



Universidade de Brasília

TIAGO CUNICO CAMARA

**A Interpretação de Copenhague e os
Estados Relativos de Hugh Everett III**

O problema do realismo científico

Brasília
2015

TIAGO CUNICO CAMARA

A Interpretação de Copenhague e os Estados Relativos de Hugh Everett III

O problema do realismo científico

Dissertação de Mestrado apresentada ao Programa de Pós-Graduação do Departamento de Filosofia da Universidade de Brasília como parte das exigências para a obtenção do título de Mestre em Filosofia.

ÁREA DE CONCENTRAÇÃO:

Filosofia

LINHA DE PESQUISA:

Filosofia da Ciência

ORIENTAÇÃO:

Prof. Dr. Samuel José Simon

Instituto de Ciências Humanas
Departamento de Filosofia

Brasília
2015

TIAGO CUNICO CAMARA

A Interpretação de Copenhague e os Estados Relativos de Hugh Everett III

O problema do realismo científico

Dissertação defendida no Programa de Pós-Graduação do Departamento de Filosofia da Universidade de Brasília para obtenção do título de Mestre em Filosofia.

Aprovado em: _____

Banca Examinadora

Prof. Dr. Samuel José Simon (Presidente da Banca)
Universidade de Brasília
Departamento de Filosofia

Prof. Dr. Osvaldo Pessoa Jr. (Examinador Externo)
Universidade de São Paulo
Departamento de Filosofia

Prof. Dr. Olavo Leopoldino da Silva Filho (Examinador interno)
Universidade de Brasília
Instituto de Física

Prof. Dr. Paulo César Coelho Abrantes (Suplente)
Universidade de Brasília
Departamento de Filosofia

Dedico esta dissertação aos três maiores amores de minha vida:

À minha mãe, Ângela Cunico, pelo exemplo de vida que é e pelo constante incentivo para que seguisse meus estudos;

Ao meu pai, Alexandre Camara, pela grande admiração que possuo e pelo grande esforço que fez em toda a vida para que nada faltasse a mim ou a meus irmãos;

À minha esposa, Carolina Borges, pela imensa paixão que sinto e pela simples sorte de ter encontrado alguém que tanto me completa e com a qual tanta sintonia possuo. Não poderia imaginar companheira melhor.

AGRADECIMENTOS

Ao Prof. Dr. Samuel Simon, pela orientação na elaboração da presente dissertação e pela amizade desenvolvida nos últimos anos – obrigado pela paciência e pelas nossas sempre agradáveis conversas.

Aos Profs. Drs. Olavo Leopoldino e Antony Polito, pelas valiosas contribuições apontadas durante a qualificação.

À Agência Nacional de Aviação Civil – ANAC, pelo incentivo oferecido para a realização da presente dissertação por meio da aprovação do pedido de licença para capacitação.

A Francisco Biato, companheiro de minha mãe, por ser ao longo de tanto anos um exemplo no que tange à reflexão e ao debate das mais diversas ideias.

Ao restante de minha família – especialmente a meus irmãos João, Maria Luiza e Alexandre, a minhas avós Vanda e Carmem, a meu avô Bruno e a minha tia Regina – que, presentes em corpo ou espírito, constituem referência indelével em minha vida.

Aos amigos Ana Carolina Motta, Ana Paula Canizares, Aginaldo Andrade, Diana Neves, Eliana Linhares, Fernando Sette Brüggemann, Gustavo Dias, Keoma Cherulli, Luis Cláudio Galvão, Márcio Souto, Paula Shimabuko, Rafael Fontenele, Rafael Lignani, Rodrigo Lofrano, Thiago Alexandre Melo, Vitor Ramos e tantos outros com quem partilhei longas conversas sobre a Mecânica Quântica. As melhores ideias costumam surgir apenas do diálogo vivo em boa companhia.

Finalmente, um especial agradecimento a Paula Magalhães, por sempre ter incentivado o desenvolvimento deste trabalho. Sem seu apoio e compreensão, dificilmente este projeto teria sido possível.

“É a teoria que decide o que podemos observar”.

Albert Einstein

RESUMO

O presente trabalho tem como objetivo explorar o tipo de realismo prevalecente na interpretação mais usualmente adotada para a Mecânica Quântica, qual seja, a Interpretação de Copenhague, e demonstrar que sua adoção não decorre do formalismo matemático tradicional da teoria, mas sim de uma deliberada escolha de posição filosófica, havendo ao menos uma família de interpretações alternativas baseadas em uma pura mecânica ondulatória. Estuda-se pormenorizadamente a Interpretação dos Estados Relativos de Everett e, menos detidamente, a Interpretação dos Muitos-Mundos de DeWitt–Graham.

Palavras-chave: Interpretação de Copenhague, Interpretação dos Estados Relativos, Interpretação dos Muitos-Mundos, problema da medida, superposição de estados, complementaridade, Hugh Everett III, DeWitt–Graham.

ABSTRACT

The objective of the present work is exploring the kind of realism prevailing in the most usual interpretation adopted for Quantum Mechanics, that is, the Copenhagen Interpretation, and demonstrating that its adoption doesn't follow from the traditional mathematical formalism of the theory, but from a deliberate choice of philosophical stance, since there is at least one family of alternative interpretations based on a pure wave mechanics. Everett's Relative States Interpretation is studied in detail and, less so, DeWitt-Graham's Many-Worlds Interpretation.

Keywords: Copenhagen Interpretation, Relative States Interpretation, Many-Worlds Interpretation, measurement problem, superposition of states, complementarity, Hugh Everett III, DeWitt-Graham.

SUMÁRIO

INTRODUÇÃO _____ 10

CAPÍTULO 1: AS ORIGENS DA FÍSICA QUÂNTICA – MODELOS EXPLICATIVOS ESPAÇO-TEMPORAIS CAUSAIS

1.1 A RADIAÇÃO DO CORPO NEGRO E O NASCIMENTO DO *QUANTUM* DE ENERGIA _____ 15

1.2 O EFEITO FOTOELÉTRICO E O *QUANTUM* DE RADIAÇÃO _____ 19

1.3 O EFEITO COMPTON: A CONFIRMAÇÃO FINAL DA NATUREZA CORPUSCULAR DA LUZ _____ 27

1.4 DE BROGLIE E A NATUREZA ONDULATÓRIA DA MATÉRIA _____ 32

1.5 A DUALIDADE ONDA/PARTÍCULA E O EXPERIMENTO DA DUPLA FENDA _____ 36

CAPÍTULO 2: O DESENVOLVIMENTO DA ORTODOXIA QUÂNTICA E A INTERPRETAÇÃO DE COPENHAGUE – O ABANDONO DOS MODELOS EXPLICATIVOS ESPAÇO-TEMPORAIS CAUSAIS E SUAS CONSEQUÊNCIAS

2.1 O SURGIMENTO DA MECÂNICA MATRICIAL DE HEISENBERG E DA MECÂNICA ONDULATÓRIA DE SCHRÖDINGER _____ 42

2.2 A AXIOMATIZAÇÃO DA MECÂNICA QUÂNTICA POR MEIO DO __FORMALISMO DE DIRAC-VON NEUMANN _____ 47

2.3 O PROBLEMA DA SUPERPOSIÇÃO DE ESTADOS E A INTERPRETAÇÃO _____ E BORN _____ 53

2.4 AS RELAÇÕES DE INCERTEZA DE HEISENBERG _____ 61

2.5 O PROBLEMA DA MEDIDA: O COLAPSO DA FUNÇÃO DE ONDA _____	70
2.6 O PRINCÍPIO DE COMPLEMENTARIDADE: COPENHAGUE, GATOS _____ SCHRÖDINGER E AMIGOS DE WIGNER _____	72
CAPÍTULO 3: A INTERPRETAÇÃO DOS ESTADOS RELATIVOS DE EVERETT	
3.1 INTRODUÇÃO _____	92
3.2 A INTERPRETAÇÃO DOS ESTADOS RELATIVOS _____	95
3.3 ALGUNS PROBLEMAS DA INTERPRETAÇÃO DOS ESTADOS RELATIVOS _____	111
3.3.1 <i>A Interpretação dos Estados Relativos implica que estamos equivocados acerca de nossas próprias experiências subjetivas</i> _____	112
3.3.2 <i>A Interpretação dos Estados Relativos não é uma teoria “empiricamente coerente”</i> _____	114
3.3.3 <i>A Interpretação dos Estados Relativos não consegue explicar como podemos sequer estar em uma posição de fazermos observações</i> _____	115
3.3.4 <i>Alguns comentários finais</i> _____	117
3.4 UMA REVISÃO DA INTERPRETAÇÃO DOS ESTADOS RELATIVOS: A INTERPRETAÇÃO DOS MUITOS-MUNDOS DE DEWITT–GRAHAM _____	120
CONCLUSÃO _____	125
APÊNDICE: DESENVOLVIMENTOS DA TEORIA ATÔMICA _____	131
BIBLIOGRAFIA _____	143

INTRODUÇÃO

Desde 1900, numerosas foram as tentativas de interpretar as observações experimentais dos fenômenos quânticos à luz de alguma teoria física. Alguns modelos matemáticos foram desenvolvidos ao longo das duas primeiras décadas do século XX, mas somente em 1925 um formalismo matemático minimamente satisfatório foi obtido. Tal formalismo, conhecido como Mecânica Quântica Matricial, era, entretanto, altamente abstrato e, tal qual a rica história de experimentos e descobertas que o precederam nos vinte anos anteriores, necessitava ser grandemente interpretado para ser plenamente compreendido.

Pode-se dizer que até o advento da Mecânica Quântica Matricial, a busca por um formalismo matemático referente aos fenômenos quânticos sempre esteve vinculada a uma tradição de pesquisa científica nos legada, pelo menos, desde os tempos de Newton. Por essa tradição, o formalismo matemático procurado não deveria ser capaz apenas de nos fornecer poder preditivo para nossas observações, i.e., nos dotar da capacidade de antecipar os resultados futuros de nossas medições, mas também ser hábil em *explicar* aquilo que observamos em termos de um *mecanismo* facilmente visualizável. Tal mecanismo nada mais é que uma *imagem mental* daquilo que, supostamente, de modo subjacente, é responsável pelas nossas observações.

Mais especificamente, sendo uma *imagem*, tal mecanismo constitui um *modelo explicativo espaço-temporal causal* para o fenômeno. É espaço-temporal porque as partes do modelo são sempre visualizadas no espaço-tempo, ainda que não sejam necessariamente *materiais* (caso, por exemplo, das linhas de força próprias dos modelos clássicos para o eletromagnetismo). E é causal porque imaginamos que as observações em questão são, em princípio, *necessariamente inferidas* da articulação dentre as partes do modelo e de suas características individuais, tal qual o movimento dos ponteiros de um relógio é decorrente do movimento interno de suas engrenagens.

Historicamente, em Ciência, se um modelo explicativo espaço-temporal causal é satisfatoriamente encontrado para um dado fenômeno, a teoria associada a sua criação passa a ser, usualmente, considerada como *verdadeira*. Ademais, as entidades representadas pela teoria como elementos formadores do modelo são, frequentemente, consideradas como sendo *objetivamente existentes* e, portanto, *reais* – sendo que, por *reais*, pretendemos que o estatuto

ontológico de tais entidades seja independente de qualquer conhecimento que tenhamos a seu respeito¹.

Tal atitude histórica é o que se define por *realismo científico*. Quando aplicado a entidades *inobserváveis*², isso significa a crença de que existem coisas (átomos, elétrons, ondas eletromagnéticas, genes, etc.) que, embora não sejam acessíveis diretamente aos nossos sentidos, são, não obstante, tão reais quanto aquilo posto diante de nossos olhos. Quando referente a teorias, trata-se da crença de que as mesmas são *verdadeiras* – e não meramente úteis ou empiricamente adequadas.

Como bem ressalta Hacking (2012), a crença na realidade de uma determinada entidade não implica em acreditar que uma teoria em particular que a utilize esteja correta, ou vice-versa. De fato, veremos nesse trabalho que, ainda que a Mecânica Quântica tenha sido, após o advento da Mecânica Matricial, frequentemente encarada sob um viés instrumentalista (segundo o qual nenhum comprometimento acerca da veracidade da teoria é necessário), não há registro dentre os pais fundadores da Física Quântica de alguém que desacreditasse na existência do elétron ou do átomo. Todos os físicos são, afinal, realistas de entidades – se não no discurso, ao menos na sua *práxis* cotidiana. Ou seja, o ceticismo quanto à existência dos inobserváveis postulados pela Ciência diz mais respeito aos filósofos do que aos cientistas, ao menos em se tratando de teorias amplamente aceitas pelas comunidade científica.

Não obstante, ser realista em relação a uma determinada teoria significa, por vezes, submeter-se a questionamentos acalorados. No caso da Mecânica Quântica, diversas interpretações realistas e idealistas surgiram entre 1900 e 1932 (ou mesmo em anos posteriores). Com o advento da Mecânica Matricial em 1925, contudo, e especialmente após a enunciação do Princípio de Complementaridade de Bohr em 1927, uma nova ortodoxia se

¹ Assim, por essa definição, não faz sentido falarmos de uma realidade externa ao sujeito (objetiva) mas dependente de seus estados internos (subjetivos). Tal atitude, cremos, identificar-se-ia mais com o idealismo, abordagem filosófica que não vindicamos para a teoria quântica – ainda que façamos referência a ela em alguns momentos nesta dissertação.

² Nesta dissertação, empregaremos, de modo em geral, o termo *inobservável* segundo o uso já consagrado em Filosofia da Ciência, qual seja, como uma forma de denotar aquelas entidades que, hipoteticamente, são dotadas de existência independentemente do estatuto epistemológico de qualquer sujeito, muito embora não possam ser observadas pelos sentidos possuídos, normalmente, por qualquer ser humano desprovido do auxílio de instrumentação. Ou seja, devemos estar cientes de que, segundo nossa definição, *inobservável* é um termo não-circunstancial, não havendo de se falar em uma fronteira móvel entre entidades observáveis e inobserváveis dependente de nosso progresso tecnológico. Assim, por exemplo, uma célula é um inobservável, por mais que consigamos visualizá-la ao microscópio. E um pássaro é um observável, por mais que esteja longe da vista de todos em determinado momento. Cientes de que para muitos tal distinção é ingênua – especialmente para o realista científico de entidades ou, ainda, para o epistemólogo que se recusa em referenciar uma noção de verdade a critérios antropocêntricos –, justificamos a adoção de tal definição pelo fato de a mesma se prestar muito bem para diferenciar pontos de vista realistas e antirrealistas em Ciência, uma vez que é central na discussão entre essas duas correntes filosóficas a definição precisa do que seria uma observação desprovida de qualquer teorização.

consolidou na comunidade acadêmica – trata-se da Escola de Copenhague. Por esta concepção ortodoxa, ainda que não possamos dizer que uma atitude antirrealista tenha sido rigorosamente adotada com relação à Mecânica Quântica, podemos afirmar que o tipo de realismo almejado mudou radicalmente – de fato, houve a renúncia da tese de que uma teoria quântica deve prover modelos explicativo espaço-temporais causais para os fenômenos.

Essa dissertação é, antes de tudo, um trabalho de crítica teórica. Nosso principal objetivo é demonstrar que o abandono *do tipo* de realismo de teorias esposado pela Escola de Copenhague se deu por uma tomada de posição discricionária por parte da comunidade científica, sendo de modo algum algo decorrente de uma imposição das observações. Não iremos, entretanto, tentar encontrar as razões fatídicas pelas quais a mais adotada interpretação da Física Quântica, a Interpretação de Copenhague, acabou por ganhar primazia sobre todas as outras – tarefa mais afeita à sociologia e à história da ciência do que a uma dissertação de filosofia, dada a necessária consideração das várias contingências históricas envolvidas no processo de produção do conhecimento. Para o interessado nesses assuntos, recomenda-se Cushing (1994). Iremos, isso sim, apontar que não há uma *necessidade* teórica para supor que a Interpretação de Copenhague seja a palavra final no que concerne a como devemos encarar os fenômenos quânticos.

O primeiro ataque à atual ortodoxia virá no Capítulo 1, quando apontamentos históricos ligados ao nascimento da teoria quântica indicarão como físicos de grande renome, tais como Planck, Einstein, de Broglie, Schrödinger, Rutherford e mesmo, nas duas primeiras décadas do século XX, Bohr, buscaram em suas pesquisas desenvolver modelos explicativos espaço-temporais causais para os fenômenos – o contrário, portanto, do que a ortodoxia atual busca. Veremos, com Planck em particular, como a teoria quântica surgiu a partir da busca inexorável por tais modelos.

O Capítulo 2 encerra o segundo ataque à ortodoxia vigente. Para tanto, demonstraremos historicamente os desenvolvimentos teóricos que levaram à Interpretação de Copenhague, inclusive apresentando o formalismo matemático por ela utilizado. Então, exporemos, principalmente quando tratarmos do Princípio de Complementaridade, todas as inesperadas consequências de tal interpretação – o abandono de modelos explicativos espaço-temporais causais para os fenômenos quânticos, a não aplicabilidade do Princípio Lógico do Terceiro Excluído e a impossibilidade, por princípio, de se aplicar o formalismo quântico a sistemas macroscópicos. Note, com isso, que não estamos aqui dizendo que Copenhague esteja

necessariamente errada – nem essa seria nossa pretensão. O objetivo é simplesmente advertir que aderir aos pressupostos teóricos da ortodoxia significa também assumir determinados compromissos pouco evidentes e por vezes sumariamente negligenciados.

Finalmente, o Capítulo 3 apresentará duas alternativas à ortodoxia – alternativas essas já antigas, do início da década de 1950 e da década de 1970, que podem se prestar à busca pelos tipos de modelos explicativos tradicionalmente presentes em Física desde a Revolução Científica até o início do século XX. Trata-se da Interpretação dos Estados Relativos de Everett e de seu desenvolvimento mais imediato, a Interpretação dos Muitos-Mundos de DeWitt–Graham. Tais interpretações possuem, tal qual Copenhague, uma série de consequências pouco familiares e, talvez, desagradáveis – sintoma de que não há posição barata a ser tomada em se tratando de Mecânica Quântica. Os custos serão sempre, ao final, altos. Assim, não queremos aqui tampouco advogar a favor de tais interpretações – queremos simplesmente demonstrar que existem alternativas à Copenhague e examinarmos detidamente as consequências de tais propostas heterodoxas.

Se acabamos por, *implicitamente*, defender alguma coisa neste trabalho, isso diz respeito ao nosso comprometimento de que ao menos algumas entidades inobserváveis postuladas pela Física são objetivamente reais e que nossas teorias que as utilizam devem ser capazes de fornecer um modelo explicativo espaço-temporal causal para os fenômenos a elas ligados – ainda que, talvez, tenhamos de rever nossas noções de localidade, temporalidade ou causalidade, como recentes avanços experimentais em entrelaçamento quântico parecem apontar.

Frisamos o termo “*implicitamente*” acima porque, muito embora estejamos aqui a revelar nossas crenças filosóficas de fundo, não pretendemos assiduamente convencer ninguém a seguir nossa visão realista – a qual, contudo, inevitavelmente se encontrará nas entrelinhas do texto. Damo-nos, pelo contrário, por satisfeitos ao demonstrar que existem alternativas à ortodoxia vigente e que devemos estar consciente de todas as consequências relacionadas a uma tomada de posição teórica, seja ela qual for. Ou seja, nesta dissertação, não procuraremos apresentar razões definitivas para se adotar uma postura realista geral em ciência (muito menos uma que envolva o tipo específico de realismo que aqui declaramos esposar). Se o intuito fosse esse, a discussão deveria ser mais geral, não necessariamente referenciando-se à Mecânica Quântica.

Quanto à escolha das Interpretações de Everett e de DeWitt–Graham como contraexemplos a Copenhague, essa se deu por duas razões: (i) são interpretações realistas que *podem nos levar* aos modelos físicos defendidos nesta Introdução; (ii) são interpretações do mesmo formalismo matemático utilizado pela Interpretação de Copenhague, sem qualquer postulado diverso ou adicional (de fato, ambas partem de um conjunto de postulados reduzido em relação àquele elaborado por Dirac e von Neumann e utilizado pela ortodoxia). Portanto, (i) nos fez excluir interpretações idealistas da Mecânica Quântica e (ii) nos fez desconsiderar a Interpretação de de Broglie – Bohm, outras teorias de variáveis ocultas e alternativas diversas que, fundamentalmente, requerem modificações matemáticas do formalismo ortodoxo.

Com nossas escolhas, não queremos desmerecer as demais interpretações ou considerá-las inferiores a Everett enquanto alternativas plausíveis. Contudo, para nossos propósitos, julgamos que, pelo fato de a Interpretação dos Estados Relativos e da Interpretação dos Muitos-Mundos permitirem avaliarmos sob um viés totalmente diferente o mesmo formalismo matemático utilizado por Copenhague, as mesmas se mostraram mais atrativas para serem utilizadas como contraexemplos, ao mesmo tempo em que se mostraram adequadas para o desenvolvimento do tipo de realismo científico de teorias preferido pelo autor.

CAPÍTULO 1: AS ORIGENS DA FÍSICA QUÂNTICA – MODELOS EXPLICATIVOS ESPAÇO-TEMPORAIS CAUSAIS

1.1 A RADIAÇÃO DO CORPO NEGRO E O NASCIMENTO DO *QUANTUM* DE ENERGIA

Podemos dizer que a Física Quântica inicia-se com a apresentação, por Max Planck, de seu artigo “Sobre a Teoria da Lei de Distribuição de Energia do Espectro Normal” (PLANCK, 1900, apud. JAMMER, 1966, p. 22), em uma reunião da Sociedade Alemã de Física realizada em 14 de dezembro de 1900. Tal trabalho forneceu, pela primeira vez, um modelo explicativo para todo o espectro eletromagnético da radiação emitida por um corpo negro – tendo, contudo, para lograr tal êxito, que postular uma hipótese inédita na Física, que viria a ser a semente de uma verdadeira revolução científica a se desenvolver vigorosamente nas três décadas seguintes e que, até hoje, em certo sentido, ainda não se esgotou.

Um *corpo negro*³ é definido como um corpo cuja superfície absorve toda a radiação eletromagnética nele incidente. Trata-se, rigorosamente, de uma idealização – contudo, é possível experimentalmente se aproximar muito desse modelo teórico, bastando para isso considerar uma pequena abertura em uma dada cavidade. Toda a radiação incidente a adentrará e, após sofrer múltiplas reflexões internas, poderá se considerar que foi completamente absorvida, não sendo refletida de volta ao ambiente externo de onde se originou.

Todos os corpos emitem radiação em função da temperatura em que se encontram, e um corpo negro não é exceção. Usualmente, o espectro desta radiação (ou seja, a distribuição da radiação espectral⁴ em função de sua frequência ou de seu comprimento de onda) dependerá da composição do corpo em questão. O motivo da importância do corpo negro para a Física, portanto, é justamente esse: empiricamente, verifica-se que o espectro de sua radiação (também chamada de radiação de cavidade, pelos motivos descritos no parágrafo precedente) independe de sua composição material, sendo uma função tão somente de sua temperatura – trata-se, portanto, de um fenômeno de caráter universal. Tal fato da experiência pôde ser explicado em

³ O primeiro uso técnico de tal termo pode ser atribuído a Kirchhoff em seu artigo “Über das Verhältnis zwischen dem Emissionsvermögen und dem Absorptionsvermögen der Körper für Wärme und Licht”, Poggendorffs Annalen der Physik 109, p. 275-301, 1860. Vide Jammer (1966, pp. 3,4).

⁴ A quantidade de energia radiante em determinado intervalo de frequência emitida por unidade de tempo, por unidade de área.

termos de argumentos clássicos que envolviam o equilíbrio termodinâmico⁵. Uma explicação satisfatória para a forma precisa da distribuição do espectro eletromagnético, contudo, se provou muito mais difícil de se obter, como se verá a seguir.

Após a segunda metade do século XIX e, principalmente, em sua última década e nos primeiros anos do século XX, o estudo das propriedades da radiação de cavidade envolvia uma considerável parcela da comunidade científica: Boltzmann, Christiansen, Kirchhoff, Lummer, Mendenhall, V. A. Michelson, Paschen, Planck, Pringsheim, Rayleigh, Saunders, Stefan, Tyndall, Wien e Wüllner são apenas alguns dos integrantes de um notável time de físicos teóricos e experimentais envolvidos no programa de elucidar o espectro da radiação emitida por um corpo negro. O desenvolvimento histórico deste fascinante projeto pode ser encontrado em Jammer (1966, pp. 1-61).

A situação, resumidamente, até dezembro de 1900, era como se segue. Em 1896⁶, W. Wien desenvolvera, a partir de um modelo atômico clássico para a composição de um sólido cujas partículas obedeceriam a uma Distribuição de Maxwell-Boltzmann, uma equação que descrevia com sucesso o espectro da radiação de cavidade até então conhecido (basicamente, a radiação na faixa do visível, o que só pode ser obtido para sólidos a altíssimas temperaturas, por volta dos 4000°C). Contudo, essa feliz situação não perdurou por muito tempo, dado que, ainda antes de 1900, medições mais precisas efetuadas por Lummer e Pringsheim⁷ demonstraram que a assim chamada Lei de Distribuição de Wien não era fidedigna com as observações feitas para altos comprimentos de onda, na faixa do infravermelho, quando o corpo negro encontra-se a temperaturas mais baixas.

Pouco tempo depois, em junho de 1900, Lorde Rayleigh publicou um artigo⁸ demonstrando que, caso o Teorema da Equipartição da Energia fosse aplicado a vibrações eletromagnéticas da radiação de cavidade, o resultado seria uma fórmula radicalmente diferente daquela encontrada por Wien. Tal fórmula passou a se chamar Lei de Distribuição de Rayleigh⁹.

⁵ Trata-se da famosa Lei de Kirchhoff da Radiação Térmica, enunciada pela primeira vez na Academia de Berlim em 1859 por meio do artigo “Über den Zusammenhang zwischen Emission und Absorption von Licht und Wärme”, Gustav Robert Kirchhoff, Monatsberichte der Akademie der Wissenschaften zu Berlin 1859 (December), pp. 783-787. Vide Jammer (1966, pp. 2, 3).

⁶ “Über die Energievertheilung im Emissionsspectrum eines schwarzen Körpers”, Wiedemannsche Annalen der Physik 58, 662-669, 1896. Vide Jammer (1966, p. 9).

⁷ “Über die Strahlung des schwarzen Körpers für langen Wellen”, Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft 2, 163-180, 1900. Vide Jammer (1966, p. 16).

⁸ “Remarks upon the law of complete radiation”, Philosophical Magazine 49, 539-540, 1900. Vide Jammer (1966, p. 16).

⁹ Mais conhecida como Lei de Rayleigh-Jeans, devido a uma pequena correção feita por J. H. Jeans em 1905 na equação original de Lorde Rayleigh. Vide Jammer (1966, p. 9).

Agora, se por um lado é verdade que aquele teorema de equipartição oriundo da Física Estatística, à época, era bastante questionado, por outro é certo que a equação encontrada por Rayleigh reproduzia fidedignamente o espectro eletromagnético da radiação de cavidade para baixas frequências (e, portanto, para altos comprimentos de onda) – justamente quando a Lei de Wien o falhava. A Lei de Rayleigh, contudo, tinha o problema adicional de que, ao se caminhar na direção das frequências mais altas no espectro eletromagnético, previa que a intensidade da radiação emitida tenderia ao infinito – algo evidentemente impossível. Tal situação passou a ser conhecida como a *catástrofe do ultravioleta* (pelo fato de, em relação à faixa do visível, o ultravioleta representar uma radiação de maior frequência).

Tinha-se, portanto, em meados do ano de 1900, duas teorias desenvolvidas a partir de modelos da Física Clássica, cujas previsões coadunavam-se com os dados experimentais apenas para determinadas faixas distintas (e opostas) do espectro eletromagnético. É aqui que entra, então, mais significativamente que em outros momentos, o trabalho de Max Planck.

Em uma série de artigos¹⁰ publicados entre 1897 e 1899, Planck já havia demonstrado a Lei de Distribuição de Wien. Dadas as já mencionadas observações de Lummer e Pringsheim, porém, seu interesse sobre a radiação do corpo negro se renovara. Pouco depois, com o advento da Lei de Rayleigh e dos trabalhos experimentais de Rubens e Kurlbaum¹¹ que lhe creditavam consonância com as observações para altos comprimentos de onda, tornou-se imperativo para Planck encontrar uma única fórmula que representasse fidedignamente todo o espectro da radiação de cavidade.

Tal fórmula foi apresentada à comunidade científica em 19 de outubro de 1900¹², passando-se a ser conhecida como Lei de Distribuição de Plack. Tratava-se de uma equação empírica, desenvolvida de modo a ajustar-se à Lei de Wien para altas frequências e à Lei de Rayleigh para altos comprimentos de onda. Após a sua apresentação em outubro, porém, Planck não se deu por satisfeito e passou a procurar um modelo físico que a justificasse.

Em 14 de dezembro de 1900, uma data comumente considerada como o nascimento da Física Quântica, durante uma reunião da Sociedade Alemã de Física, Max Planck leu seu

¹⁰ “Über irreversible Strahlungsvorgänge”, Berliner Berichte: 1ª comunicação em 4 de fevereiro de 1897, pp. 57-68; 2ª comunicação em 8 de julho de 1897, pp. 715-717; 3ª comunicação em 16 de dezembro de 1897, pp. 1121-1145; 4ª comunicação em 7 de julho de 1898, pp. 449-476; 5ª comunicação em 8 de maio de 1899, pp. 440-480. Vide Jammer (1966, p. 10).

¹¹ Para uma publicação um pouco tardia de seus achados, ver “Anwendung der Methode der Reststrahlen zur Prüfung des Strahlungsgesetzes”, Annalen der Physik 4, 649-666, 1901. Vide Jammer (1966, p. 17).

¹² “Über eine Verbesserung der Wienschen Spektralgleichung”, Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft 2, 202-204 (1900). O artigo foi lido na Sociedade Alemã de Física em 19 de outubro de 1900: Physikalische Abhandlungen und Vorträge, vol. 1, pp. 687-689. Vide Jammer (1966, p. 19).

famoso artigo “Sobre a teoria da lei de distribuição de energia do espectro normal”¹³ (PLANCK, 1900, apud. JAMMER, 1966, p. 22). O modelo físico postulado que possibilitava derivar a fórmula apresentada em outubro daquele mesmo ano baseava-se, surpreendentemente, em uma hipótese inédita: a energia dos osciladores¹⁴ que compõem o corpo negro só poderia assumir determinados valores discretos, múltiplos inteiros de uma dada quantidade de energia mínima. Diz-se, portanto, que a energia desses osciladores é *quantizada* – *quantum*, em latim, significa “quantidade”, no sentido de algo com um valor bem definido.

Assim, se chamarmos de ε a energia irradiada por um dado oscilador na forma de radiação eletromagnética de frequência ν (a mesma frequência de movimento do oscilador), poderemos escrever que $\varepsilon = n\Delta\varepsilon$, onde n é um número inteiro positivo diferente de zero e $\Delta\varepsilon$ o *quantum* de energia mínima. Por sua vez, a relação entre $\Delta\varepsilon$ e ν , conforme postulado por Planck, é dada por $\Delta\varepsilon = h\nu$, de modo que $\varepsilon = nh\nu$, onde h é uma constante de proporcionalidade que relaciona a frequência de oscilação de um oscilador que compõe um corpo negro à sua energia mínima – também denominada de constante de Planck. Seu valor é de $6,63 \times 10^{-34}$ joule-segundo (as mesmas unidades dimensionais daquilo que em Física denomina-se *ação*, motivo pelo qual h comumente é chamado de *quantum de ação*).

Importante observar, pelo exposto, que a Lei de Distribuição de Planck surgiu em outubro de 1900, sem qualquer referência a uma física que a justificasse. Por que, então, Max Planck se submeteu logo a seguir ao que seria, parafraseando suas palavras, “as semanas de trabalho mais extenuantes de minha vida, após as quais a escuridão se levantou e uma paisagem inesperada começou a descortinar”¹⁵? Segundo o próprio Planck, isso seria para tentar mudar o status de sua lei de distribuição de um “fortuito palpite” (“eine glücklich erratene Interpolationsformel”) para um “enunciado de real significância física”¹⁶. Ou seja: ao contrário do que frequentemente costuma ser apontado como uma característica marcante do pensamento

¹³ Max Planck recebeu o Prêmio Nobel em 1918, “em reconhecimento aos serviços que prestou para o progresso da Física por sua descoberta dos quanta de energia” – vide endereço eletrônico http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/.

¹⁴ Dar-se-á preferência, no presente contexto, ao termo *oscilador* (e não átomo, elétron, etc.) pelo fato de que, à época, a estrutura atômica ser muito pouco conhecida, bem como ser irrelevante qualquer hipótese adicional sobre a constituição da matéria do corpo negro no contexto do modelo de Planck, além daquela de que o mesmo é composto por cargas elétricas pontuais oscilantes em torno de alguma posição de equilíbrio.

¹⁵ “Die Entstehung und bisherige Entwicklung der Quantentheorie”, Nobel Prize Lecture, realizada para a Academia real Sueca em 2 de junho de 1920, em Estocolmo – *Physikalische Abhandlungen und Vorträge*, vol. 3, pp. 121-134. Vide Jammer (1966, p. 21).

¹⁶ “Über eine Verbesserung der Wienschen Spektralgleichung”, *Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft* 2, 202-204 (1900). *Physikalische Abhandlungen und Vorträge*, vol. 1, pp. 687-689. Vide Jammer (1966, p.19).

dominante da Mecânica Quântica – aquilo que passou a se chamar de Interpretação de Copenhague –, o nascimento da nova física dos *quanta* esteve ligado não a uma perspectiva empirista da ciência, mas sim a alguma noção de realismo científico.

Tivesse Planck compartilhado a crença de que o objetivo último da ciência seria a obtenção de uma teoria capaz de prever os dados da experiência, independentemente de considerações sobre o status epistemológico e ontológico dos conceitos que emprega em seu bojo, provavelmente ele nunca teria motivação para seguir adiante tentando encontrar um modelo físico que possibilitasse dar uma “real significância física” para sua lei de distribuição – que afinal, já se encontrava pronta, praticamente igual à expressão final de dezembro de 1900, à exceção de constantes a serem ainda determinadas. Sem esse trabalho adicional, por sua vez, Planck nunca teria postulado a quantização da energia. E como esta hipótese, como veremos ao longo deste capítulo, ainda antes de 1930, passou a ser utilizada para explicar uma ampla gama de fenômenos físicos em nada relacionados ao problema do corpo negro, é legítimo questionar se uma teoria de aplicação tão abrangente quanto a Mecânica Quântica poderia ser desenvolvida no seio de um pensamento filosófico empirista excessivamente pragmático, onde explicações sobre as causas últimas dos fenômenos (de regra, causas não acessíveis aos nossos sentidos) são vistas como supérfluas frente ao poder preditivo das teorias.

1.2 O EFEITO FOTOELÉTRICO E O *QUANTUM* DE RADIAÇÃO

A hipótese dos *quanta* começou, portanto, sendo aplicada às possíveis emissões de energia dos osciladores que compõem um corpo negro. Ela provou, em pouco tempo, ser uma suposição extremamente útil acerca do comportamento dos constituintes da matéria – a saber, que os osciladores que a compõem só poderiam vibrar em determinadas frequências bem definidas, em razão de algum motivo ainda a ser desvendado. Dessa maneira, pode-se dizer que os *quanta*, inicialmente, deram a promessa de um programa de pesquisa altamente delimitado, na tentativa de entender os mecanismos da matéria causadores de tais restrições aos movimentos de seus constituintes.

Não obstante, tivesse o estado de coisas permanecido apenas como o descrito por ora, ter-se-ia, na terminologia kuhniiana, tão somente a inauguração de um profícuo programa de ciência normal de física clássica, mas nada comparável a uma ampla *revolução científica*. Primeiro, o objeto de estudo, altamente restrito (a saber, fenômenos microscópicos oscilantes), não teria o condão de provocar mudanças em outras áreas da Física, tampouco o que dizer

acerca de fenômenos não periódicos. Segundo, e mais importante, não se estaria a introduzir na ciência nenhum *princípio* verdadeiramente novo, nenhuma hipótese que acrescentasse algo ou que vindicasse modificar minimamente os fundamentos do conhecimento até então aceito. Para Planck, a quantização dos osciladores era meramente um modelo mecânico do comportamento da matéria – ela não ia de encontro às leis do movimento e do eletromagnetismo. Simplesmente, supunha-se que, por mecanismos internos ainda ocultos, os osciladores que compõem a matéria do corpo negro não poderiam vibrar em quaisquer frequências classicamente permissíveis.

Quem que alterou esse cenário, introduzindo a hipótese do *quantum* a fenômenos em nada relacionados a osciladores, bem como impondo uma reflexão sobre os fundamentos do conhecimento então vigente, foi Albert Einstein. O contexto se deu na explicação do *efeito fotoelétrico*, apresentada pela primeira vez em 1905 por meio do artigo “Sobre uma perspectiva heurística concernente à produção e transformação da luz”¹⁷ (EINSTEIN, 1905, p.132-148, apud. JAMMER, 1966, p. 28). Toda esta presente seção objetiva ser uma explanação do fenômeno e uma averiguação de como Einstein encarava realisticamente à época, tal qual Planck, o desenvolvimento da Ciência – fato esquecido ou ignorado após a década de 1930 pela ortodoxia de Copenhague.

A partir de 1886, por meio de variados experimentos, Heinrich Hertz demonstrou a existência de ondas eletromagnéticas, tal qual Maxwell previra, confirmando, assim, a teoria ondulatória eletromagnética da luz. Surpreendentemente, contudo, conforme nota Jammer:

A mesma série de experimentos, entretanto, que tão brilhantemente confirmou a teoria eletromagnética da luz – paradoxalmente o quanto pareça –, também produziu a primeira evidência em direção a sua refutação. Pois foi ao longo destas investigações que Hertz descobriu, ao menos tão cedo quanto 1887, que a extensão da faísca [spark] induzida no circuito secundário era grandemente reduzida quando a separação da faísca [spark gap] era protegida da luz da faísca do circuito primário, e “que a luz ultravioleta tem o poder de aumentar a separação da faísca da descarga de um indutor e de descargas relacionadas”¹⁸ (HERTZ H., 1887 apud JAMMER, 1966, p. 33).

¹⁷ Do original: “Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt”.

¹⁸ HERTZ H., “Über einen Einfluß des ultravioletten Lichtes auf die electrische Entladung”, Wiedemannsche Annalen der Physik 31, pp. 982 – 1000, 1887.

Os anos de 1888 a 1904 foram profícuos na averiguação experimental do fenômeno. Conforme aponta Jammer (1966, pp. 33-36), cientistas como Arrhenius, Ebert, Elster, Geitel, Hallwachs, Ladenburg, Lenard, Rutherford, Schuster, Stoletow, Thomson e Wiedmann descobriram que: (i) a radiação proveniente de um arco elétrico descarrega um eletrodo negativo sem afetar o positivo; (ii) em qualquer material, a descarga emitida em razão da incidência de radiação é composta de cargas negativas (de fato, como J. J. Thomson sugeriu, e Lenard posteriormente confirmou, tais descargas seriam formadas pelas mesmas partículas presentes nos raios catódicos em um tubo Geissler, i.e., por *elétrons*¹⁹); (iii) nos metais em geral, o efeito fotoelétrico não é significativamente afetado por um aumento de temperatura; (iv) mesmo placas isolantes, eletricamente neutras, se devidamente irradiadas, emitem descargas elétricas; (v) existe, para cada material, uma *frequência de corte*, abaixo da qual a radiação incidente é incapaz de provocar uma corrente fotoelétrica, independentemente de sua intensidade; (vi) atingida a frequência de corte, verifica-se que a intensidade da descarga criada é diretamente proporcional à intensidade da radiação incidente; (vii) para qualquer frequência acima daquela de corte, o intervalo de tempo em que ocorre a criação da descarga após a incidência da radiação é extremamente curto, perceptivelmente instantâneo; (viii) quanto mais eletropositivo um metal, mais sensível o mesmo é para a ocorrência do efeito fotoelétrico, i.e., menor a sua frequência de corte; (ix) as descargas emitidas por determinado material decorrentes da radiação nele incidente independe da atmosfera gasosa ao seu redor, podendo ocorrer, inclusive, no vácuo.

Em virtude de tais observações, era claro que a teoria eletromagnética de Maxwell não era capaz de explicar o efeito fotoelétrico. Primeiro, se os raios eram formados por cargas elétricas que, supostamente, provinham do material irradiado – a única possibilidade, dado que o fenômeno se observava no vácuo –, então, supostamente, tais cargas eram expelidas do material a que pertenciam após adquirir suficiente quantidade de energia. Mas uma onda eletromagnética fornece energia continuamente, independentemente da frequência com que oscile, de modo que não era possível imaginar um mecanismo plausível para explicar uma frequência de corte, muito menos porque uma radiação de baixa frequência e alta intensidade não poderia ejetar um elétron de determinado material, quando uma radiação menos intensa (i.e., menos energética), mas de alta frequência, o poderia. Ademais, era de se supor, especialmente para radiações acima da frequência de corte mas de intensidade relativamente baixa, que decorreria um certo intervalo de tempo significativo para que o elétron do material

¹⁹ Costumou-se a chamar, particularmente, os elétrons emitidos em razão do efeito fotoelétrico, de fotoelétrons – ambas as terminologias, contudo, dizem respeito ao mesmo inobservável.

pudesse acumular, lentamente, a energia radiante até o ponto de poder escapar por uma descarga elétrica – o que não era o caso, sendo o fenômeno, para todos os efeitos, instantâneo.

O que Einstein fez foi, então, supor que a radiação se comportaria como que composta por um número finito de localizados *quanta* de energia (JAMMER, 1966, p. 30) – aquilo que, posteriormente, em 1926, G. N. Lewis chamaria de *fótons*. Cada fóton teria uma energia dada por $\varepsilon = h\nu$, onde h é a constante de Planck e ν a frequência da radiação. Assim, quanto mais alta a frequência, maior a energia do fóton. A intensidade da radiação, por outro lado, se relacionaria com o número de fótons emitidos pela fonte radiante – muitos fótons indicariam alta intensidade, poucos fótons, baixa intensidade.

Supondo que a energia necessária para remover um elétron de um dado material seja dada por W e que cada fóton só possa ser absorvido integralmente (i.e., não sendo possível a absorção de “parte” da energia do fóton), vê-se claramente que, para ocorrer a emissão de um fotoelétron, a frequência da radiação deve ser $\nu \geq W/h$. Assim, não importa quantos fótons estejam atingindo o material (ou seja, qual seja a intensidade da radiação), caso a frequência seja abaixo de W/h , nenhum será absorvido, o que implica que nenhum elétron será ejetado, não se observando o efeito fotoelétrico. Além disso, considerando uma frequência acima daquela de corte, resta claro que, aumentando-se a intensidade da radiação, aumenta-se, na mesma proporção, a corrente de fotoelétrons, uma vez que mais fótons de suficiente energia passam a atingir o material. Finalmente, como o elétron absorve, em um único instante, toda a energia de um fóton, não há um intervalo de tempo perceptível entre a incidência da radiação e a emissão do fotoelétron.

Pelo que se observa que, postulando uma natureza corpuscular para a radiação, Einstein conseguira explicar plenamente o efeito fotoelétrico. Em particular, a sua inédita previsão de que o potencial necessário para interromper a corrente elétrica gerada pelo efeito fotoelétrico deveria ser uma função linear da frequência da luz incidente, cuja inclinação independeria da substância sendo investigada, foi extraordinariamente confirmada por Robert A. Millikan em 1914, após quase 10 anos de intenso trabalho experimental, o que lhe valeu o Prêmio Nobel de Física de 1923 (JAMMER, 1966, pp. 35-36). Uma consequência de particular importância do trabalho de Millikan foi a determinação da constante de Planck a partir do efeito fotoelétrico, em estreita concordância com o valor obtido pelo próprio Planck em 1900, via o estudo da radiação de corpo negro. Recordando-se que, à época, Planck havia encontrado aquele valor simplesmente ajustando sua função aos dados experimentais de que dispunha, vê-

se que Millikan conseguiu muito mais do que a confirmação de uma informação pré-existente – ele, em verdade, efetivamente dotou o *quantum* de ação de fundamentação experimental.

Importante observar, contudo, que desde pelo menos a publicação do *Traité de la lumière*, de Christiaan Huygens, em 1678, até o momento da divulgação do artigo de Einstein de 1905, volumosas evidências apontavam para uma natureza ondulatória da radiação via experimentos de difração, interferência e polarização, conduzidos por físicos e matemáticos renomados tais como Augustin-Jean Fresnel, James Clerk Maxwell, Léon Foucault, Leonhard Euler, Michael Faraday, Siméon Denis Poisson e Thomas Young – cientistas cujo trabalho, em conjunto, acabou por erodir, ao longo dos séculos XVIII e XIX, a visão corpuscular preteritamente hegemônica defendida por Isaac Newton²⁰.

