diferem de um múltiplo ímpar de π . Esta diferença de fase é devida a variações de fase introduzidas pelas reflexões. Na figura representa-se uma situação em que os caminhos ópticos dos sinais da saída h são absolutamente idênticos o que implica $(\Delta\varphi)_h = 0$. Neste caso a $(\Delta\varphi)_v = \pi$ (note-se que os percursos ópticos são diferentes, um tem 3 reflexões e o outro apenas uma) e, para $I_h = I_v$, a intensidade é nula.

Um deslocamento paralelo dos espelhos M ou M' (na direcção do feixe que sobre eles incide) varia o respectivo caminho óptico e faz oscilar, em oposição de fase as taxas de contagem de FM_h e FM_v . Na Fig. 5 reproduzem-se os resultados obtidos. No eixo vertical indica-se o número de fótons contados em 15 segundos e no horizontal a diferença de

caminhos entre os dois braços do interferómetro. Esta experiência não passaria de uma experiência clássica de interferências de dois feixes se os autores não tivessem garantido de um modo assaz curioso que no conjunto dos dois feixes só há...um fóton.

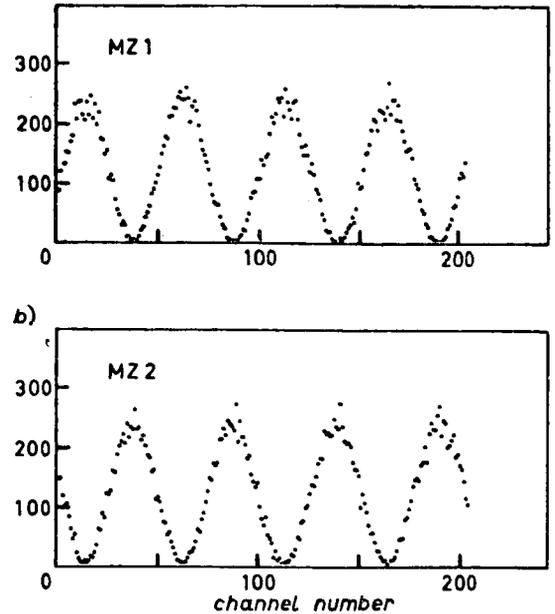


Fig. 5 — Número de fótons detectados em 15 experiências de 1 segundo cada nas duas saídas do interferómetro em função da diferença de caminhos. A unidade corresponde a uma variação de $\lambda/50$. (Reproduzido de ref. [2]).

Um fóton de cada vez

A fonte usada nesta experiência é constituída por átomos ^{40}Ca excitados simultaneamente por dois lasers («pump lasers»). Por razões que tem a ver com a conservação do momento cinético é impossível a transição directa de um estado fundamental para o estado excitado em causa por absorção de um só fóton (*). A excitação faz-se através de um estado intermediário com absorção de dois fótons. Pelas mesmas razões a desexcitação

(*) Ambos os estados excitado e fundamental tem momento cinético nulo. O fóton só pode ter, na direcção de propagação, momento cinético $+\hbar$ ou $-\hbar$

é realizada com a emissão de dois fótons frequentemente em direcções opostas. Como o estado intermediário tem um tempo de vida muito curto, $\tau_s \approx 4,7 \times 10^{-9}$ s, o intervalo de tempo entre a emissão de dois fótons só raramente é superior a $w = 2\tau_s$. Variando a intensidade dos lasers de excitação podemos variar o número de decaimentos (pares de fótons) da fonte por unidade de tempo. Os dados da Fig. 5 foram obtidos numa situação de um decaimento em média num intervalo $10w \approx 94 \times 10^{-9}$ s. Por sua vez os contadores associados a FM_h e FM_v só estão activos durante um intervalo w após a detecção de um fóton da fonte num outro fotomultiplicador de referência FM_g (Fig. 6). Durante este inter-

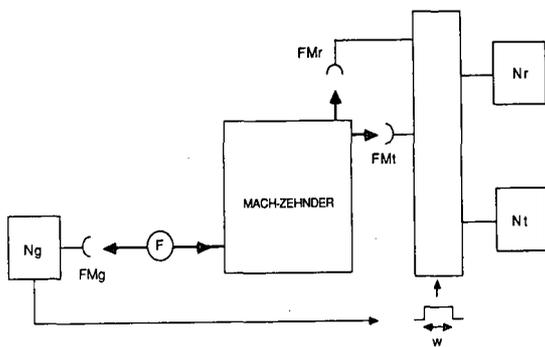


Fig. 6 — A detecção de um fóton em FM_g origina um sinal electrónico que activa os contadores durante um intervalo w pré-estabelecido.

valo é muito mais provável a presença no interferómetro do segundo fóton do mesmo decaimento do que qualquer outro. Por esse processo a contagem só é feita em situações em que, com elevada probabilidade, o campo electromagnético no interferómetro só contém um fóton!