A explicação de Einstein do efeito fotoelétrico em termos de uma teoria corpuscular da radiação, após 1905, era, portanto, desconcertante. Por um lado, explicava completamente um fenômeno conhecido a quase 20 anos que, até então, mostrou-se insondável pelo uso direto da teoria eletromagnética; por outro lado, seu sucesso fundamentava-se em uma hipótese que os físicos contemporâneos já tinham paulatina e continuamente descartado, dada a ampla gama de evidências acerca da natureza ondulatória da luz – incluindo aí as experiências de Fizeau, Foucault e Breguet, nos anos de 1849 e 1850, que mostraram ser a velocidade da luz na água inferior à sua velocidade no vácuo, exatamente o contrário daquilo que se esperaria caso a luz fosse composta de partículas, e exatamente o que se aguardaria caso ela fosse uma onda (JAMMER, 1966, p. 31). Einstein estava a par dessas dificuldades e não negou o caráter ondulatório da luz, procurando, entretanto, justificar sua hipótese corpuscular da seguinte maneira segundo relato de Jammer:

Até Einstein, no começo do artigo em discussão²¹, admitiu que a teoria clássica da luz baseada em funções espaciais contínuas era tão firmemente estabelecida que provavelmente nunca seria substituída por outra teoria. Mas, continuou a dizer, observações óticas dizem respeito apenas a médias temporais, e é perfeitamente

²⁰ Um aprofundamento desse interessante debate histórico, com a exposição de todas as evidências (e contra-evidências) de cada uma das posições defendidas para a natureza da luz, ondulatória ou corpuscular, certamente exigiria uma dissertação de envergadura tão grande ou maior que a aqui presente, razão pela qual remete-se o interessado em maiores informações, inclusive quanto ao importante papel do éter no desenrolar dos eventos, aos livros “Newton to Einstein: The Trail of Light: An Excursion to the Wave-Particle Duality and the Special Theory of Relativity”, de Ralph Baierlein, e “Let There Be Light: The Story of Light from Atoms to Galaxies”, de Ann Breslin e Alex Montwill.

²¹ O já mencionado “Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt”.

concebível que uma tal teoria da luz, apesar de suas convincentes verificações por experimentos de interferência e difração, possa se provar insuficiente sempre que valores instantâneos daquelas funções devessem ser considerados, ou sempre que interações da matéria com a radiação, como nos processos de emissão e absorção, fossem envolvidas (JAMMER, 1966, p. 32).

O reaparecimento de uma teoria corpuscular para a luz, séculos após Newton, como sendo algo aparentemente necessário para se explicar determinados fenômenos, e a igualmente necessária preservação de uma teoria ondulatória para a compreensão de outras (diferentes) observações, inaugurou o assim chamado problema da dualidade onda/partícula, que tanto iria dividir a comunidade acadêmica na discussão do que viria a ser os objetivos últimos de uma teoria científica. De um lado, temos positivistas, instrumentalistas, empiristas e todos os demais classificados sob determinado rótulo que lhe permitissem considerar como irrelevantes questões sobre a natureza (corpuscular ou ondulatória) da luz fora do âmbito das observações, ainda que diferentes observações apontassem para naturezas conflitantes. Por outro lado, temos realistas preocupados com questões ontológicas e epistemológicas levantadas pela constatação de que a natureza da luz parecia depender do tipo de experimento realizado para estudá-la, isto é, do modo como ela era observada. No que se refere a Einstein, em particular, é certo que sua posição filosófica mudou ao longo de sua vida:

Embora ele tenha sido um dos maiores colaboradores para o desenvolvimento inicial da mecânica quântica, Einstein estava a esta altura profundamente insatisfeito com aquilo que via ser o fracasso da teoria em prover qualquer adequada justificação realista ou causalmente explicativa dos fenômenos quânticos. Esta mudança de mentalidade se deu juntamente com a guinada de uma abordagem amplamente positivista (ou instrumentalista), segundo a qual uma teoria científica não precisa alcançar nada mais do que acuidade empírica-observacional e preditiva, para uma posição realista que exigia muito mais na direção de expressar um comprometimento ontológico. Daí o caráter altamente inflamado dos debates de Einstein com Bohr, endereçados como estavam a questões fundamentais tais como os limites de uma medição precisa, o status de independência do observador ou (de outra maneira) da realidade física, e a extensão em que a teoria quântica implicava um rompimento radical com ideias existentes acerca do método científico e da verdade (NORRIS, 2000, p. 08).

Essa passagem de uma “abordagem amplamente positivista (ou instrumentalista)” para uma “posição realista que exigia muito mais na direção de expressar um comprometimento ontológico”, certamente, se deu enquanto um processo natural de amadurecimento intelectual, sendo, portanto, um tanto quanto trivial a questão de quando exatamente essa mudança de mentalidade se completou. Mas pode-se afirmar que, pelo menos poucos anos após a publicação do artigo de 1905, Einstein parece ter assumido uma posição que de modo algum se assemelharia a um desinteresse sobre aquilo que estaria ocorrendo para além da observação puramente empírica dos fenômenos, dada sua preocupação em esboçar um modelo explicativo espaço-temporal causal para tentar explicar como uma mesma entidade física, a luz, pode ser dotada de características mutuamente excludentes:

Entretanto, na conclusão de um discurso sobre “O Desenvolvimento de nossas Concepções sobre a Natureza e Constituição da Radiação”, dada perante a 81ª reunião da Associação Alemã de Cientistas, ocorrida em Salzburg em setembro de 1909, Einstein propôs, embora ainda que em esboço, um modelo para sua teoria dos quanta de luz e seus comportamentos estatísticos. Ele descreveu cada quantum de luz como uma singularidade no espaço cercada por um campo de forças cujas magnitudes decresceriam com a distância ao centro da singularidade. Uma superposição desses campos, ele sustentou, produziria um campo ondulatório de estrutura similar àquela do campo eletromagnético da teoria da luz de Maxwell. O propósito de tal sugestão, como Einstein explicitamente afirmou, não era construir tal modelo, mas meramente mostrar “que as duas qualidades estruturais, a estrutura ondulatória e a estrutura quântica, ambas as quais a fórmula de Planck atribui à radiação, não são incompatíveis entre si” (EINSTEIN, 1909 apud JAMMER, 1966, p. 38).

Ainda que a posição de Einstein na passagem acima seja tímida, no sentido de que não força um comprometimento pela adoção de um modelo explicativo espaço-temporal causal para as observações empíricas, por outro lado é igualmente verdadeiro que o pai da Teoria da Relatividade se mostrava atento a possíveis incoerências lógicas decorrentes da aplicação de duas teorias físicas distintas a um mesmo objeto – o que revela, provavelmente, um realismo de fundo em seu pensamento.

Explica-se. Os comportamentos ondulatório e corpuscular da luz não se manifestam simultaneamente – eles se revelam de acordo com o experimento executado, o qual irá registrar um, e somente um, daqueles dois aspectos. Isto é intuitivo, afinal, observações são, de um modo *imediato*, especialmente em condições controladas de laboratório, unívocas, razão pela

qual o positivista (ou instrumentalista) se sente confortável ao utilizar duas teorias de conceitos logicamente antagônicos para descrever um mesmo objeto, desde que ambas seja aplicadas a experimentos distintos. Se Einstein, portanto, em 1909, tinha alguma preocupação com a compatibilidade (lógica) das duas teorias da luz, isto só poderia ser justificado se existisse algum âmbito no qual aquelas duas “qualidades estruturais” seriam obrigadas a se confrontar – um âmbito, como visto, fora das observações unívocas dos experimentos individualmente executados na *práxis* científica. Esta arena, para além da *empíria*, é aquilo que o realista chamaria, apropriadamente, de *realidade* – é a suposição, no caso em tela, de que a luz é algo de existente, independente das observações realizadas nos experimentos, e ao qual nossas teorias devem se referenciar *a todo instante*. É somente neste âmbito que pode surgir uma preocupação quanto ao uso de duas teorias físicas distintas, aplicadas a diferentes experimentos mas referenciadas a um mesmo objeto.

De modo que, ainda que Einstein, na última passagem, não quisesse se comprometer com a construção de um modelo físico, talvez por reter a opinião expressa em seu artigo de 1905 de que a visão *quantum*-corpúscular da radiação nada mais seria que uma hipótese de trabalho, um “ponto de vista heurístico”, pode-se afirmar que o cientista não haveria sequer de sentir a necessidade de justificar a compatibilidade da existência de uma teoria ondulatória com outra corpúscular caso cresse firmemente que o objetivo último da ciência fosse a mera obtenção dos dados previstos por suas teorias, de acordo com experimentos elaborados em sua conformidade. Esta timidez inicial de Einstein quanto à adoção total de uma posição realista para a ciência cederá espaço, ao longo dos anos, a um pleno comprometimento ontológico sobre a existência de inobserváveis e sobre uma noção de verdade científica. É igualmente instrutivo notar como, ademais, a trajetória de Einstein de mitigação do instrumentalismo científico ao longo de seus anos de vida não foi um caso isolado na história da Física Quântica – com efeito, como veremos mais a frente nessa dissertação, também com Heisenberg, à época o mais positivista dos membros da Escola de Copenhague, ocorreu o mesmo.

Cumprido, por fim, ressaltar que a hipótese corpúscular para a luz viria a se mostrar, nos anos vindouros, muito mais que um “ponto de vista heurístico” para o desenvolvimento da ciência – como bem demonstraria A. H. Compton. Por esse motivo, torna-se sobremaneira curioso como, nos primórdios da teoria quântica, na ausência de maiores evidências experimentais, a hipótese dos *quanta* de radiação foi vista com extrema desconfiança:

Incidentalmente, existe um interessante documento que ostensivamente registra a reação para com a noção de Einstein dos quanta de luz, anteriormente à confirmação empírica final de Millikan da equação fotoelétrica, por parte dos mais proeminentes físicos alemães. Para assegurar a eleição de Einstein, em 12 de junho de 1913, como membro da Academia Prussiana de Ciência, em substituição ao recentemente falecido J. H. Van't Hoff, o notável físico-químico holandês e primeiro laureado Nobel em química, quatro dos mais eminentes físicos alemães, Planck, Warburg, Nernst e Rubens, submeteram ao Ministério de Educação Prussiano uma petição em que recomendavam Einstein a ocupar a vacância. Neste documento assinado, eles descreveram o trabalho de Einstein sobre a teoria da relatividade especial, suas contribuições à teoria quântica dos calores específicos [...] e seu tratamento dos efeitos fotoelétricos e fotoquímicos. Concluindo sua recomendação, declararam: “Resumindo, nós podemos dizer que, dificilmente, há um dentre os grandes problemas, dos quais a física moderna é tão rica, para o qual Einstein não tenha feito uma contribuição importante. Que ele algumas vezes tenha errado o alvo em suas especulações, como, por exemplo, em sua hipótese dos quanta de luz, não pode ser de fato usado contra si, pois não é possível introduzir ideias fundamentalmente novas, mesmo na mais exata das ciências, sem ocasionalmente assumir um risco”. É instrutivo comparar esta afirmação do trabalho de Einstein sobre os quanta de luz com sua avaliação em um período posterior, por exemplo, com a descrição de K. T. Compton, que a referiu como “uma contribuição para a teoria física certamente comparável em importância e muito mais útil em suas aplicações que sua mais impressionante e amplamente divulgada teoria da relatividade geral”. (JAMMER, 1966, pp. 43-44).

A História desfez em pouco tempo, felizmente, o equívoco dos ilustres físicos alemães. Em 1921, Einstein recebeu o Prêmio Nobel de Física, “por seus serviços em Física Teórica e, especialmente, por sua descoberta da lei do efeito fotoelétrico”²².

1.3 O EFEITO COMPTON: A CONFIRMAÇÃO FINAL DA NATUREZA CORPUSCULAR DA LUZ

Suponha que uma determinada radiação de alta energia, na faixa dos raios-X, de frequência bem delimitada, incida em um dado alvo, por exemplo, em uma fina camada de grafite, a partir de um ângulo de incidência bem definido. A radiação será, como esperado, espalhada em variadas direções. A explicação clássica para esse fenômeno foi elaborada por J.

²² Vide endereço eletrônico http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/.

J. Thomson²³ tomando por base a teoria eletromagnética de Maxwell. Thomson considerou, simplifadamente, que quando uma onda eletromagnética atravessa os átomos de um dado material, ela insta seus elétrons²⁴ a entrarem em um movimento oscilatório forçado, de frequência idêntica à da onda incidente – tal qual uma onda no mar que faz uma boia oscilar ao por ela passar. O eletromagnetismo clássico estabelece, por sua vez, que cargas aceleradas emitem radiação. Portanto, uma vez atingidos pela radiação incidente, os elétrons dos átomos (que são, afinal, cargas elétricas negativas, extremamente leves em relação à massa atômica total) devem eles mesmos oscilar e emitir sua própria radiação, em variadas direções, com a mesma frequência da radiação incidente. Esse fenômeno passou a ser conhecido, então, como espalhamento Thomson, em homenagem a seu criador.

A fórmula que descrevia o espalhamento Thomson obtinha confirmação empírica, dentro dos erros experimentais envolvidos, quando a radiação utilizada era constituída por raios-X de baixa frequência e quando os ângulos de espalhamento medidos não eram muito pequenos²⁵. Contudo, desde cedo, começaram a se avolumar evidências de que tal fórmula falhava em prever os resultados de experimentos realizados a partir de uma radiação incidente de maior energia, tal qual raios-gama ou mesmo raios-X de alta frequência.

De fato, mesmo em 1904, dois anos antes da fórmula de Thomson, já havia indícios de que o espalhamento de raios-gama não poderia ser adequadamente por ela descrito. Isso porque, pelo menos desde aquele ano, já era conhecido o fato de que aqueles raios altamente energéticos, ao serem espalhados, dão origem a dois tipos²⁶ de radiação com poderes de penetração distintos, conforme investigado por Eve²⁷, algo que era inexplicável pela fórmula de espalhamento de Thomson, segundo a qual a radiação espalhada teria necessariamente o mesmo comprimento de onda da radiação incidente. Em 1908, Kleeman²⁸, por sua vez, descobriu que a radiação secundária espalhada possuía um coeficiente de absorção muito maior

²³ THOMSON J. J., “Conduction of electricity through Gases”, Cambridge University Press, 2ª edição, pp. 321-330, 1906. Vide Jammer (1966, p. 158).

²⁴ Interessante observar que essas partículas foram “descobertas” pelo próprio Thomson em 1897 durante o estudo dos raios catódicos, fato que lhe valeu o Prêmio Nobel de 1906 (THOMSON J.J., *Philosophical Magazine* 44, pp. 293, 1897).

²⁵ BARKLA G & AYRES T., “The distribution of secondary x-rays and the electromagnetic pulse theory”, *Philosophical Magazine* 21, pp. 275-278, 1911. Vide Jammer (1966, p. 159).

²⁶ Tornou-se usual na literatura denominar esses dois raios espalhados de radiação primária e de radiação secundária, diferenciando-as pelo fato de que a primeira possuía o mesmo comprimento de onda da radiação incidente e seguia a fórmula do espalhamento Thomson, enquanto que a segunda, não, sendo um fenômeno ainda inexplicável.

²⁷ EVE A.S., “On the secondary radiation caused by beta and gamma rays of radium”, *Philosophical Magazine* 8, pp. 669-685, 1904. Vide Jammer (1966, p.158).

²⁸ KLEEMAN R. D., “On the different kinds of gamma rays of radium, and the secondary gamma rays which they produce”, *Philosophical Magazine*, 15, pp. 638-663, 1908. Vide Jammer (1966, p.158).

que a radiação primária. Já Florence²⁹, em 1910, verificou que a frequência da radiação secundária dependia do ângulo de espalhamento, medido em relação à direção de propagação do raio incidente (EVE, KLEEMAN & FLORENCE, apud. JAMMER, 1966, p. 158) – algo que não ocorria com a radiação primária, cuja frequência era a mesma do raio incidente, qualquer que fosse a direção observada.

Somente em 1921, Arthur Holly Compton, utilizando pela primeira vez um espectrômetro de Bragg em combinação com um aparelho capaz de registrar a intensidade da radiação secundária para diferentes ângulos da câmara de ionização, estabeleceu que a radiação secundária espalhada era independente da substância utilizada como alvo dos raios incidentes, dependendo apenas da frequência desses raios e do ângulo nos quais os raios secundários eram examinados. Descobriu, ainda, que a radiação secundária era sempre de maior comprimento de onda que a radiação primária (JAMMER, 1966, p. 160).

Inicialmente, como era de se esperar, Compton procurou explicar seus achados em termos de um modelo clássico, mais precisamente, fazendo uso do efeito Doppler. Logo concluiu, porém, que a eletrodinâmica de Maxwell só poderia levar a modelos irreconciliáveis com as observações. Passou, então, a considerar “o que aconteceria se cada quantum de energia do raio-X fosse concentrado em uma única partícula e se agisse como uma unidade sobre um único elétron”³⁰ (COMPTON, 1961, apud. JAMMER, 1966, p. 161). Com essa hipótese, conseguiu deduzir a fórmula que corretamente explicava o espalhamento e que hoje guarda seu nome.

Conforme bem ilustram Eisberg e Resnick:

Compton (e independentemente Debye) interpretou seus resultados experimentais postulando que o feixe de raios-X incidente não era uma onda de frequência ν , mas um conjunto de fótons, cada um com energia $E = h\nu$, e que esses fótons colidiam com os elétrons livres do alvo da mesma forma que colidem duas bolas de bilhar. Com esse ponto de vista, a radiação espalhada é composta por fótons que colidiram com elétrons do alvo. Já que o fóton incidente transfere parte de sua energia para o elétron com o qual colide, o fóton espalhado deve ter uma energia E' menor; portanto, ele deve ter uma frequência mais baixa $\nu' = E'/h$, o que implica um comprimento de onda $\lambda' = c/\nu'$ maior. Esse ponto de vista explica qualitativamente a variação do comprimento de onda, $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$. Observe que na interação os fótons são

²⁹ FLORENCE D. C. H., “Primary and secondary gamma rays”, *Philosophical Magazine* 20, pp. 921-938, 1910. Vide Jammer (1966, p.158).

³⁰ COMPTON A. H., “The scattering of x-rays as particles”, *American Journal of Physics* 29, pp. 817-820, 1961. Vide Jammer (1966, p. 161).

encarados como partículas, e não como ondas, e que, ao contrário de seu comportamento no efeito fotoelétrico, eles são espalhados em vez de serem absorvidos (EISBERG & RESNICK, 1979, pp. 60-61).

O valor encontrado para $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$, o *deslocamento Compton*, é dado por $\Delta\lambda = (h/m_0c)(1 - \cos\theta)$, onde c é a velocidade da luz no vácuo, h a constante de Planck e m_0 a massa de repouso do elétron. Ou seja, a fórmula do espalhamento Compton estabelece uma relação entre o comprimento de onda λ' da radiação espalhada e o ângulo de espalhamento θ – algo que Thomson não pôde demonstrar. Além disso, nota-se que nada na fórmula precedente aponta para um material específico utilizado como alvo dos raios incidentes – i.e., todas as constantes ali presentes são universais. Isso se dá porque Compton considerou que o espalhamento da radiação secundária seria devido a elétrons “livres” do material:

Foi observado que a frequência ν da radiação espalhada era independente do material que constituía o alvo. Isto implica que o espalhamento não envolve átomos inteiros. Compton supôs que o espalhamento era devido a colisões entre os fótons e os elétrons do alvo. Supôs também que os elétrons que participavam do processo de espalhamento estavam livres e inicialmente em repouso. Pode-se encontrar alguma justificativa *a priori* para essas suposições se considerarmos que a energia de um fóton de raio-X é várias ordens de grandeza maior que a energia de um fóton de ultravioleta, e de nossa discussão do efeito fotoelétrico ficou claro que a energia de um fóton ultravioleta é comparável à energia mínima com que o elétron está ligado em um metal (EISBERG & RESNICK, 1979, p. 61).

Finalmente, o modelo utilizado para o espalhamento Compton permitiu, também, explicar o espalhamento Thomson, embora em termos completamente diferentes:

[...] Supusemos até aqui que o elétron com o qual o fóton colide está livre. Mesmo que o elétron esteja inicialmente ligado, essa suposição é justificada pelo fato da energia cinética adquirida por ele na colisão ser muito maior do que a sua energia de ligação. No entanto, se o elétron estiver muito fortemente ligado a um átomo do alvo, ou se a energia do fóton incidente for muito pequena, há uma chance de que o elétron não seja ejetado do átomo. Neste caso, podemos pensar que a colisão se dá entre o fóton e o átomo inteiro. O átomo ao qual o elétron está ligado recua como um todo após a colisão. Então a massa característica para o processo é a massa M do átomo, e ela deve substituir na equação do deslocamento Compton a massa eletrônica m_0 . Como $M \gg m_0$ ($M \approx 22\,000\,m_0$ para o carbono, por exemplo), vemos [...] que o

deslocamento Compton para colisões com elétrons fortemente ligados é extremamente pequeno (um milionésimo de angstrom para o carbono), de modo que o comprimento de onda do fóton espalhado permanece praticamente igual. Em resumo, alguns fótons são espalhados por elétrons que são liberados pela colisão; esses fótons têm seu comprimento de onda modificado. Outros fótons são espalhados por elétrons que permanecem ligados após a colisão; esses fótons não tem seu comprimento de onda [significativamente] modificado. O processo de espalhamento dos fótons no qual não há mudança em seu comprimento de onda é chamado de *espalhamento Thomson* (EISBERG & RESNICK, 1979, pp. 63-64).

Compton primeiro se pronunciou sobre seus achados em uma reunião da American Physical Society, realizada em Washington, em 20 de abril de 1923³¹. Quando aquela sociedade voltou a se encontrar em dezembro do mesmo ano, um debate caloroso em torno do modelo utilizado para explicar o espalhamento Compton se iniciou, especialmente por parte de Duane, Gray e Raman. Somente um ano depois, na reunião de 29 a 31 de dezembro de 1924, obteve-se um consenso sobre a questão. Compton foi laureado com o Prêmio Nobel de Física em 1927.

O espalhamento Compton provou ser um golpe retumbante a quem ainda buscasse encarar a luz de uma forma puramente ondulatória. O efeito fotoelétrico, como já visto, teve como hipótese para seu modelo explicativo a absorção da energia radiante na forma de um único *quantum*. Ainda que dificilmente fosse possível “visualizar” esse processo em termos de um onda que, subitamente, fosse absorvida de modo instantâneo, como se toda sua energia estivesse concentrada em um único ponto, fato é que essa “visualização” da radiação em termos corpusculares não era algo tão forçosamente imposto pelo modelo einsteiniano. Agora, porém, a situação era diferente. Conforme declara Compton³²:

A presente teoria depende essencialmente da assunção de que cada elétron que seja atuante no espalhamento espalha um quantum completo. Envolve também a hipótese de que os quanta de radiação são recebidos de uma direção definida e espalhados em uma direção definida. As evidências experimentais que apoiam a teoria indicam muito convincentemente que um quantum de radiação carrega consigo um *momentum* direcionado, além de energia (COMPTON, apud. JAMMER, 1966, p. 161-162).

Em suma, fazendo alusão a uma imagem cotidiana: os *quanta* passaram a ser visualizados, e tratados, como bolas de bilhar – ao menos, no modelo proposto por Compton e,

³¹ COMPTON A.H., “Wave-length measurements of scattered x-rays”, *Physical Review* 21, pp. 715, 1923. Vide Jammer (1966, p.161).

³² *Ibid.* p. 501.

com grande razoabilidade, no modelo de Einstein. Nota-se, porém, que ambos os modelos surgiram para tratar de fenômenos relacionados à interação da radiação com a matéria – no efeito fotoelétrico, temos um fóton sendo absorvido por um elétron; no espalhamento Compton, temos a deflexão da trajetória do primeiro³³ pelo segundo. Fenômenos que diziam respeito à radiação em trânsito, ou mesmo à interação da radiação consigo mesma ou com outras radiações – i.e., fenômenos ópticos de difração, interferência ou polarização –, continuavam a ser explicados em termos de uma teoria ondulatória da luz, permanecendo um desafio para qualquer teoria corpuscular. Ou seja, Compton não resolveu a questão sobre qual a “natureza” da radiação.

Após 1924, a situação de perplexidade da comunidade científica era maior que antes. Por um lado, certos fenômenos pareciam só poder ser explicados mediante um modelo ondulatório; por outro, outras observações definitivamente pareciam exigir a adoção de um modelo corpuscular. Seria o caso de se desistir do realismo científico? De Broglie tornou o panorama geral ainda mais complexo e, mesmo assim, respondeu negativamente a esta pergunta, como veremos a seguir.

1.4 DE BROGLIE E A NATUREZA ONDULATÓRIA DA MATÉRIA

O ano de 1923 também viu a publicação de um outro artigo que, tal qual o “Wave-length measurements of scattered x-rays”, de Compton, viria a apresentar uma ideia revolucionária à comunidade científica – tratava-se do “Ondes et quanta”³⁴, de Louis de Broglie. Nesta obra, bem como em duas outras seguintes³⁵, publicadas poucos dias após a primeira, de Broglie propôs um modo de conciliar os aspectos ondulatórios da luz com seus aspectos corpusculares. Mais ainda: ele afirmou, surpreendentemente, que assim como a

³³ Tecnicamente, não é correto afirmar que o fóton defletido no espalhamento Compton é o mesmo fóton incidente que atinge o elétron, visto que as frequências a eles relacionadas são distintas. Como, por definição, um fóton seria um *quantum* de radiação, e por *quantum* subentende-se uma unidade elementar de energia, portanto, indivisível, e como fótons de frequências diferentes possuem energias distintas, entrar-se-ia em contradição afirmar que o fóton defletido seria o mesmo fóton incidente. O que ocorre, de fato, no “espalhamento” Compton, é que o fóton incidente é *absorvido* por um elétron, como no efeito fotoelétrico, mas imediatamente após ocorre a emissão de um outro fóton por aquele elétron. Como, entretanto, o ângulo de deflexão do fóton e a relação entre as energias e *momenta* iniciais e finais do sistema fóton + elétron são exatamente iguais à situação envolvendo a colisão entre duas partículas clássicas, pode-se pensar todo o processo de absorção e emissão de fótons como se fosse o espalhamento de um único fóton, cujas energias inicial e final, em geral, diferem entre si.

³⁴ DE BROGLIE L., “Ondes et quanta”, Comptes Rendus 177, pp. 507-510, 1923 (reunião de 10 de setembro de 1923). Vide Jammer (1966, p.243).

³⁵ DE BROGLIE L., “Quanta de lumière, diffraction et interférence”, Comptes Rendus 177, pp. 548-550 (reunião de 24 de setembro de 1923) e “Les quanta, la théorie cinétique des gaz et le principe de Fermat”, *ibid.*, pp 630-632 (reunião de 8 de outubro). Vide Jammer (1966, p.244).

radiação possui comportamentos corpusculares, a matéria apresenta comportamentos ondulatórios.

Tais ideias não foram elaboradas por mero capricho, por contra-intuitivas que pareçam. Tudo começou com o estudo da radiação, com de Broglie tentando fazer uma síntese da já consagrada natureza ondulatória da luz com os *quanta* propostos por Einstein. Tal estudo levou à constatação de que, para explicar fenômenos de difração e interferência, seria necessário dotar o *quantum* de um elemento de periodicidade³⁶ (JAMMER, 1966, p. 243). Considerações relativísticas sobre como a frequência de um fenômeno periódico interno a uma partícula em movimento seria registrada por observadores estacionários, em comparação a registros feitos por observadores que se movessem juntamente com a partícula, levaram de Broglie a postular uma “onda fictícia associada ao movimento do móvel” (DE BROGLIE apud. JAMMER, 1966, p. 244). Tal onda se espalharia com mesma a frequência percebida pelo observador em repouso e estaria sempre em fase com a posição da partícula em movimento, de modo que esta se deslocaria, em cada ponto de sua trajetória, ao longo do vetor normal à superfície da onda de fase [phase wave] que a acompanha (JAMMER, 1966, pp. 244-245) – de modo muito similar a uma pessoa sendo conduzida diretamente em direção à areia de uma praia ao ser carregada pela crista de uma onda do mar. Tal onda, ademais, seria *intrínseca* ao movimento de qualquer corpo material. Nas palavras de de Broglie:

[...] qualquer corpo movente pode ser acompanhado por uma onda e é impossível desvincular o movimento do corpo e a propagação da onda³⁷ (DE BROGLIE, 1924 apud JAMMER, 1966, p. 244).

Assim, de certa forma, pode-se dizer que de Broglie promoveu uma unificação entre movimentos ondulatórios e corpusculares – tanto da radiação eletromagnética, quanto dos corpos em geral e de seus constituintes. Ele não propôs, entretanto, igualar uma onda a uma partícula, como frequentemente é anunciado em textos de divulgação científica, mas tão somente a explicar o movimento da última em termos da propagação da primeira, de modo a ser “impossível desvincular” ambos os fenômenos de transporte.

³⁶ Posteriormente, tornou-se claro que a frequência buscada para o *quantum* de radiação era justamente a frequência da onda eletromagnética a ele associada.

³⁷ De Broglie, “A tentative theory of light quanta”, *Philosophical Magazine* 47, 446-458, 1924. Vide Jammer (1966, p.244). Este artigo se trata de um sumário em inglês dos três documentos publicados nos autos da *Comptes Rendus* 177 (vide Notas 34 e 35).

Por que então, pergunta-se, não se observa, na experiência ordinária, fenômenos ondulatórios no comportamento da matéria? A resposta se encontra nas dimensões relativas do comprimento da onda envolvido e do tamanho das fendas ou aberturas consideradas (grifos nossos):

[...] Se, entretanto, a partícula tiver de passar através de uma fenda ou abertura **de dimensões comparáveis ao comprimento da onda de fase** [*phase wave*], o caminho da partícula será curvado de acordo com a difração das ondas de fase. Introduzindo a hipótese adicional de que a probabilidade de absorção ou espalhamento de um quantum de luz por um átomo é determinada pela resultante geométrica dos vetores das ondas de fase que o atravessam, [...], de Broglie reconciliou fenômenos de difração e interferência com as hipóteses dos quanta de luz (JAMMER, 1966, p. 245).

Assim, o comportamento ondulatório dos corpos macroscópicos não se encontra manifesto porque o comprimento da onda a eles associada é tão pequeno, que qualquer fenda ou abertura maior que o corpo será várias ordens de grandeza superior ao seu comprimento da onda, tornando o efeito de difração desprezível. Seria como, para fazer uma analogia pictórica do fenômeno, considerássemos um trem de ondas paralelas do Oceano Atlântico se dirigindo ao Oceano Índico por meio da passagem de mais de 3500 quilômetros existente entre o Continente Africano e a Antártica. O trem de ondas paralelas, ao passar por esta “fenda”, obviamente, continuará paralelo. Por esse motivo, um corpo macroscópico movendo-se em linha reta, i.e., acompanhando uma das cristas do suposto trem de ondas paralelo a ele associado, ao passar por uma abertura de dimensões tão maiores que o comprimento de onda do próprio corpo, continuará a mover-se retilineamente.

De Broglie era ciente de que sua teoria de ondas de matéria tinha implicações empíricas muito bem definidas e que, portanto, poderia ser confrontada com evidências experimentais. No seu artigo “Quanta de lumière, diffraction et interférence”³⁸, de 1923, ele afirma: “um feixe de elétrons passando através de uma abertura suficientemente estreita deve também exibir fenômeno de difração”, e, ainda, “é nessa direção que alguém deve provavelmente procurar confirmações experimentais de nossas ideias” (JAMMER, 1966, p. 246).

A dificuldade, portanto, era criar uma tal abertura, de dimensões próximas ao comprimento de onda associado ao elétron em movimento, de modo a possibilitar a observação

³⁸ Vide Nota 35.

de fenômenos de difração. Aponta-se que, pela teoria de de Broglie, a onda de matéria associada ao deslocamento de uma partícula de *momentum* p teria um comprimento de onda dado por $\lambda = h/p$, onde h é a constante de Planck. Assim, uma bola de beisebol lançada por um jogador possui um comprimento de onda da ordem de $10^{125}A$ – algo como que cem bilhões de bilhões de vezes menor que um *núcleo atômico* típico. Por outro lado, um elétron que se move com energia cinética de 100 eV tem um comprimento de onda associado de $1,2 A$, sendo, portanto, comparável ao comprimento de onda da faixa do ultravioleta ou, ainda, às dimensões de um átomo. Dessas magnitudes percebe-se, primeiramente, a quase absoluta impossibilidade de se detectar a difração de um objeto macroscópico; mas, ao mesmo tempo, a factibilidade, ainda que não sem o auxílio de uma boa dose de inventividade, de se detectar, por algum meio que seja, aquele mesmo fenômeno ondulatório em um elétron.

Quem primeiro sugeriu um modo de se verificar as afirmações de de Broglie foi o físico Elsasser:

Foi Elsasser quem mostrou, em 1926, que a natureza ondulatória da matéria poderia ser testada da mesma forma que a natureza ondulatória dos raios-X havia sido, ou seja, fazendo-se com que um feixe de elétrons de energia apropriada incida sobre um sólido cristalino. Os átomos do cristal agem como um arranjo tridimensional de centros de difração para a onda eletrônica, espalhando fortemente os elétrons em certas direções características, exatamente como na difração de raios-X. Esta ideia foi confirmada por experiências feitas por Davisson e Germer nos Estados Unidos e por Thomson na Escócia³⁹ (EISBERG & RESNICK, 1979, pp. 88-89).

Pouco tempo depois de tal sugestão, o comportamento ondulatório da matéria foi confirmado por experiências sempre mais precisas e convincentes, o que deu a de Broglie o Prêmio Nobel de 1929, “pela sua descoberta da natureza ondulatória dos elétrons”⁴⁰.

Um novo cume naquilo que poderia ser descrito como uma sucessão dos picos de uma cordilheira cada vez mais acentuada de problemas envolvendo a Física Clássica e a nova Física

³⁹ As experiências de Clinton Joseph Davisson e George Paget Thomson foram conduzidas em 1927, tendo-lhes valido, posteriormente, o prêmio Nobel de 1937, “por sua descoberta experimental da difração de elétrons por cristais” – vide o endereço eletrônico http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/. A esse respeito, Eisberg e Resnick (1979, p. 92) apontam: “É interessante notar que J. J. Thomson, que em 1897 descobriu o elétron (por ele caracterizado como uma partícula que tinha uma razão entre carga e massa definida) e recebeu o Prêmio Nobel em 1906, era o pai de G. P. Thomson, que, em 1927, descobriu experimentalmente a difração do elétron e recebeu (juntamente com Davisson) o Prêmio Nobel de 1937. A respeito disso, Max Jammer escreve: ‘Pode-se ficar inclinado a dizer que Thomson, o pai, recebeu o prêmio Nobel por ter demonstrado que o elétron é uma partícula, e que Thomson, o filho, o recebeu por ter mostrado que o elétron é uma onda’ ”.

⁴⁰ Vide o endereço eletrônico http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/.

Quântica foi, com de Broglie, alcançado. Recordando-se, primeiro Planck introduziu, em 1900, de início apenas operacionalmente, posteriormente enquanto hipótese específica para o comportamento dos osciladores, o conceito de *quanta* de energia para tratar do problema do corpo negro. Em 1905, Einstein serviu-se daquela ideia para formar a concepção do *quantum* de radiação – e o fez, ao que aparenta, de um modo já um tanto quanto distanciado de qualquer visão simplesmente instrumentalista da ciência. Se a crença de que a luz poderia ser tratada como partícula, em razão do efeito fotoelétrico, ainda era tímida nos vários anos que se seguiram, após 1923 Compton definitivamente demonstrou experimentalmente que a radiação se comportava, em determinados fenômenos, como bolas de bilhar, consenso atingido pela comunidade científica em 1924. Finalmente, de Broglie, também em 1923, de modo quase herético e jocoso, afirmou que aquilo que todos supunham ser de mais certo, isto é, a natureza corpuscular da matéria – quase uma tautologia para a teoria atômica –, poderia se revelar, de acordo com determinadas observações, falso – momentos em que o mais correto seria falar em “ondas de matéria” propagando-se pelo espaço. Pouco tempo depois, já a partir de 1927, numerosas confirmações experimentais de tais ondas foram obtidas – a dualidade onda/partícula definitivamente se instaurara, assim, no panorama científico, urgindo dos físicos por uma resposta ou, talvez, por uma resignação instrumentalista do papel das teorias científicas.

1.5 A DUALIDADE ONDA/PARTÍCULA E O EXPERIMENTO DA DUPLA FENDA

Dos variados experimentos desenvolvidos com o intuito de expor a dualidade onda/partícula para a radiação eletromagnética ou a matéria, talvez nenhum seja mais emblemático e importante para a Física Quântica do que o experimento da dupla fenda, razão pela qual, sem adentrarmos muito no seu desenvolvimento histórico, exporemos os princípios gerais de seu funcionamento.

Historicamente, atribui-se a Thomas Young, no início do século XIX, a elaboração da primeira versão do experimento em tela – muitas outras modificações, posteriormente, viriam a ser criadas. Na ocasião, Young utilizou-se dos resultados obtidos para “provar” que a luz seria uma onda. Qual não seria sua surpresa se soubesse que seu mesmo arranjo, posteriormente, seria utilizado para revelar idêntica natureza à matéria.

O experimento, em sua forma mais simples, é constituído por um anteparo “S1” dotado de uma fenda “a” que funciona como uma fonte primária de emissão, ao permitir a

passagem de um determinado feixe de partículas ou radiação (originalmente, Young utilizou a luz, mas, posteriormente, o mesmo experimento foi realizado utilizando-se raios-X, elétrons, nêutrons, e até mesmo núcleos de átomos leves). O feixe, ao passar por “a”, agora divergente, segue em direção a um segundo anteparo “S2”, desta vez dotado de duas fendas “b” e “c”, que passam a funcionar como fontes secundárias do feixe originário. Por fim, os dois feixes divergentes advindos de “b” e “c” atingem um terceiro anteparo “F”, este dotado de uma placa fotográfica ou outro tipo de detector capaz de registrar a incidência da radiação ou partículas emitidas pelas fontes secundárias. De modo que todo o arranjo se assemelha a algo como a figura abaixo:

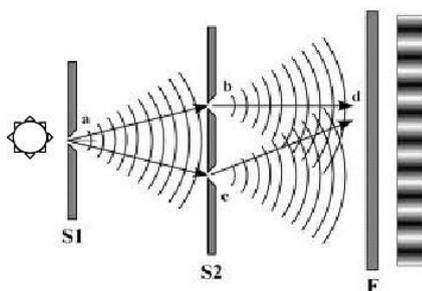


Figura 1 - Experimento da dupla fenda

Quando Young conduziu o experimento utilizando a luz, o resultado foi um *padrão de interferência* que só poderia ser explicado supondo que aquilo que atingia o anteparo “F” era uma onda (vide imagem à direita da Figura 1). Ocorre que, como já dito na seção anterior, com a sugestão de de Broglie de que partículas dotadas de massa também difratam, foi possível repetir o experimento da dupla fenda utilizando-se, como feixe incidente, elétrons – e qual o maravilhamento da comunidade acadêmica ao constatar empiricamente em 1961 que, de fato, elétrons sofrem efeitos de difração e interferência.

O experimento de Young, portanto, é emblemático, porque se aplicado àquilo que se pensa serem partículas materiais, leva à conclusão de que aqueles portadores de matéria (i.e., de massa), na verdade, comportam-se como uma onda ao passar pela dupla fenda. Ao mesmo tempo, a onda, ao interagir com a placa fotográfica, provoca um efeito pontual e bem localizado, como se fosse uma partícula. De outro modo, se a experiência é realizada com aquilo que se costuma pensar ser uma onda, tal qual a luz, novamente temos um comportamento ondulatório sendo observado no que tange à passagem pela dupla fenda, mas corpuscular no que se refere à interação com a placa fotográfica.

Julgamos que não poderíamos expor toda a estranheza desse fenômeno de modo mais satisfatório do que o fez Werner Heisenberg. Assim, tomamos a liberdade de citá-lo de maneira extensa no excerto abaixo (grifos nossos):

[...] Nós assumimos que uma pequena fonte de luz monocromática irradia em direção a uma tela escura com duas fendas sobre ela. O diâmetro das fendas não pode ser muito maior que o comprimento de onda da luz, mas a distância entre eles será muito maior. A alguma distância atrás da tela uma placa fotográfica registra a luz incidente. Se alguém descrever este experimento em termos da visão ondulatória, dirá que a onda primária penetra através das duas fendas; haverá ondas esféricas secundárias originando-se das fendas que interferirão entre si, e a interferência irá produzir um padrão de intensidade variável sobre a placa fotográfica.

O escurecimento da placa fotográfica é um processo quântico, uma reação química produzida por um único quantum de luz. Logo, também deve ser possível descrever o experimento em termos de quanta de luz. **Se fosse possível dizer aquilo que acontece com o único quantum de luz entre sua emissão da fonte luminosa e sua absorção na placa fotográfica**, alguém poderia argumentar como se segue: O único quantum de luz pode vir através da primeira fenda ou através da segunda. Se vem através da primeira e lá é espalhado, sua probabilidade de ser absorvido em um certo ponto da placa fotográfica não pode depender de a segunda fenda se encontrar aberta ou fechada. A distribuição de probabilidade na placa será a mesma daquela obtida se somente uma fenda estivesse aberta. Se o experimento fosse repetido muitas vezes e alguém juntasse todos os casos em que o quantum de luz passou pela primeira fenda, o escurecimento da placa devido a esses casos iria corresponder a esta distribuição de probabilidade. Se alguém considerar somente os quanta de luz que passam através do segundo orifício, o escurecimento deveria corresponder à distribuição de probabilidade derivada da hipótese de que somente a segunda fenda estava aberta. O escurecimento total, portanto, deveria ser apenas a soma dos escurecimentos dos dois casos; em outras palavras, não deveria haver um padrão de interferência. Mas nós sabemos que isso não é correto, e o experimento nos mostra o padrão de interferência. Portanto, **a afirmação de que qualquer quanta de luz deve passar pela primeira ou pela segunda fenda é problemática e leva a contradições**. Este exemplo mostra claramente que o **conceito de função de probabilidade não permite a descrição do que acontece entre duas observações. Qualquer tentativa de encontrar uma tal descrição levaria a contradições; isto deve significar que o termo “acontece” é restringido à observação** (HEISENBERG, 2007, pp. 25-26).

Esta passagem deve ser lida com cuidado, especialmente os trechos em negrito. Ela foi escolhida porque, em primeiro lugar, aponta para várias questões levantadas pelo experimento da dupla fenda, cuja explicação parece escapar dos confins da lógica ou das categorias da Física Clássica. Afinal, a luz é uma onda ou uma partícula? E o elétron? Seria uma onda ao passar pela dupla fenda, e uma partícula ao interagir com a placa fotográfica? Seria uma onda e uma partícula, simultaneamente? Isso seria possível, ou vai de encontro com a lógica usual que conhecemos? Seria necessário reformular essa lógica, em face das evidências? Seria uma “onda/partícula”, nem onda, nem partícula, mas algo diferente que apenas se comporta de um ou outro modo em determinadas circunstâncias? Assumindo que esse é o caso, é a onda/partícula que de alguma forma “percebe” as circunstâncias em questão e passa a se comportar de determinado modo, ou são as circunstâncias que impõem como a onda/partícula deve se manifestar? Mas, neste último caso, se as circunstâncias são determinadas pelo cientista, isso significaria que é o experimentalista, em última análise, que força a onda/partícula a se comportar de determinada maneira? Isso significaria uma guinada subjetivista na ciência? Ao longo desta dissertação, abordaremos respostas ortodoxas e alternativas a estas perguntas.

O segundo motivo para a escolha do excerto anterior de Heisenberg, e a razão pela qual determinados trechos foram marcados em negrito, foi apresentar como que um prelúdio para aquilo que virá a ser desenvolvido em no Capítulo 2, a saber, os desenvolvimentos daquilo que viria a ser conhecido como a *Interpretação de Copenhague*, da qual Heisenberg, juntamente com Niels Bohr, foram os principais colaboradores.

Com efeito, as partes grifadas em negrito do excerto não decorrem necessariamente do formalismo matemático quântico, consubstanciando-se, isso sim, em um viés interpretativo da teoria. Ou seja: é possível, sem ser levado a contradições, crer que um *quantum* de luz passa por uma fenda ou por outra antes de atingir determinado ponto da placa fotográfica. Ou ainda: é permissível, adotando-se determinada postura, tentar dizer o que acontece com o único *quantum* de luz entre sua emissão da fonte luminosa e sua absorção na placa fotográfica. Alternativas serão expostas no Capítulo 2 e, principalmente, no Capítulo 3.

É uma característica marcante, embora não exclusiva, dos seguidores da interpretação de Copenhague, considerar que aquilo que é fruto de uma tomada de posição filosófica é parte intrínseca do formalismo da teoria. Com isso, não queremos sugerir que Heisenberg, e tantos outros, desconhecesse realmente os limites do formalismo e sua aplicação. Tampouco que aquele eminente físico estivesse a, propositadamente, ignorar qualquer outra interpretação e

enganar seus leitores ao induzi-los a aceitar determinada posição filosófica como uma verdade inquestionável, na medida em que tal posição seria supostamente indissociável de uma teoria cujo sucesso empírico é amplamente reconhecido. Queremos, simplesmente, mostrar como é difícil tentar expor os fatos utilizando uma linguagem descritiva neutra, idealmente livre de pré-conceitos e de comprometimentos teóricos, especialmente em assunto espinhoso que parece requerer a aplicação de conceitos mutuamente excludentes a um mesmo objeto – vide, acima, na descrição do experimento da dupla fenda, o uso frequente do termo “onda/partícula”, dada a impossibilidade de qualquer substituto mais apropriado. Se tal linguagem neutra existe, é uma questão para a Filosofia da Linguagem que escapa ao escopo proposto do presente trabalho.

Com esta observação, podemos encerrar o Capítulo 1. Tentamos apresentar os prolegômenos da teoria quântica seguindo a sequência histórica, chegando ao momento final de aprofundamento da percepção da dualidade onda/partícula. O experimento da dupla fenda constitui a melhor maneira de expor tal dualidade e, por isso, será ainda outras vezes referenciado ao longo desta dissertação. Embora não seja ainda possível apreciar toda tensão por detrás do debate entre posturas realistas e antirrealistas no âmbito da Mecânica Quântica – para tanto, se faz necessária a apresentação de seu formalismo matemático e de sua interpretação ortodoxa, matéria para o próximo capítulo –, já é possível constatar que o conflito teórico instaurado se deu em razão de fatos empíricos desconcertantes, de difícil compreensão em termos de modelos pictoricamente visualizáveis, i.e., em termos de modelos explicativos espaço-temporais causais.

Tal dificuldade, sem dúvida alguma, é a fonte do apelo de interpretações antirrealistas para a Mecânica Quântica e a razão pela qual a ortodoxia vigente vingou. Não obstante, esperamos, ao longo desta dissertação, demonstrar que não há necessidade de abandonarmos o realismo científico tradicional, já existindo, inclusive, alternativas viáveis para o mesmo.

Finalmente, uma observação se faz necessária. Ao passarmos agora ao Capítulo 2, apresentando o primeiro formalismo matemático da Mecânica Quântica e seus desdobramentos posteriores, estaremos pecando por não ter exposto o principal motivo para o sucesso e aceitação da nova teoria física – a saber, o novo entendimento dos fenômenos atômicos que ela trouxe. Assim procedemos porque o desenvolvimento de tal entendimento se deu gradualmente ao longo das três primeiras décadas do século XX, de modo que estaríamos a comprometer a linearidade histórica do presente Capítulo se passássemos a tratar desse assunto neste momento. Ademais, porque em larga medida os estudos atômicos se deram de modo um tanto quanto

apartado dos experimentos necessários para evidenciar a dualidade onda/partícula, pudemos facilmente narrar, sem qualquer referência aos desenvolvimentos da teoria atômica, uma história que se iniciou com a descoberta do *quantum* de radiação por Planck e que se estendeu até as ondas de matéria de de Broglie. Não obstante, convidamos o interessado a, antes de passar ao Capítulo 2, dirigir-se ao Apêndice para complementação da exposição ora realizada.

CAPÍTULO 2: O DESENVOLVIMENTO DA ORTODOXIA QUÂNTICA E A INTERPRETAÇÃO DE COPENHAGUE – O ABANDONO DOS MODELOS EXPLICATIVOS ESPAÇO-TEMPORAIS CAUSAIS E SUAS CONSEQUÊNCIAS

2.1 O SURGIMENTO DA MECÂNICA MATRICIAL DE HEISENBERG E DA MECÂNICA ONDULATÓRIA DE SCHRÖDINGER

O nascimento da Moderna Mecânica Quântica – contrapondo-a, aqui, à Antiga Física Quântica, cujos desenvolvimentos foram apontados no capítulo precedente – ocorreu em data bem definida. Trata-se do ano de 1925, com a publicação do artigo “Sobre a reinterpretação quantum-teórica das relações cinemáticas e mecânicas”⁴¹, de Werner Heisenberg, escrito após o mesmo ter-se recuperado de uma forte rinite alérgica na Ilha de Heligoland, Alemanha. Naquela ocasião, Heisenberg concebeu a ideia de que poderia representar quantidades físicas por meio de conjuntos de números complexos dependentes do tempo, cujas propriedades algébricas, como Max Born logo percebeu, eram exatamente as compartilhadas por aqueles objetos matemáticos tão intensamente estudados desde 1858 e que, hoje, fazem parte da grade curricular de qualquer curso de graduação em ciências exatas ou engenharia – qual sejam, matrizes (JAMMER, 1974, p. 21).

Expor a teoria físico-matemática matricial de Heisenberg/Born, no presente contexto, levaria a aprofundamentos técnico-matemáticos que fugiriam aos objetivos desta dissertação⁴². Para nossos objetivos, basta apontar que Heisenberg foi levado, pelos postulados por ele levantados, a uma álgebra não comutativa em que a posição e o *momentum* de uma partícula seriam descritos por matrizes infinitas de números complexos.

Desta breve e sintética apresentação, logo se percebe o alto grau de abstração da Mecânica Matricial. Não há, aqui, maneira de visualizar *diretamente* uma trajetória para o elétron, nem é possível, portanto, falarmos da existência uma órbita em torno de um núcleo atômico. A teoria, admitidamente, não se propõe a encontrar a posição de uma partícula como uma função do tempo, privando-a de uma trajetória bem determinada e, desse modo, de uma história unicamente definida e das ligações de causa-e-efeito que costumam estar a ela associadas. O que temos é simplesmente uma teoria capaz de realizar *predições estatísticas* dos

⁴¹ HEISENBERG, W. “Über quantentheoretische Umdeutung kinematischer und mechanischer Beziehungen”, Zeitschrift für Physik, 33, pp. 879–893, 1925. Vide Jammer (1974, p. 21).

⁴² Ao interessado em se aprofundar no assunto, recomenda-se a leitura de “Quantum Mechanics in Simple Matrix Form”, de Thomas F. Jordan, 1986, Dover Publications Inc.

fenômenos, mas que não nos remete a qualquer visualização de um mecanismo explicativo espaço-temporal causal para aquilo que se observa.

De fato, a Mecânica Matricial, não fosse o seu sucesso inicial em prever a intensidade das linhas de emissão espectral, teria sido, provavelmente, de modo bastante compreensível, pouco aceita pela comunidade acadêmica – não tanto pelos compromissos filosóficos clássicos de fundo que ela aparentemente exigia do físico renunciar, posto que a reflexão filosófica de determinada teoria, principalmente em seus primórdios, não costuma ser objeto de preocupação do especialista, mas simplesmente porque a linguagem matemática que a expressa era por demais estranha, à época, à prática científica entre os físicos, acostumados como estavam à descrição de suas observações em termos de equações diferenciais de funções contínuas cujas variáveis independentes mais ou menos representavam diretamente um dado *elemento de realidade* (tal qual, por exemplo, a posição de uma partícula). Tais equações diferenciais se mostravam, por sinal, muito bem adaptadas a determinadas noções de *causa*, *efeito* ou *história*, uma vez que conseguiam, de modo bastante pictórico, representar as ideias de *campos de forças* ou, ainda, de *trajetória*.

Não que seja correto dizer que métodos matriciais fossem ausentes na Física Clássica – basta lembrar que a Mecânica Newtoniana, a Teoria Eletromagnética, a Termodinâmica e mesmo a Mecânica Relativística e a Relatividade Geral faziam exaustivamente uso de vetores e tensores em suas equações. Mesmo matrizes de n -dimensões tinham ampla serventia em áreas aplicadas como Estática ou Dinâmica dos Flúidos, quando então eram consideradas como ferramentas de cálculo úteis para a descrição de situações complexas. Isso sem falar na ampla e profícua prática, em todas as áreas das Ciências Exatas, de se utilizar, dadas as devidas condições de contorno, de aproximações lineares para diferentes funções, quando então a resolução de sistemas lineares por métodos próprios da Álgebra Linear era imprescindível para a obtenção de soluções ao problema em questão. Contudo, nenhuma aplicação anterior de ideias matriciais poderia preparar um físico maduro do primeiro quarto do século XX ao estabelecimento de uma dinâmica *fundada* na representação de variáveis físicas por meio de matrizes de infinitas linhas e colunas de números complexos dependentes do tempo. Talvez, por isso, a posterior formulação matemática da Mecânica Ondulatória de Schrödinger tenha gozado de maior simpatia na comunidade acadêmica.

O artigo “Quantização como um problema de autovalores”⁴³, de Erwin Schrödinger, foi publicado em quatro comunicações ao longo do ano de 1926, a primeira delas poucos meses após Heisenberg ter tido sua epifania na Ilha de Heligoland. Nessas comunicações, demonstrou-se, dentre outras coisas, que as regras usuais de quantização de sistemas, oriundas da Antiga Física Quântica, “podiam ser substituídas pelo razoável requerimento de que uma certa função espacial deveria ter um valor finito e ser unicamente valorada” (JAMMER, 1974, p. 21). Ademais, Schrödinger demonstrou que seu formalismo ondulatório e o cálculo matricial de Heisenberg eram matematicamente equivalentes, “apesar das óbvias disparidades em suas assunções mais básicas, aparato matemático e teor em geral” (JAMMER, 1974, p. 22).

As ideias concernentes a uma “certa função espacial” tinham suas raízes na hipótese ondulatória de de Broglie, já mencionada no Capítulo 1. Basicamente, o que Schrödinger fez foi supor que o estado de um dado sistema físico seria descrito por uma função de onda Ψ , encontrando-se, a seguir, uma fórmula que descrevesse exatamente a sua dinâmica. Tal fórmula passou a ser conhecida como a *equação de Schrödinger*⁴⁴:

$$i\hbar \frac{\partial \Psi(q_i, t)}{\partial t} = \frac{-\hbar^2}{2m} \nabla^2 \Psi(q_i, t) + V(q_i, t) \Psi(q_i, t)$$

A equação de Schrödinger encontra-se incorporada ao formalismo matemático de Dirac–von Neumann (a ser oportunamente descrito mais adiante neste capítulo) e, portanto, à ortodoxia quântica. É, ademais, a base para a construção de formalismos matemáticos alternativos – com efeito, seu sucesso em prever estatisticamente o resultado das diversas medições efetuadas em sistemas quânticos é indiscutível.

Portanto, podemos afirmar sem ressalvas que, após a sua criação, a equação de Schrödinger desempenhou um papel central em qualquer discussão acerca de como uma teoria quântica deveria ser interpretada. Em particular, após a postulação de que um sistema físico seria descrito por uma função de onda Ψ , questionamentos acerca de como a mesma deveria ser

⁴³ SCHRÖDINGER, E. “Quantization as an Eigenvalue Problem”, primeira comunicação, *Annalen der Physik* 79 (4), pp. 361-376, 1926; segunda comunicação, *Annalen der Physik* 79 (6), pp. 489-527, 1926; terceira comunicação, *Annalen der Physik* 80 (13), pp. 437-490, 1926; quarta comunicação, *Annalen der Physik* 81 (18), pp. 109-139, 1926. Vide Jammer (1974, p. 21).

⁴⁴ A forma ora apresentada é válida apenas em situações não-relativísticas, isto é, para velocidades desprezíveis em relação à velocidade da luz. Ademais, subentende-se, em nossa notação, que se o sistema em questão possui n partículas, então $V(q_i, t) = V(x_1, y_1, z_1, \dots, x_n, y_n, z_n, t)$ e $\Psi(q_i, t) = \Psi(x_1, y_1, z_1, \dots, x_n, y_n, z_n, t)$, onde x_i, y_i, z_i são as coordenadas cartesianas da i -ésima partícula.

interpretada imediatamente surgiram. Seria ela a descrição matemática de uma onda *fisicamente real*, ou meramente um instrumento computacional útil para se fazer previsões?

No que diz respeito a Schrödinger, pode-se dizer que o mesmo acreditava na realidade da onda descrita pela função que soluciona sua equação. Mais que isso: o eminente físico austríaco sonhava interpretar *todos* os fenômenos quânticos como sendo o produto de fenômenos ondulatórios, reduzindo, assim, a teoria quântica a uma teoria ondulatória. Assim, por exemplo, no que diz respeito aos saltos quânticos previstos no modelo atômico de Bohr (e preservados no formalismo matricial), Schrödinger afirmou que:

“Difícilmente será necessário salientar como seria mais gratificante conceber uma transição quântica como uma troca de energia de um modo de vibração para outro, do que encará-la como um salto de elétron” (SCHRÖDINGER, apud. EISBERG & RESNICK, 1979, p. 218).

Com esse objetivo em mente, em seu artigo “Sobre a troca de energia de acordo com a Mecânica Ondulatória”, publicado em 1927, Schrödinger aplicou conhecimentos envolvendo teoria de perturbações dependentes do tempo para tentar explicar, em termos de fenômenos de ressonância, a suposta existência de níveis discretos de energia permissíveis para os elétrons movendo-se em torno de núcleos atômicos. Obtendo um relativo sucesso nessa empreitada em particular, o físico austríaco chegou então mesmo a considerar que “a ideia ondulatória poderia ser estendida de modo a dar conta, em termos apenas de frequências e amplitudes, de todos os fenômenos quânticos, incluindo o experimento de Franck-Hertz e mesmo o efeito Compton, o paradigma da física de partículas” (JAMMER, 1974, p. 29).

O filósofo e historiador da Física Max Jammer expõe as convicções de Schrödinger do seguinte modo (grifos nossos):

Schrödinger interpretou a teoria quântica como uma simples teoria clássica de ondas. Na sua visão, a realidade física consistia de ondas **e de ondas apenas**. Ele negou categoricamente a existência de níveis de energia discretos e de saltos quânticos, sob o argumento de que na mecânica ondulatória os autovalores discretos são autofrequências de ondas e não de energias, uma ideia a qual ele aludiu no final de sua primeira comunicação (JAMMER, 1974, p. 27).

Procurar encarar a função de onda Ψ como a descrição matemática de uma onda fisicamente real alinha-se com a busca por modelos explicativos espaço-temporais causais na

teoria quântica pré-matricial. Assim, não é de se surpreender que, muito embora a Mecânica Ondulatória fosse matematicamente equivalente à Mecânica Matricial, Schrödinger não poderia deixar de sentir que seu formalismo era fisicamente mais adequado que aquele de Heisenberg, na medida em que trazia a promessa de uma visualização mental dos inobserváveis mecanismos físicos responsáveis pelos fenômenos quânticos. Nesse sentido, Schrödinger era como um típico cientista dos séculos XVII, XVIII, XIX e primeiro quarto do século XX, integrando-se ao clube formado por Planck, Einstein e de Broglie.

Não obstante, apesar de seus esforços, pode-se dizer que o programa de Schrödinger de explicar *toda* a realidade apenas em termos de ondas não vingou. O ilustre físico, muito embora tenha tido algum êxito na tarefa de explicar de modo ondulatório alguns fenômenos de natureza corpuscular, como, por exemplo, conforme visto acima, interpretando aquilo que eram considerados níveis atômicos de energia em termos da ressonância de ondas superpostas, não conseguiu satisfatoriamente solucionar aquele que aparentemente parecia ser o problema mais simples de todos, qual seja, o de explicar, em termos ondulatórios, a própria existência de uma partícula livre. Dificuldades insuperáveis surgiram, dentre elas, principalmente, aquilo que passou a ser conhecido como o *problema do espalhamento do pacote de ondas*.

Uma partícula livre movendo-se em linha reta pelo espaço era, no formalismo de Schrödinger, considerada como um “pacote de ondas” de extensão bem diminuta, de modo a possibilitar sua adequada localização em cada instante – vide Figura 2 abaixo. Tal pacote poderia até variar com o tempo, mas, supostamente, deveria sempre manter mais ou menos sua forma geral – de modo a continuamente representar uma partícula de posição bem definida (i.e., de modo a se poder estabelecer uma correlação entre a localização do pacote e a localização da partícula). Ocorre que, matematicamente, isso é impossível de se obter:

A interpretação “natural” e “intuitiva” da mecânica quântica como proposta por Schrödinger tinha, contudo, que enfrentar sérias dificuldades. Em uma carta de 27 de maio de 1926 para Schrödinger, Hendrik Antoon Lorentz expressou, com respeito a sistemas de uma única partícula, sua preferência pela abordagem mecânico-ondulatória ao invés da mecânico-matricial, dado a “maior clareza intuitiva” da primeira; não obstante, ele apontou que o pacote de onda que quando se movia com a velocidade de grupo deveria representar a ‘partícula’ “não pode nunca se manter e permanecer confinado a um pequeno volume a longo prazo. A menor dispersão irá esparramá-lo na direção da propagação, e mesmo sem esta dispersão o pacote irá sempre mais e mais espalhar-se na direção transversal [em relação à direção de seu movimento]. Por causa deste inescapável esfarelamento, um pacote de ondas não me

parece muito adequado para representar coisas às quais nós desejamos atribuir uma existência individual um tanto quanto permanente” (JAMMER, 1974, p. 31).

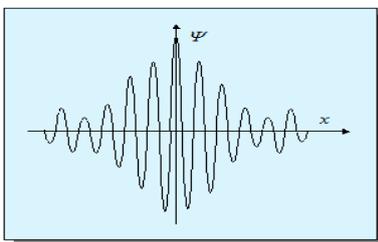


Figura 2 – Pacote de onda

Schrödinger esperava que avanços em técnicas computacionais poderiam no futuro demonstrar a estabilidade de um pacote de ondas propagando-se no espaço com velocidade de grupo constante e, assim, ser capaz de representar uma partícula com posição e *momentum* bem definidos em cada instante. Ele, contudo, estava errado, como logo Heisenberg viria a provar por meio da publicação de suas relações de incerteza, descritas mais adiante neste mesmo capítulo. De modo que, de fato, o programa de explicar a matéria apenas com o uso de ondas fracassou – o que não significa que questionamentos sobre a real existência de uma onda propagando-se pelo espaço se silenciaram, como bem demonstra, por exemplo, a Interpretação da Onda Piloto de de Broglie–Bohm, muito em voga atualmente como uma alternativa realista à ortodoxia quântica.

2.2 A AXIOMATIZAÇÃO DA MECÂNICA QUÂNTICA POR MEIO DO FORMALISMO DE DIRAC–VON NEUMANN

Ainda que a discussão sobre a realidade de uma onda descrita pela equação de Schrödinger permaneça relevante, atualmente os questionamentos concernentes às diferentes interpretações da Mecânica Quântica costumam ser colocados em outros termos. A razão para isso é que o formalismo matemático da Mecânica Ondulatória mostrou-se tão somente um caso particular de um formalismo mais geral, desenvolvido por Dirac e von Neumann em 1930 e 1932, respectivamente⁴⁵, e posteriormente incorporado à Interpretação de Copenhague. Tal

⁴⁵ Historicamente, duas foram as publicações a se tornarem paradigmáticas, verdadeiros manuais para o físico em formação: VON NEUMANN, J., “*Mathematische Grundlagen der Quantenmechanik*”, Alemanha: Springer, 1932, e DIRAC, P. “*The Principles of Quantum Mechanics*”, Reino Unido: Oxford University Press, 1930. De modo sintético, Dirac teve o mérito de introduzir a notação bra ($\langle |$) / ket ($| \rangle$) que será usada de agora em diante, sendo amplamente adotada na prática científica atual. Também é de sua autoria a introdução do espaço de Hilbert como uma arena para a abstração dos formalismos ondulatório e matricial, demonstrando, em um nível

formalismo possibilitou uma melhor visualização dos principais problemas a serem enfrentados para uma interpretação realista da teoria quântica, seja lá como ela venha a se representada (matricialmente ou ondulatoriamente, por exemplo), quais sejam: (i) o problema da superposição de estados e; (ii) o problema da medida (também conhecido como o problema do colapso da superposição de estados, ou ainda, como o problema do colapso da função de onda).

Nos reportaremos a esses problemas em seções específicas deste mesmo capítulo. Agora, contudo, cumpre apresentar o formalismo de Dirac–von Neumann segundo os apontamentos de Jammer (1974, p. 05) e Cohen-Tannoudji (2005, pp. 213-224), ainda que ao custo de sacrificarmos um pouco a linearidade histórica da apresentação. Os cinco postulados do formalismo serão apresentados de maneira rigorosa, utilizando-se de termos matemáticos técnicos, os quais, por sua vez, não serão alvo de explicação detalhada, impossível de ser dada aqui adequadamente.

Postulado 1) A todo sistema físico corresponde um espaço de Hilbert \mathcal{H} cujos vetores (i.e., vetores de estado, ou ainda, funções de onda) descrevem completamente os possíveis estados do sistema.

OBS: Basicamente, o Postulado 1 estabelece que o estado de um sistema é descrito por um vetor pertencente a um espaço de Hilbert. Este vetor pode ser *representado* via funções de onda complexas (no caso do formalismo ondulatório de Schrödinger) ou, equivalentemente, via matrizes complexas (no caso do formalismo matricial de Heisenberg). Já vimos que o próprio Schrödinger estabelecera a equivalência das duas abordagens. Jammer coloca mais tecnicamente esta situação da seguinte forma:

A argumentação de Schrödinger acerca da equivalência dos formalismos matricial e ondulatório ganhou uma clarificação adicional quando John von Neumann, alguns anos depois, mostrou que a mecânica quântica pode ser formalizada como um cálculo de operadores hermitianos em um espaço de Hilbert e que as teorias de Heisenberg e Schrödinger eram meramente representações particulares deste cálculo. Heisenberg fez uso do espaço de sequências $\mathbb{C}^{\mathbb{N}}$, o conjunto de todas as sequências infinitas de números complexos cujos quadrados dos valores absolutos convergiam para uma soma finita, enquanto que Schrödinger fez uso do espaço $\mathcal{L}^2(-\infty, +\infty)$ de todas as

explicativo de maior profundidade teórica do que o utilizado por Schrödinger, a equivalência entre as duas abordagens, apontando-as como casos particulares de um formalismo mais geral. A von Neumann, devemos dar o crédito de ter efetuado a primeira axiomatização da Mecânica Quântica, tal qual apresentado nesta seção, com pequenas modificações estilísticas.

funções mensuráveis complexas de quadrado integrável (i.e., funções de Lebesgue). Mas como ambos os espaços, L^2 e \mathcal{Q}^2 , são realizações infinitas do mesmo abstrato espaço de Hilbert \mathcal{H} e, portanto, isomórficos (e isométricos) entre si, existindo uma correspondência um-a-um, ou mapeamento, entre “funções de onda” de \mathcal{Q}^2 e “sequências de números complexos” de L^2 , entre operadores diferenciais hermitianos e matrizes hermitianas. Portanto, resolver o problema de autovalores de um operador em \mathcal{Q}^2 equivale a diagonalizar a correspondente matriz em L^2 (JAMMER, 1974, p. 22).

A partir deste ponto, portanto, preferiremos falar no vetor de estado $|\Psi(q_j, t)\rangle$ à falarmos na função $\Psi(q_j, t)$, enfatizando, dessa maneira, que tanto faz considerarmos funções de onda ou matrizes, ambas são representações particulares de um vetor de estado abstrato $|\Psi\rangle$ ⁴⁶.

Postulado 2) A todo observável⁴⁷ \mathcal{A} corresponde unicamente um operador auto-adjunto (i.e., hermitiano) \hat{A} atuando em \mathcal{H} . Os únicos valores possíveis de serem assumidos pelo observável \mathcal{A} são os autovalores do operador \hat{A} .

OBS: Considere, por exemplo, a energia de uma partícula. Ela é um observável, visto que pode ser medida experimentalmente. Chamemos tal observável, especificamente, de \mathcal{E} . Então, a \mathcal{E} corresponde um operador auto-adjunto \hat{H} que atuará nos vetores de estado $|\Psi\rangle$ de \mathcal{H} . Aquilo que o Postulado 2 diz é que os valores que \mathcal{E} pode assumir são os autovalores de \hat{H} (que serão sempre números reais, uma vez que o operador é auto-adjunto), isto é, serão as soluções e_j da equação $\hat{H}|\psi\rangle = e_j|\psi\rangle$, onde $|\psi\rangle$ é algum vetor de \mathcal{H} . Note que nem todo vetor $|\psi\rangle$ do espaço \mathcal{H} possui associado um escalar e_j tal que a equação $\hat{H}|\psi\rangle = e_j|\psi\rangle$ possa ser satisfeita. Entretanto, sempre ela for satisfeita para algum vetor $|\psi\rangle$ e algum escalar e_j , diremos que o $|\psi\rangle$ é um autovetor do operador \hat{H} , enquanto que e_j é o correspondente autovalor. Ademais, se o espectro de \hat{H} for discreto (i.e., se seus autovalores não variarem continuamente, mas assumirem apenas determinados resultados possíveis), os valores assumidos para o observável \mathcal{E} serão quantizados; caso contrário, não.

⁴⁶ Quando não for importante elencarmos as variáveis independentes q_j e t do vetor, as omitiremos.

⁴⁷ No contexto dos postulados do formalismo de Dirac–von Neumann, o termo *observável* adquire um significado diferente daquele que ressaltamos que utilizaríamos nesta dissertação – vide Nota 2. Aqui, não estamos falando de uma entidade objetivamente existente observável pelos nossos sentidos desprovidos de qualquer instrumentação, mas sim de uma grandeza qualquer passível de mensuração – tal qual posição, velocidade, etc. Esperamos que, pelo contexto, torne-se evidente o significado do termo em uso.

Postulado 3)⁴⁸ Quando o observável \mathcal{A} é medido em um sistema que está no vetor de estado normalizado $|\Psi\rangle$, a probabilidade $P(a_n)$ de se obter o autovalor a_n do correspondente operador auto-adjunto \hat{A} é $P(a_n) = \sum_{i=1}^{g_n} |\langle \psi^i | \Psi \rangle|^2$, onde g_n é o grau de degenerância de a_n e $|\psi_n^i\rangle$, $i = 1, 2, \dots, g_n$ é um conjunto de vetores ortonormais que forma uma base para o subespaço \mathcal{H}_n de \mathcal{H} associado ao autovalor a_n de \hat{A} .

OBS: Considere um único elétron ligado a um átomo. Estamos interessados no observável \mathcal{E} , a energia total deste sistema em particular. Denotaremos o estado do elétron de $|\Psi_{li\#ado}\rangle$, supondo ainda que o mesmo tenha sido normalizado, ou seja, que o tenhamos multiplicado por uma constante de tal forma de $|\langle \Psi_{li\#ado} | \Psi_{li\#ado} \rangle| = 1$ ⁴⁹. Suponha que os autovalores distintos de \mathcal{E} sejam e_1, e_2, e_3, \dots , ou seja, para esses valores, a equação $\hat{H}|\psi_n\rangle = e_n|\psi_n\rangle$, $n = 1, 2, 3, \dots$, é satisfeita para determinados (auto)vetores $|\psi_n\rangle$. Então, segue que para cada autovalor distinto e_n , existirá um ou mais autovetores $|\psi_n\rangle$ de \hat{H} tal que $\hat{H}|\psi_n\rangle = e_n|\psi_n\rangle$. Caso $|\psi_n\rangle$ seja único, diremos que e_n é não-degenerado (ou, equivalentemente, que seu grau de degenerância é 1). Se, por outro lado, existirem g_n vetores $|\psi_n^i\rangle$, $i = 1, 2, \dots, g_n$, tais que $\hat{H}|\psi_n^i\rangle = e_n|\psi_n^i\rangle$, diremos que e_n possui grau de degenerância igual a g_n . Ademais, é um resultado matemático o fato de operadores auto-adjuntos serem sempre diagonalizáveis, o que equivale a dizer que sempre existirá um conjunto de autovetores de \hat{H} que formarão uma base para qualquer vetor de estado de \mathcal{H} . E mais: que sempre existirá uma base de autovetores ortonormais, ou seja, em que o produto interno de qualquer par de autovetores será igual a zero. Portanto, no nosso caso de uma partícula no estado $|\Psi_{li\#ado}\rangle$, poderemos sempre escrever $|\Psi_{li\#ado}\rangle = \sum_j \sum_{i=1}^{g_j} c^i |\psi_j^i\rangle$, onde $\sum_{i=1}^{g_j} c^i |\psi_j^i\rangle$ é um somatório envolvendo um conjunto de autovetores ortonormais $|\psi_j^i\rangle$ de \hat{H} associados ao autovalor e_j (de grau de degenerância g_j), e j é um índice para varrermos todos os (possivelmente infinitos) autovalores

⁴⁸ Enunciamos o presente postulado considerando que o espectro do operador auto-adjunto \hat{A} é discreto. É possível, contudo, enunciar um postulado análogo para o caso do espectro ser contínuo – por exemplo, quando o observável é a posição ou a energia de uma partícula livre. Para maiores informações, vide Cohen-Tannoudji (2005).

⁴⁹ A notação $\langle x|y \rangle$, introduzida por Dirac, representa o produto interno entre os vetores de estado $|x\rangle$ e $|y\rangle$, sendo seu resultado um número, em geral, complexo. Assim, por exemplo, se $|e_1\rangle$, $|e_2\rangle$, $|e_3\rangle$ forem uma base qualquer para um dado subespaço tridimensional de \mathcal{H} , e se $|x\rangle = x_1|e_1\rangle + x_2|e_2\rangle + x_3|e_3\rangle$ e $|y\rangle = y_1|e_1\rangle + y_2|e_2\rangle + y_3|e_3\rangle$, então teremos que $\langle x|y \rangle = x_1^*y_1 + x_2^*y_2 + x_3^*y_3$. Por sua vez, com $|\langle x|y \rangle|$, queremos dizer a norma (algo análogo ao valor absoluto para números complexos) de $\langle x|y \rangle$. A importância em tratarmos de vetores de estado normalizados está no fato de que, somente assim, a probabilidade de encontrarmos o sistema com algum dos autovalores de determinado operador auto-adjunto é igual à unidade.

de \mathcal{H}^{50} . Aquilo que o Postulado 3 está nos dizendo, então, é o seguinte. Se o sistema em questão (i.e., um elétron ligado a um átomo) está em um estado $|\Psi_{li\#ado}\rangle$, então a probabilidade de, durante uma medição de \mathcal{E} , obtermos o valor e_n , será dada por $P(e_n) = \sum_{i=1}^{g_n} |\langle \psi_n^i | \Psi_{li\#ado} \rangle|^2$, isto é, pela soma do quadrado da norma do produto interno de g_n autovetores ortonormais $|\psi_n^i\rangle$ de \mathcal{H} associados ao autovalor e_n pelo vetor de estado $|\Psi_{li\#ado}\rangle$. Este conjunto de g_n vetores $|\psi_n^i\rangle$, por óbvio, não forma uma base para \mathcal{H} (para tanto, teríamos de incluir autovetores associados aos demais autovalores diferentes de e_n), mas, não obstante, formam uma base ortonormal para \mathfrak{H}_n , o subespaço de \mathcal{H} formado por todos aqueles vetores de estado $|\psi_n\rangle$ tais que $\hat{H}|\psi_n\rangle = e_n|\psi_n\rangle$. Mais informações sobre o Postulado 3 serão apresentadas na próxima seção, quando falarmos da interpretação de Born que lhe deu origem.

Postulado 4) Se a medida de um observável \mathcal{A} do sistema físico no estado $|\Psi\rangle$ der o resultado a_n , o estado do sistema imediatamente após a medição será a projeção normalizada de $|\Psi\rangle$ no subespaço \mathfrak{H}_n de \mathcal{H} associado ao autovalor a_n do operador auto-adjunto \hat{A} , ou seja, será $\frac{P_n|\Psi\rangle}{\sqrt{\langle \Psi | P_n | \Psi \rangle}}$ onde P_n é o operador-projeção em \mathfrak{H}_n .

OBS: O Postulado 4, também conhecido como *Postulado de Projeção*, é a enunciação rigorosa do problema da medida. Pela sua importância, trataremos dele em uma seção apropriada neste mesmo capítulo.

Postulado 5) A evolução temporal do vetor de estado $|\Psi\rangle$ é governada pela equação de Schrödinger:

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

, onde $H(t)$ é o operador associado à energia total do sistema, chamado de operador Hamiltoniano.

OBS: Esta é a conhecida equação de Schrödinger

⁵⁰ Por óbvio, estivéssemos tratando de outro operador, por exemplo, aquele relacionado a determinada coordenada espacial da partícula, teríamos um outro conjunto de autovalores x_n e, portanto, uma nova base de autovetores $|\varphi_n^i\rangle$ tal que $|\Psi_{li\#ado}\rangle = \sum_i \sum_n d_n^i |\varphi_n^i\rangle$.

$$i\hbar \frac{\partial \Psi(q, t)}{\partial t} = \frac{-\hbar^2}{2m} \nabla^2 \Psi(q, t) + V(q, t) \Psi(q, t)$$

, reescrita segundo o formalismo apresentado por Dirac. Comparando as duas equações, resta claro que o operador Hamiltoniano é dado por

$$H(t) = \frac{-\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V(t)$$

, ou seja, dependerá do potencial V considerado.

Com esses cinco postulados, a Mecânica Quântica é axiomatizada⁵¹ e o formalismo incorporado à ortodoxia quântica vigente. Os Postulados 1 e 2 são devidos a Dirac e generalizam o formalismo matricial de Heisenberg e o formalismo ondulatório de Schrödinger. O Postulado 5 é, como dito, em essência, a equação de Schrödinger. Os Postulados 3 e 4 são a expressão matemática da interpretação de Born e do problema da medida, respectivamente. Falaremos desses dois tópicos nas próximas seções.

Finalmente, encerrando esta seção, cumpre informar que o formalismo de Dirac-von Neumann, embora seja o mais amplamente utilizado nos últimos 80 anos pela comunidade científica, não foi o último a ser criado, mesmo no âmbito da ortodoxia atual:

Outros formalismos da mecânica quântica, tal como a abordagem algébrica, iniciada no começo da década de 1930 por von Neumann, E. P. Wigner e P. Jordan e elaborada nos anos 40 por I. E. Segal, ou a abordagem da lógica quântica, iniciada por G. Birkhoff e von Neumann em 1936 e aperfeiçoada por G. Mackey no final dos anos 50, a primeira levando à teoria C^* -álgebra da mecânica quântica e a segunda ao desenvolvimento da moderna lógica quântica, serão discutidos nos contextos apropriados. Por outro lado, nós dificilmente sentiremos necessidade de fazermos referência à abordagem da Matriz-S que, antecipada em 1937 por J. A. Wheeler, foi desenvolvida em 1942 por Werner Heisenberg para uma teoria de partículas elementares – embora tenha sido recentemente afirmado que ela constitui o mais apropriado quadro matemático para uma “versão pragmática” da interpretação de

⁵¹ Talvez, o melhor seria dizer “interpretativamente axiomatizada”, uma vez que os Postulados 3 e 4 trazem, em si, um viés interpretativo, ainda que corroborado pela experiência. Maiores informações serão encontradas neste capítulo, nas seções dedicadas à interpretação de Born e ao problema da medida.

Copenhague da teoria. Nem iremos ter muitas ocasiões para nos referirmos à interessante abordagem da integração funcional que Richard P. Feynman desenvolveu quando, no curso de seus estudos de pós-graduação em Princeton, estendeu o conceito de superposições de amplitudes de probabilidade para definir amplitudes de probabilidades para quaisquer movimentos ou trajetos no espaço-tempo, e quando demonstrou como a mecânica quântica convencional resulta do postulado de que essas amplitudes tenham uma fase proporcional à classicamente computada ação para o caminho em questão [...].

Como nossa apresentação segue o desenvolvimento histórico que foi predominantemente influenciado pelas ideias de von Neumann, esses formalismos alternativos irão ter um papel secundário em nossa discussão [...]. Nossa negligência sobre esses outros formalismos não deve, portanto, ser interpretada como uma depreciação de sua importância científica (JAMMER, 1974, pp. 08-09).

De modo similar, também essa dissertação não adentrará nos formalismos supramencionados – especialmente porque a abordagem de Dirac-von Neumann é suficiente para nos endereçar os problemas filosóficos relevantes. Estamos, agora, habilitados a aprofundar nossos estudos sobre a Interpretação de Copenhague e expor todas as suas consequências.

2.3 O PROBLEMA DA SUPERPOSIÇÃO DE ESTADOS E A INTERPRETAÇÃO DE BORN

Retroagindo a uma data anterior ao desenvolvimento do formalismo de Dirac-von Neumann de 1930/1932, pode-se dizer que, se a interpretação de Schrödinger de seu próprio formalismo ondulatório de 1926 não vingou, naquele mesmo ano outra interpretação surgiu e rapidamente angariou grande sucesso, levando a teoria quântica a novas alturas pela sua fidedignidade com as evidências experimentais – trata-se da interpretação de Born :

Enquanto isso, quase que simultaneamente à aparição da quarta comunicação de Schrödinger, uma nova interpretação da função ψ foi publicada, tendo consequências de longo alcance para a física moderna não apenas do ponto de vista técnico, mas também com respeito ao significado filosófico de seu conteúdo. Apenas quatro dias depois que a contribuição conclusiva de Schrödinger ter sido enviada ao editor de *Annalen der Physik*, os publicadores de *Zeitschrift für Physik* receberam um artigo de menos de cinco páginas intitulado “Sobre a Mecânica Quântica de Processos de

Colisão”⁵², no qual Max Born propôs, pela primeira vez, uma interpretação probabilística da função de onda, implicando conseqüentemente que a microfísica deveria ser considerada uma teoria probabilística. Embora Born – devido a uma extensa colaboração com seus assistentes, Heisenberg e Jordan –, fosse pessoalmente profundamente envolvido com o nascimento da mecânica matricial, ele estava grandemente impressionado com a nova abordagem de Schrödinger, tanto que, de fato, para o estudo de fenômenos de colisões, ele preferiu o formalismo da mecânica ondulatória ao da mecânica matricial, afirmando que “entre as várias formas da teoria apenas o formalismo de Schrödinger provou-se apropriado para esse propósito; por essa razão eu estou inclinado a considerá-lo como a mais profunda formulação das leis quânticas”⁵³. Mas a interpretação ondulatória de Schrödinger parecia [para Born] incompreensível (JAMMER, 1974, pp. 38-39).

Muito embora a interpretação de Born preceda os trabalhos de Dirac e von Neumann em pelo menos quatro anos, iremos agora estudá-la sob o ponto de vista do formalismo desses dois cientistas. Isso faz sentido quando pensamos que o objetivo maior do presente capítulo é apresentar a Interpretação de Copenhague (que herdou, com modificações, a interpretação de Born) e quando recordamos que a expressão matemática formal para a interpretação de Born encontra-se incorporada ao sistema axiomático de Dirac–von Neumann no Postulado 3 da seção 2.2.

Relembremos. Suponha que o estado de um sistema físico seja descrito por $|\Psi\rangle$. Seja \hat{A} o operador auto-adjunto (hipoteticamente de espectro discreto) relativo ao observável \mathcal{A} . Então, segue dos Postulados 1 e 2 que o estado do sistema pode ser representado como $|\Psi\rangle = \sum_j \sum_{i=1}^{g_j} c^i |\psi_j^i\rangle$, onde $\sum_{i=1}^{g_j} c^i |\psi_j^i\rangle$ é um somatório envolvendo um conjunto de autovetores ortonormais $|\psi_j^i\rangle$ de \hat{A} associados ao autovalor a_j (de grau de degenerância g_j), e j é um índice para varrermos todos os (possivelmente infinitos) autovalores de \hat{A} .

Quando escrevemos que o estado do sistema é $|\Psi\rangle = \sum_j \sum_{i=1}^{g_j} c^i |\psi_j^i\rangle$, não sabemos, de fato, qual é o valor do observável \mathcal{A} – apenas temos conhecimento de que ele pode assumir qualquer um dos (auto)valores a_j . Ademais, pelo fato de a equação de Schrödinger ser linear, sabemos também que cada autovetor $|\psi_j^i\rangle$ também satisfaz, separadamente, aquela equação. Ou seja, o sistema poderia encontrar-se em um dado estado $|\psi_j^i\rangle$ em particular – caso em que,

⁵² BORN, M., “Zur Quantenmechanik der Stossvorgänge”, Zeitschrift für Physik 37, pp. 863-867, 1926. Note que a data de publicação precede em quatro anos a publicação do “The Principles of Quantum Mechanics”, de Dirac, e em seis anos a do “Mathematische Grundlagen der Quantenmechanik”, de von Neumann.

⁵³ Vide Nota 52.

por definição das relações entre autovetores e autovalores, poderíamos estar certos, independentemente de qualquer medida, que \mathcal{A} assumiria o valor a_j correspondente a $|\psi_j\rangle$.

Mas, entre dizer que o sistema poderia estar em um dado $|\psi_j\rangle$ e, de fato, o sistema encontrar-se em $|\psi_j\rangle$, existe uma grande diferença. Por esse motivo, não seria razoável esperarmos que, *a priori*, o estado de um sistema possibilitaria aferir, com certeza, o valor de um dado observável – a não ser em casos muito particulares, que não invalidam a tese geral aqui presente. Assim, o formalismo de Dirac–von Neumann incorporou a incerteza relativa aos valores de um dado observável \mathcal{A} ao descrever o estado geral $|\Psi\rangle$ do sistema em questão por meio de uma *superposição de estados* – ou seja, por meio de um somatório de diferentes estados $|\psi_j\rangle$, cada um dos quais possui a propriedade de que $\hat{A}|\psi_j\rangle = a_j|\psi_j\rangle$, razão pela qual os diversos $|\psi_j\rangle$ são também denominados *autoestados* do operador \hat{A} (diferenciando-os, assim, de um estado $|\Psi\rangle$ genérico em que, usualmente, $\nexists a_j: \hat{A}|\Psi\rangle = a_j|\Psi\rangle$)

Schrödinger tentara interpretar, na linguagem de seu formalismo, cada termo $|\psi_j\rangle$ como uma onda superpondo-se com as demais de modo que o efeito resultante fosse uma única onda real $|\Psi\rangle = \sum_j \sum_{i=1}^{g_j} c^i |\psi_j\rangle$. A ideia de Born, por sua vez, era considerar $|\Psi\rangle$ não como uma onda real, mas como uma medida do *conhecimento* que temos a respeito de um dado sistema. Ela nos daria, então, por meio da fórmula constante no Postulado 3, as probabilidades de se encontrar o sistema em um dado conjunto de estados (autoespaço) associado a determinado (auto)valor de um dado observável:

Sumarizando a interpretação probabilística *original*⁵⁴ de Born da função ψ , nós podemos dizer que $|\psi|^2 d\tau$ mede a densidade de probabilidade de encontrar a partícula dentro de um volume infinitesimal $d\tau$, a partícula sendo concebida no sentido clássico como uma massa pontual possuindo em cada instante tanto uma posição quanto um momentum definidos. Contrariamente à visão de Schrödinger, ψ não representa o sistema físico ou quaisquer de seus atributos, mas apenas o *conhecimento* concernente aos últimos (JAMMER, 1974, p. 43).

O primeiro ponto digno de nota a respeito da interpretação de Born é que, ao contrário de outras interpretações, ela é, em certo sentido, sujeita à verificação experimental – ao menos

⁵⁴ Iremos, logo mais a frente nesta seção, ver que a Interpretação de Copenhague se apropriou da interpretação de Born, modificando-a conceitualmente (mas não matematicamente) em alguns pontos fundamentais. Daí Jammer ter-se utilizado do vocábulo “original”. Adiantamos apenas que tal modificação se deu em decorrência de dificuldades relacionadas aos demais trechos da citação marcados em itálico.

na medida em que a conhecida Lei dos Grandes Números nos permite aproximar uma estatística de uma probabilidade. Podemos imaginar isso da seguinte forma. Considere um dado de seis faces. Se o dado for, hipoteticamente, honesto, a probabilidade de obtermos um certo resultado é, *por definição*, igual a $1/6 = 0,166666\dots$. Mas, como podemos saber se o dado é, de fato, honesto? A resposta mais óbvia é jogar o dado repetidas vezes e anotar a razão em que determinado resultado ocorreu. Assim, podemos jogar o dado 60 vezes e obtermos em 8 situações determinado resultado ($8/60 = 0,13333\dots$). Jogando 600 vezes, aquele resultado poderá aparecer 95 vezes ($95/600 = 0,1583333\dots$). Jogando 6000 vezes, o resultado procurado, por exemplo, poderia aparecer em 970 vezes ($970/6000 = 0,16166666\dots$). E assim sucessivamente. Podemos esperar que, se o dado for honesto, quanto mais vezes o jogarmos, mais a estatística do resultado procurado se aproximará da probabilidade calculada de $1/6$.

É nesse sentido que podemos afirmar que a interpretação de Born é sujeita à verificação experimental. De fato, no caso da Moderna Mecânica Quântica, ao longo de sua história quase centenária, numerosas estatísticas foram produzidas acerca de variados fenômenos físicos, sendo que, em todos os casos, com altíssimo grau de precisão, elas se aproximaram das probabilidades previstas pela interpretação de Born. Por esse motivo, certamente, tal interpretação para a representação de um dado estado quântico é, com larga vantagem, a mais aceita pelos físicos, tendo sido incorporada, com algumas modificações (mas sem se alterar a forma do Postulado 3), a uma interpretação mais ampla dos fenômenos quânticos, a Interpretação de Copenhague.