Os resultados da Fig. 5 mostram então que as probabilidades de um fóton isolado ser encontrado numa outra das saídas do interferómetro depende da *posição relativa* dos dois espelhos M e M' . Parece inevitável concluir que de algum modo o fóton tem que se dividir pelos dois caminhos disponíveis no primeiro divisor de feixe. Repare-se que isto é exacta-

mente o que esperaríamos se o fóton fosse representado por um grupo de ondas como foi referido no §3. Antes de discutirmos o modo como os autores mostraram experimentalmente que o fóton de facto não se divide relembremos a frase de Dirac que esta experiência realiza de um modo admirável, «Um fóton só interfere consigo próprio».

5. Características corpusculares e efeitos de anticorrelação na detecção de fótons

Na segunda montagem realizada nesta experiência os autores substituíram os espelhos M e M' por dois fotomultiplicadores FM_r , FM_t em relação aos quais mediram não só as taxas de contagem como também a taxa de coincidências isto é o número de vezes que ambos os fotomultiplicadores disparam no mesmo intervalo w de activação (Fig. 7).

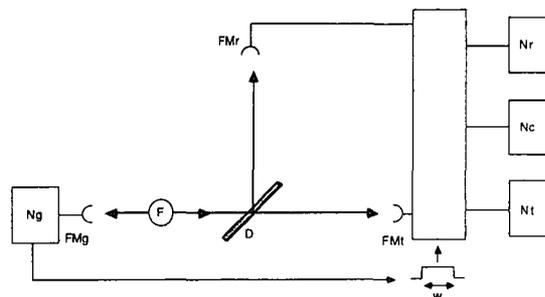


Fig. 7 — Nesta montagem são medidas as taxas individuais N_r , N_t , e a taxa de coincidências N_c , o número de vezes que FM_r e FM_t disparam ambos no mesmo intervalo de activação.

Suponhamos que efectivamente o fóton (o que quer que ele seja) se divide em duas partes iguais no primeiro divisor de feixe, como aconteceria com um grupo de ondas clássico. As duas partes do fóton chegaram aos contadores ao mesmo tempo. Se os detectores tivessem uma eficiência de 100 %, disparando sempre que um «meio-fóton» os atingisse, então eles disparariam sempre em conjunto. A taxa de coincidências N_c seria simplesmente $N_c = N_r = N_t$. De qualquer modo

a taxa de coincidências seria elevada. Por outro lado se o fóton se comportar como uma partícula e mantiver a sua integridade ele aparecerá num ou no outro detector e não haverá coincidências, a não ser aquelas que sejam originadas pela presença de dois fótons no aparelho. Isso implica dois decaimentos atômicos no intervalo w e portanto essas coincidências desaparecerão à medida que a intensidade da fonte diminui.

Este argumento pode formular-se de um modo quantitativo com relativa facilidade. Na hipótese de o fóton se dividir seja η a probabilidade de um «meio fóton» atingir o detector FM_r (ou FM_t) dado que o outro fóton do mesmo decaimento atômico fez disparar FM_g . Sendo γ_r a probabilidade de FM_r disparar dado que o meio fóton o atinge temos para a taxa de contagem N_r

$$N_r = \gamma_r \eta N_g$$

De modo idêntico

$$N_t = \gamma_t \eta N_g$$

O dispositivo experimental é tal que se «meio fóton» atinge o FM_r a outra metade também atinge FM_t . Logo a taxa de coincidências é

$$N_c = \gamma_r \gamma_t \eta N_g$$

Pois η é a probabilidade de ambas as «porções» de fóton atingirem os respectivos detectores. Definindo o parâmetro de correlação

$$\alpha \equiv \frac{P_c}{P_t P_r}$$

em que

$$P_t = N_t / N_g; \quad P_r = N_r / N_g \quad P_c = N_c / N_g$$

são as probabilidades de cada detector (P_t , P_r) ou de ambos os detectores (P_c) dispararem num intervalo de activação, obtém-se (**)

$$\alpha = \frac{N_c N_g}{N_r N_t} = \frac{1}{\eta} \geq 1$$

Um valor de $\alpha=1$ corresponde a $P_c = P_t P_r$, isto é inexistência de correlação entre as detecções em FM_r e FM_t . Um valor de $\alpha < 1$ indica uma anticorrelação entre as detecções (cada detector tem maior probabilidade de não detectar dado que o outro detectou). Os resultados desta experiência estão reproduzidos na Fig. 8. No eixo horizontal representa-se o número médio de decaimentos atômicos no intervalo de w . Como se vê para um $wN < 1$, α é significativamente inferior à unidade. Cada fóton aparece em FM_r ou FM_t ; quando um dispara o outro não!

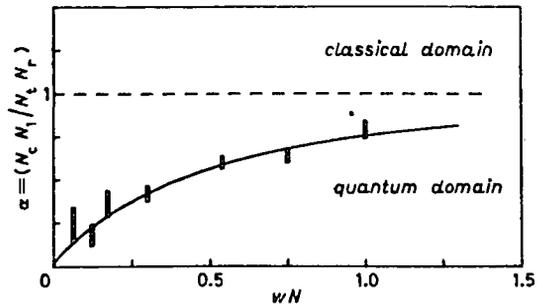


Fig. 8 — O parâmetro de anticorrelação é substancialmente inferior ao limite clássico quando são raras as coincidências devidas à existência de dois decaimentos atômicos no intervalo de activação w . Os pontos experimentais são as barras cujo tamanho corresponde a um desvio padrão. No eixo horizontal representa-se o número médio de decaimentos no intervalo de activação w .

6. Dualidade onda-corpúsculo Complementaridade

Esta é pois a situação experimental. Numa experiência em que uma alternativa entre dois caminhos é «oferecida» a um fóton observamos o efeito de interferência dos dois caminhos. Mas se modificarmos a experiência de modo a poder determinar o trajecto do fóton desco-

(**) Esta desigualdade pode ser obtida num contexto mais geral do que é aqui referido. Mais o fundo da questão permanece o discutido aqui. A anticorrelação — se o fóton aparece num lado não aparece no outro — é uma característica corpuscular.

brimos que ele «escolhe» apenas um dos dois caminhos. Como é que o fóton «sabe», ao interagir com o divisor de feixe se vai encontrar uma ou a outra das situações experimentais? Este é o cerne do carácter paradoxal da dualidade onda-corpúsculo (qualquer partícula, electrão, neutrão..., comporta-se exactamente como o fóton neste contexto).

É possível elaborar este tipo de experiência de modo a tornar ainda mais problemática a «decisão» do fóton. Em experiências realizadas por dois grupos um da Universidade de Munique [6] e outro de Maryland [7] um dos braços do interferómetro é mantido bloqueado (com a consequente possibilidade de determinação do trajecto do fóton) até *depois de o pulso de radiação que contém o fóton ter passado o divisor de feixe*.

Na experiência do grupo da Universidade de Maryland o desbloqueamento é decidido aleatoriamente dependendo da emissão ou não de um fotoelectrão por acção de um outro pulso de radiação. No entanto o padrão de interferências obtido deste modo é perfeitamente idêntico ao que se obtém no modo normal de funcionamento do interferómetro. Por outras palavras a escolha do dispositivo de observação pode ser feita após a interacção do fóton com o divisor de feixe sem que isso em nada afecte o comportamento observado com esse dispositivo. Estas experiências são conhecidas como experiências de escolha retardada e foram popularizadas por John Wheeler da Universidade do Texas.

Não é o objectivo deste artigo discutir em detalhe o modo como a Mecânica Quântica, na sua versão «ortodoxa», ou qualquer das alternativas que lhe tem sido propostas, organiza e conceptualiza estes fenómenos. Mas seria injusto para o leitor com paciência suficiente para chegar até aqui, não lhe deixar algumas pistas que deem uma ideia do modo como esta teoria resolve estas aparentes contradições.

Do ponto de vista da teoria quântica o aspecto crucial é que os dispositivos experimentais que permitem a observação de inter-

ferências e a determinação do trajecto do fóton são mutuamente exclusivos. Isto é, a observação de um destes fenómenos preclude a observação do outro. Se detectarmos o fóton num dos braços do interferómetro esse caminho fica bloqueado e nesse caso, obviamente, não há interferências, não há dois feixes reunidos no segundo divisor de feixe. O leitor poderia pensar que existem maneiras de detectar o fóton sem o absorver; de facto há. Num artigo seguinte referiremos experiências (não com fótons) em que isso acontece. Mas é uma afirmação fundamental da teoria quântica que qualquer alteração do interferómetro que permita determinar o trajecto do fóton será também suficiente para fazer desaparecer o fenómeno de interferência. A mútua exclusividade entre dispositivos que revelam as interferências e determinam o trajecto do fóton verifica-se para qualquer tipo de montagem. Este é um aspecto que distingue de um modo essencial a Física Quântica da Clássica. A ideia que qualquer observação sobre um sistema pode, *em princípio*, ser feita sem qualquer alteração significativa do seu comportamento futuro, está tão entrosada nas concepções clássicas que estas teorias podem ser (e normalmente são) formuladas sem qualquer referência aos processos de observação.