Voltando ao exemplo do dado, uma observação, contudo, é importante: nenhum conjunto *finito* de medidas pode nos *garantir* que, de fato, o dado não é viciado. Pois talvez o resultado de uma dada jogada tenda tão fracamente a um valor em particular que tal tendência só seria revelada, por exemplo, se jogássemos o dado 10.000 vezes. Ademais, também não temos nenhuma garantia que a *tendência* observada nas primeiras 1.000 jogadas venha a se repetir nas próximas 1.000. De modo que afirmamos que a passagem de uma estatística para uma probabilidade sempre envolve uma tomada de posição teórica – i.e., um salto interpretativo. É tentador, pelo sucesso de um conjunto de estatísticas em se aproximar das probabilidades calculadas, julgarmos que qualquer questionamento acerca da teoria probabilística em questão encontrar-se-ia superado pelas próprias evidências experimentais. Em verdade, se não houvesse outros pontos a serem considerados senão a mera adequação da teoria aos fatos, tenderíamos a dizer que a interpretação de Born é, realmente, a palavra final sobre aquilo que é um estado quântico.

Um segundo ponto digno de nota que desejamos apontar é que, apesar de a interpretação de Born ter sido a primeira interpretação probabilística da Moderna Física Quântica, incidindo, no caso, sobre o formalismo ondulatório de Schrödinger e posteriormente sendo incorporado ao sistema axiomático de Dirac–von Neumann, não foi a primeira vez que ideias probabilísticas foram introduzidas na Ciência, tampouco, na própria Física Quântica. Neste último caso, podemos, pelo menos, apontar como antecessora direta da interpretação de Born a *Teoria de Bohr-Kramers-Slater* (também conhecida como Teoria BKS), de 1924, talvez a última tentativa de compreensão da interação da matéria com a radiação utilizando-se de procedimentos próprios da Antiga Física Quântica. Não há necessidade de desenvolvermos essa teoria, bastando apontar a seguinte citação:

Um primeiro e muito interessante passo em direção a uma compreensão real da Mecânica Quântica foi feito por Bohr, Kramers e Slater em 1924. Esses autores tentaram resolver a aparente contradição entre a visão ondulatória e a visão corpuscular [vide seção 1.5] por meio do conceito de onda de probabilidade⁵⁵. As ondas eletromagnéticas eram então interpretadas não como ondas “reais”, mas como ondas de probabilidades, a intensidade das quais determina em um ponto qualquer a probabilidade para a absorção (ou emissão induzida) de um *quantum* de luz por um átomo no ponto. Esta ideia levou à conclusão de que as leis da conservação da energia e do *momentum* não precisam ser verdadeiras para um evento em particular. Esta conclusão não era correta⁵⁶, porém, e as conexões entre os aspectos ondulatórios e corpusculares da radiação eram ainda mais complicados (HEISENBERG, 2007, p. 14).

Um terceiro ponto acerca da interpretação de Born diz respeito à seguinte citação:

A interpretação de Born poderia facilmente enfrentar as cinco dificuldades encontradas na interpretação de Schrödinger. O espalhamento da função ψ e a sua multidimensionalidade não constituíam um obstáculo sério já que ψ não era em si mesma considerada como algo de real; a amplitude complexa é lidada associando-se significado apenas ao quadrado do seu valor absoluto, que é sempre um número real não-negativo; a descontínua mudança de ψ (ou a “redução do pacote de ondas”), no caso de uma medida, não significa, como na visão da teoria de Schrödinger, um repentino colapso de uma onda amplamente espalhada, mas meramente uma mudança

⁵⁵ Não devemos, contudo, pensar que esta “onda de probabilidade” é a mesma função que viria a ser solução da equação de Schrödinger, que só viria a ser desenvolvida em 1926.

⁵⁶ Lembremo-nos que os trabalhos de Compton sobre a conservação da energia e do *momentum* em colisões foi finalmente aceita pela comunidade científica no final de 1924.

em nosso conhecimento da situação física que ocorre no instante em que nos tornamos cientes do resultado da medida; e, finalmente, a dependência da função ψ quanto à escolha das variáveis usadas para sua formação ou, resumidamente, sua dependência representacional, é previsível, dado que o conhecimento acerca da posição ganho com a “representação da posição” é naturalmente diferente do conhecimento acerca do *momentum* ganho com a “representação do *momentum*” (i.e., a função ψ no espaço dos *momenta*) (JAMMER, 1974, p. 43).

Em suma, a interpretação de Born parece ser capaz de solucionar numerosos problemas relacionados à função de onda de Schrödinger (de fato, todas as cinco dificuldades a uma interpretação realista elencadas por Jammer em seu trabalho – algumas delas, tais como o caráter complexo e multidimensional da função, aqui não detalhadas). Mas, se isso é verdade, e se as evidências estatísticas corroboram tanto esse viés interpretativo, o que nos impede de encerrar a questão? A resposta pode ser encontrada na experiência da dupla fenda, razão pela sugerimos a releitura da primeira citação da seção 1.5, de Werner Heisenberg, apontando, em seguida, o seguinte comentário:

Apesar de todos esses sucessos, a interpretação probabilística original de Born provou ser um sombrio fracasso se aplicada à explicação dos fenômenos de difração tal qual a difração de elétrons. No experimento da dupla fenda, por exemplo, a interpretação original de Born implicava que o escurecimento da tela atrás da dupla fenda, com as duas fendas abertas, deveria ser a superposição de dois escurecimentos obtidos com apenas uma fenda aberta de cada vez. O simples fato experimental de que há regiões no padrão de difração não escurecidas de maneira alguma com as duas fendas abertas, quando as mesmas regiões possuíam um escurecimento pronunciado com apenas uma das fendas aberta, refuta a versão original de Born de sua interpretação probabilística. Como o experimento da dupla fenda pode ser realizado sob quantidades de radiação tão diminutas que apenas uma partícula (elétron, fóton, etc.) passa pelo aparato a cada instante, torna-se claro, sob análise matemática, que a onda ψ associada com cada partícula interfere consigo mesma e a interferência *matemática* torna-se manifesta pela distribuição *física* de partículas sobre a tela. A função ψ deve, portanto, ser algo *fisicamente real* e não meramente a representação de nosso conhecimento, se ela deve referir-se a partículas no sentido clássico [...] (JAMMER, 1974, pp. 43-44).

Heisenberg foi, logo cedo, um entusiasta da interpretação probabilística de Born. Não foi aqui efetuado um trabalho extenso de análise histográfica para determinar, precisamente, contudo, quando o primeiro percebeu os problemas enfrentados pelo segundo no experimento

da dupla fenda. O que sabemos é que apesar de Heisenberg ser, nos anos 20 e 30, um notório advogado da Interpretação de Copenhague, particularmente no que tange ao seu pragmatismo e instrumentalismo, ele, já maduro, pelo menos no final dos anos 50, passou a atribuir algum “grau de realidade” à função de onda, remetendo-a ao conceito aristotélico de potencialidade (δύναμις) (LEITE, 2008, pp. 104, 107):

Mas o artigo de Bohr, Kramers e Slater revelou uma característica fundamental da correta interpretação da teoria quântica. Este conceito de onda de probabilidade era algo completamente novo em física teórica desde Newton. Probabilidade em matemática ou em física estatística significa uma afirmação acerca de nosso grau de conhecimento de uma situação real. Quando jogamos um dado nós não sabemos os detalhes do movimento de nossas mãos que determinarão a queda do dado e, portanto, dizemos que a probabilidade de conseguirmos um número em particular é apenas uma em seis. A onda de probabilidade de Bohr, Kramers e Slater, entretanto, significa mais que isso; significa uma tendência a alguma coisa. É a versão quantitativa do antigo conceito de “potência” da filosofia aristotélica. É a introdução de algo entre a ideia de um evento e a realização do evento, um estranho tipo de realidade física no meio entre a possibilidade e a realidade.

Posteriormente, quando o quadro matemático da teoria quântica foi fixado, Born pegou esta ideia da onda de probabilidade e deu uma clara definição da quantidade matemática no formalismo, que viria a ser interpretado como essa onda de probabilidade. Não era uma onda tridimensional como as ondas de rádio ou ondas elásticas, mas uma onda em um espaço de configuração multidimensional, e, portanto, uma quantidade matemática bem abstrata (HEISENBERG, 2007, p. 15).

A potencialidade de Heisenberg, portanto, é um “estranho tipo de realidade física no meio entre a possibilidade e a realidade”. Somos, assim, tentados a dizer que ela possui uma natureza ontológica, ou mesmo física, ainda que, de algum modo, em um grau menor em relação àquilo que observável. Ademais, tal potencialidade se relacionaria tanto a aspectos objetivos, ontológicos, da função de onda, quanto a aspectos subjetivos, epistemológicos, do observador⁵⁷:

Agora, a interpretação teórica de um dado experimento começa com os dois passos que nós discutimos. No primeiro passo nós devemos descrever o arranjo do experimento, eventualmente combinado com uma primeira observação, em termos da

⁵⁷ Vide a Nota 1 para esclarecimento do porquê estamos necessariamente associando ontologia a objetividade e epistemologia a subjetividade.

física clássica, e então traduzir essa descrição em uma função de probabilidade. Esta função de probabilidade segue das leis da teoria quântica, e sua mudança ao longo do tempo, que é contínua, pode ser calculada das condições iniciais – este é o segundo passo. A função de probabilidade combina elementos objetivos e subjetivos. Ela contém afirmações sobre possibilidades ou melhores tendências (“*potentia*”, na filosofia aristotélica), sendo essas afirmações completamente objetivas, não dependendo de qualquer observador; e contém afirmações sobre nosso conhecimento do sistema, que, claro, são subjetivas na medida em que são diferentes para observadores diferentes. Em casos ideais o elemento subjetivo na função de probabilidade pode ser praticamente negligenciado quando comparado com o elemento objetivo. Os físicos, então, falam em um “caso puro” (HEISENBERG, 2007, pp. 26-27).

Quando, anteriormente nesta seção, nós afirmamos que a interpretação de Born foi incorporada à Interpretação de Copenhague após algumas modificações, queremos dizer justamente que Copenhague interpretou o caráter probabilístico do estado quântico de um sistema, dado pelo Postulado 3, não de modo estritamente epistêmico, mas também ontológico⁵⁸.

Como esse amálgama entre epistemologia e ontologia na definição de um estado quântico é encarada é algo que mesmo os mais importantes cientistas da Escola de Copenhague pareciam discordar. O maduro Heisenberg de 1950 procura sempre se esquivar do problema, não indo muito além da enunciação de um “estranho tipo de realidade física no meio entre a possibilidade e a realidade” – o que já é algum avanço, por assim dizer, em direção a um realismo científico nos moldes tradicionais, capaz de prover modelos explicativos espaço-temporais causais para os fenômenos (por problemática que seja a ideia de uma efêmera potencialidade, real mas distinta da realidade atualizada). Bohr, por sua vez, encara toda a questão linguisticamente por meio do desenvolvimento de um enigmático Princípio de Complementaridade, o que lhe possibilita se esquivar em dar qualquer explicação fora do estrito âmbito das observações, como veremos mais adiante neste capítulo.

Abordaremos novamente o problema da superposição de estados e da interpretação probabilística adotada pela ortodoxia nas seções dedicadas ao problema da medida e ao

⁵⁸ Por certo, estamos generalizando. A Escola de Copenhague não tinha um pensamento tão homogêneo quanto talvez estejamos dando a entender. É certo que existem aqueles dentro de Copenhague que crêem que a função de onda possui um caráter estritamente epistêmico. Aqui, nos referimos especialmente a Bohr e ao Heisenberg maduro.

Princípio de Complementaridade. Adiantamo-nos, porém, ao indicar que o caráter epistemológico associado à potencialidade da função de onda (ou, de outra maneira, da superposição de estados) deu origem a variadas interpretações idealistas da Mecânica Quântica – vertentes filosóficas rechaçadas tanto por Heisenberg quanto por Bohr.

2.4 AS RELAÇÕES DE INCERTEZA DE HEISENBERG

Nesta seção, apresentaremos aquilo que é, por muitos, considerado como o maior argumento para o abandono de modelos explicativos espaço-temporais causais na Física Quântica. Trata-se das Relações de Incerteza de Heisenberg⁵⁹, também chamadas de Princípio de Indeterminação⁶⁰, apresentadas por Werner Heisenberg em 23 de março de 1927 no seu famoso artigo “Sobre a Mecânica Quântica de Processos de Colisão”. Tais relações constituem um elemento fundamental da Mecânica Quântica e são uma decorrência matemática do formalismo matricial, ondulatório ou de Dirac–von Neumann. A interpretação de tais relações, entretanto, não é fácil, tratando-se de um tópico ainda hoje passível de discussão, como procuraremos aqui argumentar – a despeito da intransigência da ortodoxia vigente com respeito a ideias outras que não as suas próprias.

Sinteticamente, podemos dizer que, em sua forma generalizada, as relações de incerteza estabelecem que, se dois observáveis \mathcal{A} e \mathcal{B} são conjugados⁶¹, tais como, por exemplo, posição e momentum, existe um limite inferior para o produto $\Delta\mathcal{A} \cdot \Delta\mathcal{B}$ dado por $\Delta\mathcal{A} \cdot \Delta\mathcal{B} \geq \frac{\hbar}{2}$ (COHEN-TANNOUJJI, 2005, p. 287).

Prima facie, as relações de Heisenberg nos afirmam que um maior conhecimento (i.e., uma menor incerteza) acerca da posição de uma partícula deve necessariamente ser acompanhada de uma menor informação acerca de sua velocidade, e vice-versa; ou ainda, que se quisermos saber com grande precisão a energia de um sistema, deveremos deixá-lo evoluir e

⁵⁹ Pelo bem da acuidade histórica, Jammer (1974, p. 61) aponta que P. M. Dirac antecipou Heisenberg quando ele escreveu, no artigo “The physical interpretation of the quantum dynamics”, *Proceedings of the Royal Society A* 113, pp. 621-641, que “ninguém pode responder qualquer questão na teoria quântica que se refira aos valores numéricos para ambos o q [posição] e p [momentum]”.

⁶⁰ O termo “relações de Heisenberg” foi pela primeira vez utilizado por Arthur E. Ruark, em “Heisenberg’s indetermination principle and the motion of free particles”, *Bulletin of the American Physical Society* 2, 16, 1927. Importante observar que no “Über den anschaulichen Inhalt der quantentheoretischen Kinematik und Mechanik”, Heisenberg usou o vocábulo *Unsicherheit* (incerteza) três vezes, *Unbestimmtheit* (indeterminação) apenas duas vezes, e *Ungenauigkeit* (inexatidão, imprecisão) ou *Genauigkeit* (exatidão, precisão) mais de trinta vezes – fora as utilizações do adjetivo *genau* (JAMMER, 1974, pp. 61 e 74).

⁶¹ Sejam \mathcal{A} e \mathcal{B} dois observáveis cujos operadores hermitianos são dados por \hat{A} e \hat{B} . Definamos o operador comutador de \hat{A} e \hat{B} como sendo $[\hat{A}, \hat{B}] = \hat{A}\hat{B} - \hat{B}\hat{A}$. Então, dizemos que \mathcal{A} e \mathcal{B} são observáveis conjugados se $[\hat{A}, \hat{B}] = i\hbar$.

observá-lo por um intervalo de tempo correspondentemente grande. Temos, portanto, até aqui, uma consequência *epistemológica* do Princípio de Indeterminação. Aquilo que constitui o centro do debate envolvendo as relações de incerteza é, contudo, se as mesmas teriam fundamentação *ontológica*. Ou seja, a polêmica se estabelece não no reconhecimento de que o formalismo quântico impõe um limite ao nosso conhecimento, mas na consideração de que, talvez, uma partícula individual, de fato, não tenha simultaneamente uma posição e uma velocidade bem definidos – o que acabaria com a clássica noção de trajetória associada a uma partícula, isto é, à noção de que a mesma possui uma história espaço-temporal causal bem definida.

No que diz respeito à causalidade, Heisenberg afirma, na conclusão do seu artigo “Sobre o claro conteúdo da mecânica e cinemática quantum-teorética”, de 1927:

Mas na formulação rigorosa da lei de causalidade – “Se nós soubermos o presente exatamente, nós podemos calcular o futuro” – não é a conclusão que é errônea, mas a premissa. Nós simplesmente não podemos saber o presente por princípio em todos os seus parâmetros. Portanto, toda a percepção é uma seleção de uma totalidade de possibilidades e uma limitação sobre aquilo que é possível para o futuro. Como a natureza estatística da teoria quântica é tão próxima da incerteza em todas as observações ou percepções, alguém poderia ficar tentado a concluir que por detrás do observado, estatístico, mundo, um mundo “real” encontra-se escondido, no qual a lei de causalidade é aplicável. Nós queremos afirmar explicitamente que acreditamos que tais especulações são tanto sem sentido quanto infrutíferas. A única tarefa da física é descrever relações entre observações. A verdadeira situação poderia ser melhor descrita como se segue: por causa que todos os experimentos encontram-se sujeitos às leis da Mecânica Quântica [...], segue-se que a Mecânica Quântica de uma vez por todas estabelece a invalidade da lei de causalidade^{62,63} (HEISENBERG, 1983, p. 32).

⁶² Conforme relata (JAMMER, 1974, pp. 75-76) , Hugo Bergmann, professor da Universidade Hebraica em Jerusalém, em seu artigo “Der Kampf um das Kausalgesetz in der jüngsten Physik”, Vieweg, Braunschweig, 1929, p. 39, apontou que a refutação de Heisenberg da lei de causalidade é logicamente incorreta (*unsound*) porque a implicação lógica “se...então” não é refutada negando-se a validade ou a aplicabilidade da premissa ou da hipótese da oração, como Heisenberg afirmara. O “se...então” é, em si, a própria enunciação da lei de causalidade. Assim, no máximo, segundo Bergmann, Heisenberg teria demonstrado que a causalidade não é *aplicável* à natureza, mas não que ela é falsa, i.e., inválida. Por óbvio, tal apontamento de Bergmann não poderia ser mais sem importância para Heisenberg, cuja orientação filosófica, ao final da década de 20, era de um operacionalismo acentuado, segundo o qual “inaplicável” e “inválido” são considerados sinônimos. Não tardou, porém, para Heisenberg tentar formular melhor suas ideias acerca da causalidade. Em um seminário acerca do papel das relações de incerteza realizado em Viena em 09 de dezembro de 1930, o eminente físico, primeiramente, enunciou a lei de causalidade como “se, em um certo tempo, todos os dados [*Bestimmungstücke*] são conhecidos para um sistema, então é possível predizer inequivocamente o comportamento físico do sistema também para o futuro”. A seguir, afirmou que tal enunciado não é correto – dessa vez, contudo, não por causa de

Esta passagem aponta, com toda a clareza, o forte viés positivista, instrumentalista e operacionalista esposado à época por Heisenberg. Isto aparece mesmo nas primeiras páginas do supracitado artigo:

Se nós desejamos compreender claramente o que querem dizer as palavras “posição do objeto” – por exemplo, um elétron –, então nós devemos indicar os experimentos decisivos por meio dos quais nós pretendemos determinar a “posição de um elétron”. Caso contrário essas palavras são sem significado (HEISENBERG, 1983, p. 04).

Então, para Heisenberg em 1927⁶⁴, simplesmente não faz sentido digressões filosóficas acerca do fato de se um elétron teria, ou não, objetivamente, uma posição e um *momentum* bem definidos em um dado instante anteriormente à observação. Tudo o que podemos saber sobre o elétron nos é dado pela Mecânica Quântica, e esta estabelece um limite para o grau de precisão que podemos ter simultaneamente sobre essas duas grandezas. Conforme aponta Jammer:

O ponto de partida de Heisenberg era a afirmação de que “todos os conceitos que são usados em física clássica para descrever sistemas mecânicos podem ser, em analogia, exatamente definidos para processos atômicos”⁶⁵ [...], pois definir um conceito significa prescrever um procedimento para medir a quantidade referenciada pelo conceito (JAMMER, 1974, p. 68).

sua premissa, mas porque sua conclusão era inválida, visto que a Mecânica Quântica admite, em geral, apenas conclusões estatísticas a partir do conhecimento mais preciso existente, que é a função de onda. Finalmente, Heisenberg afirma que a lei de causalidade poderia ser expressa pelo novo enunciado “se, em um certo tempo, todos os dados são conhecidos para um sistema, então existirão, em qualquer tempo futuro, experimentos para os quais o resultado poderá ser exatamente previsto, desde que o sistema não seja sujeito a quaisquer perturbações além daquelas necessárias para realizar o experimento”, afirmando, em seguida, que “se uma regularidade desse tipo pode, ou não, ser ainda considerada como causalidade, é uma questão de gosto”.

⁶³ Ainda sobre a causalidade, apontamos que Léon Brunschwig (“Science et la prise de conscience”, *Scientia* 55, pp. 329-340, 1934) via, nas relações de incerteza, a sua confirmação, e não sua negação. Para esse filósofo, a realidade microfísica em si é governada por leis causais determinísticas, enquanto que o Princípio de Indeterminação é apenas aparente, uma vez ser produzido por uma necessária perturbação no sistema durante o ato de observação – “as relações de incerteza apenas significam que o determinismo do fenômeno observado é em si mesmo nada mais que uma abstração, pois é inseparável do determinismo pelo qual o ato de observação é governado”. Johannes Erich Heyde também pensa da mesma forma, tendo apresentado um diferente argumento no artigo “Entwertung der Kausalität?”, Kohlhammer, Stuttgart; Europa Verlag, Zürich, Wien, 1957, p. 65. Para Heyde, as relações de Heisenberg implicam na impossibilidade de provar a existência da causalidade; não implicam, contudo, na possibilidade de provar sua inexistência. Para maiores informações, vide Jammer (1974, pp. 76-77).

⁶⁴ Devemos nos lembrar de que Heisenberg, ao longo de sua vida, foi abandonando uma visão estritamente positivista/operacionalista da ciência – vide a discussão sobre potencialidade na seção 2.3.

⁶⁵ HEISENBERG, 1983, pp. 10.

O operacionalismo do jovem Heisenberg teve consequências não desprezíveis para a Mecânica Quântica. De fato, julgamos ser esse historicamente o ponto de principal divergência teórica entre aqueles que advogam ser representantes da Escola de Copenhague. Enquanto Heisenberg atinha-se, à época, a uma visão estritamente positivista, Niels Bohr de forma alguma referendava tal posição, enfatizando que:

A incerteza recíproca que sempre afeta os valores dessas quantidades é [...] essencialmente um resultado da limitada acuidade com a qual mudanças na energia e no momentum podem ser definidas, quando os campos de ondas [*wave fields*] usados para a determinação das coordenadas espaço-temporais da partícula são suficientemente pequenos. (BOHR, 1928, p. 583).

Assim, para Bohr, não podemos *definir* (e não *medir*) exatamente mudanças na energia e no *momentum* em sistemas atômicos. Não se trata de um desafio técnico possível de ser superado, mas de uma limitação de nossa linguagem, de sua capacidade de representar sistemas quânticos quando para sua completa descrição é necessária a aplicação *simultânea* de dois conceitos clássicos excludentes. Ou seja, para Bohr, as relações de incerteza deveriam ser interpretadas não a partir de um ponto de vista operacional (isto é, segundo a consideração da aparente impossibilidade de se descrever um experimento capaz de medir simultaneamente a posição e o *momentum* de uma partícula, por exemplo), mas a partir do reconhecimento de que, para a descrição completa de um sistema quântico, conceitos clássicos excludentes se fazem necessários. Mais sobre esse assunto será tratado ainda neste capítulo, quando abordarmos o Princípio da Complementaridade.

Confrontado com essa posição de Bohr, Heisenberg, algum tempo antes de submeter seu artigo “Sobre o claro conteúdo da mecânica e cinemática quantum-teorética” para publicação, apenas replicou: “Bem, nós temos um esquema matemático consistente e esse esquema matemático consistente nos diz tudo o que pode ser observado. Nada há na natureza que não possa ser descrito por esse esquema matemático” (HEISENBERG, 1963, apud. JAMMER, 1974, p. 66). Não obstante, parece que Bohr realmente conseguiu de alguma forma “dobrar” Heisenberg, dado que a conclusão da discussão entre esses dois grandes cientistas rendeu o seguinte adendo ao final do supracitado artigo:

Adendo ao tempo de correção. Após terminar este artigo, novas investigações por Bohr levaram a pontos de vista que permitem uma considerável ampliação e refinamento das relações da mecânica quântica aqui conduzidas. Neste contexto, Bohr

chamou minha atenção para o fato de que eu não dei a devida relevância a alguns pontos essenciais em algumas discussões deste trabalho. Acima de tudo, a incerteza na observação não é devida exclusivamente à existência de descontinuidades, mas é diretamente relacionada ao requerimento de fazer justiça simultaneamente às diferentes experiências expressas pela teoria corpuscular, de um lado, e pela teoria ondulatória, de outro (HEISENBERG, 1983, p. 32).

Por causa da leitura individual desse trecho, muitos afirmaram que Bohr desenvolveu o Princípio de Complementaridade a partir do Princípio de Indeterminação. Nada mais errôneo. Primeiro, os dois princípios são independentes, como será demonstrado quando voltarmos a abordar a complementaridade; segundo, Bohr, à época da publicação do artigo de Heisenberg, já tinha em mente suas ideias muito bem estruturadas – daí toda a discussão anterior à publicação do artigo. Para maiores informações, vide G. Holton, “The roots of complementarity”, *Daedalus* 99, pp. 1015-1055, 1970.

As “descontinuidades” aludidas por Heisenberg no seu adendo são decorrentes de seu esquema operacional de ciência aplicado concomitantemente ao *quantum* de ação. Para ver o porquê disso, devemos observar as considerações⁶⁶ que o levaram, logo nas primeiras páginas do seu artigo de 1927, a desenvolver as relações de incerteza.

Heisenberg fez, sucintamente, uma experiência de pensamento na qual procurou imaginar um meio para medir, simultaneamente, a posição e o *momentum* de um elétron. A solução imaginada foi um microscópio de raios-gama. É um fato conhecido da Óptica que o poder de resolução de um microscópio será tão maior quanto maior a frequência da onda utilizada para iluminar o objeto em estudo – daí, portanto, a utilização dos raios-gama para a “visualização de um elétron”. O problema, pensou Heisenberg, é que, considerando que uma onda eletromagnética também pode ser descrita em termos de fótons com energia e *momentum* dados pelas relações de de Broglie–Einstein, uma vez que um fóton gama tenha atingido o elétron e sido refletido para o olho do observador ou outro aparelho capaz de registrar a informação, o efeito Compton terá entrado em ação, ou seja, o elétron terá ganho um impulso em resultado da colisão com o fóton, ganhando *momentum* e tornando imprecisa a informação sobre o valor dessa grandeza após a observação. Se quisermos observar a velocidade do elétron

⁶⁶ Interessante notar que, segundo o próprio Heisenberg, quem primeiro lhe inspirou a atacar os problemas relacionados à medição simultânea de observáveis conjugados foi Albert Einstein, após lembrar-se de uma conversa que teve em 1926 com esse ilustre cientista, quando o mesmo lhe afirmou: “É a teoria que decide o que podemos observar” (HEISENBERG, 2011, p. 95). Ou seja, em 1927, Heisenberg adotou uma postura operacionalista na interpretação da Mecânica Quântica após inspirar-se em uma afirmação racionalista – por mais paradoxal que isso possa parecer.

sem perturbá-la, por outro lado, deveremos utilizar uma onda eletromagnética de baixa frequência – mas, nesse caso, perderemos poder de resolução para localizar precisamente o elétron. Vemos, assim, o que Heisenberg queria dizer por “descontinuidade” – trata-se da consideração de que, em razão das relações de de Broglie–Einstein utilizadas nessa (e noutras) experiências de pensamento, o *quantum* de ação envolvido no ato de observação acaba por interferir em um dos observáveis conjugados, tornando seu valor incerto ou impreciso⁶⁷.

Por óbvio, tal interpretação operacional do Princípio de Indeterminação teve por consequência, em relação àqueles que questionavam a alegação de Heisenberg de que a clássica lei de causalidade encontrava-se superada, a tentativa de proposição de experimentos mentais sempre mais elaborados com o intuito de, assim, demonstrar que seria possível medir com precisão, simultaneamente, pares de observáveis conjugados. O maior contestador das relações de incerteza foi Einstein, tendo-se tornados famosos seus experimentos mentais sobre o assunto – bem como as réplicas de Bohr em defesa da Mecânica Quântica⁶⁸.

Bohr considerava errôneo dar ao Princípio de Indeterminação um status fundacional para a Mecânica Quântica, preferindo fazer uso de seu Princípio de Complementaridade. Não obstante, após a introdução das relações de incerteza no panorama científico, um imenso número de renomados físicos passou a considerá-las como a pedra angular a partir da qual toda a Mecânica Quântica se construiria:

Para o físico, entretanto, que não estava interessado em sutilezas epistemológicas, era tentador e persuasivo considerar as relações de Heisenberg como um tipo de fundamentação operacional para a Mecânica Quântica, tal qual a impossibilidade de um *perpetuum mobile* [...] poderia ser, e foi, com relação a uma fundamentação para o estudo da energia, ou a impossibilidade de se detectar o arrasto do éter ser considerada como a fundamentação para a relatividade especial. Não é surpresa que, tão cedo quanto julho de 1927, Kennard chamou as relações de Heisenberg em um artigo de revisão de “o coração da nova teoria”.

Pauli começou a exposição da teoria quântica em seu conhecido artigo enciclopédico com a afirmação das relações de Heisenberg, e foi devido a ele que o livro de

⁶⁷ Repare que em sua experiência de pensamento envolvendo o microscópio de raios-gama, Heisenberg *assume* a existência do *momentum* do elétron antes mesmo da observação – caso contrário, o elétron não poderia ser perturbado pelo fóton. Tal fato foi primeiramente relatado por Ch. R. Von Liechtenstern – vide “*Die Beseitigung von Widersprüchen bei der Ableitung der Unschärferelation*”, *Proceeding of the Second International Congress of the International Union for the Philosophy of Science*, Zurique, 1954, Edition du Griffon, Neuchatel, 1955, pp. 67-70 – vide Jammer (1974, p. 71). Certamente, essa questão não deve ter escapado também a Bohr – com efeito, qualquer experiência de pensamento fará uso, *a priori*, de conceitos da física clássica, que se relacionarão com a Mecânica Quântica por meio das Relações de de Broglie–Einstein.

⁶⁸ Bohr, neste contexto, surge como um defensor das Relações de Incerteza de Heisenberg – mas não de sua interpretação operacionalista.

Hermann Weyl sobre teoria de grupos e Mecânica Quântica, cuja primeira edição apareceu em 1928, também atribuiu a essas relações uma parte integral na estrutura lógica de toda a teoria. Desde então, muito autores de livros-textos sobre a Mecânica Quântica, tais como March (1931), Kramer (1937), Dushman (1938), Landau e Lifshitz (1947), Schiff (1949) e Bohm (1951) passaram a adotar a mesma abordagem (JAMMER, 1974, p. 58).

Provavelmente, como afirma Jammer, a razão para esse ímpeto em massa de associar os fundamentos da Mecânica Quântica às relações de incerteza se deve ao fato de que, em um contexto ainda um tanto quanto confuso sobre o que pensar dos fenômenos quânticos, a oportunidade de operacionalmente fundar a teoria, abstando-se de indagações epistemológicas ou ontológicas sobre o assunto, foi tentadora demais aos físicos— que afinal, são cientistas, e não filósofos. Isso deu origem, contudo, a uma insistente disposição da comunidade científica em tentar explicar ao público leigo, ou mesmo aos estudantes de graduação, a aparente natureza indeterminista dos fenômenos quânticos por meio de afirmativas tais quais: “o ato de medir perturba o sistema” ou “a observação afeta o estado do objeto”. Certamente, tais bordões vão ao encontro das experiências de pensamento de Heisenberg, que tentou atribuir às Relações de Incerteza a causa para o caráter estatístico da Mecânica Quântica:

Esta indeterminação é a razão intrínseca para a ocorrência de relações estatísticas em Mecânica Quântica (HEISENBERG, 1983, p. 01, sumário).

Foi preciso um grande filósofo, Karl Popper, para, em 1934 ⁶⁹, denunciar a irrazoabilidade da comunidade científica em atribuir prioridade lógica às relações de Heisenberg sobre os outros princípios da teoria sob a justificativa de que o caráter estatístico daquela era devido ao Princípio de Indeterminação. Afinal, Popper apontou, pode-se *derivar matematicamente*⁷⁰ a fórmula de Heisenberg da equação de onda de Schrödinger, mas não o contrário (JAMMER, 1974, pp. 59-60). Ou seja – Bohr estava certo em suas críticas acerca do que deveria ser considerado como o fundamento teórico da teoria quântica.

Popper, como alternativa ao operacionalismo de Heisenberg, propôs que as relações de incerteza deveriam ser interpretadas (juntamente com a equação de Schrödinger de que foram derivadas) de modo estatístico. Tal ideia foi posteriormente melhor desenvolvida por

⁶⁹ Popper, K., “A Lógica da Pesquisa Científica”, Springer, Áustria, 1935.

⁷⁰ Para uma demonstração rigorosa e geral do Princípio de Indeterminação envolvendo dois observáveis conjugados, segundo o formalismo de Dirac–von Neumann, sugere-se consulta a Cohen-Tannoudji (2005, p. 287).

Margenau, sendo então considerada uma interpretação estatística de *ensembles*⁷¹ da Mecânica Quântica (JAMMER, 1974, p. 80). Ou seja, o formalismo matemático da teoria deveria ser pensado como validamente aplicável para *ensembles*, e não para partículas individuais. Isso permitiria que as partículas consideradas tivessem, cada uma, posição e *momentum* bem definidos. O Princípio de Indeterminação decorrente do formalismo quântico simplesmente significaria que, *na média*, não podemos encontrar simultaneamente os valores da posição e do *momentum* das partículas com uma acuidade arbitrariamente pequena.

A interpretação de *ensembles* de Popper da Mecânica Quântica ia de encontro com as ideias de Heisenberg e da maioria dos físicos, para os quais mesmo sistemas quânticos *individuais* (por exemplo, uma única partícula, um único fóton, etc.) deveriam obedecer ao formalismo da Mecânica Quântica e às Relações de Incerteza. A questão, por óbvio, poderia ser respondida após uma profunda investigação experimental dos fenômenos quânticos, não fosse a imensa dificuldade das técnicas envolvidas:

Quanto à questão da fundamentação empírica, nós sem hesitação declaramos que raramente na história da física houve um princípio de importância universal tão grande com tão poucas credenciais de testes experimentais. De fato, [...], nenhum método aparenta presentemente ser disponível para medição simultânea, por exemplo, da posição e do *momentum* de um elétron com precisão suficiente para avaliar os erros envolvidos (JAMMER, 1974, p. 84).

Atualmente, quatro décadas após a passagem acima, as técnicas científicas tiveram um progresso imenso, seja no âmbito da eletrônica, da óptica, da engenharia de materiais, etc. Contudo, a questão de se as relações de incerteza se aplicariam a sistemas quânticos individuais permanece em aberto – vide, por exemplo, Fumihiko Kaneda, So-Young Baek, Masanao Ozawa, and Keiichi Edamatsu (*Physical Review Letters* 112, 020402), de 15 de janeiro de 2014, cuja pesquisa, embora não revogue as relações de indeterminação entre a posição e o *momentum* de uma partícula, tornam a incerteza envolvida na medição de ambos os observáveis menor do que Heisenberg deduzira.

Até aqui, contudo, suspendendo maiores aprofundamentos⁷² acerca de interpretações de *ensembles* (doravante agrupadas e denominadas por *I_e*), Jammer (1974, pp. 80-81) demonstrou

⁷¹ Um *ensemble* é, dentro da Estatística, uma idealização consistindo de um número muito grande (possivelmente infinito) de cópias de um sistema. As cópias podem ser constituídas de microestados distintos, mas cada uma delas representa um mesmo macroestado para o sistema considerado.

⁷² Não iremos, nesta dissertação, nos aprofundar acerca de interpretações estatísticas de *ensemble* da Mecânica Quântica. Apenas, como curiosidade, ressaltamos que Popper, para conseguir explicar o experimento da dupla

que, pelo menos em um sentido, elas implicam logicamente na interpretação não-estatística de Heisenberg para o Princípio de Indeterminação (doravante denominada I_h). Ou seja, I_h não seria totalmente desprovida de fundamentação lógica.

Para perceber o porquê, seja A a hipótese segundo a qual as medições dos observáveis em estudo são sempre passíveis de repetição e que, caso uma segunda medição seja *imediatamente* realizada após a primeira, os resultados obtidos sejam idênticos. Suponhamos, a seguir, que fosse possível medir simultaneamente a posição e o *momentum* de uma partícula individual com precisão arbitrária (isto é, suponhamos que I_h seja falsa). Então, em princípio, poderíamos, após tal medição, filtrar um *ensemble* com apenas aquelas partículas cujas posições e *momenta* estão dentro de intervalos arbitrariamente fixados, por pequenos que sejam. Se efetuarmos uma segunda medida nesse *ensemble*, a hipótese A nos garante que o produto da incerteza da posição e do *momentum* para o *ensemble* não precisa ter um valor mínimo – ou seja, I_e seria falsa. Mas todos os experimentos indicam que I_e é verdadeira. Logo, ou A é falsa, ou I_h é verdadeira (isto é, não podemos medir simultaneamente a posição e o *momentum* de uma partícula com precisão arbitrária), ou ambos. Logo, se quisermos rejeitar I_h e aceitar I_e , a natureza deve ser tal que A é falsa. Ou, de outra maneira – se A e I_e forem verdadeiras, não estamos habilitados a rejeitar I_h – o que não significa que sejamos obrigados a aceitar que uma partícula não tenha uma posição e um *momentum* bem definidos, como pretendem alguns ortodoxos, mas apenas que, certamente, não podemos observá-los simultaneamente com precisão arbitrariamente pequena. Por outro lado, se I_e for verdadeira e A for falsa, I_h poderá ser verdadeira ou falsa.

Pelo exposto, vemos que a questão acerca da aplicabilidade das Relações de Incerteza de Heisenberg a sistemas quânticos compostos de uma única partícula encontra-se intimamente relacionada à natureza do processo de medição – isto é, à hipótese A mencionada.

Independentemente do que o futuro nos traga, contudo, gostaríamos aqui de fazer uma observação. Por causa das relações de incerteza, é comum alguns cientistas se expressarem afirmando que “uma partícula não tem uma posição ou uma velocidade bem definida antes das

fenda quando realizado para um feixe de ondas/partículas pouco intenso (caso em que apenas um fóton ou elétron, por exemplo, teria sido emitido por vez), teve de desenvolver uma nova interpretação de probabilidade, não-frequentista, baseada na ideia de *propensão* – uma suposta propriedade física (comparável às ideias de simetria, assimetria ou força generalizada) envolvendo não apenas o objeto de estudo, mas todo o aparato experimental utilizado para realizar as repetidas observações. Feyerabend criticou tal abordagem, afirmando que, ao levar em consideração a montagem do aparelho como um expediente necessário para a interpretação da teoria, Popper estaria fazendo nada mais que parafraseando o Princípio de Complementaridade de Bohr. Para maiores informações sobre interpretações estatísticas, remete-se o interessado a Jammer (1974, pp.439-469).

observações”. Falam isso não somente como uma afirmação de conteúdo epistemológico – caso em que se pretenderia dizer que, antes da medição, não *sabemos* quais os valores das grandezas associadas à partícula e seu movimento –, mas, por vezes, também ontológico, caso em que, frequentemente, a afirmação anterior seria complementada por algo como “é a medida (ou o ato de observação) que força a partícula a assumir determinada posição ou *momentum*”. Importante atentar que não há nada no formalismo matemático adotado pela ortodoxia que exija alguém a assumir tais posicionamentos – com efeito, mesmo que as Relações de Incerteza se apliquem a sistemas de uma única partícula, ainda podemos interpretá-las de modo estritamente epistêmico e nos atermos a modelos explicativos espaço-temporais causais para descrevê-las. De fato, tanto a Interpretação de Estados Relativos de Everett quanto a Interpretação da Onda Piloto de de Broglie–Bohm, por exemplo, são interpretações determinísticas da Mecânica Quântica que reconhecem a validade do Princípio de Indeterminação a sistemas simples, não-compostos.

2.5 O PROBLEMA DA MEDIDA: O COLAPSO DA FUNÇÃO DE ONDA

Do Postulado 3 da seção 2.2, decorre que se um determinado sistema encontra-se em uma superposição de autoestados $|\Psi\rangle$, então a teoria quântica, tal qual apresentada pelo formalismo de Dirac–von Neumann, só poderá nos fornecer as probabilidades de se encontrar um determinado observável \mathcal{A} em um dado autovalor.

Do Postulado 4 daquela mesma seção, por sua vez, segue-se que, sendo submetido o sistema na superposição $|\Psi\rangle$ a uma medida de \mathcal{A} e tendo essa medida revelado o valor a_n , uma segunda medida efetuada *imediatamente após* a primeira revelará, com certeza, o valor a_n . Ou seja, após a primeira medida, o sistema passou de um estado $|\Psi\rangle$ em que \mathcal{A} possuiria um valor incerto no instante da segunda medida para um estado $|\Psi_n\rangle$ em que, naquele instante, \mathcal{A} possui um valor certo. Dizemos, neste caso, que a função de onda associada à superposição de estados $|\Psi\rangle$ *colapsou* para o estado $|\Psi_n\rangle$ após a (primeira) medida.

O problema da medida (ou problema do colapso da superposição de estados, ou ainda, problema do colapso da função de onda) pode, então, ser enunciado nos seguintes termos: como a medida do observável \mathcal{A} *causa* a passagem da superposição de estados $|\Psi\rangle$ do sistema para o estado $|\Psi_n\rangle$?

Algumas respostas para essa pergunta já foram apresentadas no presente trabalho. Elenquemo-las. No final de 1920, Heisenberg, de modo positivista, considerou que toda a

questão se tratava de um pseudoproblema, na medida em que parecia demandar, para sua solução, uma resposta para algo além da *empíria* – o que, em sua visão, careceria de sentido científico. Afinal, qual o objetivo de se indagar sobre uma superposição de estados de um sistema quântico *antes* da medição? A medida nos revelará o estado atual do sistema no que tange à grandeza observada e o formalismo nos permitirá prever para o observável em questão a estatística futura esperada, sendo isso é tudo o que importa.

Por outro lado, pelo menos a partir dos anos 50, Heisenberg passa a considerar a função de onda como sendo algo dotado, simultaneamente, de um aspecto objetivo, ontológico, e de um aspecto subjetivo, epistêmico – passa a falar, então, de uma onda de potencialidade. Neste cenário, o colapso da função de onda realmente deve ocorrer, sendo inclusive, *em princípio*, facilmente explicável – a mudança do sistema da superposição $|\Psi\rangle$ para o estado $|\Psi_n\rangle$ meramente representaria a *atualização* de nosso conhecimento acerca do sistema, uma vez que, após a medida, *sabemos* que o observável \mathcal{A} possui o valor específico a_n .

A interpretação de Heisenberg da função de onda em termos de *potentia* possui, é certo, uma série de problemas – ela reinsere na Ciência a velha problemática da passagem ato/potência que dominou a filosofia aristotélica. Afinal, como a onda de potencialidade é atualizada? – lembrando que, agora, não podemos simplesmente ignorar a questão como um positivista⁷³ gostaria de fazer, uma vez que admitimos que tal onda possui *alguma* realidade objetiva. Para responder tal pergunta, teríamos de resolver duas questões. Primeiro, quais aspectos da função de onda são objetivos e quais são epistêmicos? Se considerarmos que o formalismo de Dirac-von Neumann implica nas relações de Heisenberg e no colapso de uma superposição de estados, bem como que aquele formalismo não possui qualquer referência a como o aparato experimental interage com o sistema em estudo, é de se supor o colapso de uma superposição necessariamente ocorra com a participação da “parte epistêmica” da função de onda, como mencionado no parágrafo anterior (embora isso possa, certamente, ser questionado, atribuindo-se ao *quantum* de ação a responsabilidade única pelo colapso da superposição). Se essa suposição estiver correta, por mais que refinemos nosso processo de medição de modo a interferir minimamente com a “parte objetiva” da onda de potencialidade, nossa atualização epistemológica sempre será capaz de realizar, por si mesma, o colapso. O que nos levaria, então, à segunda questão: qual a natureza e o papel do *observador* no processo de medição?

⁷³ Admitimos que um positivista, por definição, é incapaz de atribuir realidade (ou melhor, objetividade) a algo inobservável. Talvez, um pragmático, ou um instrumentalista, possa se esquivar da questão acerca da objetividade de inobserváveis, não negando qualquer cognição a conceitos dissociados da *empíria*, mas considerando inúteis averiguações sobre o assunto.

Heisenberg não respondeu a essas perguntas. Podemos facilmente perceber, entretanto, como a introdução do observador na teoria física enquanto instância capaz de alterar o estado de um sistema deu margem ao surgimento de correntes idealistas no panorama científico. Não iremos tratar dessas interpretações neste trabalho. Apenas gostaríamos de apontar que, ao nosso ver, o pensamento de Heisenberg em sua fase madura parece descortinar tais possibilidades filosóficas, ainda que esse cientista não estivesse preparado a reconhecê-las. Bohr, igualmente, também não recepcionava de bom grado a penetração do idealismo em ciências naturais, ainda que suas próprias concepções tenham também aberto uma fresta nessa direção. Sua análise da função de onda e sua interpretação do colapso fazendo uso de seu Princípio de Complementaridade, porém, afastam suas ideias daquelas de Heisenberg, sendo exploradas oportunamente na próxima seção.

2.6 O PRINCÍPIO DE COMPLEMENTARIDADE: COPENHAGUE, GATOS DE SCHRÖDINGER E AMIGOS DE WIGNER

Bohr desenvolveu o Princípio de Complementaridade de modo mais ou menos simultâneo à época em que Heisenberg elaborou o Princípio de Indeterminação. A primeira vez que apresentou suas ideias à comunidade científica se deu no seminário “O Postulado Quântico e o recente desenvolvimento da Teoria Atômica”⁷⁴, proferido em 16 de setembro de 1927 (aproximadamente, portanto, seis meses após a publicação do famoso artigo de Heisenberg), no Congresso Internacional de Física realizado em Como, Itália, por ocasião da celebração do centenário da morte de Alessandro Volta.

Preliminarmente, cumpre destacar que um estudo rigoroso sobre o conceito de complementaridade, especialmente de seu desenvolvimento histórico, constitui um objetivo apenas alcançável em uma dissertação de envergadura igual ou superior a esta aqui presente, de modo que o recorte teórico aqui apresentado será, necessariamente, parcial, pelas razões expostas abaixo.

Em primeiro lugar, Bohr nunca deu uma definição explícita do termo “complementaridade”. Tudo o que temos é um vasto material de autoria do cientista em que tal

⁷⁴ Bohr, N., “*The Quantum Postulate and the Recent Development of Atomic Theory*”, Atti del Congresso Internazionale dei Fisici, Como, 11-20 Settembre, 1927. Disponível em Bohr, N., “*Atomic Theory and the Description of Nature*”, Cambridge University Press, London, 1934, ou ainda, no periódico Nature 121, pp. 580-590, 1928. Vide Jammer (1974, p. 86).

termo é utilizado e explicado de modo por vezes operacional, empírico, epistemológico, linguístico e (raramente) ontológico.

Em segundo lugar, o cientista dinamarquês foi refinando suas ideias ao longo do tempo, de modo a melhor estabelecer seus contornos para, principalmente, diferenciar o Princípio de Complementaridade do Princípio de Indeterminação – uma leitura do seminário de Como prontamente demonstra que, inicialmente, o próprio Bohr tentou explicar o suposto caráter complementar dos fenômenos quânticos por meio das mesmas experiências de pensamento levantadas seis meses antes por Heisenberg, induzindo-nos, mesmo que contra sua vontade original, a pensar que a complementaridade seria uma *consequência* da impossibilidade empírico-operacional em realizar uma medição sem perturbar um sistema quântico, tal qual Heisenberg o fizera para seu Princípio de Incerteza.

Por exemplo, naquele seminário, Bohr tentou explicar a redução do pacote de ondas, também por ele referida como a “ruptura da descrição”, utilizando-se de expressões tais como: “toda observação introduz um novo elemento incontrolável”, ou “a magnitude da perturbação causada pela medição é sempre desconhecida”, ou ainda, “nós não podemos negligenciar a interação entre o objeto e o instrumento de medição”. Desnecessário apontar como, graças a essa infeliz exposição inaugural, variados estudiosos posteriores nunca conseguiram diferenciar a ideia de complementaridade daquela de indeterminação/incerteza, uma vez que tanto Bohr quanto Heisenberg acabaram por utilizar, nesse primeiro momento, dos mesmos argumentos empíricos para fundamentar suas ideias – o que nos leva ao terceiro ponto a ser considerado no estudo rigoroso do Princípio de Complementaridade...

Vários cientistas que se declaravam defensores de Bohr e da Escola de Copenhague passaram a utilizar o termo *complementaridade* de modo que o próprio Bohr desaprovava em qualquer momento de sua vida – em particular, confundindo-o com o Princípio de Indeterminação, enunciando-o como uma máxima pragmatista para a Ciência ou, pior, considerando-o como um conceito não-interpretável da teoria, algo inerente à sua estrutura e impossível de se sujeitar a questionamentos sem abalar todo o formalismo da Mecânica Quântica⁷⁵. Assim, uma rigorosa história da complementaridade deve necessariamente não apenas levar em conta a evolução do pensamento de Bohr, mas, também, o uso que o termo “complementaridade” adquiriu devido à sua apropriação por variados cientistas.

⁷⁵ Vide comentários sobre Leon Rosenfeld, Rudolf Peierls ou Leonard Schiff, em Whitaker (1996, pp. 159-160).

Finalmente, em quarto lugar, há mesmo aqueles estudiosos que acreditam que, em virtude do uso polissêmico do termo *complementaridade*, tal conceito perdeu qualquer conteúdo, se é que algum dia o teve de modo bem-articulado e coerente, mesmo que para o próprio Bohr. Por exemplo, von Weizsacker conseguiu diferenciar, *em Bohr*, três diferentes usos para o termo *complementaridade*: (i) complementaridade entre posição e *momentum* (denominada, então, de *complementaridade paralela*); (ii) complementaridade entre a descrição espaço-temporal e a função de Schrödinger (denominada de *complementaridade circular*); e (iii) complementaridade entre onda e partícula. Nenhuma delas seria logicamente decorrente das demais. Para maiores informações, vide Jammer (1974, pp. 102-104).

Assim, por todas as quatro dificuldades levantadas e pelo escopo e objetivo desta dissertação, consideraremos, para nossa discussão sobre complementaridade, duas citações de Bohr que, segundo pensamos, nos permitem abordar satisfatoriamente o tema no que tange a uma discussão sobre o realismo científico em Mecânica Quântica. A primeira se trata da conclusão do seminário de Como (grifos nossos):

A própria formulação do argumento relativístico já implica essencialmente na união da **coordenação espaço-temporal** e na **demandas por causalidade** que caracterizam as teorias clássicas. Na adaptação do requerimento relativístico para o postulado quântico nós devemos, portanto, estarmos preparados para nos deparar com uma **renúncia à visualização** ordinária de modo ainda mais profundo que [aquela empregada] na formulação das leis quânticas aqui consideradas. De fato, nós nos encontramos aqui no caminho trilhado por Einstein de adaptar nossos modos de percepção emprestados de nossas sensações ao conhecimento gradualmente mais profundo das leis da Natureza. Os obstáculos encontrados neste caminho originam-se, acima de tudo, no fato de, por assim dizer, **toda palavra na linguagem se referir a nossa percepção ordinária**. Na teoria quântica, nós nos deparamos de imediato com essa dificuldade na questão da inevitabilidade da feição de irracionalidade caracterizando o postulado quântico. Eu espero, contudo, que a ideia de complementaridade seja adequada para caracterizar a situação, que possui uma profunda analogia à **dificuldade geral na formação das ideias humanas**, inerente na **distinção entre sujeito e objeto** (BOHR, N., 1928, Nature 121, p. 590).

A segunda citação, por sua vez, é tida por Max Jammer como aquela que mais se aproximaria de uma definição explícita do conceito de complementaridade, tendo sido proferida por Bohr em 1929, quando o mesmo nos afirmou que o postulado quântico (grifos nossos):

“[...] nos força a adotar um novo modo de descrição designado como complementar, no sentido de que qualquer dada aplicação de conceitos clássicos impede o uso **simultâneo** de outros conceitos clássicos que, em uma diferente concepção, são **igualmente necessários** para a elucidação dos fenômenos” (BOHR, N., 1929 apud JAMMER, 1974, p. 95).

As duas citações supra, em conjunto, nos permitem apontar as características principais do Princípio de Complementaridade. Trata-se, afinal, de uma ideia que:

- (i) considera nossa linguagem, baseada *necessariamente* em conceitos oriundos da Física Clássica, como a razão pela qual determinados fenômenos (notadamente, os fenômenos quânticos) adquirem feições irracionais;
- (ii) no âmbito da Física, busca romper com a ideia de que nossas teorias devem prover, *simultaneamente*, uma descrição espaço-temporal e causal para os fenômenos, em razão do *quantum* de ação;
- (iii) prega a renúncia da Ciência em tentar prover *modelos explicativos espaço-temporais causais*, pictoricamente visualizáveis, como um meio de acesso sintético e imediato para a completa compreensão de um determinado fenômeno;
- (iv) diz respeito não somente à Física, mas a qualquer área do conhecimento na qual, para a compreensão completa de um dado fenômeno, faz-se necessária a consideração *simultânea* de conceitos *excludentes*;
- (v) supõe existir uma distinção *fundamental* entre sujeito e objeto em razão de nossa linguagem.

Dependendo das crenças que alguém possua a respeito de tópicos tais como a natureza da linguagem, a relação entre realidade e racionalidade, a natureza de uma teoria científica (em especial, de uma teoria física), a natureza da lógica ou, ainda, a unidade dos fenômenos naturais, cada uma das cinco características acima pode ser encarada como um ponto indesejável para uma interpretação da Mecânica Quântica. Não obstante, tentaremos descrever no restante desta seção cada uma delas de forma neutra, deixando a cada um a oportunidade de formar seu juízo de valor sobre as ideias de Bohr.

Creemos poder afirmar que, para a formulação do Princípio de Complementaridade, Bohr assumiu como verdade que os fenômenos quânticos observados desde a época da

explicação do efeito fotoelétrico, aproximadamente vinte anos antes de Como, realmente apontavam que determinadas entidades físicas (por exemplo, o elétron, o átomo ou a radiação eletromagnética) possuíam uma natureza corpuscular e uma natureza ondulatória, cada uma revelada de modo unívoco para um dado experimento em particular. Essa situação, persistentemente presente após três décadas de pesquisas, deveria ser encarada como um fato *inerente* da natureza, não sujeito a qualquer perspectiva futura de resolução por meio do desenvolvimento de novas técnicas experimentais, cuja estranheza, caracterizada por uma feição de irracionalidade do fenômeno, seria explicável em razão de nossa linguagem, composta *necessariamente* de conceitos oriundos da Física Clássica, ou seja, de nossa experiência em fenômenos macroscópicos. Tal é a característica (i) do Princípio de Complementaridade.

A própria descrição da (macro) aparelhagem laboratorial e dos resultados dela decorrentes (em termos de ponteiros, escalas, sinais luminosos, etc.) consubstancia-se na utilização de conceitos clássicos, uma vez que somente eles podem descrever tais objetos de nossa percepção imediata. Assim, não há qualquer possibilidade de dissiparmos a estranheza dos fenômenos quânticos por meio de uma pretensa substituição conceitual:

[...] seria um equívoco acreditar que as dificuldades da teoria atômica podem ser evadidas por eventualmente substituir os conceitos da física clássica por novas formas conceituais (BOHR, N. 1934, pp. 15-16)

A questão, portanto, acerca da “real natureza” de um elétron, isto é, se o mesmo seria uma onda ou uma partícula, seria então colocada de modo, por assim dizer, não-autorizado, pois estaríamos admitindo, apenas por considerar tal indagação, que podemos aplicar sem restrições a tal entidade (frisa-se, diretamente inobservável) conceitos oriundos única e exclusivamente de nossa experiência macroscópica – i.e., conceitos da Física Clássica. No entanto, a única coisa que estamos autorizados a enunciar é que, em determinado experimento, o elétron se comporta como uma partícula (possuindo uma trajetória bem definida), e em outro experimento, como uma onda (apresentando o fenômeno da interferência). Podemos estar certos, ademais, que não existirá experimento capaz de revelar, *simultaneamente*, que o elétron se comporta como uma partícula e como uma onda, e a razão para isso é a existência do *quantum* de ação – ou, como Bohr enunciaria, do “Postulado Quântico” –, que inviabiliza a possibilidade de, em uma única medida, termos valores arbitrariamente bem definidos para suas

coordenadas espaço-temporais e para sua *momentum*-energia (e, portanto, pelas Relações de de Broglie–Einstein, para sua frequência e comprimento de onda):

[...] Bohr sustentou que descrições em termos de coordenadas espaço-temporais e descrições em termos de transferências de energia-*momentum* ou, mais brevemente, descrições espaço-temporais e descrições causais, não podem ser ambas operacionalmente significativas ao mesmo tempo, dado que elas requerem arranjos experimentais mutuamente exclusivos (JAMMER, 1974, p. 96).

Embora seja certo dizer que tanto Heisenberg quanto Bohr concordassem que o Princípio de Indeterminação implicava na impossibilidade de o mesmo aparato experimental ser capaz de determinar simultaneamente uma natureza ondulatória e uma natureza corpuscular para um dado fenômeno, diferentemente da argumento do microscópio de raios-gama de Heisenberg, as experiências de pensamento de Bohr envolvendo o *quantum* de ação não precisam fazer uso das relações de de Broglie-Einstein.

Por exemplo, Bohr acreditava poder demonstrar operacionalmente o Princípio de Complementaridade aplicado à Mecânica Quântica considerando uma montagem experimental de um micro-objeto (um fóton ou elétron, por exemplo) passando pela abertura de um diafragma. Se nessa montagem o diafragma estiver rigidamente conectado ao sistema de coordenadas local de escalas e relógios, a posição do micro-objeto será completamente determinável tanto quanto for a dimensão da abertura do diafragma. Contudo, toda a informação acerca da troca de energia e *momentum* entre o micro-objeto e o diafragma será perdida, uma vez que o mesmo encontrar-se-ia rigidamente conectado ao sistema de referência. Por outro lado, se o diafragma estiver suspenso por meio de molas extremamente sensíveis, poderemos saber, pelo seu (macro)deslocamento, quanto *momentum* e energia foram trocados com o micro-objeto ao atravessá-lo. Entretanto, infelizmente, dessa vez não teremos tanta certeza acerca da posição do elétron no momento de sua passagem pelo diafragma, dado que este se deslocou durante todo o intervalo de tempo que interagiu com o elétron.

Ou seja, Bohr era capaz de sustentar seu Princípio de Complementaridade sem recorrer ao Princípio de Indeterminação, fazendo menção apenas aos arranjos experimentais necessários para detectar os valores de determinadas grandezas e ao *quantum* de ação:

Por um lado, a definição do estado de um sistema físico, como costumeiramente costuma ser compreendido, clama pela eliminação de todas as perturbações externas. Mas nesse caso, de acordo com o postulado quântico, qualquer observação será

impossível e, acima de tudo, os conceitos de espaço e tempo perderão seu sentido imediato. Por outro lado, se com o intuito de tornar uma observação possível nós permitirmos certas interações com os agentes apropriados da medição, os quais não pertencem ao sistema, uma definição unívoca do estado do sistema não é mais naturalmente possível, e não poderemos falar de causalidade no sentido ordinário da palavra. A própria natureza da teoria quântica nos força, então, a considerar a coordenação espaço-temporal e a reivindicação de causalidade, a união dos quais caracteriza as teorias clássicas, como feições complementares mas exclusivas da descrição, simbolizando a idealização de observação e definição, respetivamente (BOHR, N., 1928, p. 580).

A passagem supra é, no mínimo, intrincada, e merece alguma reflexão. Podemos dizer, primeiramente, que “coordenação espaço-temporal” significa apontar que, em um dado instante, uma partícula se encontra precisamente em determinado lugar. Trata-se, então, *operacionalmente*, de um conceito que pressupõe um sistema de coordenadas fatidicamente constituído por escalas e relógios. Pressupõe, ademais, uma separação entre sujeito e objeto, no sentido de que existe um observador (ou, no que concerne a esta discussão, um aparelho responsável pelo registro das observações) em referência ao qual um sistema de coordenadas é matematicamente construído, embora o observador mesmo não seja nele representado. Assim, por exemplo, em Mecânica Clássica, quando analisamos o movimento de um ponto material, podemos matematicamente construir um sistema de coordenadas arbitrário e assumirmos que, com relação à origem escolhida, podemos medir as distâncias envolvidas a cada instante – note, porém, que as escalas e relógios utilizados não estão representados no sistema de coordenadas (se estivessem, precisaríamos criar um novo sistema e utilizarmos de novas escalas e relógios para descrever posição dos primeiros em relação aos segundos).

Ademais, toda medição, diz Bohr, implica em uma interação – graças àquilo que o cientista dinamarquês chama de Postulado Quântico. Classicamente, pressupunha-se que poderíamos torná-la tão pequena quanto gostaríamos, de modo que a “interferência” do observador no sistema durante a medição poderia ser ignorada. Contudo, o Postulado Quântico nega tal suposição, de modo que agora, se quisermos descrever precisamente o estado do sistema, deveremos nos abster de *qualquer* observação de fato – isto é, de imaginarmos um sistema de coordenadas espaço-temporal, distinto de nós mesmos, no qual os fenômenos “externos” são *medidos*. Em termos do formalismo de Dirac–von Neumann, só somos capazes de afirmar, a partir da resolução da equação de Schrödinger, que um dado sistema quântico

passou de um estado inicial $|\psi_1\rangle$ em t_1 para um estado final $|\psi_2\rangle$ em t_2 se, durante o intervalo $\Delta t = t_2 - t_1$, nenhuma medida foi feita.

Por outro lado, se quisermos manter tal sistema de coordenadas associado a determinadas escalas e relógios, seremos obrigados a aceitar que, durante a medição, estamos necessariamente modificando, de modo não desprezível, o sistema em questão e, assim, a certeza sobre seu estado específico em um dado instante – o que inclui informação sobre sua energia e *momentum*. Sem podermos “rastrear”, com precisão, tais grandezas ao longo do tempo, perdemos a capacidade de conhecer a *história causal* do sistema. Ao contrário, se temos interesse em conhecer as relações causais existentes entre as partes do sistema, deveremos necessariamente considerar as influências do aparelho de medição / observador no objeto, ou seja, deveremos incluí-los como parte do próprio sistema observado. Mas, nesse caso, perde o sentido falarmos do sistema de coordenadas espaço-temporal a eles referenciado.

Daí Bohr ter afirmado, na última passagem acima, que coordenação espaço-temporal e causalidade são conceitos complementares – ambos são necessários para a descrição completa do fenômeno, mas não podemos empregá-los simultaneamente em uma dada situação. Obviamente, em nossa experiência cotidiana, o *quantum* de ação pode ser ignorado, e podemos falar de relações causais no espaço-tempo. Contudo, uma vez que o fenômeno em questão, pela sua pequenez, torna impossível ignorar o Postulado Quântico, não poderemos mais esperar que, no espaço-tempo *operacionalmente definido* pela introdução de um sistema de coordenadas associado a determinado aparelho de medida, a Natureza se comporte de modo estritamente causal diante das observações. Acabamos de esclarecer, assim, aquilo que consideramos como a característica (ii) do Princípio de Complementaridade.

A característica (iii), por sua vez, decorre naturalmente de (ii). Com efeito, quando falamos de “*modelos explicativos espaço-temporais causais*”, estamos nos referindo, por assim dizer, a uma espécie de filme acerca de determinada situação. Assim, quando tratamos do modelo do átomo de Bohr, imaginamos uma bola de bilhar em torno da qual bolas de gude descrevem órbitas circulares ou elípticas. Quando falamos do modelo explicativo para o efeito fotoelétrico proposto por Einstein, imaginamos pontos luminosos de luz (talvez, vaga-lumes) atingindo um metal e dele ejetando as mesmas bolas de gude do átomo de Bohr. E assim sucessivamente. Repare que, em todos esses casos, um modelo explicativo espaço-temporal causal nada mais é que a descrição *visual* de uma sequência de eventos causalmente concatenados ocorrendo no espaço-tempo (embora, como veremos com a Interpretação dos Estados Relativos, esse não seja necessariamente o caso). Assim, quando o Princípio de

Complementaridade intenciona que a Mecânica Quântica desista de compor, simultaneamente, uma descrição espaço-temporal e causal para um dado fenômeno, ele está, em verdade, solicitando que desistamos da pretensão de obter um único modelo *visualizável* capaz de descrever completamente uma dada situação física.

Consideremos, agora, por um momento, o Princípio de Incerteza. Vimos que tal princípio decorre do formalismo matemático da Mecânica Quântica e que a motivação inicial de Heisenberg para sua formulação jazia na consideração da “descontinuidade” dos fenômenos quânticos – motivação essa devidamente “reconsiderada” no adendo final do artigo de ilustre cientista alemão, conforme já apontado. Tal descontinuidade, por sua vez, seria decorrente do esquema operacional de ciência de Heisenberg aplicado concomitantemente ao *quantum* de ação. Ora, também o Princípio de Complementaridade, tal qual apresentado por Bohr por meio da experiência de pensamento da passagem de um micro-objeto pela abertura de um diafragma, faz uso de um esquema operacional de ciência e do Postulado Quântico. Por que Bohr, então, fazia tanta questão de diferenciar seu princípio daquele do de Heisenberg? Conforme aponta Jammer:

Em que sentido, então, Bohr e Heisenberg diferiam, se ambos partiram de uma idêntica situação? Claramente, não era uma disputa sobre fatos experimentais ou sobre o formalismo matemático. Era uma diferença de opinião sobre quão longe a interpretação era necessária para a situação desenvolvida. Heisenberg concordava com Bohr que qualquer interpretação deveria fazer uso da terminologia da física clássica. Mas enquanto Heisenberg estava satisfeito com o fato de que tanto a linguagem de partículas quanto a linguagem ondulatória – e cada uma delas independentemente uma da outra – poderia ser utilizada para uma descrição ótima, ainda que com certas limitações, cuja formulação matemática era encontrada nas relações de indeterminação, Bohr insistia na necessidade de utilizarmos ambas [linguagens]. Para Bohr, as relações de indeterminação indicavam não que os conceitos clássicos, mas sim o clássico conceito de explicação, deveria ser revisto (JAMMER, 1974, p.97).

Ou seja, enquanto Heisenberg, na década de 1920, era, por assim dizer, um instrumentalista, ora considerando o fenômeno em termos de partículas, ora em termos de ondas, sem se importar com questões mais afeitas à epistemologia e ontologia das observações, Bohr preocupava-se com tais assuntos. Para o físico dinamarquês, era importante considerar a *unidade da natureza do fenômeno* – daí a insistência em dizer que necessitamos de *ambas* linguagens para descrevê-lo completamente.

Por outras palavras, podemos considerar que o jovem Heisenberg era comprometido, *no máximo*, com um realismo de entidades, no sentido estabelecido por Hacking (2012, pp. 88-89) e talvez mesmo segundo o realismo experimental esposado por esse filósofo canadense – “há elétrons e podemos manipulá-los”. Nos anos de 1920, contudo, Heisenberg não acredita que exista uma única representação possível para o elétron. Podemos até dar, a um fenómeno específico atribuído ao elétron, uma determinada representação em termos de ondas ou partículas, a depender do experimento realizado. Contudo, diria Heisenberg, carece de qualquer sentido procurarmos representar o elétron *em si*, desvinculado da observação.

Bohr, por sua vez, não apenas esposava do realismo de entidades de Hacking no que diz respeito ao elétron, como também acreditava que podemos falar desse objeto *em si*, desvinculado de qualquer observação. Entretanto, neste caso, além de devermos renunciar a associação de uma história espaço-temporal causal ao objeto, devermos reconhecer que nossa linguagem é incapaz de nos dar um único modelo visualizável que o descreva de modo completo:

Nós devemos, em geral, estar preparados a aceitar o fato de que a completa elucidação de um objeto poder requerer pontos de vista diversos que desafiam uma descrição única (BOHR, N. 1934, pp. 96)

Essa é, pensamos, a essência do Princípio de Complementaridade – a crença de que existem determinados objetos da investigação humana cuja complexidade é tal que qualquer descrição que se pretenda completa terá de fazer uso de conceitos mutuamente excludentes, se considerados simultaneamente. Tais objetos são absolutamente providos de objetividade, isto é, são ontologicamente independentes de qualquer observador consciente – Bohr, frisa-se, era contra uma guinada idealista nas ciências. Assim, é errado afirmar que o Princípio de Complementaridade é antirrealista, na medida em que negaria uma realidade para determinadas entidades teóricas independente de nossos estados mentais. O que o Princípio de Complementaridade nega, acreditamos, é a possibilidade de um certo *realismo epistemológico* para determinados objetos. Deve-se, contudo, tomar cuidado com tal termo. Veja:

O que a interpretação da complementaridade nega no contexto da Física Quântica é o realismo epistemológico (Niiniluoto 1987, p. 463)⁷⁶, que é a tese de que a teoria se aplica também para a realidade não observada. Esta negação do realismo

⁷⁶ Niiniluoto (1987), “Varieties of Realism”, em Lahti, P. & Mittelstaedt, P. (orgs.), Symposium on the Foundations of Modern Physics 1987, World Scientific, Cingapura, pp. 459-83.

epistemológico – a negação da possibilidade de se conhecer entidades independentes de qualquer sujeito cognoscente – tem sido chamada de idealismo epistemológico (Mehlberg 1980, p. 8)⁷⁷ (PESSOA JR., 2001).

Na passagem acima, realismo epistemológico é “a possibilidade de se conhecer entidades independentes de qualquer sujeito cognoscente”. Pensamos, contudo, que Bohr acreditava que elétrons existissem e que sua existência independeria de qualquer sujeito. Pensamos, ademais, que o ilustre físico dinamarquês acreditava que podia, em alguma medida, “conhecer” os elétrons. O que não acreditamos é que Bohr pensasse que teríamos a possibilidade de criar, para o elétron, um único modelo explicativo espaço-temporal causal. Nesse sentido, o que o Princípio de Complementaridade renuncia é a possibilidade de um certo tipo de acesso epistêmico a uma realidade ontológica subjacente aos fenômenos, aquele tipo de acesso que estamos habituados a considerar na maior parte de nossas teorias. A renúncia epistemológica, portanto, existe, mas não é total. Ainda podemos conhecer fenômenos sujeitos à complementaridade – só não da maneira como estamos habituados a conhecer as coisas em geral.

No caso de teorias da Física, a negação de acesso epistêmico justifica-se na existência do *quantum* de ação, que torna complementares os conceitos de coordenação espaço-temporal e de causalidade. Contudo, em outras áreas do conhecimento humano, nada impede que outro par de conceitos necessários à explicação de um determinado objeto sejam igualmente considerados complementares, em razão de alguma justificativa qualquer.

Não iremos considerar em profundidade a aplicação do Princípio de Complementaridade a áreas outras que não a Mecânica Quântica, limitando-nos a expor brevemente algumas poucas situações. No seminário “Biologia e Física Atômica”, ministrado no Congresso Biológico e Físico em memória de Luigi Galvani, em Bolonha, Itália, em outubro de 1937, Bohr afirmou que a *vida* é, para a biologia, um fato elementar, assim como o *quantum* de ação o é para a Física, sendo que ela só pode ser completamente descrita por meio dos conceitos, supostamente complementares, de *mecanicismo* e *vitalismo*. Por sua vez, no seminário “Filosofia natural e culturas humanas”, proferido no Congresso Internacional de Ciências Antropológicas e Etnológicas em Copenhague, em agosto de 1938, *pensamentos* e *emoções* são encarados como conceitos complementares para plenamente descreverem uma experiência psíquica; *razão* e *instinto* seriam conceitos complementares necessários para

⁷⁷ Mehlberg, H. (1980), “Philosophical Interpretations of Quantum Physics”, em Mehlberg, Time, Causality, and the Quantum Theory, vol. 2 (Boston Studies in the Philosophy of Science 19), Reidel, Dordrecht, pp. 3-74.

descrever o comportamento humano; e, finalmente, as próprias *diferentes culturas* podem ser encaradas como elementos complementares para uma explicação completa da sociedade humana em sua plenitude. Por esses poucos exemplos (vários outros podem ser encontrados em BOHR, N., 2010), percebemos como, para Bohr, seu Princípio de Complementaridade é encarado como uma proposta *filosófica* de aplicação geral, não limitado à Física. Por esse motivo, o mesmo nunca poderia ser derivado do Princípio de Indeterminação.

Esperamos, assim, ter sido suficientemente explicada a característica (iv) do Princípio de Complementaridade supra mencionada. O realismo epistêmico que acreditamos que tal princípio negue pode ser enunciado como a possibilidade de termos, para determinados objetos da experiência (não somente da Física), acesso epistemológico imediato e sintético para sua compreensão, via visualização de um determinado modelo. Tal acesso, certamente, existe para uma ampla variedade de fenômenos. Contudo, o Princípio de Complementaridade assume o compromisso *ontológico* de que existem determinados objetos (elétrons, luz, vida, experiência psíquica, comportamento humano, sociedades...) para os quais nenhuma descrição em termos de um único modelo é possível. Isso ocorre sempre que tais objetos necessitam, para sua completa caracterização, da aplicação simultânea de conceitos mutuamente excludentes.

Esse compromisso ontológico possui, é claro, uma consequência *lógica* – o Princípio de Complementaridade implica na não aplicabilidade universal do Princípio do Terceiro Excluído. Pois, suponha que um determinado sistema físico seja descrito por uma superposição entre os autoestados $|\psi_1\rangle$ e $|\psi_2\rangle$, onde $|\psi_2\rangle$ pode ser interpretado como “não $|\psi_1\rangle$ ”. Certamente, sempre que medirmos o sistema, o encontraremos ou no autoestado $|\psi_1\rangle$, ou no autoestado $|\psi_2\rangle$. Se perguntássemos a um partidário de Princípio de Complementaridade “*imediatamente* antes de efetuar a medida, em que estado se encontrava o sistema?”, provavelmente o mesmo replicaria que, para descrever o estado $|\psi\rangle$ do sistema antes de qualquer observação, precisaríamos nos utilizar simultaneamente dos mutuamente excludentes autoestados $|\psi_1\rangle$ e $|\psi_2\rangle$. Isso, argumentaria, certamente possui feições irracionais, mas essa impressão seria apenas devido a como utilizamos nossa linguagem.

Não resignados, faríamos então a seguinte pergunta: “estamos autorizados a dizer que o sistema estava ou no autoestado $|\psi_1\rangle$, ou no autoestado $|\psi_2\rangle$, *imediatamente* antes da medição?” – ao que se replicaria, certamente, não. Pois afirmar que sim não apenas seria exatamente o que se demonstrou errado na interpretação puramente epistemológica de Born da função de onda no experimento da dupla fenda – vide final da seção 2.3 –, como também significaria que nossa ignorância acerca do estado do sistema antes da observação seria devido

à incompletude da teoria quântica, e não ao reconhecimento de que para descrever completamente o fenômeno quântico precisamos da utilização *simultânea* de conceitos mutuamente excludentes. Portanto, não estamos autorizados, pelo Princípio de Complementaridade, a dizer que a afirmação “o sistema estava em $|\psi_1\rangle$ ou em $|\psi_2\rangle$ imediatamente antes da medição”, ou, “o sistema estava em $|\psi_1\rangle$, ou em não $|\psi_1\rangle$ ”, ou ainda, “o sistema estava ou não estava em $|\psi_1\rangle$ ”, é verdadeira. Ou seja, não estamos autorizados a utilizar o Princípio do Terceiro Excluído, o que significa que nossa lógica, a lógica clássica, não pode ser aplicada a todos os fenômenos.

Veja, entretanto, que o Princípio de Complementaridade não *negou* o Princípio do Terceiro Excluído. Não se trata dizer que a afirmação “o sistema estava no autoestado $|\psi_1\rangle$ ou no autoestado não $|\psi_1\rangle$ antes da medição” seja falsa. Apenas decorre do Princípio de Complementaridade que não podemos julgar essa afirmação em termos de verdade ou falsidade – e não estamos autorizados a fazê-lo em razão do caráter complementar do fenômeno.

A não aplicabilidade da lógica clássica a todos os fenômenos da experiência é uma consequência, para muitos, bastante “infeliz” do Princípio de Complementaridade, para não dizer completamente inaceitável⁷⁸. Igualmente polêmica é a sua característica (v), detalhada a seguir.

Bohr considerava que a Mecânica Quântica, tal qual apresentada no formalismo de Dirac–von Neumann, era uma teoria completa acerca de fenômenos nanoscópicos para os quais, supunha-se, nossa linguagem nunca seria suficiente para prover um único modelo explicativo espaço-temporal causal que os representasse adequadamente, diferentemente do que ocorre na Mecânica Clássica, domínio dos fenômenos macroscópicos (ou mesmo daqueles de escalas microscópicas). Ora, uma pergunta que se coloca então é a seguinte: “onde exatamente nossa linguagem deixa de ser suficiente?” Afinal, o formalismo matemático da teoria não nos diz a quais sistemas ela se refere. Podemos, ainda, reformular tal questão das seguintes formas: “onde é estabelecida a separação entre a Mecânica Clássica e a Mecânica Quântica?”, ou, mais

⁷⁸ Considere, por exemplo, a seguinte citação: “Caso, quando este procedimento [de testes racionais de hipóteses] levar uma dada teoria a aparentes antinomias, isto for imediatamente encarado não como um sinal para revisar a teoria, mas sim para ajustar as regras para derivar as suas consequências, então não é meramente natural mas uma justificável reação sentir que nós não mais sabemos qual é o significado de chamar uma teoria de correta ou incorreta” (DUMMETT, M., *Is Logic Empirical?*, 1976, apud. NORRIS, C., 2000, p. 216). Logo a seguir, Norris arremata: “Quer dizer, se *tudo* for passível de dúvida – de afirmações observacionais a ‘leis lógicas do pensamento’ –, então nada pode mais contar como uma boa razão para rejeitar esta ou aquela hipótese candidata. E neste caso, não haveria perspectiva para avanços futuros, quer seja em direção a uma melhor, mais adequada teoria científica (uma que genuinamente resolva as anomalias, ao invés de redefini-las para fora da existência [*one that genuinely resolved the anomalies rather than just redefining them out of existence*] quer seja, novamente, em direção a um melhor, mais adequado entendimento [*grasp*] dos problemas que até então bloquearam uma compreensão comunicativa”.

tecnicamente, “a quais sistemas físicos se refere, exatamente, a Mecânica Quântica, isto é, quando os sistemas físicos devem ser descritos por uma superposição de estados sujeitos a colapsarem em razão de uma medição?”

Para Bohr, a Mecânica Quântica se aplicaria a partir do momento em que, para a descrição completa do fenômeno, se fizesse necessária a utilização de conceitos complementares. Ou seja, a partir do momento em que *nossa linguagem*, necessariamente baseada em conceitos da Física Clássica, fosse insuficiente para representar adequadamente o fenômeno por meio da visualização de um único modelo explicativo espaço-temporal causal. Isso significa, então, que Bohr subordinou a aplicabilidade da teoria quântica às limitações linguísticas e epistêmicas humanas. Podemos tratar uma bola de futebol por meio da Mecânica Clássica *porque nossa linguagem assim o permite*; o mesmo não ocorre, contudo, com o movimento de um elétron.

Mas, conforme aponta Whitaker (1996, p. 173), a separação entre o sistema sendo medido e o aparelho de medição (macroscópico, diga-se de passagem) não é precisa – o *corte* que estabelecemos entre uma e outra coisa pode ser, por assim dizer, móvel. Whitaker chama isso de *corte de Heisenberg*. Podemos, em princípio, considerar partes do aparelho de medição como pertencentes ao sistema sendo medido – talvez, por exemplo, a agulha do microscópio eletrônico em contato com o material sendo observado e com ele interagindo, ou os pequenos diafragmas presentes em um experimento de dupla fenda. De modo que, ao final, a fronteira entre o nanoscópico, o inobservável, e o macroscópico, observável, se tornaria turva. Nenhuma descrição é mais impactante para ilustrar essa situação que o famoso paradoxo do gato de Schrödinger:

Alguém pode até mesmo desenhar situações ridículas. Um gato se encontra encurralado em uma câmara de aço juntamente com um dispositivo diabólico (que deve ser protegido da interferência direta do gato): em um contador Geiger existe uma pequena quantidade de uma substância radioativa, tão pequena, que talvez no curso de uma hora um dos seus átomos decaia, mas também, com igual probabilidade, nenhum o faça; se isso acontecer [se houver o decaimento de um átomo da substância radioativa], o tubo do contador descarregará e, por meio de um transmissor, um martelo será liberado despedaçando um pequeno frasco de ácido hidrocianídico. Se alguém largasse todo esse sistema sozinho por uma hora, esse alguém poderia dizer que o gato ainda vive se nesse intervalo de tempo nenhum átomo decaiu. O primeiro decaimento o teria envenenado. A função ψ de todo o sistema iria expressar esse fato

tendo em si o gato vivo e o gato morto (perdoem-me a expressão) misturados ou espalhados em partes iguais (SCHRÖDINGER, E., 1935).

A situação acima é um paradoxo se, e somente se: (i) a Mecânica Quântica, tal qual apresentada no formalismo de Dirac–von Neumann ou representação a ele equivalente puder ser aplicada a sistemas macroscópicos tais como, por exemplo, gatos; (ii) gatos não puderem estar simultaneamente vivos e mortos.

Sendo (ii) incontestável, a concepção de Bohr permite descartar o paradoxo de Schrödinger negando (i). Nós não podemos, diria o pai da Escola de Copenhague, descrever o sistema em tela em termos de uma função de onda, porque gatos não são sistemas quânticos. Mas então, perguntaríamos, onde entra a Mecânica Quântica? Sim, porque o decaimento radioativo é um fenômeno quântico por excelência. Talvez também o seria a descarga do contador, se a corrente fosse suficientemente pequena – e o mesmo poderia ser dito acerca da transmissão da informação responsável por acionar o martelo. De toda maneira, todo o sistema encontra-se oculto ao observador, dado que a caixa de aço é lacrada. O gato é, por assim dizer, um inobservável no presente contexto, tal qual um elétron. De modo que, se a Mecânica Quântica se aplica a certos subsistemas, e não a outros maiores que os englobem, o corte de Heisenberg não pode ser feito segundo os critérios de diferenciação entre *observável* e *não observável* – deve ser feito, então, segundo a própria *natureza* dos subsistemas. Mas, neste caso, o formalismo matemático da Mecânica Quântica, ou o Princípio de Complementaridade, se calam, não nos dando qualquer diretriz sobre onde efetuar o corte para a aplicação do formalismo.

A teoria como um todo, portanto, interpretada às luzes do Princípio de Complementaridade, parece padecer da acusação de incompletude – por mais que Bohr e Heisenberg rejeitem tal ideia. Seguidores da Escola de Copenhague podem dizer que sempre conseguimos, em princípio, pragmaticamente, escolher apropriadamente onde efetuar o corte de Heisenberg, de modo a evitarmos falar na existência de gatos mortos-vivos. Afinal, dizem, é uma característica do Princípio de Complementaridade acreditar que nossa linguagem estabelece uma distinção *fundamental* entre sujeito e objeto – logo, ela é a pedra angular que nos permite, fatidicamente, escolher o sistema a ser descrito pelo formalismo quântico. No caso do paradoxo de Schrödinger: gatos podem ser completamente descritos por conceitos clássicos; produtos de decaimento radioativo, não. Assim, o corte deve ser posto entre esses dois objetos.

Pela possibilidade de refutarmos, *pragmaticamente*, uma superposição de estados de sistemas macroscópicos via a aplicação de um corte adequado, e pela não aplicabilidade do

Princípio do Terceiro Excluído a estados superpostos de sistemas nanoscópicos, o Princípio de Complementaridade dá à Interpretação de Copenhague a possibilidade de se esquivar em dar qualquer resposta ao problema da medida, despachando-o como um pseudoproblema⁷⁹. Não se trata em negar o colapso da superposição de estados ou em fornecer uma explicação para como ela ocorre. Significa, isso sim, negar que há qualquer sentido em dizer que, antes da medição, o sistema estava em um ou em outro autoestado, quando antes existia uma superposição. Se essa solução é satisfatória e resolve a acusação de incompletude da Mecânica Quântica quando interpretada sob o Princípio de Complementaridade, deixamos a cargo de cada um.

Por outro lado, se a Mecânica Quântica de fato for uma teoria completa e se não houver um critério objetivo indicando onde efetuar o corte de Heisenberg, a possibilidade de incluirmos no sistema sendo medido partes cada vez maiores do aparelho de medição nos leva a indagações ainda mais intrigantes⁸⁰:

Para ir mais além, e particularmente se há qualquer questão sobre o modo como o átomo forma uma imagem em uma placa fotográfica, nós poderemos desejar incluir os átomos sobre a placa que estão na região escura como parte do sistema sendo observado. Embora isso seja bem menos natural, nós poderíamos ir adiante e incluir alguns componentes do microscópio, ou todo o instrumento, como parte do sistema em observação [...]. Nós poderíamos até, se quiséssemos, considerar partes do ser humano como pertencentes ao sistema observado ao invés de pertencerem ao sistema de observação, deixando talvez apenas o cérebro (mente? consciência?) do ser humano como o observador, e todo o resto, incluindo o olho e o trato do nervo óptico do ser humano, como o sistema observado. Tais ideias podem parecer altamente artificiais, mas devem ser levadas muito mais a sério quando nos voltamos ao trabalho de von Neumann [...] (WHITAKER, A., 1996, p. 174).

Von Neumann acreditava que o corte epistêmico deveria ocorrer no *observador*, aqui entendido como um sujeito dotado de consciência, o que equivale a dizer que ele é o responsável pelo colapso da função de onda – que, afinal, representa o estado de todo o sistema físico em consideração, desde o menor subsistema nanoscópico de interesse, até o aparelho científico utilizado durante o processo de medição e o corpo físico do observador:

⁷⁹ Vemos, assim, como, na prática, podemos ignorar o Princípio de Complementaridade e adotar uma visão puramente instrumentalista para a Interpretação de Copenhague, nos aproximando mais do jovem Heisenberg do que de Bohr. Em ambas as situações, podemos ignorar aquilo que “ocorre” em um sistema quântico, nanoscópico, antes de qualquer medição. Com efeito, algumas pessoas preferem considerar o Princípio de Complementaridade como característica individual do pensamento de Bohr, e não de sua escola.

⁸⁰ Note que estamos, aqui, ignorando o Princípio de Complementaridade, que sempre admite, pragmaticamente, a possibilidade de efetuarmos um corte de Heisenberg adequado.

Onde o colapso ocorre? Von Neumann deu uma resposta clara a esta pergunta: o estágio final da cadeia deve ser inteiramente diferente dos estágios anteriores. Ele disse que “é inerentemente inteiramente correto que a medição ou o processo da percepção subjetiva a ela relacionado seja uma nova entidade relativa ao ambiente físico e não reduzível ao mesmo. De fato, percepção subjetiva nos leva à vida intelectual interior do indivíduo que é, por sua própria natureza, extra-observacional”. Von Neumann complementa dizendo que “a experiência apenas faz afirmações desse tipo: um observador fez uma certa (subjetiva) observação; e nunca desse outro tipo: uma quantidade física tem um certo valor” (WHITAKER, A., 1996, p. 199).

Whitaker chama essa interpretação idealista de von Neumann, também esposada por John Wheeler e Eugene Wigner, de Interpretação de Princeton, dado que a maior parte desses físicos aí passou grande parte de sua carreira. Trata-se da crença de que a Mecânica Quântica é uma teoria completa, aplicável a todos sistemas físicos, cujo formalismo matemático, implicitamente, aponta para um observador ontologicamente diferenciado do ambiente e a ele irreduzível, cuja subjetividade é responsável por colapsar uma superposição de estados em um único autoestado.

Tal qual a Interpretação de Copenhague, a Interpretação de Princeton esposa de uma distinção fundamental entre sujeito e objeto. Entretanto, enquanto a primeira, por fazer uso do Princípio de Complementaridade, coloca essa distinção como o motivo pelo qual é possível, pragmaticamente, com a utilização de nossos conceitos linguísticos, fazer um corte de modo a impedir que sistemas macroscópicos sejam sujeitos à descrição pelo formalismo quântico, a segunda nega que qualquer corte possa ser feito entre sistemas físicos, deduzindo daí a existência de um sujeito deles apartado. Ou seja, a distinção sujeito/objeto é uma premissa para se realizar o corte de Heisenberg na visão de Copenhague, enquanto que é uma consequência daquele corte na visão de Princeton.

Já afirmamos anteriormente que interpretações idealistas da Mecânica Quântica não serão aprofundadas nesta dissertação – elas abrem, afinal, espaço a toda uma nova série de questões a serem abordadas em seus próprios méritos e faltas. Por menos que sejam adotadas hoje pela comunidade científica, o simples fato de von Neumann ser um de seus fundadores é razão para levá-las a sério, o que implicaria, para fazer justiça, na produção de um trabalho de profundidade equivalente a este presente sobre o realismo científico. Vale a pena, entretanto, expormos o famoso “paradoxo do amigo de Wigner”.

Embora tal paradoxo seja costumeiramente atribuído a Eugene Wigner, tendo sido apresentado por esse cientista no artigo “Apontamentos sobre a Questão Mente/Corpo”, publicado no livro *The Scientist Speculates*, editado por I. J. Good, em 1961, Hugh Everett III antecipou todo o problema na primeira versão de sua tese de doutorado (conhecida como a “tese longa”), a “Teoria da Função de Onda Universal”, de 1956. Exporemos, portanto, o “paradoxo do amigo de Wigner” nos termos apresentados por Everett⁸¹:

A questão da consistência do esquema [Everett se refere ao formalismo de Dirac–von Neumann, particularmente no que tange ao Postulado de Projeção e à Equação de Schrödinger] surge quando alguém contempla o observador e seu objeto-sistema como um único (composto) sistema físico. De fato, a situação se torna bem paradoxal se nós permitirmos a existência de mais de um observador. Vamos considerar o caso de um observador A, que está realizando uma medição no sistema S, a totalidade (A+S), por sua vez, formando o objeto-sistema para outro observador B.