Na Física Quântica isso não é mais possível. As teorias quânticas apenas fornecem previsões para situações de observação concretas e bem definidas. Ninguém o disse melhor que Niels Bohr [1]:

«As regards the specification of conditions for any well defined application of [quantum] formalism it is moreover essential that the *whole experimental arrangement* be taken into account» (sublinhado do próprio Bohr).

Qualquer modificação do dispositivo experimental de observação implica novas condições de aplicação do formalismo, isto é, novas previsões. No caso presente, para o interferómetro na configuração inicial, a Mecânica Quântica prevê as interferências. Mas não faz

qualquer afirmação sobre o trajecto dos fotões entre os dois divisores de feixe. Só é possível obter informação sobre esse aspecto modificado a configuração experimental. Mas nesse caso temos um novo conjunto de previsões, em particular, observações de anticorrelação de detecções simultâneas em caminhos distintos e desaparecimento de interferências. Assim os aspectos ondulatórios (interferências) e corpusculares (anticorrelação) do fóton não podem ser vistos como atributos do fóton em si, são inseparáveis do dispositivo experimental que permite a sua concretização. Ora estes dispositivos são mutuamente exclusivos. Estes dois comportamentos do fóton dizem-se (terminologia de Niels Bohr) complementares. Dando novamente a palavra a Bohr [8]:

«In fact it is only the mutual exclusion of any two experimental procedures, permitting the unambiguous definition of complementary physical quantities, which provides room for new physical laws, the coexistence of which might at first sight appear irreconcilable with the basic principles of science».

A seguinte questão pode ter-se insinuado na mente do leitor atento. E o funcionamento desses dispositivos experimentais não é ele próprio explicável pela Mecânica Quântica? Esta questão poderia conduzir-nos a águas muito profundas. Tão profundas de facto que

ninguém ainda sabe quanto. Uma excelente introdução a este problema pode ser encontrada na ref. [9].

REFERÊNCIAS

- [1] NIELS BOHR — «Atomic Physics and Human Knowledge» p. 32, John Wiley and Sons NY 1958 (reproduzido de «Albert Einstein: Philosopher-Scientist» The Library of Living Philosophers Inc, Evanston Illinois vol. 7, 1949).
- [2] P. GRANGIER, G. ROGER, A. ASPECT — *Europhysics Lett* p. 173 (1986).
- [3] Ver por exemplo — «College Physics-Physical Science Study Committee», Raytheon Education Company 1986.
- [4] R. MILLIKAN — «Nobel lectures in Physics» 1922-1941 Elsevier Publishing Company-Amsterdam 1956.
- [5] MANDEL L., DAVIS — «Coherence and Quantum Optics» pp. 115-118 eds. L. Mandel e E. Wolf, Plenum Press NY, 1973.
- [6] W. SLEICH, H. WALTHER — Actas do Simpósio Internacional «Foundations of Quantum Mechanics in the Light of New Technology» p. 25 ed. Physical Society of Japan 1987.
- [7] C. O. ALLEY, G. JAKUBOWICZ, W. C. WICKES — Ref. [6] p. 36.
- [8] NIELS BOHR — *Phy. Rev.* **48**, 696 (1935) (citação incluída na ref. [1]).
- [9] A. J. LEGGETT — «The Lesson of Quantum Theory» p. 35, eds. J. de Boer, E. Dal, O. Ulfbeck, Elsevier publishers B. V., 1986.

GAZETA DE FÍSICA

Publicidade

Tiragem actual — 2200

Periodicidade — trimestral

Leitores: professores e estudantes de Física (ensinos secundário e superior). investigadores, técnicos industriais

Preços por fascículo*:

Fracção de página	1/4	1/2	1/1
Preto e branco	6	10	20
Com cor adicional	7	12	24

* em contos; these costs also apply to foreign advertisers (1 conto = 1000 Esc.)

Assinatura anual: 20 % de desconto

Contactos telefónicos: SPF, Lisboa 773251 (Maria José Couceiro)
Porto 310290-21653 (Prof. J. M. Moreira)