Se nós negássemos [como faria Copenhague] a possibilidade de B usar a descrição quântico-mecânica (a função de onda obedecendo a equação [de Schrödinger]) para A+S, então nós devemos ser informados de alguma descrição alternativa para sistemas que contenham observadores (ou aparatos de medição). Ademais, nós deveríamos ter um critério para dizer precisamente que tipo de sistemas se enquadram como “aparelhos de medição” ou “observadores” e [assim] serem sujeitos a uma descrição alternativa. Tal critério provavelmente não é capaz de ser formulado rigorosamente. Por outro lado, se nós permitirmos B dar uma descrição quântica de A+S, atribuindo uma função de estado ψ^{A+S} , então, porquanto B não interaja com A+S, seu estado muda causalmente de acordo com [a equação de Schrödinger], *ainda que A possa estar realizando medições em S*. Do ponto de vista de B, nada semelhante [ao Postulado de Projeção] pode ocorrer (não há descontinuidades), e a questão da validade do uso de A [do Postulado de Projeção] é levantada. Isto é, *aparentemente* ou A está errado em assumir que [o Postulado de Projeção], com suas implicações probabilísticas, se aplica a suas medições, ou a função de estado [do sistema A+S] de B, com sua característica puramente causal, é uma descrição inadequada daquilo que está ocorrendo com A+S (EVERETT III, H., 2012, pp. 73-74).

A seguir, Everett apresenta o seguinte “drama extremamente hipotético”:

Isolado em algum lugar do espaço há um quarto contendo um observador A, que está prestes a realizar uma medição sobre o sistema S. Depois de efetuar sua medição, ele

⁸¹ Interessante notar que, no outono de 1954, Everett foi aluno de Wigner, na matéria Métodos Matemáticos da Física (EVERETT III, H., 2012, p. 12).

irá registrar seu resultado em seu caderno de notas. Nós assumimos que ele sabe a função de estado de S (talvez como resultado de uma medição anterior) e que esta não é um autoestado da medida [do observável] que ele está prestes a efetuar. O Observador A, sendo um teórico quântico ortodoxo, então acredita que o [futuro] resultado de sua medição é indeterminado e que o processo é corretamente descrito [pelo Postulado de Projeção]. Enquanto isso, entretanto, existe um outro observador B, do lado de fora do quarto, que possui conhecimento da função de estado de todo o quarto, incluindo S, o aparelho de medição e o observador A, apenas momentos antes à medição. B está somente interessado naquilo que será encontrado no caderno de notas daqui a uma semana, então ele computa a função de estado do quarto para daqui a uma semana no futuro, de acordo com [a Equação de Schrödinger]. Uma semana se passa, e nós encontramos B ainda de posse da função de estado do quarto, a qual este igualmente ortodoxo teórico quântico acredita que seja a descrição completa do quarto e seu conteúdo. Se o cálculo de B de sua função de estado disser de antemão exatamente o que estará no caderno de notas, então A está incorreto em sua crença sobre a indeterminação dos resultados de suas medidas. Nós, portanto, assumimos que a função de onda de B contenha amplitudes não-nulas sobre várias entradas no caderno de notas. Neste momento, B abre a porta do quarto e olha para as anotações (i.e., realiza sua observação). Tendo observado a entrada do caderno, B se vira para A e o informa, com autoridade, que como sua função de onda apenas antes de entrar no quarto, a qual ele sabe que tem sido a completa descrição do quarto e seu conteúdo, tinha amplitudes não nulas sobre outras que não o presente resultado do experimento, o resultado deve ter sido decidido apenas quando B entrou no quarto, de modo que A, sua entrada no caderno de notas e sua memória sobre o que ocorreu uma semana atrás não tinham existência objetiva independente até a intervenção de B. Resumindo, B sugere que A deve sua presente existência objetiva à generosa natureza de B que o compeliu a intervir em sua causa. Entretanto, [...], se a visão de B estiver correta, então [...] toda a situação presente pode não ter existência objetiva, mas pode depender das futuras ações de um ainda outro observador (EVERETT III, H., 2012, pp. 74-75).

Wigner utilizou a situação acima para justificar suas próprias crenças sobre a importância da consciência e da mente em sistemas vivos e afirmar que, na teoria padrão da Mecânica Quântica (leia-se, no formalismo de Dirac–von Neumann), a consciência é a responsável por causar o colapso da função de onda⁸². Everett (2012, p. 29), por sua vez, usou-

⁸² Ou seja, para Wigner, se A fosse uma máquina, o sistema A+S, imediatamente antes de B abrir a porta, deveria estar no estado calculado por B uma semana antes. Mas, como A possui uma consciência, algo *não-físico*, B está errado em assumir que seja possível descrever o sistema “físico” A+S em termos de uma função de estado. Assim, ao abrir a porta, B não pode esperar que o sistema evoluiu do modo previsto pela equação de Schrödinger .

se do paradoxo para criticar a existência do próprio Postulado de Projeção, elaborar uma interpretação realista da teoria quântica e criticar a ideia do colapso de uma superposição de estados.

Resumindo, se ignorarmos o Princípio de Complementaridade e levarmos a sério a descrição de sistemas físicos, *quaisquer que sejam*, em termos de funções de estado, a Mecânica Quântica, tal qual presente no formalismo de Dirac–von Neumann, pode nos levar a situações idealistas e realistas extremas (e.g., Everett). É a respeito dessa última possibilidade que discorreremos agora, no próximo capítulo, como uma alternativa (entre tantas) à ortodoxia vigente.

CAPÍTULO 3: A INTERPRETAÇÃO DOS ESTADOS RELATIVOS DE EVERETT

3.1 INTRODUÇÃO

A Interpretação dos Estados Relativos de Everett, tal qual apresentada em sua tese de doutorado, costumeiramente é conhecida como um conjunto esotérico de ideias que faz referência a uma infinidade de universos paralelos coexistentes. A bem da verdade, contudo, Everett nunca usou os termos “universos” ou “mundos” para se referir a sua própria interpretação. Se tais expressões se fixaram no imaginário popular, isso foi em grande parte devido a Bryce DeWitt, quem editou, em 1973, juntamente com Neill Graham, uma coleção de trabalhos de Everett, alguns deles nunca antes publicados, sob o título de “A Interpretação dos Muitos-Mundos da Mecânica Quântica” (BYRNE, P., 2011, in EVERETT III, H., 2012, pp. 22). Por esse motivo, julgamos importante introduzir o presente capítulo advertindo que muitas das ideias costumeiramente atribuídas a Everett (dentre as quais a Interpretação dos Muitos-Mundos de DeWitt seja talvez a mais popular) são, em realidade, fruto do trabalho de outros autores:

Cada uma das seguintes [interpretações] foi proposta como uma estratégia para reconstruir a teoria de Everett e preencher os detalhes que ele [Everett] omitiu: a teoria nua [*bare theory*], mundos em divisão [*splitting worlds*], histórias em decoerência [*decohering histories*], fatos relativos [*relative facts*], única mente e muitas mentes [*single mind and many minds*], muitos filamentos [*many threads*] e mundos emergentes [*emergent worlds*]. Embora esta não seja uma lista exaustiva, nem as características dessas opções mutuamente excludentes, cada uma destas propostas provê um diferente contexto a colocar os dois principais problemas interpretacionistas concernentes a uma pura mecânica ondulatória. Enquanto algumas estão relativamente distantes de como o próprio Everett caracterizou o seu projeto, cada proposta possui suas virtudes relativas. Na maioria dos casos, elas envolvem adicionar algo de interpretativo ao formalismo básico da mecânica ondulatória. Quando isso, de fato, ocorre, a questão pragmática é, precisamente, o que está sendo adicionado e se as virtudes explicativas que se obtêm da adição valem os custos conceituais envolvidos (BARRETT, J. A., 2011, in EVERETT III, H., 2012, pp. 38-39).

Os “dois principais problemas interpretacionistas” a que Barrett se refere são:

[...] (1) *o problema do registro definitivo*, explicando-se porque e em que sentido preciso observadores podem ser considerados como tendo registros definitivos de medições, e (2) *o problema probabilístico*, explicando-se exatamente como as estatísticas quânticas devem ser compreendidas em uma teoria que é completamente determinística e aparentemente não envolve incertezas especiais (BARRETT, J. A., 2011, in EVERETT III, H., 2012, p. 37).

Quanto à aludida “pura mecânica ondulatória”, esta nada mais é que o formalismo de Dirac–von Neumann desprovido da Interpretação de Born e do Postulado de Projeção (vide Postulados 3 e 4 da seção 2.2). Ou seja, podemos dizer que o projeto everettiano consistiu em considerar como fundamentos para a Mecânica Quântica apenas os demais postulados do formalismo adotado pela ortodoxia vigente, daí procurando *deduzir* as estatísticas anteriormente axiomatizadas e interpretar aquilo que aparentemente era percebido como o colapso de uma superposição de estados. Ademais, tal projeto expressamente se negava a estabelecer qualquer distinção entre sistemas macroscópicos e microscópicos no que concerne a aplicação do formalismo quântico:

A proposta de Everett para resolver o problema da medida foi tratar as interações devido à medição precisamente do mesmo modo que todas as outras interações físicas. Em particular, ele propôs abandonar a dinâmica de colapso estocástica [...] da teoria padrão e considerar a pura determinística mecânica ondulatória como capaz de prover um modelo completo e acurado para todos os sistemas físicos. Ele então procurou “deduzir as asserções probabilísticas [da Interpretação de Born] como aparências subjetivas [...] colocando então a teoria em correspondência com a experiência”. Conseqüentemente, “nós somos levados à inédita situação em que uma teoria formal é objetivamente contínua e causal, enquanto que subjetivamente descontínua e probabilística” [EVERETT III, H., 1956, in EVERETT III, H., 2012, p. 77]. Para fazer inferências sobre as experiências dos observadores, Everett precisava de um modelo de observadores enquanto sistemas físicos que pudessem ser tratados dentro de uma pura mecânica ondulatória (BARRETT, J. A., 2011, in EVERETT III, H., 2012, p. 34).

Everett enveredou-se na tarefa de elaborar uma nova interpretação para a Mecânica Quântica porque acreditava que a teoria ortodoxa para o colapso de uma superposição de estados, tal qual presente no formalismo de Dirac–von Neumann, era “inteiramente inaceitável, já que, ao invés de explicar como um experimento produz um resultado definitivo utilizando-se da dinâmica quântica linear usual [a equação de Schrödinger], simplesmente estipula que as

medições produzem os resultados definitivos exatamente nos momentos corretos e exatamente segundo as corretas estatísticas quânticas” (BYRNE, P., 2011, in EVERETT III, H., 2012, p. 13). Sentimentos ainda mais fortes surgem com relação à Interpretação de Copenhague e o Princípio de Complementaridade nela presente:

[...] a interpretação de Copenhague é desesperançosamente incompleta por causa de sua dependência [reliance] *a priori* na física clássica (excluindo por princípio qualquer dedução da física clássica a partir da teoria quântica, ou qualquer investigação adequada do processo de medição), bem como por ser uma monstruosidade filosófica, ao afirmar um conceito de “realidade” para o mundo macroscópico e negá-lo⁸³ para o microcosmo (EVERETT III, H., 1957, in EVERETT III, H., 2012, p. 255).

No que diz respeito ao desenvolvimento histórico da interpretação de Everett ⁸⁴, podemos dizer que o mesmo ingressou no curso de doutorado em Física de Princeton no outono de 1953, sob a supervisão de John Archibald Wheeler, ao qual apresentou suas ideias em janeiro de 1956, na forma daquilo que viria a ser posteriormente referenciado como a “longa tese”, sob o título de “Mecânica Quântica pelo Método da Função de Onda Universal” (BARRETT, J. A., & BYRNE, P., 2011, in EVERETT III, H., 2012, p. 04). Este trabalho foi enviado a vários físicos proeminentes da comunidade acadêmica, incluindo Niels Bohr, em abril daquele mesmo ano, sob o novo título de “Mecânica Quântica sem Probabilidade”. Posteriormente, durante o inverno de 1957, após duras críticas de Bohr e da Escola de Copenhague, Wheeler sugeriu a Everett reescrever o texto, tolhendo-lhe 75% de seu conteúdo, com o intuito de deixá-lo à prova de quaisquer críticas e, ao mesmo tempo, suavizando o ataque a Copenhague. O novo trabalho, que passou a ser conhecido como a “tese curta”, recebeu o nome de “Sobre os Fundamentos da Mecânica Quântica”, tendo sido aceito para defesa em março de 1957. Logo a seguir, esse trabalho, ao ser publicado em julho de 1957 no periódico *Reviews of Modern Physics*, passou a receber a nova denominação de “A Formulação de Estados Relativos da Mecânica Quântica”. Finalmente, no que tange à longa tese, a mesma também sofreu uma renomeação quando foi publicada em 1973 no já mencionado livro “A Interpretação dos Muitos-Mundos da Mecânica Quântica”, passando a se chamar “A Teoria da Função de Onda Universal”.

⁸³ Segundo entendemos, a Interpretação de Copenhague não nega a existência do microcosmos. Vide a discussão sobre *realismo epistemológico* na seção 2.6.

⁸⁴ Para maiores informações sobre o desenvolvimento histórico da interpretação de Everett, vide Osnaghi, Freitas & Freire Jr. (2009).

Iremos, na próxima seção, estudar a interpretação de Everett para a Mecânica Quântica tal qual constante em sua tese curta⁸⁵. Para efeitos de padronização, a referenciaremos como “Interpretação dos Estados Relativos” – embora “Interpretação da Função de Onda Universal” pudesse igualmente ser utilizada. Não utilizaremos, contudo, o termo “Interpretação dos Muitos-Mundos”, mais apropriado para a interpretação de DeWitt–Graham.

3.2. A INTERPRETAÇÃO DOS ESTADOS RELATIVOS

Everett começa sua “tese curta” expondo aquilo que entende ser a formulação convencional da Mecânica Quântica:

Nós tomamos a formulação convencional da Mecânica Quântica, ou “formulação da observação externa”, como sendo essencialmente a seguinte: um sistema físico é completamente descrito por uma função de estado ψ , que é um elemento de um espaço de Hilbert, e que ademais dá informação apenas no que tange à especificação das probabilidades dos resultados das várias observações que podem ser feitas sobre o sistema por observadores externos. Existem duas maneiras fundamentalmente diferentes em que a função de estado pode mudar:

Processo 1: A mudança descontínua trazida pela observação de uma quantidade com autoestados ϕ_1, ϕ_2, \dots , pela qual o estado ψ será alterado para um estado ϕ_j com probabilidade $|(\psi, \phi_j)|^2$.

Processo 2: A mudança contínua, determinística, do estado de um sistema isolado ao longo do tempo, de acordo com a equação $\frac{\partial \psi}{\partial t} = A\psi$, onde A é um operador linear (EVERETT III, H., 1957, in EVERETT III, H., 2012, pp. 175-176).

A partir daí, Everett passa a apontar, de modo muito parcimonioso, problemas que existem com esse esquema teórico – atitude cautelosa, é claro, tomada em razão das duras críticas recebidas anteriormente na “longa tese”, na qual a formulação supra também foi apresentada para, logo a seguir, expor aquilo que viria a ser chamado de paradoxo do “amigo de Wigner” (vide as duas últimas citações do capítulo anterior), declarando-se ainda, páginas a frente, o seguinte acerca da interpretação de Copenhague:

⁸⁵ A tese longa apresenta a Interpretação dos Estados Relativos fazendo uso exaustivamente do conceito de informação de Claude Shannon, de modo que teríamos de nos afastar um pouco da linguagem padrão utilizada na Mecânica Quântica se considerássemos tal trabalho em nossa explanação. Importante notar que, após a revisão de Wheeler, a tese curta foi elaborada sem a utilização de tais expedientes matemáticos.

b. *A interpretação de Copenhagen*. Esta é a interpretação desenvolvida por Bohr. A função ψ não é considerada como uma descrição objetiva de um sistema físico (i.e., não é em qualquer sentido um modelo conceitual), mas é considerada como meramente um artifício matemático que possibilita alguém fazer previsões estatísticas, ainda que estas sejam as melhores previsões possíveis de serem feitas. Esta interpretação, de fato, nega a própria possibilidade de um único modelo conceitual aplicável ao reino quântico e afirma que a totalidade do fenômeno só pode ser entendida com o uso de diferentes, mutuamente exclusivos (i.e., “complementares”) modelos em situações diferentes. Todas as afirmações sobre os fenômenos microscópicos são consideradas como sem sentido a não ser que acompanhadas de uma descrição completa (clássica) de um arranjo experimental.

Embora sem dúvida a salvo de contradições, devido ao seu extremo conservadorismo, [a interpretação de Copenhagen] talvez seja sobremaneira cautelosa. Nós não acreditamos que o propósito principal da física teórica seja construir teorias “seguras” ao severo custo da aplicabilidade de seus conceitos (o que é uma ocupação estéril), mas sim fazer modelos úteis que sirvam por um tempo e sejam substituídos uma vez desgastados.

Outra característica questionável desta posição é sua forte dependência do nível clássico desde o início, o que impede qualquer possibilidade de explicar este nível a partir de uma teoria quântica subjacente. (A dedução dos fenômenos clássicos da teoria quântica é impossível simplesmente porque nenhuma afirmação significativa pode ser feita sem um aparato clássico pré-existente que sirva como um sistema de referências). Essa interpretação sofre do dualismo de aderir a um conceito de “realidade” (i.e., da possibilidade de uma descrição objetiva) no nível clássico mas negá-lo no domínio quântico (EVERETT III, H., 1957, in EVERETT III, H., 2012, pp. 152-153).

A “tese curta”, por sua vez, tomando uma linha argumentativa menos crítica a Copenhagen, se limita a apontar, após a apresentação da formulação convencional da Mecânica Quântica, que o esquema teórico em questão possuiria dificuldades em responder a três questões: “Como devem ser feitas as descrições quânticas de um universo fechado, de medições aproximadas e de sistemas que contém observadores? Essas três questões possuem uma característica em comum, qual seja, todas elas indagam sobre a *mecânica quântica* que é *interna a um sistema isolado*” (EVERETT III, H., 1957, in EVERETT III, H., 2012, p. 177).

Assim, o que o trabalho de Everett se propõe a fazer é considerar a pura mecânica ondulatória descrita pelo processo 2 acima mencionado como uma teoria completa para os

fenômenos quânticos, eliminando-se, assim, a postulação do processo 1. Dada essa premissa, a interpretação da teoria seguiria, supunha-se, naturalmente (grifos nossos):

Este artigo propõe considerar a mecânica ondulatória pura (apenas o processo 2) como uma teoria completa. Postula-se que uma função de onda que obedeça a equação de onda linear em todos os lugares e a todo tempo provê um modelo matemático completo para todo sistema físico isolado, sem exceções. Ademais, postula-se que todo sistema sujeito a uma observação possa ser considerado parte de um sistema maior isolado.

A função de onda é considerada como a entidade física básica sem qualquer interpretação *a priori*. **A interpretação apenas vem depois de uma investigação da estrutura lógica da teoria. Aqui, como sempre, a própria teoria determina o quadro para sua interpretação**⁸⁶(EVERETT III, H., 1957, in EVERETT III, H., 2012, pp. 152-153).

Everett, então, lança-se a uma dupla tarefa – não apenas deve demonstrar como uma teoria quântica baseada apenas na dinâmica determinística de uma função de onda descrita por uma equação linear deve ser interpretada, como deve resgatar em sua teoria as estatísticas que antes decorreriam naturalmente de um postulado probabilístico e que são a base do sucesso empírico até então observado. Estes são os objetivos maiores de sua tese de doutorado.

Com relação à interpretação de um formalismo puramente ondulatório, segundo uma equação de onda linear, Everett começa por expor sua noção de estados relativos relacionados a sistemas compostos:

Se um sistema composto S for formado por dois subsistemas S_1 e S_2 com associados espaços de Hilbert \mathcal{H}_1 e \mathcal{H}_2 , então, de acordo com o formalismo usual para sistema compostos, o espaço de Hilbert para S é tomado como o produto tensorial de \mathcal{H}_1 e \mathcal{H}_2 (escrito $\mathcal{H} = \mathcal{H}_1 \otimes \mathcal{H}_2$). Isto possui como consequência que se os conjuntos $\{\xi_i^{S_1}\}$ e $\{\eta_j^{S_2}\}$ forem conjuntos completos ortonormais de estados para S_1 e S_2 , respectivamente, então o estado geral de S pode ser escrito como a superposição:

$$\psi^S = \sum_{i,j} \alpha_{ij} \xi_i^{S_1} \eta_j^{S_2}.$$

⁸⁶ Eis uma afirmação um tanto quanto polêmica, mas que, por se tratar de uma discussão para além do debate entre realismo científico e o positivismo, não será aqui explorada. Everett considera que o formalismo matemático de uma teoria física e a articulação de seus termos já de alguma forma traz o germe de sua única interpretação natural – trata-se, portanto, apenas de uma questão de coragem e agudeza intelectual para explorar todas as consequências da teoria e, assim, perceber como devemos interpretá-la. Outros físicos e filósofos, porém, questionam tal posição, apontando para o fato que podemos interpretar de modos distintos um mesmo formalismo matemático – de certa forma, a interpretação dos termos primitivos presentes nos seus axiomas antecederia a própria teoria, por exemplo.

[Desta equação], embora S esteja em um estado definitivo ψ^S , os subsistemas S_1 e S_2 não possuem nada como estados definidos independentemente uns dos outros (exceto no caso especial onde todos, menos um, dos a_{ij} são nulos).

Nós *podemos*, entretanto, para qualquer escolha de um estado em um subsistema, *unicamente* atribuir um correspondente *estado relativo* ao outro subsistema. Por exemplo, se escolhermos ξ_k como o estado de S_1 , enquanto o sistema composto S estiver no estado ψ^S [dado pela equação acima], então o correspondente estado relativo de S_2 , qual seja, $\psi(S_2; \text{rel } \xi_k, S_1)$, será:

$$\psi(S_2; \text{rel } \xi_k, S_1) = N_k \sum_j a_{kj} \eta_j^{S_2}$$

onde N_k é uma constante de normalização. Este estado relativo [de S_2] para ξ_k é *independente* da escolha da base $\{\xi_i\}$ ($i \neq k$) para o complemento ortogonal de ξ_k e, portanto, é determinado exclusivamente por ξ_k . Para encontrar, portanto, o estado relativo de S_2 para um estado arbitrário de S_1 , deve-se simplesmente realizar o procedimento acima usando qualquer base para S_1 e S_2 que contenha o estado desejado como um elemento da base para S_1 [...].

Na formulação convencional ou “da observação externa”, o estado relativo de S_2 , $\psi(S_2; \text{rel } \phi, S_1)$, para o estado ϕ^{S_1} de S_1 , fornece a distribuição de probabilidades condicional para os resultados de todas as medições de S_2 , dado que S_1 tenha sido medido e encontrado no estado ϕ^{S_1} – i.e., que ϕ^{S_1} seja a autofunção da medição em S_1 correspondente ao autovalor observado.

Para qualquer escolha de bases em S_1 , $\{\xi_i\}$, é sempre possível representar o estado de S, $[\psi^S = \sum_{i,j} a_{ij} \xi_i^{S_1} \eta_j^{S_2}]$, como uma *única* superposição de pares de estados, cada um consistindo de um estado da base $\{\xi_i\}$ em S_1 e seu respectivo estado relativo de S_2 . Assim [...]:

$$\psi^S = \sum_i \frac{1}{N_i} \xi_i^{S_1} \psi(S_2; \text{rel } \xi_i, S_1)$$

[...]

Sumarizando: Não existe, em geral, algo como um único [*single*] estado para um subsistema de um sistema composto. Subsistemas não possuem estados que sejam independentes dos estados do resto do sistema, de modo que os estados dos subsistemas são geralmente correlacionados [*correlated*] uns com os outros. Pode-se arbitrariamente escolher um estado para um subsistema e assim ser levado para estado relativo do resto. Assim, nós nos deparamos com uma *fundamental* relatividade de estados, que é implicada pelo formalismo de sistemas compostos. É sem sentido nos perguntarmos sobre o estado absoluto de um subsistema – pode-se apenas perguntar qual o estado [de um subsistema] relativamente a um dado estado do resto [do sistema composto] (EVERETT III, H., 1957, in EVERETT III, H., 2012, pp. 179-180).

Acreditamos que a noção de *estados relativos*, quando aplicada a sistemas compostos microscópicos, possui o mérito de explicitar algo já conhecido por qualquer físico ortodoxo, não sendo um ponto sujeito a maiores controvérsias. Como o próprio Everett aponta, a interpretação da “observação externa” reconhece a possibilidade de se calcular probabilidades condicionadas. Ademais, pela interpretação de Copenhague (que é um tipo de interpretação de “observação externa”), antes de qualquer observação ser efetuada, é esperado que o sistema composto em questão seja representado por uma superposição de estados mutuamente excludentes, e que uma vez que a situação experimental tenha sido alterada e um subsistema tenha sido medido, o subsistema não observado seja representado por uma diferente superposição. Também, como visto no capítulo precedente, Heisenberg, mais maduro, diria que, pelo fato de a função de onda ter um aspecto epistemológico, o ganho de informação obtido com a medição da parte de um sistema composto traria consequências sobre o modo como representamos o subsistema não observado – a *potencialidade* da onda do sistema composto deveria, por assim dizer, ser parcialmente realizada, alterando a onda de potencialidade dos subsistemas.

Assim, a noção de estados relativos apenas é insidiosa à ortodoxia se aplicada a sistemas compostos macroscópicos – em particular, a observadores e aparelhos de medição. Eis como Everett os define em sua teoria:

Será suficiente aos nossos propósitos considerar observadores como detentores de memórias (i.e., partes de uma natureza relativamente permanente cujos estados estão em correspondência com as experiências passadas dos observadores). Com o intuito de fazer deduções sobre as experiências passadas de um observador é suficiente deduzir os conteúdos presentes da memória, tal qual aparecem dentro de um modelo matemático.

Como modelos de observadores nós podemos, se assim desejarmos, considerar automaticamente máquinas funcionais, possuidoras de aparatos sensoriais e acopladas a instrumentos de gravação capazes de registrar os dados sensoriais passados e as configurações da máquina [...]. Se considerarmos que os dados sensoriais atuais, assim como as configurações de aparelho, são imediatamente gravados na memória, então as ações da máquina em um dado instante podem ser consideradas como função apenas dos conteúdos da memória, e todas as experiências relevantes da máquina serão contidas na memória (EVERETT III, H., 1957, in EVERETT III, H., 2012, p. 183).

Ou seja, para Everett, “observadores” são sistemas físicos, máquinas capazes de realizar medições e efetuar o registro dos resultados em uma memória tal como, por exemplo, “furos

em uma fita de papel, impressões em um carretel magnético, configurações de um chaveamento de comutação de circuito [*relay switching circuit*] ou mesmo configurações das células do cérebro” (EVERETT III, H., 1957, in EVERETT III, H., 2012, p. 184) . Evita-se, assim, qualquer guinada idealista no programa de interpretação da Mecânica Quântica, diferentemente do que ocorre, por exemplo, com a chamada Escola de Princeton – vide página 88.

A partir de agora, seguiremos a notação de Everett em sua tese curta, denotando em termos genéricos o estado de um observador O pelo símbolo ψ^0 – se quisermos deixar explícito que tal estado inclui uma memória que representa os temporalmente ordenados eventos A, B, C, escreveremos $\psi^0_{[A,B,C]}$; se quisermos apontar uma memória pretérita qualquer, irrelevante para a análise em questão, escreveremos $\psi^0_{[...]}$, $\psi^0_{[...A,...]}$, ou expressão inteligível semelhante.

Agora, uma vez explanado o que se entende por um “observador”, faz-se necessário alguma digressão sobre o que seria uma observação. Everett, em particular, procura definir exatamente aquilo que entende por uma “boa” observação:

Uma boa observação da quantidade A, com autofunções ϕ_i , para um sistema S, por um observador cujo estado inicial é ψ^0 , consiste em uma interação que, em um período de tempo especificado, transforma cada estado (total) $\psi^{S+0} = \phi_i \psi^0_{[...]}$ em um novo estado $\psi'^{S+0} = \phi_i \psi^0_{[...,\alpha_i]}$ onde α_i caracteriza o estado ϕ_i . (O símbolo α_i pode significar o registro de um autovalor, por exemplo). Isto é, nós requeremos que o estado do sistema [S], se for um autoestado, permaneça inalterado, e (2) que o estado do observador mude de modo a descrever que o mesmo encontra-se “ciente” de qual autofunção seja; isto é, alguma propriedade é registrada na memória do observador que caracteriza ϕ_i , tal como o autovalor. O requerimento de que os autoestados para o sistema sejam inalterados é necessário para que a observação venha a ser significativa (repetível), enquanto que o requerimento de que o estado do observador se altere de um modo diferente para cada autofunção é necessário para que possamos chamar a interação, propriamente, de uma observação (EVERETT III, H., 1957, in EVERETT III, H., 2012, p. 184).

A partir da definição do que viria a ser uma “boa” observação de um sistema S que se encontra em um autoestado, Everett, utilizando-se do fato de que a dinâmica linear da equação de onda implica que qualquer superposição de soluções é, ela própria, uma solução da equação, passa a descrever os estados de um sistema composto S+O após uma observação ter sido efetuada, supondo agora que S não se encontra em um autoestado em particular. O resultado é

que, se antes da observação, o sistema S encontrava-se no estado $\sum_i a_i \phi_i$, após a medição o sistema S+O se encontrará no estado $\psi'^{S+0} = \sum_i a_i \phi_i \psi^0_{[\dots, \alpha_i]}$, visto que cada termo $a_i \phi_i \psi^0_{[\dots, \alpha_i]}$ é uma possível solução para a equação de Schrödinger. Tornando toda a situação um pouco mais complexa, considerando os sistemas $S_1, S_2, S_3, \dots, S_n$, com estados iniciais $\psi^{S_1}, \psi^{S_2}, \psi^{S_3}, \dots, \psi^{S_n}$, e supondo que o observador O, no estado $\psi^0_{[\dots]}$ realize uma medida do observável A em S_1 , não interagindo, contudo, com os demais sistemas, então a medição levará o estado inicial $\psi^{S_1+S_2+\dots+S_n+0} = \psi^{S_1} \psi^{S_2} \dots \psi^{S_n} \psi^0$ ao estado final $\psi'^{S_1+S_2+\dots+S_n+0} = \sum_i a_i \phi_i^{S_1} \psi^{S_2} \dots \psi^{S_n} \psi^0_{[\dots, \alpha_i]}$, onde $a_i = (\phi_i^{S_1}, \psi^{S_1})$ e $\phi_i^{S_1}$ são as autofunções da observação de A em S_1 . Se, posteriormente, uma segunda medição for efetuada do observável B sobre S_2 , o estado $\sum_i a_i \phi_i^{S_1} \psi^{S_2} \dots \psi^{S_n} \psi^0_{[\dots, \alpha_i]}$ se tornará $\sum_{i,j} a_i b_j \phi_i^{S_1} \eta_j^{S_2} \psi^{S_3} \dots \psi^{S_n} \psi^0_{[\dots, \alpha_i, \beta_j]}$, onde $b_j = (\eta_j^{S_2}, \psi^{S_2})$ e os diversos $\eta_j^{S_2}$ são as autofunções da observação de B em S_2 .

Everett interpreta do seguinte modo os resultados acima:

Consideremos o caso simples de uma única observação da quantidade A, com autofunções ϕ_i , do sistema S com estado inicial ψ^S , por um observador O cujo estado inicial é $\psi^0_{[\dots]}$. O resultado final é, conforme vimos, a superposição $\psi'^{S+0} = \sum_i a_i \phi_i \psi^0_{[\dots, \alpha_i]}$. Não há mais qualquer estado do sistema ou estado do observador independentes entre si, embora os dois tenham se tornado correlacionados de uma maneira biunívoca. Entretanto, em cada *elemento* da superposição, $\phi_i \psi^0_{[\dots, \alpha_i]}$, o estado do objeto-sistema é um autoestado particular da observação [leia-se, um autoestado do sistema S+O] e, *além disso, o estado do observador-sistema descreve o observador como percebendo definitivamente aquele estado do sistema em particular*. Esta correlação é o que permite manter a interpretação de que uma medição foi efetuada (EVERETT III, H., 1957, in EVERETT III, H., 2012, pp. 186-187).

Se considerássemos, por sua vez, que após uma medição do observável A do sistema S pelo observador O, uma segunda medida de A fosse *imediatamente* executada, então o estado $\psi'^{S+0} = \sum_i a_i \phi_i \psi^0_{[\dots, \alpha_i]}$ passaria a ser dado por $\psi''^{S+0} = \sum_i a_i \phi_i \psi^0_{[\dots, \alpha_i, \alpha_i]}$, ou seja, novamente cada elemento $\phi_i \psi^0_{[\dots, \alpha_i, \alpha_i]}$ seria um autoestado do sistema composto S+O, mas dessa vez o observador O é descrito como tendo obtido o mesmo resultado nas suas duas observações, tal qual empiricamente se verifica, embora cada autoestado represente uma medida diferente. Por outro lado, se O, no estado inicial $\psi^0_{[\dots]}$, efetuasse r medições em r subsistemas distintos $S_1, S_2,$

S_3, \dots, S_r de um sistema composto $S_1, S_2, S_3, \dots, S_n, r < n$, com estados iniciais $\psi^{S_1}, \psi^{S_2}, \psi^{S_3}, \dots, \psi^{S_n}$, então, após as r medições sucessivas, o estado do sistema composto $S_1 + S_2 + \dots + S_n + O$ passaria do estado inicial $\psi^{S_1+S_2+\dots+S_n+O} = \psi^{S_1}\psi^{S_2} \dots \psi^{S_n}\psi^0_{[\dots]}$ para o estado final $\psi^{r!S_1+S_2+\dots+S_n+O} = \sum_{i,j,\dots,k} a_i a_j \dots a_k \phi_i^{S_1} \phi_j^{S_2} \dots \phi_k^{S_r} \psi^{S_{r+1}} \dots \psi^{S_n} \psi^0_{[\dots, \alpha_i, \alpha_j, \dots, \alpha_k]}$, cada termo do somatório descrevendo uma memória definitiva $[\alpha_i^1, \alpha_j^2, \dots, \alpha_k^r]$ para o observador O , em relação ao qual os subsistemas S_1, S_2, \dots, S_r possuem as correspondentes autofunções $\phi_i^{S_1}, \phi_j^{S_2}, \dots, \phi_k^{S_r}$ enquanto que os subsistemas $S_{r+1}, S_{r+2}, \dots, S_n$ permanecem com seus estados iniciais inalterados. Everett conclui o seguinte (grifos nossos):

Chegamos assim ao seguinte panorama: ao longo de toda uma sequência de processos de observação, **existe apenas um único sistema físico representando o observador**, e, no entanto, não há um único *estado* singular para o mesmo (o que se segue das representações de sistemas em interação). Não obstante, há uma representação em termos de um *superposição*, cada elemento da qual contém um estado do observador definido e um correspondente estado do sistema. Assim, com cada observação (ou interação) sucessiva, o estado do observador ramifica-se [*branches*] em um número [qualquer] de diferentes estados. Cada ramo [*branch*] representa um diferente resultado para a medição e o *correspondente* autoestado para o estado do objeto-sistema. **Todos os ramos existem simultaneamente na superposição após qualquer sequência de observações** (EVERETT III, H., 1957, in EVERETT III, H., 2012, pp. 188-189).

Vemos no trecho acima toda a estranheza do realismo pregado por Everett. O cientista não receia explorar todas as consequências que a dinâmica linear postulada pela Mecânica Quântica nos traz. Dos tempos de Newton ao século XIX, postulava-se a existência de variadas entidades físicas ontologicamente independentes (e.g., partículas e campos), todas elas seguindo leis determinísticas que, levadas ao extremo (e ignorando-se problemas de fundo acerca do livre arbítrio e do ainda hoje não resolvido problema mente – corpo), implicariam em uma única história para todo o universo e seus subsistemas. A Mecânica Quântica, por sua vez, *nos termos propostos por Everett*, parece implicar, pensamos, em um gigantesco monismo – a única coisa existente é a função de onda (ou, usando a linguagem presente na tese “longa”, a função de onda universal), a qual segue a equação de Schrödinger. O universo, portanto, não deve possuir uma *única* história bem definida, com subsistemas com estados independentes dos demais evoluindo segundo uma única trajetória espaço-temporal. Pelo contrário, todo o

formalismo implica que somente faz sentido falar de determinado estado de um subsistema quando em relação ao estado do resto do sistema composto. A história do universo deve, assim, seguindo o espírito everettiano, ser dada pela evolução temporal de um número enorme de termos de uma única superposição (apropriadamente chamada de função de onda universal), cada um deles evoluindo espaço-temporalmente de modo independente dos demais e contendo os autoestados de todos os subsistemas imagináveis. Cada um desses termos deverá, em princípio, em qualquer instante, conter observadores com memórias que se correlacionam perfeitamente com os autoestados ali presentes, quando os respectivos subsistemas forem objeto de observação. Graficamente, a história do universo não é uma única linha – é uma árvore com diversos ramos.

Ciente da estranheza de sua interpretação, após o trecho supra apresentado, Everett adicionou a seguinte nota em sua tese “curta”, a qual, pela sua importância, transcrevemos integralmente (grifos nossos):

Em resposta à pré-impressão deste artigo, alguns correspondentes apontaram para a questão da “transição do possível ao atual [*possible to actual*]”, argumentando que em “realidade” não existe – como nossa experiência testemunha – uma tal divisão [*splitting*] de estados de observadores, de modo que apenas um ramo pode existir de modo atualizado [*actually exist*]. Como essa questão pode ocorrer a outros leitores, o seguinte é oferecido como uma explicação.

Toda a questão da transição do “possível” ao “atual” é levada em conta na teoria de um modo muito simples – não há tal transição, nem tal transição é necessária para a teoria estar de acordo com nossa experiência. Do ponto de vista da teoria, *todos* os elementos de uma superposição (todos os “ramos” [*branches*]) são “atuais”, nenhum mais “real” [*real*] que o resto. **É desnecessário supor que todos [os ramos] menos um são de alguma forma destruídos**, dado que todos os elementos separados de uma superposição individualmente obedecem a equação de onda, com completa indiferença quanto à presença ou ausência (de modo atual [*actuality*] ou não) de quaisquer outros elementos. Essa total falta de efeito de um ramo sobre outro também implica que nenhum observador poderá algum dia estar ciente de qualquer processo de divisão [*splitting process*].

Argumentos de que a visão de mundo apresentada pela teoria é contradita pela experiência, dado que não somos cientes de qualquer processo de ramificação [*branching process*], são como a crítica à teoria copernicana, segundo a qual a mobilidade da Terra enquanto um fato físico real é incompatível com a interpretação do senso comum da natureza, uma vez que não sentimos tal movimento. Em ambos os casos o argumento falha quando é mostrado que a própria teoria prediz que nossa

experiência será o que de fato é. (No caso de Copérnico, a adição da física de Newton era requerida para se demonstrar que os habitantes da Terra estariam ignorantes de qualquer movimento terrestre). (EVERETT III, H., 1957, in EVERETT III, H., 2012, p. 189).

Everett parece, portanto, conseguir responder satisfatoriamente, nos termos de sua própria teoria, as suas conseqüências mais exóticas e não verificadas em nossa experiência diária. Contudo, ele deve ainda ser capaz de demonstrar que as estatísticas previstas pelo Postulado de Born (vide Postulado 3 da seção 2.2.) decorrem apenas de uma mecânica puramente ondulatória e determinística. Eis como o raciocínio é inicialmente desenvolvido:

Com o intuito de estabelecermos resultados quantitativos, nós devemos colocar alguma medida⁸⁷ (peso) nos elementos de uma superposição final. Isto é necessário para podermos fazer asserções que valham para quase todos os estados de observadores [*observer states*] descritos pelos elementos de uma superposição. Nós desejamos fazer declarações quantitativas sobre as frequências relativas dos diferentes resultados de observação (os quais são registrados em uma memória) para um típico estado de observador; mas, para isso ser possível, nós devemos ter um método para selecionar um elemento típico de uma superposição de estados ortogonais.

Nós, portanto, procuramos um esquema geral capaz de atribuir uma medida aos elementos de uma superposição de estados ortogonais $\sum_i a_i \phi_i$. Nós requeremos uma função m dos coeficientes complexos dos elementos da superposição, de modo que $m(a_i)$ seja a medida atribuída ao elemento ϕ_i . Com o intuito de que o esquema geral seja inequívoco, nós devemos primeiramente requerer que os próprios estados estejam sempre normalizados, de modo que assim possamos distinguir os coeficientes dos estados⁸⁸. Entretanto, nós ainda podemos apenas determinar os coeficientes, em distinção aos estados, no máximo até um fator de fase arbitrário. Para evitarmos ambigüidades, a função m deve, portanto, ser uma função apenas das amplitudes dos

⁸⁷ O vocábulo “medida” aqui presente diz respeito ao contexto da Teoria da Medida, um ramo da análise matemática. Não devemos confundi-lo, portanto, com aquilo que se entende pelo resultado de uma medição experimental. Como os dois usos recaem sobre situações completamente diferentes (por exemplo, não faz sentido falar na medida experimental de um termo de uma superposição), acreditamos que o uso polissêmico do vocábulo não trará maiores dificuldades.

⁸⁸ Sempre poderemos escrever $\sum_i a_i \phi_i = \sum_i b_i \varphi_i$, onde $b_i = \frac{1}{k} a_i$ e $\varphi_i = k \phi_i$, k um número complexo não nulo qualquer. Como ϕ_i e φ_i são autoestados associados ao mesmo resultado de uma dada medição experimental, desejamos que a função m nos retorne a mesma medida para ambos, isso é, desejamos que $m(a_i) = m(b_i)$, para qualquer valor de k . Tal função, evidentemente, seria uma função constante e, portanto, inútil como instrumento para tipificar autoestados. Portanto, para escaparmos deste problema, devemos exigir que os autoestados estejam normalizados – com isso, podemos estar certos que o argumento da função m será inequívoco.

coeficientes, i.e., $m(a_i) = m(|a_i|)$ ⁸⁹ (EVERETT III, H., 1957, in EVERETT III, H., 2012, p. 190).

A seguir, Everett impõe que, se a superposição $\sum_{i=1}^n a_i \phi_i$ for encarada como um único elemento $\alpha \phi'$, então $m(\alpha) = \sum_{i=1}^n m(a_i)$, hipótese chamada de “requerimento de aditividade”. Com a consideração dessa hipótese e das demais, Everett afirma, a função m só pode ser uma função do quadrado das amplitudes dos termos da superposição, i.e., $m(a_i) = a_i^* a_i$, onde a_i^* é o conjugado complexo de a_i ⁹⁰. Pois, uma vez que ϕ' e os diversos ϕ_i devem ser normalizados (i.e., devem possuir norma igual a 1), segue-se que $|\alpha| = \sqrt{\sum a_i^* a_i}$. Por sua vez, uma vez que m deve ser uma função das amplitudes dos coeficientes, então, definindo-se $u_i = |a_i|$, a equação $m(\alpha) = \sum_{i=1}^n m(a_i)$ implica que:

$$m(\alpha) = m\left(\sqrt{\sum a_i^* a_i}\right) = m\left(\sqrt{\sum u_i^2}\right) = \sum m(u_i) = \sum m(u_i^2)^{1/2}$$

Desta equação, por sua vez, decorre que, se $g(x) \equiv m(\sqrt{x})$, então $g(\sum_{i=1}^n u_i^2) = \sum_{i=1}^n g(u_i^2)$, ou seja, g é linear e necessariamente possui a forma $g(x) = cx$, onde c é uma constante qualquer. Portanto, $g(x^2) = cx^2 = m(\sqrt{x^2}) = m(x)$, o que implica que $m(a_i) = m(u_i) = cu_i^2 = ca_i^* a_i$, conforme afirmado no parágrafo precedente, exceto pela constante arbitrária c . Ou seja: a única escolha para a medida m consistente com o requerimento de aditividade e com o fato de que m é uma função da amplitude (i.e., do valor absoluto) dos coeficientes de autoestados normalizados é a de que $m(a_i) = ca_i^* a_i$. Se, adicionalmente, requerermos que a medida total sobre todos os autoestados seja igual a 1, então deveremos ter $c = 1$ (EVERETT III, H., 1957, in EVERETT III, H., 2012, p. 191).

Agora, encontrada a medida m , voltemos ao caso do sistema composto $S_1 + S_2 + \dots + S_n + O$, inicialmente no estado $\psi^{S_1+S_2+\dots+S_n+O} = \psi^{S_1} \psi^{S_2} \dots \psi^{S_n} \psi^O$ e que, após r medições do observador sobre os subsistemas $S_1, \dots, S_r, r < n$, passa ao estado $\psi^{r!S_1+S_2+\dots+S_n+O} = \sum_{i,j,\dots,k} a_i a_j \dots a_k \phi_i^{S_1} \phi_j^{S_2} \dots \phi_k^{S_r} \psi^{S_{r+1}} \dots \psi^{S_n} \psi^O$, cada termo do somatório descrevendo uma memória definitiva $[\alpha_i^1, \alpha_j^2, \dots, \alpha_k^r]$ para o observador O , em relação ao qual

⁸⁹ Se ϕ_i encontra-se normalizado, $-\phi_i$ também se encontra. Assim, podemos escrever $a_i \phi_i = -a_i(-\phi_i) = -a_i \omega_i$. Como ϕ_i e ω_i associam-se ao mesmo resultado de uma dada medição experimental, queremos que $m(a_i) = m(-a_i)$ para todo e qualquer a_i . Daí Everett exigir que $m(a_i) = m(|a_i|)$.

⁹⁰ Note que o quadrado da amplitude de qualquer número complexo é dado por $|x|^2 = xx^*$.

os subsistemas S_1, S_2, \dots, S_r possuem as correspondentes autofunções $\phi_i^{S_1}, \phi_j^{S_2}, \dots, \phi_j^{S_r}$, enquanto os subsistemas $S_{r+1}, S_{r+2}, \dots, S_n$ permanecem com seus estados iniciais inalterados. Então, naquela superposição, a medida m atribuirá ao elemento de índice i, j, \dots, k o peso $M_{i,j,\dots,k} = (a_i a_j \dots a_k) (a_i a_j \dots a_k)$, de modo que o estado do observador com configuração de memória $[\alpha_i^1, \alpha_j^2, \dots, \alpha_k^r]$ terá também o peso $a_i^* a_i a_j^* a_j \dots a_k^* a_k = M_{i,j,\dots,k}$. Aqui, vemos de imediato que $M_{i,j,\dots,k} = M_i M_j \dots M_k$, onde $M_l = a_l^* a_l$, de modo que a medida atribuída a uma sequência de registros de memória $[\alpha_i^1, \alpha_j^2, \dots, \alpha_k^r]$ em particular é simplesmente o produto das medidas para os componentes individuais da sequência. Eis, então, como Everett avalia os resultados aqui apresentados (grifos nossos):

Existe uma correspondência direta entre nossa estrutura de medidas e a teoria da probabilidade de sequências aleatórias. *Se nós considerarmos* [os diversos] $M_{i,j,\dots,k}$ como probabilidades para as sequências [de registros de memória $\alpha_i^1, \alpha_j^2, \dots, \alpha_k^r$], então essas sequências são equivalentes às sequências aleatórias que são geradas ao atribuímos a cada termo [da sequência $\alpha_i^1, \alpha_j^2, \dots, \alpha_k^r$] as probabilidades *independentes* $M_l = a_l^* a_l$. **Pelo fato de a teoria da probabilidade ser matematicamente equivalente à teoria da medida, nós podemos dela fazer uso, desde que tenhamos em mente de que todos os resultados devem ser traduzidos de volta à linguagem teórica da medida** (EVERETT III, H., 1957, in EVERETT III, H., 2012, p. 193).

Everett crê que a utilização de probabilidades em Mecânica Quântica é pragmaticamente legítima. Entretanto, como bem apontam Barrett J. & Byrne (2012, in EVERETT III, H., 2012, p. 193), o físico americano não pode interpretar aquilo que chama de “medida”, ou “peso”, como uma probabilidade de fato: sua mecânica é puramente ondulatória e, portanto, completamente determinística. Ademais, pouco sentido faz falarmos dos tipos de incerteza associados aos sistemas clássicos determinísticos usuais, nos quais a aplicação da teoria da probabilidade se deve à informação incompleta que possuímos quanto ao estado inicial do sistema sendo estudado – nos desenvolvimentos de Everett, nenhuma consideração sistemática acerca da incerteza do estado quântico inicial é levantada. Assim, Everett, coerentemente, considera a medida m do quadrado das normas dos coeficientes dos autoestados como uma indicação da *tipicidade* dos diversos ramos da função de onda universal. A história completa do universo, descrita por meio da evolução temporal de uma superposição de estados independentes entre si, já está escrita, não havendo de se falar, como uma interpretação

frequêntista da teoria das probabilidades o faria, em eventos aleatórios surgindo espontaneamente no tempo segundo certas leis de distribuição, as probabilidades sendo produzidas temporalmente como um limite das frequências relativas dos resultados das inúmeras observações. De modo que, sendo o universo fundamentalmente determinístico, somente há de se falar na *aparência* estocástica de determinados processos quânticos, tal qual percebidos por observadores macroscópicos. Tal aparência, diz Everett, seria explicada “mostrando-se que um ramo típico [da função de onda universal] exibiria as estatísticas quânticas” (BARRETT J. & BYRNE, 2012, in EVERETT III, H., 2012, p. 193).

Após a análise do caso de um mesmo observador O realizando r medições consecutivas sobre os subsistemas $S_1 + S_2 + \dots + S_r$ de um sistema composto $S_1 + S_2 + \dots + S_n + O$, concluindo-se que o “peso/medida” $M_{i,j,\dots,k} = (a_i a_j \dots a_k)^*(a_i a_j \dots a_k)$ de um dado elemento $\phi_i^{S_1} \phi_j^{S_2} \dots \phi_k^{S_r} \dots \psi^{S_{r+1}} \dots \psi^{S_n} \psi^0$ da superposição seria matematicamente equivalente $[\dots, \alpha_i, \alpha_j, \dots, \alpha_k]$ ao produto de probabilidades associadas a eventos independentes $|(\psi, \phi_i)|^2 |(\psi, \phi_j)|^2 \dots |(\psi, \phi_k)|^2$, Everett afirma que resultados semelhantes, empiricamente satisfatórios e pragmaticamente idênticos àqueles previstos pela ortodoxia, também seriam obtidos em situações nas quais diferentes observadores interagissem com o mesmo sistema-objeto e comunicassem suas observações entre si. Outras situações são, ainda, consideradas (BARRETT J. & BYRNE, 2012, in EVERETT III, H., 2012, p. 195). Ao final, Everett afirma que:

Em conclusão, a evolução contínua da função de estado de um sistema composto ao longo do tempo fornece um modelo matemático completo para processos que envolvem um observador idealizado. Quando ocorre uma interação, o resultado da evolução temporal é uma superposição de estados, cada elemento da qual atribui um estado diferente à memória do observador. Julgada pelo estado da memória **em quase todos os estados do observador**⁹¹, as conclusões probabilísticas da “observação externa” da formulação usual da teoria quântica são válidas. Em outras palavras, a pura mecânica ondulatória do Processo 2, sem qualquer afirmação probabilística inicial, nos leva a todos os conceitos probabilísticos do formalismo usual (EVERETT III, H., 1957, in EVERETT III, H., 2012, p. 195).

⁹¹ O motivo pelo qual, na citação acima, Everett não generaliza as suas conclusões a todos os estados do observador é que o resultado supra não se mantém quando a medida m relativa a um dado elemento da superposição tende a zero quando o número de observações cresce sem limites. A demonstração para essa afirmação é bem técnica e pode ser encontrada em Barrett (2003, pp. 100-104).

Ressaltamos que apresentamos a Interpretação dos Estados Relativos de Hugh Everett III tal qual constante em sua tese curta. Não temos a pretensão, contudo, de que todas as dúvidas tenham sido dissipadas. Isso, pensamos, ocorre porque, em primeiro lugar, trata-se de uma teoria radicalmente contra-intuitiva, que advoga que um sistema físico, *macroscópico ou não*, existe em uma superposição de diferentes autoestados mutuamente excludentes. Ou seja, a situação é, aparentemente, pior que aquela que nos deparamos com o Princípio de Complementaridade, na qual, com relação *apenas a sistemas microscópicos*, somos impedidos de julgar em termos de verdade ou falsidade a afirmação “o sistema estava em $|\psi_1\rangle$ ou em não $|\psi_1\rangle$ imediatamente antes da medição” – vide seção 2.6. No caso da Interpretação dos Estados Relativos, devemos julgar como verdadeira, para *qualquer* sistema físico, a afirmação “o sistema estava em $|\psi_1\rangle$ e em não $|\psi_1\rangle$ imediatamente antes da medição”, sempre que os coeficientes que acompanham esses autoestados forem não-nulos – e por qualquer sistema físico, queremos mesmo incluir o próprio observador.

O que nos leva a uma segunda razão para o porquê de o pensamento de Everett ser tão obscuro – aquele autor simplesmente não forneceu, quer em sua tese curta, quer em sua tese longa, maiores explicações sobre como devemos nos compreender enquanto observadores, já que costumeiramente nos identificamos com uma consciência individual.

Ora, se não há colapso de um estado, se o sistema que observo é, em regra, uma superposição, como não tenho consciência da mesma? É certo que Everett demonstrou que o estado de minha memória é algo relativo ao estado do resto do sistema, mas seria isso o suficiente para resolver a questão, ao menos do modo como costumamos compreender nossa subjetividade? Afinal, ao menos tal qual apresentado na Interpretação dos Estados Relativos propriamente dita, não é tecnicamente correto dizermos que cada elemento da superposição da onda universal é um *mundo*. Isto é, se após a medição, pelo observador O, de um sistema S no estado inicial $\sum_i a_i \phi_i$, o sistema S+O se encontrar no estado $\psi^{S+O} = \sum_i a_i \phi_i \psi_{[\dots, \alpha_i]}^0$, isso não quer dizer, pelo menos a partir de uma leitura de Everett que se prenda estritamente ao colocado em seu texto, que variados observadores surgiram em diferentes ramos da superposição a partir de um observador original, cada qual com uma memória distinta e definitiva. Em todos os ramos, temos *o mesmo* observador O (e, também, o mesmo sistema S) – ou seja, não é estritamente correto, utilizando os termos empregados por Everett e nos atendo apenas aos seus escritos, dizer que o observador O replicou-se em dois ou mais observadores O', O'', O''', etc.

Independentemente da ausência de qualquer subjetividade naquilo que Everett define por *observador*, fato é que, para aceitarmos sua teoria, devemos esperar que ela explique por que observamos aquilo que *conscientemente* observamos, ou de outra forma, por qual motivo *experenciamos* aquilo que experenciamos. E, sem alguma complementação para essas ideias, parece difícil obter da Interpretação dos Estados Relativos uma explicação para um determinado observador que não seja um mero autômato não *experenciar* seus diversos estados de memória presentes em variados ramos de uma superposição – supondo, afinal, que costumamos nos identificar com nossa própria (unicamente percebida) consciência.

Por outras palavras: Everett nos causa tamanha estranheza porque sua Interpretação dos Estados Relativos parece implicar que um dado ser humano possui várias “consciências”, cada uma delas associada a um dado estado de memória. Mas dizer que um observador possui várias consciências e é, ao mesmo tempo, um único (sub)sistema, nos parece ser uma contradição em termos – para muitos, nós *somos* nossa (única) consciência. Essa é a razão pela qual, pensamos, antes de se “converter” às ideias everettianas, Bryce deWitt escreveu o seguinte (grifos nossos):

Há faz agora longos anos que os lógicos começaram a definir os números naturais enquanto “classes de todas as classes tendo tantos e tantos membros”. Eu não contesto quando, avançando mais na mesma direção, um filósofo como Russell (“A Análise da Matéria”) define um “ponto” (no espaço-tempo) como uma certa classe de eventos, ou um “evento” como um certo grupo de observações (tanto “reais” quanto “virtuais”). Eu compreendo o que é um isomorfismo e estou preparado a aceitar que, para muitos propósitos práticos, a palavra “isomorfismo” pode ser substituída pela palavra “identidade”, e, de fato, se há qualquer diferença entre entidades isomórficas, tais diferenças podem frequentemente ser puramente semânticas, mesmo no domínio do mundo físico.

O que eu *não* estou preparado a aceitar no que tange ao assunto em tela, entretanto, é que o comportamento temporal da superposição de estados relativos do observador $\psi^0_{1\ 2}$ seja isomórfica à “trajetória” da configuração de memória de um $[\alpha_i, \alpha_i, \dots]$ observador físico real, seja humano ou inanimado. Como Everett explicitamente afirma: “Com cada sucessiva observação... o estado do observador se ramifica [*branches*] em um número [qualquer] de diferentes estados”. **A trajetória da configuração de memória de um observador físico real, por outro lado, não se ramifica. Eu, como você, posso testemunhar isso de minha própria introspecção**

pessoal. Eu simplesmente não me ramifico⁹² (DeWITT, BRYCE, in EVERETT III, H., 2012, p. 246).

Não iremos nos estender em maiores reflexões sobre as implicações da Interpretação dos Estados Relativos em nossa subjetividade, até porque Everett não nos forneceu maiores respostas. Everett era um físico pragmático, talvez mesmo um instrumentalista, não se interessando muito por questões ontológicas em ciência. Sua posição é melhor exposta por suas próprias palavras, na mesma carta endereçada a Bryce deWitt, em 31 de maio de 1957, que culminou na “conversão” daquele cientista (grifos nossos):

Primeiro, devo dizer algumas poucas palavras para tornar clara minha concepção da natureza e do propósito das teorias físicas em geral. Para mim, qualquer teoria física é um constructo lógico (um modelo) consistindo de símbolos e regras para sua manipulação, *alguns* de seus elementos associados a elementos do mundo perceptível [*perceived world*]. Se esta associação é um isomorfismo (ou ao menos um homomorfismo), nós poderemos dizer que a teoria é correta [*correct*] ou fidedigna [*faithful*]. Os requerimentos fundamentais para qualquer teoria são consistência lógica e exatidão [*correctness*] no sentido aqui apresentado.

Entretanto, não há razão para crer que não possa haver um sem-número de diferentes teorias satisfazendo esses requerimentos e, nesses casos, critérios adicionais (um tanto quanto arbitrários) devem ser utilizados, tais como utilidade [*usefulness*], simplicidade [*simplicity*], compreensibilidade [*comprehensiveness*], visualização [*pictorability*], etc.

Quando alguém está usando uma teoria, esse alguém naturalmente finge [*pretend*] que os constructos da teoria são “reais” ou “existem”. Se a teoria é altamente bem sucedida (i.e., corretamente prediz as percepções sensoriais do usuário da teoria), então a confiança na teoria é formada e seus constructos tendem a ser identificados como “elementos de um mundo físico real”. Isto é, porém, uma questão puramente psicológica. Nenhum constructo mental (e isso vale para concepções pré-científicas cotidianas sobre a natureza das coisas, objetos, etc., tanto quanto para elementos de teorias formais) deve ser considerado mais “real” do que qualquer outro. Nós simplesmente temos mais *confiança* em uns do que em outros.

Um ponto crucial ao avaliar uma teoria é que não devemos aceitá-la ou rejeitá-la sob a justificativa de que a visão de mundo básica [*basic world view*] que ela nos traz é [ou não] compatível com nossa experiência ordinária. Pelo contrário,

⁹² Interessante observar que, após as respostas de Everett às suas críticas, DeWitt mudou de opinião, tornando-se o maior propagador das ideias everettianas ao grande público, ainda que interpretando-as à sua própria maneira. Para conhecimento da resposta de Everett, vide Everett (1957, in EVERETT III, H., 2012, p. 252-256).

aceitamos ou rejeitamos a teoria se a experiência que ela prediz que teremos está de acordo com nossa experiência de fato.

[...]

Claro, eu não mantenho que esta teoria [a Interpretação dos Estados Relativos] seja a única possível interpretação aceitável da mecânica quântica. Eu acredito que um sem-número de teorias que adequadamente retratarão nossa experiência podem ser construídas, de modo que uma seleção dentre elas será em grande parte uma questão de preferências.

Eu realmente acredito, entretanto, que neste momento a presente teoria seja a interpretação adequada mais simples. Teorias de variáveis ocultas são, para mim, mais incômodas [*cumbersome*] e artificiais – enquanto que a interpretação de Copenhague é desesperançosamente incompleta por causa de sua dependência [*reliance*] *a priori* da física clássica (excluindo por princípio qualquer dedução da física clássica a partir da teoria quântica, ou qualquer investigação adequada do processo de medição), bem como por ser uma monstruosidade filosófica, ao afirmar um conceito de “realidade” para o mundo macroscópico e negá-lo para o microcosmo⁹³.

Eu gostaria de ressaltar que, do meu ponto de vista, não existe preferência por teorias deterministas ou indeterministas. Que minha teoria seja fundamentalmente determinista não é devido a qualquer profunda convicção de minha parte quanto ao determinismo ocupar qualquer posição sagrada [na ciência]. É perfeitamente concebível que uma interpretação *estocástica* adequada poderia vir a ser desenvolvida (talvez, nos moldes das teorias de Bopp), onde os processos fundamentais da natureza seriam imaginados [*pictured*] como processos estocásticos, *quer eles estejam ou não sendo observados*. Eu só me oponho a [ideia de] sistemas misturados [*mixed systems*] cujas características se alteram devido aos místicos efeitos da observação (EVERETT III, H., 1957, in EVERETT III, H., 2012, pp. 253 – 256).

3.3. ALGUNS PROBLEMAS DA INTERPRETAÇÃO DOS ESTADOS RELATIVOS

Os problemas concernentes à Interpretação dos Estados Relativos decorrem, antes de tudo, do incômodo causado quando refletimos sobre que tipo de crenças teríamos caso acreditássemos que Everett estivesse certo. A seguir, enumeramos alguns dos maiores questionamentos:

⁹³ Ressaltamos que nem Heisenberg, nem Bohr, nem qualquer físico do grupo de Copenhague diria, segundo pensamos, que um elétron, ou qualquer entidade própria do microcosmo, não existe. Contudo, Everett está correto ao dizer que a realidade que Copenhague atribui a esse microcosmo é radicalmente diferente daquela atribuída ao mundo clássico. Para maiores informações, vide os comentários sobre *realismo epistemológico* na Seção 2.6.

3.3.1. *A Interpretação dos Estados Relativos implica que estamos equivocados acerca de nossas próprias experiências subjetivas*

Barrett (2003, pp. 110-113) aponta que existe um certo sentido em que a Interpretação dos Estados Relativos da Mecânica Quântica é incapaz de deduzir as previsões estatísticas do formalismo ortodoxo enquanto aparências subjetivas para um determinado observador. Nós já fizemos alusão a essa questão na seção precedente quando discorremos sobre o fato de que, em Everett, um único observador (humano) parece possuir várias consciências, mas iremos aqui novamente expor a situação em novos termos.

Suponha que gostaríamos de descrever um sistema $O + S$, onde O é um observador humano (distinto de nós mesmos) e S uma partícula que, por hipótese, não se encontra em nenhum autoestado relativo a qualquer autovalor do observável que O está prestes a medir – ou seja, S está em uma superposição. Para facilitar, suponhamos que O está prestes a medir o spin- x de uma partícula que se encontra em um autoestado do spin- z ⁹⁴.

Se acreditássemos na ortodoxia, não teríamos dificuldades em dizer que O , após a medida, terá a crença de que obteve um, e apenas um, resultado – a despeito de que negaríamos em aplicar o formalismo quântico a $O + S$, diríamos que, após a medida, sem maiores explicações, a superposição de S colapsou para um único autoestado do observável spin- x , cujo autovalor é aquilo que O observou univocamente, ou seja, spin- x “para baixo”, ou spin- x “para cima”.

Contudo, se acreditamos na Interpretação dos Estados Relativos, somos obrigados a dizer que, após a medição, O não possui univocamente a crença em um único resultado do spin- x medido. Não poderemos dizer que O acredita univocamente ter registrado um spin- x “para baixo”, nem dizer que O acredita univocamente ter registrado um spin- x “para cima”. Deveremos, isso sim, dizer que O acredita ter univocamente determinado um spin- x “para baixo” ou um spin- x “para cima”. Trata-se de uma *experiência disjuntiva*, “fenomenologicamente indistinguível de conseguir um spin- x ‘para cima’ ou um spin- x ‘para baixo’, porque isso é precisamente o que o observador teria a pronta disposição de relatar” (BARRETT, J., 2003, p. 111). Contudo, continua Barrett:

⁹⁴ Em uma situação como essa, o spin- x da partícula tanto pode ser “para cima”, quanto “para baixo”, i.e., em relação ao observável spin- x , a partícula encontra-se em uma superposição de estados “para cima” e “para baixo”.

[...] seria errado dizer que essa situação é fenomenologicamente indistinguível de conseguir spin-x “para cima” e seria errado dizer que seria fenomenologicamente indistinguível de conseguir spin-x “para baixo”, visto que o observador [em nossa terminologia, O], não está em um autoestado para fazer qualquer um desses relatos. E, pela mesma razão, também seria errado dizer que a experiência disjuntiva seria fenomenologicamente distinguível de conseguir spin-x “para cima” ou que seria fenomenologicamente distinguível de conseguir spin-x “para baixo”. Novamente, o correto a se dizer é que o observador não seria capaz de distinguir o resultado disjuntivo de spin-x “para cima” ou spin-x “para baixo”.

A teoria crua⁹⁵, portanto, não procura ratificar o tipo de experiências unívocas ordinárias que nós (ingenuamente, de acordo com essa teoria) supomos ter. Pelo contrário, a teoria crua nega que haja tipicamente qualquer experiência fenomenológica dessa natureza e, então, procura explicar porque alguém, não obstante, assim crê que o haja – i.e., por qual razão alguém confunde experiências disjuntivas com experiências genéricas não-disjuntivas (BARRETT, J., 2003, p. 111).

Mas as experiências unívocas a que estamos acostumados são exatamente as experiências que um partidário da Escola de Copenhague acredita possuir após uma série exaustiva de medições que comporão, ao final, uma base de dados estatísticos. Logo, podemos dizer que, nesse sentido, a Interpretação dos Estados Relativos não “deduz” as estatísticas postuladas no formalismo ortodoxo enquanto aparências subjetivas. Por Copenhague, as experiências do observador são unívocas; por Everett, elas são disjuntivas, apenas o observador não é capaz de assim percebê-las.

Na experiência de pensamento acima, analisamos o sistema $O + S$ e concluímos que O está grandemente equivocado sobre o tipo de experiências que julga ter. Mas podemos (e, eticamente, devemos) considerar que as conclusões que chegamos a respeito de O também se aplicam a nós mesmos. Disso resulta que, se acreditamos na Interpretação dos Estados Relativos, somos obrigados a concluir que nossos juízos sobre nossas rotineiras experiências estão sistematicamente equivocados – o que implica que nossa autoridade pessoal sobre nossos próprios juízos desmorona.

⁹⁵ Barrett chama a Interpretação dos Estados Relativos de teoria crua.

3.3.2. *A Interpretação dos Estados Relativos não é uma teoria “empiricamente coerente”*

O sistemático equívoco com que julgamos nossas experiências cotidianas pode não ser visto, *prima facie*, como um golpe retumbante contra a Interpretação dos Estados Relativos. Afinal, a interpretação consegue perfeitamente explicar porque cremos ter experiências ordinárias e não experiências disjuntivas. Mas, em um segundo momento, talvez realmente o fato de a teoria apontar que estamos sendo tão rotineiramente ludibriados possa ser seriamente considerado como um argumento contra sua adoção (grifos nossos):

O ponto é que nós tipicamente damos a nossas teorias a chance de explicar o porquê das coisas não serem como parecem. Assim como a ótica clássica explica porque colheres parecem se dobrar sob a água e porque olhar para uma colher submersa pela metade não é um modo confiável de determinar se ela é, ou não, reta, a teoria crua explica porque experiências disjuntivas parecem ter conteúdo unívoco ordinário quando de fato elas não o possuem e porque a introspecção direta não é confiável para se determinar se uma experiência é ordinária ou disjuntiva.

[...]

Enquanto a teoria crua lida com a univocidade da experiência [subjéctiva] de modo semelhante a como costumeiramente explicamos o aparente “dobrar” de colheres sob a água, as ilusões previstas pela teoria crua são obviamente mais problemáticas que aquelas previstas pela ótica clássica. De fato, **as ilusões previstas pela teoria crua são tão radicais e tão incisivas que elas, em última análise, minam quaisquer razões empíricas que tenhamos para aceitar a teoria em primeiro lugar** (BARRETT, J., 2003, p. 111).

Barrett (2003, p. 116) afirma que uma teoria científica é *empiricamente coerente* se, “caso ela fosse verdadeira, nós teríamos justificação empírica para aceitá-la”. Isso não diz respeito à falseabilidade popperiana, que afirma que, se uma teoria prediz uma coisa e a realidade nos revela outra em oposição à predição, então a teoria é falsa. Acreditamos que, no caso de Barrett, a alegação acerca da coerência empírica de uma teoria diga mais a respeito a encontrarmos razões positivas para a sua aceitação do que razões negativas para a sua rejeição.

Quanto à coerência empírica da Interpretação dos Estados Relativos, Barrett possui claro posicionamento (grifos nossos):

Se uma teoria falha em ser empiricamente coerente, ela pode ser verdadeira, mas se verdadeira, nós não teríamos razões empíricas para aceitá-la enquanto tal. Nesse

sentido, uma teoria que falhasse em ser empiricamente coerente não poderia ser um objeto do conhecimento científico. Novamente, a teoria poderia ser verdadeira – apenas seria o caso de que se assim fosse, ninguém jamais saberia que o era. **A teoria crua falha em ser empiricamente coerente uma vez que prediz que ninguém quase nunca estará em posição de determinar confiavelmente a natureza de sua própria experiência** (BARRETT, J., 2003, pp. 116-117).

Gostaríamos, neste momento, de fazer uma observação. De nossa parte, acreditamos que o conceito de coerência empírica foi insatisfatoriamente trabalhado por Barrett (2003) de modo a permitir uma tomada de posição adequada. O ponto-chave da questão é o quanto devemos exigir que uma teoria seja empiricamente validada para crer que ela é empiricamente justificável. Por exemplo, a Teoria da Relatividade Geral prediz a existência de buracos negros. Se buracos negros nunca vierem a ser *diretamente* observados, essa teoria, altamente bem sucedida em explicar inúmeros fenômenos, seria empiricamente incoerente? O que falar de modelos da Física de Partículas que preveem a existência de entidades até hoje (e possivelmente para sempre) nunca observadas, dado que a própria teoria nos diz que as escalas de energia necessárias para sua detecção direta é maior do que podemos sonhar em obter em qualquer futuro razoável? Seria isso o suficiente para tornar a teoria empiricamente incoerente?

Se perguntas como essas fossem respondidas na negativa, isto é, a favor da coerência empírica das respectivas teorias, então ainda acreditaríamos, pelas exatas razões em negrito apontadas por Barrett no trecho anterior, que a Interpretação dos Estados Relativos é empiricamente incoerente, e isso seria um ponto desfavorável em considerá-la seriamente. Contudo, se porventura alguém estivesse disposto a afirmar que a Relatividade Geral e determinado modelos da Física de Partículas são empiricamente incoerentes por trazerem previsões não diretamente verificáveis, diríamos que a Interpretação dos Estados Relativos também carece desse tipo de coerência e acrescentaríamos – e daí? Pois, certamente, tal característica não poderia nos parecer como sendo algo negativo, quando exemplos tão bem sucedidos na Ciência nos dizem o contrário.

3.3.3. *A Interpretação dos Estados Relativos não consegue explicar como podemos sequer estar em uma posição de fazermos observações*

Barrett considera esta como sendo a melhor razão para rejeitar a interpretação de Everett. Nas suas palavras:

Suponha que alguém se prepara para medir o spin-x de um sistema em um autoestado de spin-z e que aconteça de um grande caminhão estar se dirigindo ao laboratório do observador naquele mesmo momento. Se o caminhão está, inicialmente, de modo unívoco [*determinately*], fora do laboratório, então a dinâmica linear usual nos diz que ele não ficará lá por muito tempo; pelo contrário, o caminhão rapidamente evoluirá para uma superposição de viajar sobre muitas trajetórias mutuamente incompatíveis entre si, e algumas dessas trajetórias sem dúvida resultarão no caminhão atravessando o laboratório. Mesmo que o coeficiente do termo que descreve o caminhão atingindo o observador fosse muito pequeno, se ele for não-nulo, então o observador acabará em uma superposição de registrar spin-x “para cima”, de registrar spin-x “para baixo”, e de não registrar nada porque foi atropelado pelo caminhão no momento em que olharia para o seu aparelho de medida. [...] tal observador acabaria, portanto, em não acreditar ou não reportar univocamente qualquer coisa, pois ele não mais seria o tipo de sistema físico que poderia fazer relatos ou ter crenças. Mas a situação é, na verdade, pior do que pode parecer aqui, uma vez que provavelmente também não haveria um observador senciente unívoco [*determinate*] (ou um caminhão unívoco) antes do experimento. Como Albert coloca a questão:

“Se a interpretação crua é verdadeira, então parece ser extraordinariamente improvável que o estado quântico presente do mundo possa possivelmente ser um daqueles no qual haja mesmo uma questão de fato sobre se experimentadores sencientes existem ou não. E claro que se não houver questão de fato sobre a existência de observadores sencientes, tornar-se-á ininteligível perquirir... sobre que tipos de relatos eles farão”

O ponto aqui é que se esperaria que um típico estado quântico global não estaria próximo de ser um autoestado em que houvesse, univocamente, caminhões com posições ou observadores com crenças bem definidos [...], e sem condições iniciais especiais ou propriedades de energia especiais [*special energy*] (nenhuma das quais são assumidas pela teoria crua), a teoria não faria nada para nos levar a um estado global atípico. A conclusão é que se a teoria crua fosse verdadeira, então tipicamente não haveriam experiências unívocas [*determinate*] a serem explicadas, ou ninguém capaz de explicar qualquer coisa. Tais são os problemas da teoria crua (BARRETT, J., 2003, pp. 119-120).

Ou seja, se a única coisa que há, conforme afirma Everett, é uma função de onda universal descrevendo uma série de subsistemas correlacionados entre si, então tipicamente não

esperaríamos que, no presente momento, um subsistema qualquer, incluindo nós mesmos, sequer existisse univocamente.

3.3.4. *Alguns comentários finais*

Encerraremos a presente seção com duas considerações. Primeiro, a exposição sobre um observador apresentando experiências disjuntivas no item 3.3.1. pode, se formos incautos, nos induzir a acreditar que a Interpretação dos Estados Relativos implica na não-aplicabilidade do Princípio Lógico do Terceiro Excluído – não nos levando, então, a nenhum ganho em relação à Interpretação de Copenhague. Isso porque afirmamos que “não poderemos dizer que O acredita univocamente ter registrado um spin-x ‘para baixo’, nem dizer que O acredita univocamente ter registrado um spin-x ‘para cima’ ”. Acreditamos, contudo, que a despeito de todos os problemas da Interpretação dos Estados Relativos, a não aplicabilidade ou violação dos Princípios da Lógica Clássica não é um deles.

Afirmamos que, em Copenhague, o Princípio do Terceiro Excluído não podia ser sempre aplicado porque deveríamos suspender nosso julgamento quanto à veracidade (em sentido ontológico) da afirmação “o sistema estava ou não estava em $|\psi_1\rangle$ antes da medição”, supondo-se que o sistema se encontra em uma superposição de estados para o observável de interesse. O *ou* nesta afirmação possui significado excludente, no sentido de que se o sistema se encontra em $|\psi_1\rangle$, isso implica em ele não se encontrar em não- $|\psi_1\rangle$, e vice-versa – não é possível, segundo Copenhague, *ou* ter uma natureza inclusiva, no sentido de que o sistema pode estar em $|\psi_1\rangle$ e em não- $|\psi_1\rangle$ simultaneamente, porque nesse caso violaríamos o Princípio Lógico da Não-Contradição. Assim, Copenhague se limitaria a dizer que o sistema em tela *deve ser descrito* por uma superposição dos autoestados $|\psi_1\rangle$ e não- $|\psi_1\rangle$ em razão das limitações de nossa linguagem para expressar fenômenos complementares, ausentando-se, contudo de fazer qualquer pronunciamento *ontológico* quanto a veracidade ou falsidade da afirmação “o sistema estava ou não estava em $|\psi_1\rangle$ antes da medição”.

Pela Interpretação dos Estados Relativos, contudo, diríamos que essa afirmação é verdadeira se por *ou* entendemos uma carga semântica inclusiva e falsa se lhe atribuirmos uma carga semântica exclusiva – uma superposição de autoestados, diria o everettiano, possui igual estatuto ontológico em relação aos autoestados isoladamente considerados. O significado da superposição, claro, é algo que escapa à nossa percepção, visto que somos ludibriados a

perceber nossas experiências disjuntivas enquanto experiências ordinárias, nas palavras de Barrett.

Salvar o Princípio Lógico do Terceiro Excluído tampouco se faz às expensas, na Interpretação dos Estados Relativos, de sacrificar o Princípio Lógico da Não-Contradição. Atribuir realidade ontológica (e não meramente epistemológica ou linguística) a uma superposição de $|\psi_1\rangle$ e não- $|\psi_1\rangle$ não é uma contradição nos termos propostos por Everett – sua primeira lição com respeito a uma dinâmica puramente ondulatória é justamente o reconhecimento de que não faz sentido falarmos no estado absoluto de um sistema isolado sem considerar sua relação com o resto do universo. Isso contrasta com o modo como cotidianamente encaramos a realidade, no qual não faz sentido dizermos que haja qualquer outra possibilidade além dos autoestados $|\psi_1\rangle$ e não- $|\psi_1\rangle$, tampouco dizer que um sistema possa estar em $|\psi_1\rangle$ e em não- $|\psi_1\rangle$ simultaneamente, uma vez que supomos que estar, ou não estar, em $|\psi_1\rangle$, é uma questão de fato absolutamente determinada. Mas Everett nega exatamente essa hipótese implícita em nossas assunções cotidianas e em nossas teorias científicas pretéritas. Em suma: pensamos que atribuir realidade a uma superposição de estados de um dado sistema não é tanto admitir que esses estados mutuamente excludentes coexistam. É, antes de tudo, reconhecer que o sistema só possui determinado valor para um dado observável quando consideramos o estado do resto do universo – fixado este parâmetro, aplica-se como de costume todos os Princípios da Lógica Clássica.

A segunda consideração que gostaríamos de colocar diz respeito à seguinte questão: seria a Interpretação dos Estados Relativos uma interpretação realista? A resposta é afirmativa, no sentido de que a teoria é comprometida com um elemento de realidade (a função de onda universal) independente de nossa subjetividade (por exemplo, de nossa atualização epistemológica quando uma observação está sendo efetuada).

Contudo, dificilmente poderíamos considerar que esta é uma teoria que nos leva ao *tipo* de modelo explicativo espaço-temporal causal usual na história da física. Embora seja verdade que, em cada ramo da função de onda universal, cada subsistema físico evolua *continuamente* no espaço-tempo segundo uma equação determinística – preenchendo, portanto, os requisitos para associarmos um modelo explicativo espaço-temporal causal à Interpretação dos Estados Relativos – tal modelo carece de duas características que sempre estiveram presentes na Física Clássica.

A primeira delas é que não é um modelo reducionista, no sentido de que a teoria nos diz como *explicar* um dado subsistema a partir de suas partes. Podemos inserir qualquer coisa na função de onda – não apenas elétrons, átomos e outras partículas, mas também gatos de Schrödinger e amigos de Wigner. A mecânica ondulatória nos indicará o estado futuro desses sistemas independentemente de hipóteses sobre o que os compõe. Enfim, Everett não nos explica como delimitar um sistema e, talvez, essa situação não seja despropositada – seu maior objetivo era dar o mesmo tratamento teórico ao micro e ao macro cosmo, aplicando o mesmo formalismo quântico a ambos. Isso, por óbvio, não significa que aquele cientista desconsiderasse que a matéria fosse formada por partículas elementares – apenas que sua teoria prescindia de tais considerações. Não nos coloquemos, portanto, na posição dos filósofos clássicos ao se questionarem qual seria a *physis* de todas as coisas, movimento que desembocou no atomismo de Leucipo e Demócrito e que, após longos séculos, amadureceu para os modelos de Dalton e Rutherford. A Interpretação dos Estados Relativos não está interessada em postular uma entidade física real elementar, a partir da qual um mundo fenomenológico é constituído – essa ânsia está mais relacionada a físicos da Escola de Copenhague que, mesmo se recusando engajar em qualquer discurso acerca do valor do spin-x do elétron antes de ser observado, por exemplo, não obstante assumem que ele existe.

A segunda característica dos modelos explicativos espaço-temporais causais que a Interpretação dos Estados Relativos implica é que tais modelos não são visualizáveis. Isso não é sem precedentes. É difícil visualizar uma onda eletromagnética percorrendo o espaço; é impossível visualizar completamente a deformação do espaço-tempo por corpos maciços prevista pela Teoria da Relatividade Geral. Frente a tais teorias, lançamos mão de analogias, imaginamos o fenômeno apenas em algumas de suas dimensões (ignorando uma dimensão espacial ou a dimensão temporal, por exemplo), fixamos parâmetros livres, etc. Nada disso parece ser muito útil, contudo, no caso da Interpretação dos Estados Relativos. Não podemos ter esperanças em visualizar um *mesmo* objeto macroscópico em uma superposição de dois estados mutuamente excludentes, o que dirá um universo de subsistemas em incontáveis estados diferentes.

Essas duas características dos modelos explicativos espaço-temporais causais advindos da Interpretação dos Estados Relativos não são necessariamente problemáticas. De fato, pessoas simpatizantes com programas holísticos em ciência ficarão contentes com a ausência de reducionismo da teoria de Everett. E, no que se refere à falta de visualização, muitos simplesmente dirão que ela não é necessária, nem um pré-requisito para um realismo científico.

A despeito disso, contudo, para aqueles que se incomodam em uma teoria não ser “visualmente cognoscível”, na próxima seção apresentaremos um desenvolvimento posterior a Everett, qual seja, a Interpretação dos Muitos-Mundos de DeWitt–Graham, que ajudará muito a mitigar essa questão.

Finalmente, gostaríamos de ressaltar que a Interpretação de Everett inaugurou um programa de pesquisa teórica – e como qualquer programa, seu nascimento não marca a resolução de todos os problemas passados, tampouco significa que novos problemas não surjam. As diferentes interpretações dos mundos em divisão, das histórias em decoerência, dos fatos relativos, das muitas mentes, dos muitos filamentos e dos mundos emergentes são todas exemplos de tentativas de aprimorar e resolver as lacunas e problemas presentes na Interpretação dos Estados Relativos. Todas têm em comum o pressuposto de que uma dinâmica puramente ondulatória pode ser aplicada a todos os sistemas físicos e ainda resgatar, pragmaticamente, as estatísticas presentes na memória de diferentes observadores capazes de comunicarem entre si os resultados de suas observações. Esse é, afinal, o maior legado de Everett.

3.4. UMA REVISÃO DA INTERPRETAÇÃO DOS ESTADOS RELATIVOS: A INTERPRETAÇÃO DOS MUITOS-MUNDOS DE DEWITT–GRAHAM

Encerraremos o presente capítulo apresentando brevemente aquela que passou a ser a mais conhecida interpretação da Mecânica Quântica nos moldes propostos por Everett – qual seja, a Interpretação dos Muitos-Mundos de DeWitt–Graham. Essa interpretação consegue resolver vários dos problemas atinentes à Interpretação dos Estados Relativo, ainda que ao custo de suscitar novas questões.

Inicialmente, faz-se importante ressaltar que Bryce DeWitt e Neill Graham, em sua antologia “A Interpretação dos Muitos-Mundos da Mecânica Quântica”, de 1973, não consideraram que estavam a *interpretar* Everett, mas sim a expor fielmente o seu próprio pensamento. Isso fica patente do prefácio daquela obra:

Em 1957, na sua dissertação de doutorado de Princeton, Hugh Everett III propôs uma nova interpretação da Mecânica Quântica que nega a existência de um reino clássico em separado e afirma fazer sentido falar de um vetor de estado [*state vector*] para todo

o universo. Este vetor de estado nunca colapsa e, portanto, a realidade como um todo é rigorosamente determinística [*deterministic*]. Esta realidade, que é descrita conjuntamente [*jointly*] pelas variáveis dinâmicas e pelo vetor de estado, não é a realidade a que estamos acostumados a pensar, mas é, isso sim, uma realidade composta de muitos mundos. Em virtude do desenvolvimento temporal das variáveis dinâmicas, o vetor de estado se decompõe naturalmente em vetores ortogonais, o que reflete uma contínua divisão [*splitting*] do universo em uma multiplicidade de mundos mutuamente inobserváveis mas igualmente reais, em cada um dos quais uma boa medição [*good measurement*] fornece um resultado unívoco [*definite result*] e na maioria dos quais⁹⁶ as leis estatísticas quânticas usuais se mantêm (DeWITT, B.; GRAHAM, R., 1973, p. v)

A despeito da convicção de DeWitt e Graham acerca da fidelidade de suas ideias a Everett, acreditamos que a exposição de seu pensamento tal qual apresentada no trecho supra é um tanto quanto problemática, visto não levar em conta a insistência daquele autor em considerar que os elementos referentes a um dado objeto nos diversos termos de uma superposição da função de onda universal se referem a um único e o mesmo subsistema – não se tratando tecnicamente, portanto, de um processo de divisão (ou replicação) [*splitting*] de sistemas. Assim, por esse por esse motivo, consideramos que DeWitt–Graham devem ser pensados de modo autônomo, até certo ponto dissociados de Everett, ainda que suas teorias compartilhem do mesmo formalismo matemático.

Conforme aponta Barrett (2003, p. 151), a Interpretação dos Muitos-Mundos⁹⁷ pode ser resumida da seguinte forma:

- (i) Existe um vetor de estado global que representa o estado de todo universo (na terminologia de Everett, trata-se da função de onda universal);
- (ii) Este vetor de estado global evolui de acordo com a dinâmica determinística linear (da equação de Schrödinger) e nunca colapsa;
- (iii) O universo (melhor dizendo, a realidade física) consiste de muitos mundos mutuamente inobserváveis mas igualmente reais;
- (iv) Uma completa descrição da realidade física exige a especificação do vetor de estado global *e* das variáveis dinâmicas;

⁹⁶ Vide Nota 91.

⁹⁷ Barrett prefere chamar a Interpretação dos Muitos-Mundos de Interpretação dos Mundos em Divisão, apontando ainda que tal denominação, em verdade, é um gênero, do qual a interpretação de DeWitt–Graham é uma espécie. Preferimos utilizar a terminologia presente na própria antologia “A Interpretação dos Muitos-Mundos da Mecânica Quântica”, de 1973.

- (v) O vetor de estado global naturalmente decompõe em vetores ortogonais que representam os variados mundos. Existe exatamente um mundo correspondendo a cada termo da superposição e cada termo descreve o estado *local* do respectivo mundo;
- (vi) A decomposição natural do vetor de estado global é tal que existe um registro unívoco [*determinate*] (tipicamente diferente em cada mundo) do resultado de cada boa medição, e é isso que explica nossos registros unívocos das medições.

Adotando-se essa síntese para o pensamento de DeWitt e Graham, consideramos que, de todos os itens acima, apenas os de numeração (i) e (ii) podem ser com segurança atribuídos fidedignamente às ideias de Everett, ao contrário do que julgavam aqueles dois cientistas. Pois Everett nunca usou o termo “*mundo*” em sua tese curta ou longa, o que nos desautoriza associá-lo aos itens (iii) e (v), bem como sempre fez questão de dizer que a função de onda universal é a descrição completa de todo o universo e de seus subsistemas e que o estado relativo de um dado subsistema independe da base escolhida (e, portanto, das variáveis dinâmicas) para representar a superposição – o que nos veda associá-lo a (iv). Finalmente, (vi) *talvez* possa ser realmente atribuído a Everett se ignorarmos a observação dentro dos parênteses, desde que nos lembremos, contudo, de que apesar de nossos registros serem empiricamente unívocos a cada medição, se cremos de fato em Everett tal qual retratado na Interpretação dos Estados Relativos, deveremos reconhecer que acreditamos que nossas experiências são fundamentalmente disjuntivas e que estamos sendo repetidamente iludidos ao perceber o contrário.

O motivo pelo qual a Interpretação dos Muitos-Mundos de DeWitt–Graham é atraente é que ela resolve os problemas elencados nas seções 3.3.1. a 3.3.3. com relação à Interpretação dos Estados Relativos:

Falhar em concordar com o que Everett realmente disse não é, obviamente, tão ruim. De fato, talvez a virtude mais significativa da teoria dos mundos em divisão seja que ela imediatamente responde a uma das questões a qual o próprio Everett continuamente levantou mas nunca respondeu claramente: ela explica o sentido em que um observador possui um registro unívoco de uma medição quando o estado global é uma superposição de estados de registros incompatíveis. Na teoria dos mundos em divisão, é justamente porque todo registro de uma boa observação de um dado observador é, de fato, perfeitamente unívoco [*determinate*] no mundo do observador, que se explica a experiência unívoca desse observador. Após uma

medição de *spin-x*, o observador em um mundo acredita que ele registrou o resultado *spin-x para cima* porque ele registrou *spin-x para cima*. O observador em outro mundo acredita que ele registrou o resultado *spin-x para baixo* porque ele registrou *spin-x para baixo*. E, idealmente, ambos os observadores habitarão mundos onde o estado local do sistema-objeto concordará com seus resultados registrados. Diferentemente da teoria crua, julgamentos sobre a univocidade [*determinateness*] de resultados de medidas não são explicados como um tipo de ilusão; pelo contrário, cada observador após a medição ser efetuada de fato registra um único, perfeitamente ordinário, resultado unívoco. A metafísica é importante aqui: é a ontologia dos muitos-mundos que explica nossa experiência unívoca [*determinate*] (BARRETT, J., 2003, p. 154).

Ou seja, por considerar que, em um dado instante, cada ramo da superposição da função de onda universal é um mundo independente dos demais, a Interpretação dos Muitos-Mundos de DeWitt–Graham garante que não estamos equivocados quanto à univocidade de nossa experiência, resolvendo-se a questão colocada no item 3.3.1. Como, ademais, tal equívoco era o principal argumento utilizado para afirmar que a Interpretação dos Estados Relativos era empiricamente incoerente, temos agora que também 3.3.2. se encontra resolvida. E finalmente, como um subsistema em particular diz respeito a somente um dado mundo, sua própria existência é univocamente determinada, solucionando-se 3.3.3.

A esses fatos podemos ainda acrescentar que, tal qual a Interpretação dos Estados Relativos, todos os princípios da Lógica Clássica são preservados na Interpretação dos Muitos-Mundos de DeWitt–Graham. Tal interpretação, contudo, possui como vantagem em relação às ideias originais de Everett os tipos de modelos explicativos espaço-temporais causais a ela associados, visto que, agora, podemos facilmente visualizá-los – existe em um dado instante um número desconhecido, absurdamente grande, de mundos, muitos deles extremamente parecidos entre si, outros bem diferentes, todos eles contando com uma história causal bem definida. Quando efetuamos uma medida em um dado objeto e verificamos determinado autovalor para um dado observável, estamos, em verdade, simplesmente descobrindo em qual mundo nos encontramos – outros autovalores estão sendo medidos em outros mundos:

O universo está constantemente se dividindo em um estupendo número de ramos, todos resultando de interações-medidas [*measurement-like interactions*] entre a miríade de seus componentes. Ademais, toda transição quântica que ocorre em qualquer estrela, em toda galáxia, em cada canto remoto do universo, está dividindo

[*splitting*] nosso mundo local na Terra em uma miríade de cópias de si mesmo (DeWITT, B.; GRAHAM, R., 1973, p. 161).

A Interpretação dos Muitos-Mundos de DeWitt–Graham é atordoante – se de fato for verdade, trata-se de uma ampliação imensa da realidade física que julgamos conhecer. Não seria, entretanto, uma perspectiva inédita, ao menos fora do âmbito da Ciência. Anaximandro, filósofo grego do século VI a.C., já dizia existirem infinitos mundos, tanto no espaço, quanto no tempo – tais mundos não seriam estáticos, sendo continuamente criados e destruídos.

A despeito do sucesso em resolver várias das questões da Interpretação dos Estados Relativos, não diríamos que a Interpretação dos Muitos-Mundos de DeWitt–Graham é uma teoria livre de problemas a serem resolvidos. Podemos, por exemplo, enumerar as seguintes objeções tradicionais: (i) trata-se de uma teoria ontologicamente extravagante, que ignora a lição a ser apreendida com a Navalha de Ockham da explicação mais simples; (ii) não seria possível não perceber nossa própria divisão [*splitting*]; (iii) se nosso mundo estivesse constantemente se dividindo, possivelmente violaríamos outras leis físicas, tal como, por exemplo, a conservação da energia e (iv) os supostos mundos existentes parecem depender da base que escolhermos para expressar a função de onda universal.

Não iremos dar respostas a estas questões ou fazer maiores digressões sobre as mesmas. Para maiores informações, vide Barrett (2003, pp. 154-179). Nosso objetivo, afinal, não é defender a Interpretação dos Muitos-Mundos de DeWitt–Graham. Conforme dissemos na Introdução, não há posição barata a ser tomada em se tratando de Mecânica Quântica – sempre que uma interpretação resolve determinados problemas, ela cria outros novos. De certa forma, a valoração entre os pontos positivos e negativos de uma dada teoria é algo que escapa à mera argumentação, sendo em muito uma questão dos compromissos filosóficos assumidos por cada um. Até aqui, conseguimos mostrar que o formalismo de Dirac–von Neumann admite uma teoria realista logicamente consistente capaz de prover modelos explicativos espaço-temporais causais visualizáveis. Isso é mais do que Bohr admitiria.

CONCLUSÃO

Até que ponto uma ciência pode avançar sem um sólido conhecimento de seus fundamentos? A história da Mecânica Quântica nos fornece uma resposta firme a essa indagação – “muito”. De 1900 aos dias atuais, o progresso tecnológico foi imenso. Se pensarmos que toda tecnologia decorrente do *transistor* ou do *laser*, todos os desenvolvimentos relativos à energia nuclear, toda a instrumentação médica utilizando a ressonância magnética ou o uso de radioisótopos, tudo isso não seria possível sem a física quântica, teremos um vislumbre do quanto podemos avançar sem estarmos de acordo sobre os fundamentos de uma teoria.

O fato de que tal progresso tecnológico tenha se dado por cientistas cuja formação é avassaladoramente da Escola de Copenhague ou, mais significativamente, do tipo de instrumentalismo mínimo esposado por Heisenberg em sua juventude, é ainda mais digno de nota. Pois essas duas correntes são as que menos se prestam para qualquer discussão ontológica acerca do que se passa com os sistemas em estudo quando os mesmos *não* estão sendo observados. Avançamos muito, é verdade, mas algumas vozes aqui e ali ecoam dizendo que ainda sabemos muito pouco.

A história da Física nos evidencia com clareza o seguinte – todos os físicos de modo em geral, por mais instrumentalistas que sejam, são realistas de entidades, como bem aponta Hacking (2012). Heisenberg, afinal, nunca ao longo de sua vida diria que um elétron é uma mera hipótese. Tampouco Bohr. Apenas filósofos como Van Fraassen (2006), levando adiante a dúvida cartesiana, costumam colocar em cheque a existência de tais entidades. A questão mais problemática diz respeito ao realismo de teorias, ou seja, ao comprometimento de que uma teoria seja, de fato, verdadeira, ou ao menos de que essa dada teoria comungue com uma verdade posta no mundo. Isso significa acreditar que uma boa teoria não é simplesmente algo contingencialmente adequado empiricamente, um fiel constructo capaz de nos fornecer previsões sobre os fenômenos uma vez que efetuamos nossas observações. Significa, pelo contrário, crer que uma boa teoria é capaz de nos fornecer uma visão de mundo, um panorama sobre como universo é fora do laboratório e para além de nossos sofisticados aparelhos de medição.

Esse compromisso com o realismo de determinada teoria é transformador e possui reflexos em várias de nossas crenças. Um biólogo antirrealista que utiliza a teoria da evolução

como um mero ferramental hipotético para prever o desenvolvimento de determinada população de bactérias pode com alguma facilidade dormir acreditando que o mundo foi criado em sete dias – ele, afinal, não tem nenhum compromisso acerca de uma verdade científica para além daquilo que observa diretamente (e o que ele observa diretamente são as diferentes populações de bactéria se diferenciando no tempo, e não as hipóteses de trabalho que ele utiliza). Já um biólogo realista estudioso da teoria da evolução, por outro lado, terá grandes dificuldades em tornar coerente suas crenças científicas com a ideia de um universo com menos de alguns bilhões de anos.

Os físicos, em geral, também são realistas acerca de suas teorias. Apontamos alguns desenvolvimentos instrumentalistas nesta dissertação, caso, por exemplo, do que parece ter ocorrido com Heisenberg enquanto jovem – lembrando que essa atitude foi posteriormente abandonada por esse físico. Mas tais casos são exceção. A prática científica simplesmente parece exigir dos cientistas um comprometimento ontológico acerca dos processos descritos por suas teorias – ninguém investiria, afinal, anos de pesquisa no maior desenvolvimento de um corpo teórico se não acreditasse que ele de alguma forma espelhasse a verdade. O que infelizmente não é realizado por tantas pessoas é uma plena análise de todas as consequências de se acreditar em determinada teoria.

Essa não foi uma dissertação que procurou demonstrar razões para a adoção de uma postura realista em Ciência. Se fosse esse o objetivo, teríamos de ser mais abrangentes e usarmos de argumentos mais generalizantes, não nos confinando a um discurso sobre a Mecânica Quântica. Hacking (2012) e van Fraassen (2006) são boas leituras sobre as vantagens e desvantagens dos pontos de vista realistas e antirrealistas, respectivamente. O que essa dissertação procurou fazer foi, após uma digressão histórica dos fatos mais relevantes que levaram ao altamente bem sucedido formalismo matemático da Mecânica Quântica, analisar algumas das implicações da adoção de sua interpretação mais amplamente disseminada, a Interpretação de Copenhague, e demonstrar que, para aquele mesmo formalismo, existem alternativas igualmente válidas – a Interpretação dos Estados Relativos de Everett e a Interpretação dos Muitos-Mundos de DeWitt–Graham foram dois exemplos escolhidos. Eis, então, as principais conclusões de nossa investigação:

- (i) O realismo científico foi, ao menos no que tange a entidades, a postura geral adotada pelos pais da Mecânica Quântica – Planck, Einstein, de Broglie, Schrödinger,

Compton, Heisenberg, Bohr. Também com relação a teorias a postura realista se manteve (à exceção de Heisenberg nos anos 20 e 30, o qual passou por uma fase instrumentalista que, não obstante não tenha sido duradora para seu próprio autor, veio a influenciar fortemente o pensamento da Escola de Copenhague).

(ii) É difícil vislumbrar o que seria da Interpretação de Copenhague sem o Princípio de Complementaridade. É uma atitude generalizada daqueles que se consideram partidários de tal corrente de pensamento afirmar que um sistema nanoscópico *em geral* não está, antes de qualquer medida, em qualquer estado que remeta a um valor definido para uma dada grandeza observável. Dirão que uma partícula antes de ser observada, por exemplo, se encontra em uma superposição de estados, mas não resta claro como interpretam esse fato. O Heisenberg maduro dos anos de 1950, por exemplo, desenvolveu uma noção de *potentia* que, não obstante, não parece ter gozado de ampla aceitação pela comunidade científica.

Caso alguém, contudo, opte por adotar essa linha de investigação, terá que explicar como ocorre o colapso da função de onda em termos da atualização da potencialidade em ato, o que possivelmente o levará a uma guinada idealista na teoria quântica, tal qual fizeram Wigner e von Neumann na Interpretação de Princeton. A noção de uma realidade objetiva que, não obstante, seja afetada pela subjetividade de cada observador, não é algo trivial de ser construído sem cairmos em um grande solipsismo filosófico – tarefa não enveredada neste trabalho.

Por outro lado, se um partidário da Escola de Copenhague simplesmente se recusar a se engajar em qualquer discussão sobre o que ocorre com determinado sistema antes de qualquer observação, possivelmente alegando ininteligibilidade no discurso daquilo que é estranho às observações empíricas, provavelmente: a) cairá em solipsismo sustentando que as únicas coisas que existem são *suas* observações, ou; b) adotará uma atitude positivista, instrumentalista ou pragmática em Mecânica Quântica, sem qualquer comprometimento ontológico sobre sua veracidade ou mesmo qualquer comprometimento epistemológico sobre sua coerência, conquanto ela continue a fornecer boas previsões (caso do jovem Heisenberg), ou; c) considerará que aquilo que ocorre em sistemas nanoscópicos antes de serem observados é um completo mistério, acerca do qual nosso intelecto pouco pode dizer (caso daqueles que, como Bohr, adotam o Princípio de Complementaridade como inerente ao pensamento de Copenhague);

(iii) Um seguidor da Interpretação de Copenhague e do Princípio de Complementaridade pode ser um realista no que tange à Mecânica Quântica, no sentido de que considera essa teoria como mais do que um mero instrumento empiricamente adequado para prever o resultado das medidas – mas sim como um conhecimento que se aproxima de uma suposta verdade objetiva acerca do mundo. Contudo, deverá reconhecer que: a) não tem um modelo explicativo espaço-temporal causal para descrever os fenômenos quânticos; b) existe uma distinção fundamental entre sistemas macroscópicos e sistemas nanoscópicos, distinção essa que não é decorrente de uma suposta ontologia do mundo, de uma matéria de fato externa a si mesmo, mas sim uma distinção ocasionada pelo modo como é estruturada a linguagem humana, que não abarca a descrição de determinados fenômenos que, para serem completamente conhecidos, necessitariam da aplicação simultânea de conceitos mutuamente excludentes; c) não poderá aplicar o formalismo da Mecânica Quântica a sistemas macroscópicos, não sabendo dizer, contudo, exatamente como delimitar um sistema do outro (isto é, onde efetuar o *corte de Heisenberg*), tendo que confiar no pragmatismo e no bom-senso para tal tarefa; d) jamais poderá deduzir a Física Clássica a partir da Física Quântica, o que significa dizer que a Física encontra-se fundamentalmente dividida em dois “reinos” distintos – o clássico e o quântico; e) deverá reconhecer que a Lógica Clássica, com a qual realiza cotidianamente os mais variados julgamentos (inclusive aqueles que levaram ao desenvolvimento do formalismo matemático empregado pela Mecânica Quântica) não pode ser aplicada universalmente a todos os fenômenos;

(iv) O mesmo formalismo matemático empregado pela Interpretação de Copenhague admite outras interpretações realistas, estas capazes de nos levar a modelos explicativos espaço-temporais causais. Tais interpretações consideram a teoria quântica como uma mecânica puramente ondulatória, intrinsecamente determinística e aplicável a quaisquer sistemas físicos, podendo ser utilizadas para deduzir a Física Clássica a partir da Mecânica Quântica. São, ademais, plenamente compatíveis com todos os Princípios da Lógica Clássica. Trata-se da Interpretação dos Estados Relativos de Everett e de seu posterior desenvolvimento, a Interpretação dos Muitos-Mundos de DeWitt–Graham.

Outras interpretações que utilizam Everett como ponto de partida são ainda possíveis, mas não foram aqui exploradas.

(v) A Interpretação dos Estados Relativos de Everett afirma que: a) uma função de onda universal descreve completamente todo o universo e seus subsistemas; b) não existe algo como um estado absoluto para um dado subsistema – só faz sentido falarmos do estado de um subsistema relativamente ao estado do resto do universo; c) observadores são subsistemas físicos capazes de realizar medições e efetuar o registro dos resultados em uma memória; d) todos os subsistemas em geral, incluindo os observadores, existem em uma superposição de estados. Problemas acerca desta interpretação incluem: A) estarmos sempre equivocados quanto aos nossos próprios julgamentos, uma vez que a univocidade de nossa experiência é uma espécie de ilusão; B) ser altamente improvável estarmos em uma posição que permita dizer que existimos univocamente; C) apesar de nos prover um modelo explicativo espaço-temporal causal, tal modelo não é visualizável;

(vi) Por sua vez Interpretação dos Muitos-Mundos de DeWitt–Graham, ao postular que os diferentes ramos da função de onda universal em um dado instante são mundos distintos, consegue resolver os problemas A), B) e C) acima, contudo, ao custo de criar novas questões a serem respondidas – vide os dois últimos parágrafos do Capítulo 3. Basicamente, por tal interpretação, habitamos um dentre incontáveis outros mundos de um multiverso, mundo este que a todo momento se divide em variados outros mais.

Esses foram os principais pontos descortinados em nossa investigação. Não pretendemos ter exposto exaustivamente qualquer tópico em particular – a literatura filosófico-científica dos fundamentos da Mecânica Quântica é vasta⁹⁸. A essa altura, ficaremos satisfeitos por ter demonstrado que qualquer escolha teórica que se faça nesta matéria acarretará grandes consequências – mesmo em se tratando da escolha mais usual, a Interpretação de Copenhague. E se lembrarmos que, para muito além do que foi explorado nesta dissertação, existe toda uma linha pesquisa física e filosófica que procura primeiro modificar o formalismo matemático original de Dirac–von Neumann para depois interpretar a teoria resultante – caso, por exemplo,

⁹⁸ É digno de menção, por exemplo, o inovador trabalho do Prof. Dr. Olavo Leopoldino da Silva Filho, da Universidade de Brasília – UnB. Para maiores referências, vide seu artigo *Foundations of quantum mechanics: Connection with stochastic processes*, Physical Review A, Volume 61, 052109, 14 de abril de 2000.

da Interpretação da Onda Piloto de de Broglie–Bohm, ou das várias interpretações de *ensembles* – perceberemos o quão longe estamos de um consenso acerca dos fundamentos de uma das teorias mais bem sucedidas da História da Física.

APÊNDICE: DESENVOLVIMENTOS DA TEORIA ATÔMICA

A história moderna ⁹⁹ do átomo se encontra intimamente relacionada com o desenvolvimento da espectroscopia – a qual, diga-se de passagem, desde o início esteve ligada ao surgimento da Física Quântica, visto que o estudo da radiação do corpo negro só foi possível pela utilização de métodos espectroscópicos.

Espectroscopia, por sua vez, nada mais é que um conjunto de técnicas laboratoriais utilizadas na análise dos componentes da *radiação* emitida por determinada fonte emissora – com a observação, evidentemente, de que após o advento da teoria quântica, técnicas semelhantes passaram a ser empregadas em objetos que anteriormente não poderiam ser pensados enquanto ondas, tal como, por exemplo, um feixe de elétrons. Suas origens remontam ao ano de 1666, quando Isaac Newton, utilizando um prisma, realizou estudos sobre os constituintes da luz solar, dispersando um raio incidente em seus componentes.

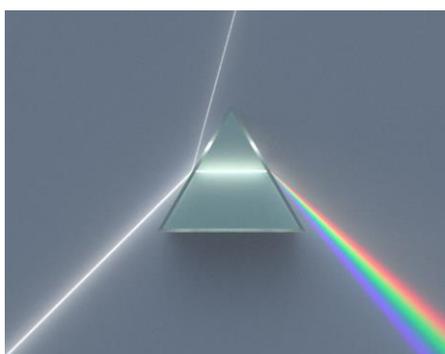


Figura 3 – Dispersão da luz solar

O espectro da luz solar estudado por Newton, assim como o espectro da radiação do corpo negro estudado por Planck, é um espectro do tipo contínuo (vide a imperceptível transição de cores do raio à direita do prisma na Figura 2) . Mas esse não é o único tipo de espectro existente na natureza.

⁹⁹ Por “moderna”, entende-se os desenvolvimentos da teoria atômica alcançados na segunda metade do século XIX e nas primeiras três décadas do século XX. Não entraremos, assim, em uma discussão sobre a origem leucipodemocritiana do termo “átomo”, suas semelhanças e diferenças com as raízes de Empédocles, com as homeomerias de Anaxágoras, com as formas platônicas, ou mesmo com as substâncias aristotélicas, tampouco sobre como esses conceitos se desenvolveram na Idade Média e adentraram no Renascimento sob a influência de doutrinas alquímicas.

Todos os corpos emitem radiação em função da temperatura em que se encontram, sendo que o espectro desta radiação dependerá, usualmente¹⁰⁰, da composição do corpo em questão. Se o corpo for denso (caso dos sólidos, líquidos, ou gases sob altas pressão), a radiação emitida em função de sua temperatura se assemelhará bastante ao espectro de um corpo negro. Pode-se encontrar alguma justificativa para este comportamento ao considerar que, nesses casos, a radiação emitida por um dado átomo no interior do corpo percorrerá um longo caminho até dele escapar, em razão das diversas absorções e posteriores emissões com os demais átomos ao seu redor (ou, numa visão comptoniana, em razão das diversas colisões do *quantum* de radiação com aqueles átomos). Ou seja: a situação da emissão de radiação por corpos densos será próxima à situação de emissão pelo orifício de uma cavidade, paradigma para a aproximação de corpo negro.

Contudo, no caso dos corpos formados por gases rarefeitos, observa-se que a radiação térmica emitida em nada se assemelha a um espectro contínuo. De fato, o espectro de emissão encontrado nesses casos possui uma aparência discreta, conforme abaixo exemplificado para os átomos de hidrogênio (H), sódio (Na), hélio (He), neônio (Ne) e mercúrio (Hg):

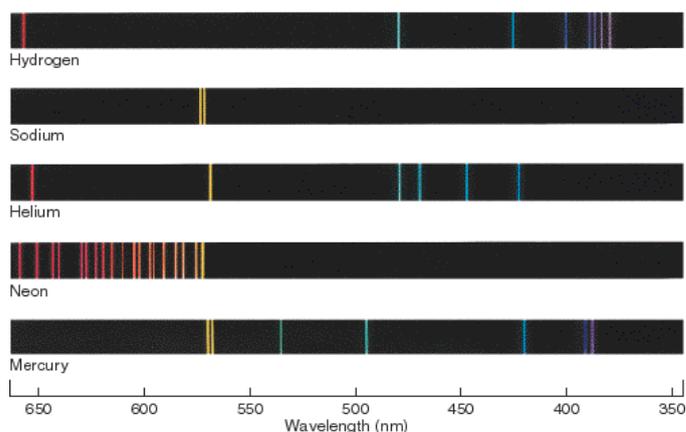


Figura 4 – Linhas de emissão dos elementos químicos H, Na, He, Ne, Hg

Em 1864, Mitscherlich apontou¹⁰¹, pela primeira vez, que a espectroscopia deveria ser considerada não apenas como um método de análise química, mas também como um modo de averiguar os segredos das estruturas internas dos átomos e moléculas. Em 1869, Mascart

¹⁰⁰ Por “usualmente”, entenda-se todos os corpos encontrados fatidicamente na natureza - em contraponto, assim, aos idealizados corpos negros, que em verdade nada mais são que modelos utilizados como excelente aproximação para o comportamento de determinados emissores.

¹⁰¹ Vide Jammer (1966, p. 63).

sugeriu ¹⁰², de modo inaugural, a existência de relações aritméticas precisas entre os comprimentos de onda de certas linhas de um mesmo espectro, hipótese que Lecoq de Boisbaudran, no mesmo ano, tentou demonstrar para o nitrogênio¹⁰³. Seus esforços, embora não frutíferos, inauguraram um longo período de pesquisa focado no estabelecimento de relações numéricas entre as linhas espectrais.

A explicação usual, ao longo do século XIX, para a existência de linhas espectrais no espectro de emissão de radiação de gases rarefeitos envolvia, de modo usual, algum modelo de cargas elétricas oscilantes. Assim, em 1881, por exemplo, “Arthur Schuster ressaltava a importância da busca por ‘uma lei empírica conectando os diferentes períodos de vibração nos quais sabemos que uma única e mesma molécula é capaz de oscilar’ ” (JAMMER, 1966, p. 65).

Um primeiro passo nessa direção se deu em 1885 (JAMMER, 1966, p. 66), ano em que Johann Jakob Balmer encontrou¹⁰⁴, pela primeira vez, ainda que sem qualquer referência às estruturas internas da matéria estudada, uma fórmula que predizia corretamente todas as linhas de uma série espectral então conhecida – no caso, a série visível da radiação emitida pelo hidrogênio. Ele foi capaz de encontrar acuradamente não apenas os comprimentos de onda das quatro primeiras linhas, da esquerda para a direita, da Figura 3, medidas anteriormente por Ångström, como também foi capaz de prever a existência de uma quinta linha, por ele desconhecida (a quinta linha daquela mesma figura). Naquele mesmo ano, novos progressos foram alcançados:

Informado por von Hagenbach que esta linha [a quinta supra citada] e outras adicionais tinham sido de fato encontradas por Huggins, Balmer mostrou em uma segunda publicação¹⁰⁵ que sua fórmula se aplicava a todas as doze então conhecidas linhas do hidrogênio. Ele também predisse corretamente que, na série que subsequentemente carregaria seu nome, nenhuma linha de comprimento de onda maior que 6562×10^{-7} mm seria alguma vez descoberta, e que a série convergiria para $3645,6 \times 10^{-7}$ mm (JAMMER, 1966, p. 66).

A série de Balmer, como ficou conhecido o conjunto de linhas corretamente previstas pela fórmula matemática descoberta por esse cientista, se referia tão somente ao espectro do

¹⁰² Ibid.

¹⁰³ BOISBAUDRAN, LECOQ DE, “Sur la constitution des spectres lumineux”, Comptes Rendus 69, pp. 445-451, 606-615, 657-664, 694-700, 1869. Vide Jammer (1966, p. 63).

¹⁰⁴ BALMER, J. J., “Notiz über die Spectrallinien des Wasserstoffs”, Verhandlungen der Naturforschenden Gesellschaft in Basel 7, pp. 548-560, 1885. Vide Jammer (1966, p. 65).

¹⁰⁵ BALMER, J. J., “Zweite Notiz über die Spectrallinien des Wasserstoffs”, *ibid.*, pp. 750-752, 1885. Vide Jammer (1966, p. 66).

hidrogênio na faixa da radiação visível. Contudo, aponta Jammer (1966, p. 66), cinco anos depois, Rydberg afirmou, em publicação de 1890¹⁰⁶, que já vinha usando a fórmula de Balmer antes mesmo de ela ter sido publicada, apresentado, em seu artigo, uma fórmula geral para o espectro do hidrogênio que não apenas continha, como um caso especial, a equação de Balmer, como também predizia séries distintas daquele elemento que só viriam a ser descobertas no século XX e que Balmer era incapaz de prever – por exemplo, a série de Lyman para a radiação ultravioleta ou a série de Paschen para o infravermelho.

Dez anos depois, em 1900, Rydberg conjecturou que a frequência de toda linha espectral, *para qualquer elemento químico* (e não somente para o hidrogênio), poderia ser expressa como a diferença entre dois “termos espectrais, cada um dos quais dependentes de um número inteiro¹⁰⁷” (JAMMER, 1966, p. 68). Posteriormente, Ritz explicitou essa ideia¹⁰⁸, que passou a ser conhecida como Princípio de Combinação de Rydberg-Ritz. Tal princípio foi importante porque possibilitou aos cientistas encontrar novas linhas espectrais a partir de outras já conhecidas, representando, ainda, uma ideia unificadora quanto ao modo como se relacionariam entre si as linhas espectrais de diferentes elementos químicos.

Apesar de todo o sucesso do Princípio de Combinação de Rydberg-Ritz, pode-se dizer que ele trouxe consigo, por paradoxal que pareça, o enfraquecimento do programa de pesquisa focado no estabelecimento de relações numéricas entre linhas espectrais. Isso porque restou claro que, muito embora o desenvolvimento daquele programa tenha chegado ao seu cume, ele não foi capaz de atingir a finalidade pretendida – qual seja, um melhor entendimento da estrutura da matéria. Nesse sentido:

O princípio de combinação, entretanto, revelou a futilidade de tal abordagem. Gradualmente tornou-se aparente que o estabelecimento de meras relações matemáticas desprovidas de qualquer teoria consistente seria um trabalho em vão. A única maneira de evitar este impasse, assim parecia, era refugiar-se em um modelo do átomo cuja estrutura pudesse ser baseada em evidências independentes de outras fontes e então aplicar as relações matemáticas àquele modelo. O resultado desse desenvolvimento conceitual foi, é claro, a síntese de Niels Bohr do princípio de combinação com o modelo atômico de Rutherford, baseado na concepção do quantum de Planck (JAMMER, 1966, p. 69).

¹⁰⁶ RYDBERG J. R., “Recherches sur la constitution des spectres d’émission des éléments chimiques”, *Kungliga Vetenskaps Akademiens Handlingar* 23, nº 11, p. 155, 1890. Vide Jammer (1966, p. 66).

¹⁰⁷ RYDBERG, J. R., “La distribution des raies spectrales”, *Rapports présentés au Congrès International de Physique* (Gauthier-Villars, Paris, 1900), vol. 2, pp. 200-224. Vide Jammer (1966, p. 68).

¹⁰⁸ RITZ, W., “Über ein neues Gesetz der Serienspektren”, *Physikalische Zeitschrift* 9, pp. 521-529, 1908. Vide Jammer (1966, p. 68).

Feitos os comentários acima sobre a espectroscopia, passa-se a seguir a algumas observações sobre o surgimento da ideia moderna de átomo. Os primeiros anos do século XIX testemunharam o nascimento do atomismo com John Dalton. O conceito de átomo, conhecidamente, já existia desde os gregos antigos, contudo, o eminente cientista inglês teve o mérito de aplicá-lo (com as devidas modificações) aos problemas então enfrentados pela Química para explicar a conservação da massa e a existência de proporções constantes entre os reagentes e os produtos das reações.

Nesta perspectiva de surgimento de ideias atômicas ligadas à Química nos primórdios dos anos 1800, poder-se-á dizer que a concepção de *elemento químico* antecedeu à própria noção do átomo daltoniano. Com efeito, um elemento químico, ao contrário do átomo, possui um significado empírico específico – trata-se da substância a partir da qual é impossível, pelos métodos de separação química tradicionalmente utilizados, de se obter outras substâncias. Por exemplo, do gás oxigênio, não é possível obter outra substância por destilação, liquefação, decantação, eletrolisação, etc. Assim, supõe-se que o gás oxigênio seja constituído por um único elemento – o qual, por economia de nomenclatura, passa a ser chamado de “elemento químico oxigênio” ou, simplesmente, “oxigênio”. A água, por sua vez, não é um elemento químico, pois por eletrólise podemos obter dela dois gases distintos, o oxigênio e o hidrogênio.

Os átomos de Dalton são a expressão de um dado elemento químico em termos de minúsculas partículas. Assim, todas as partículas que formam um dado elemento químico possuiriam, na sua visão, a mesma dimensão (finita), a mesma massa e as mesmas propriedades químicas. Elementos químicos diferentes possuiriam átomos diferentes, sendo que os vários compostos químicos seriam formados por átomos de mais de um elemento químico, mas sempre segundo a mesma proporção. Ademais, os átomos seriam fisicamente (embora não matematicamente) indivisíveis e indestrutíveis.

Pelo exposto, deve-se apontar, após uma análise mais minuciosa, o caráter provisório, instrumental, do conceito de átomo (e de elemento químico) utilizado por Dalton. Com efeito, se bem é verdade que, no século XIX, ao aquecer-se um volume de gás oxigênio a centenas ou talvez alguns milhares de graus célsius, não se obtinha outra substância senão o próprio gás oxigênio, nada garantia que, continuando o aquecimento a milhões de graus, não surgisse algo de novo, com diferentes propriedades físico-químicas – como, de fato, é o caso.

Assim, se nos anos de 1800 supunha-se existir átomos de oxigênio a partir dos quais não haveria meios de se obter constituintes mais fundamentais, tal pensamento se deu a partir de

uma implícita (falsa) inferência de que o conhecimento técnico então vigente não viria a se aperfeiçoar ao ponto de possibilitar uma exploração mais profunda da matéria. De fato, o modelo atômico daltoniano, bem como outros de inspiração semelhante, sofreu um grande abalo ainda no século XIX com a descoberta dos elétrons e da desintegração radioativa – prova de que os átomos não eram indivisíveis e de que, pelo menos para alguns elementos químicos, eram capazes de transmutarem-se uns em outros.

Já falamos um pouco da descoberta experimental do elétron por J. J. Thomson em 1887 (vide Nota 24). Entretanto, a postulação de uma carga elétrica elementar, ou mesmo de seu aspecto corpuscular e de sua participação na constituição do átomo, já havia sido proposta por variados cientistas ao longo do século XIX na tentativa de explicar o fenômeno eletromagnético por meio de uma força de ação à distância entre partículas elétricas, tornando mesmo questionável a tradicional assertiva de que Thomson seria seu “descobridor”¹⁰⁹.

De qualquer forma, Thomson utilizou-se do elétron para propor, em 1903, seu conhecido modelo de “pudim de passas” para o átomo¹¹⁰. Em tal cenário, o átomo seria uma esfera de raio na ordem dos nanômetros, de carga elétrica positiva uniformemente distribuída por toda sua extensão, dentro da qual partículas de carga negativa, os elétrons, oscilariam, de modo que a carga elétrica resultante de todo o conjunto seria nula. A oscilação dos elétrons no interior do átomo seria, supunha-se, a responsável pela observação de suas linhas espectrais características.

O modelo de Thomson não dava conta de explicar, contudo, os altos ângulos de espalhamento observados em experimentos de bombardeamento de determinados materiais por partículas- α (JAMMER, 1966, pp. 70-71). Isso só foi possível com o modelo atômico de Rutherford, de 1911 (RUTHERFORD, 1911). Por esse novo modelo, o átomo passou a ser pensado como uma pequena região de carga positiva $+Ne$ (aquilo posteriormente denominado de núcleo atômico¹¹¹), onde e é a unidade de carga fundamental e N um número inteiro positivo, ao redor da qual N elétrons de carga negativa $-e$ orbitariam¹¹², tornando o átomo eletricamente neutro.

¹⁰⁹ A esse respeito, vide Arabatzis (2005).

¹¹⁰ THOMSON, J. J., “The magnetic properties of systems of corpuscles describing circular orbits”, *Philosophical Magazine* 6, pp. 673-693, 1903. Vide Jammer (1966, p. 70).

¹¹¹ Cumprir observar que o artigo de Rutherford de 1911, “The scattering of α and β particles by matter and the structure of the atom” (vide Bibliografia), não consta a palavra “núcleo”.

¹¹² Rutherford não detalha como seriam tais órbitas. De fato, ele explicitamente afirma não fazer diferença, do ponto de vista do espalhamento das partículas, considerar o átomo como uma esfera ou como um disco – i.e., segundo o modelo saturniano de Nagaoka (“Motion of particles in an ideal atom illustrating the line and band spectra and the phenomena of radioactivity”, *Bulletin of the Mathematical and Physical Society of Tokyo* 2, pp. 140-141, 1904). Vide Jammer (1966, p. 71).

Interessante notar que, para explicar os altos ângulos de espalhamento acima mencionados, o núcleo atômico, como demonstrou Rutherford, deveria ter um raio extremamente menor que o do próprio átomo (entendido como o raio da órbita de seus elétrons) e ter quase toda massa atômica nele concentrada. De fato, sabe-se, atualmente, que o raio do hidrogênio, por exemplo, é da ordem de 10^{10} metros, enquanto que o raio de seu núcleo é de 10^{15} metros, ou seja, 100.000 vezes menor. Ao mesmo tempo, mais de 99,9% da massa desse átomo encontra-se distribuída no seu núcleo. Ou seja, o hidrogênio, assim como toda a matéria em geral, é predominantemente constituída de espaço vazio, isto é, sem uma densidade de massa a ele associada.

Ao final de 1911, já temos, então, a criação de um modelo pictoricamente nuclear do átomo e uma receita operacional para a predição do espectro de emissão dos elementos químicos por meio do Princípio de Combinação de Rydberg-Ritz, de 1908. Alguma explicação ontológico-causal para o referido espectro, supunha-se, poderia ser posteriormente averiguada por meio de uma descrição mais pormenorizada do movimento dos elétrons em torno do núcleo atômico.

Contudo, ainda havia uma questão teórica a ser elucidada quanto ao modelo atômico de Rutherford, questão essa de tal importância que impedia, por maiores que fossem as evidências experimentais, sua plena aceitação – tratava-se do problema da estabilidade do átomo. Pois, como bem era conhecido, a teoria eletrodinâmica clássica afirma que cargas elétricas sujeitas a uma aceleração irradiam energia na forma de radiação eletromagnética. Assim, os elétrons moventes em torno do núcleo atômico, na medida em que estão sujeitos a uma aceleração centrípeta, deveriam gradualmente perder energia, de modo que os raios de suas órbitas diminuiriam com o tempo, até que os elétrons, eventualmente, se chocariam com o núcleo.

Uma resposta a essa questão só viria a ser plenamente obtida após o desenvolvimento da moderna Mecânica Quântica com os trabalhos de Heisenberg e Schrödinger nos anos de 1925 e 1926. Um modelo capaz de explicar a estabilidade do átomo e, ao mesmo tempo, o Princípio de Combinação de Rydberg-Ritz, viria a ser obtido, contudo, vários anos antes por Niels Bohr, em 1913¹¹³. Tal modelo, criado originalmente para o átomo de hidrogênio, não pôde ser aplicado indiscriminadamente a quaisquer elementos químicos¹¹⁴, mas muitas de suas ideias se mostraram essenciais para o desenvolvimento subsequente da Física Quântica.

¹¹³ BOHR, N., “On the constitution of atoms and molecules”, *Philosophical Magazine* 26, pp. 1-25, 476-502, 857-875, 1913. Vide Jammer (1966, p. 74).

¹¹⁴ O modelo diverge grandemente das evidências experimentais para átomos com mais de um elétron, à exceção, por vezes, dos metais alcalinos.

Bohr confiava que Rutherford estava, em virtude das evidências experimentais, essencialmente certo sobre as características do átomo – tratava-se, assim, de uma entidade eletricamente neutra, formada por um minúsculo núcleo positivo contendo quase toda a sua massa, em torno do qual moviam-se elétrons, partículas de carga negativa. Sabia também que tal configuração era impossível de se manter segundo a teoria eletrodinâmica. Mas, ao mesmo tempo, tinha consciência de que o *quantum* de ação, “descoberto” por Planck em 1900, já tinha introduzido, no panorama científico, uma limitação fundamental à Física Clássica. Assim, Bohr viu no *quantum* de ação o elemento necessário para explicar a estabilidade do átomo¹¹⁵:

Como na descoberta de Planck uma limitação fundamental da física clássica já tinha sido revelada, Bohr argumentou que a resposta para o problema da estabilidade deveria ser buscada no quantum de ação de Planck. Em contraste com seus predecessores que relacionaram a constante h de Planck a modelos atômicos com o propósito de encontrar uma interpretação mecânica ou eletromagnética para h , Bohr reconheceu que a constante de Planck deveria ser aplicada ao modelo de Rutherford não para elucidar o significado físico da primeira, mas para explicar a estabilidade deste último. Bohr reconheceu que para este fim a teoria deveria dar uma constante da dimensão de comprimento caracterizando a distância do elétron ao centro de sua estável órbita. Mas os únicos parâmetros constantes que apareciam no modelo de Rutherford do átomo eram aqueles de massas e cargas, e destes nenhuma constante da dimensão do comprimento poderia ser formada. Entretanto, do fato de que, da adjunção à constante h das constantes m e e , é possível construir uma expressão tal qual h^2/me^2 , com dimensão de comprimento – e até mesmo com a requerida ordem de magnitude ($\approx 20 \times 10^{18}$ cm) – Bohr viu evidência adicional da correção de sua assunção (JAMMER, 1966, p. 75).

O modelo atômico de Bohr baseava-se nos seguintes postulados:

1. Um elétron em um átomo se move em uma órbita circular em torno do núcleo sob a influência da atração coulombiana entre o elétron e o núcleo, obedecendo às leis da mecânica clássica.

¹¹⁵ Importante observar que Bohr não foi o primeiro a incorporar o *quantum* de ação a um modelo atômico. J. W. Nicholson, em seu artigo “On the new nebular line at 4353”, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 72, pp. 139-150, 677-693, 729-739, publicado em 1912, aplicou o *quantum* de Planck ao modelo atômico saturniano de Nagaoka na tentativa de explicar certas linhas não identificadas no espectro de nebulosas e da corona solar. Diferentemente do modelo do átomo de Bohr, contudo, a proposta de Nicholson não respeitava o Princípio de Combinação de Rydberg-Ritz, nem introduzia o *quantum* de ação a um modelo atômico com a motivação de tentar explicar a estabilidade do átomo. Para maiores informações, vide Jammer (1966, pp 72, 73).

2. Em vez da infinidade de órbitas que seriam possíveis segundo a mecânica clássica, um elétron só pode se mover em uma órbita na qual seu momento angular orbital L é um múltiplo inteiro de \hbar (a constante de Planck dividida por 2π).
3. Apesar de estar constantemente acelerado, um elétron que se move em uma dessas órbitas possíveis não emite radiação eletromagnética. Portanto sua energia total E permanece constante.
4. É emitida radiação eletromagnética se um elétron, que se move inicialmente sobre uma órbita de energia total E_i , muda seu movimento descontinuamente de forma a se mover em uma órbita de energia total E_f . A frequência da radiação emitida ν é igual à quantidade $(E_i - E_f)$ dividida pela constante de Planck h (EISBERG & RESNICK, 1979, p. 138):

Com tais premissas, é possível demonstrar que, para um átomo de um único elétron, cujo núcleo possui carga $+Ze$ e massa infinita¹¹⁶ (EISBERG & RESNICK, 1979, p. 139-145):

$$r = 4\pi\epsilon_0 \frac{n^2 \hbar^2}{mZe^2} \quad , n = 1, 2, 3, 4 \dots$$

$$v = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Ze^2}{n\hbar} \quad , n = 1, 2, 3, 4 \dots$$

$$E = -\frac{mZ^2e^4}{(4\pi\epsilon_0)^2 2\hbar^2 n^2} \quad , n = 1, 2, 3, 4 \dots$$

$$\nu = \left(\frac{E_i - E_f}{h} \right) = + \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{mZ^2e^4}{4\pi\hbar^3} \left(\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right) \quad , n_f, n_i = 1, 2, 3, 4 \dots \quad , n_f < n_i$$

$$\kappa = R!Z^2 \left(\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right) \quad , R! = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{me^4}{4\pi\hbar^3 c} \quad , n_f, n_i = 1, 2, 3, 4 \dots \quad , n_f < n_i$$

As três primeiras equações fornecem, respectivamente, o raio r , a velocidade v e a energia total (cinética mais potencial) E do único elétron do átomo hipotético considerado, em termos de sua carga nuclear $+Ze$ (onde $e = 1,602 \times 10^{19}C$ é a unidade de carga fundamental), da constante da lei de Coulomb $\frac{1}{4\pi\epsilon_0} = 8,988 \times 10^9 \frac{Nm^2}{C^2}$, da massa do elétron $m = 9,109 \times 10^{31}kg$ e da constante de Planck $h = 2\pi\hbar = 6,626 \times 10^{34}Js$. A quantização

¹¹⁶ A exigência de uma massa infinita para o núcleo é para garantir que, durante o desenvolvimento das equações ora apresentadas, o mesmo permaneça em repouso apesar da força exercida sobre ele pelo elétron. Trata-se, evidentemente, de uma aproximação, mas que pode ser aplicada satisfatoriamente mesmo para o caso do hidrogênio, o mais leve dos átomos, visto seu núcleo ser quase 2000 vezes mais maciço que o elétron.

de tais grandezas se dá pela introdução dos números inteiros $n = 1, 2, 3, 4 \dots$. Assim, no *estado fundamental* ($n = 1$), o elétron ocuparia a órbita circular de menor raio possível, situação em que teria a maior velocidade orbital permitida e a menor energia total¹¹⁷.

Já as duas últimas equações apresentam a frequência ν e o número de onda $\kappa \equiv 1/\lambda$ (onde λ é o comprimento de onda) da radiação eletromagnética emitida quando o elétron sofre uma transição do estado quântico n_i para um estado quântico de menor energia n_f . Elas justificam o sucesso inicial que o modelo de Bohr obteve. Para o átomo de hidrogênio ($Z = 1$), se $n_f = 1$, temos a série de Lyman; se $n_f = 2$, tem-se a série de Balmer; se $n_f = 3$, surge a série de Paschen; com $n_f = 4$, temos a série de Brackett; e, finalmente, com $n_f = 5$, a série de Pfund¹¹⁸. Ou seja, Bohr conseguiu explicar, por meio de um único modelo, as séries então conhecidas de Balmer e Paschen, além de prever as então inobservadas séries de Lyman, Brackett e Pfund, só verificadas posteriormente (EISBERG & RESNICK, 1979, p. 143). Mais que isso: sua fórmula para κ , além de preservar o Princípio de Combinação de Rydberg-Ritz, foi obtida por considerações explicativas-causais sobre a estrutura atômica – ela não era, assim, uma mera receita de como se prever dados empíricos.

Com efeito, o modelo de Bohr dotou as causas dos fenômenos espectroscópicos de uma imagem mental facilmente visualizável. Um elétron em uma órbita de raio r_i , com energia E_i , ao “cair” para uma órbita de menor raio r_f , passando a ter energia $E_f < E_i$, emitiria o excesso na forma de um fóton de energia $E_i - E_f$, o que refletiria uma onda de radiação de frequência $\nu = (E_i - E_f)/h$, a mesma fórmula utilizada por Einstein no efeito fotoelétrico.

O sucesso do modelo de Bohr, logo após sua aparição, era inegável – mesmo Einstein, que viria a se tornar um costumeiro crítico daquele cientista, reconheceu prontamente sua importância. Da parte de Bohr, contudo, toda a sua teoria não passava de um “modo ‘preliminar e hipotético’ de representar vários fatos experimentais que desafiam todas as explicações com

¹¹⁷ Pode parecer paradoxal, a primeira vista, essa situação, dado que se poderia supor que o estado em que o elétron possui maior velocidade deveria ser aquele em que ele possui maior energia. Essa impressão, contudo, é falsa, pois a energia total do elétron em um dado estado inclui não somente sua energia cinética, mas também sua energia potencial, de tal forma que a soma de ambas é mínima quando $n = 1$.

¹¹⁸ Em verdade, a fórmula de Bohr para o número de onda da radiação emitida durante a transição de estado quântico do elétron de n_i para n_f só resulta em uma das séries ora mencionadas porque o valor calculado para $R!$ se aproxima muito de R_H – a constante de Rydberg para o átomo de hidrogênio, encontrada *experimentalmente*. Se lembrarmos que $R!$ é um termo teórico dependente de cinco constantes físicas elevadas a potências diversas, logo entendemos porque o fato de $R!$ se aproximar muito do valor empírico de R_H ter fortemente sugerido a Bohr a correção de suas ideias. De fato, isso é tão convincente que Einstein, ao tomar conhecimento, junto a outros físicos presentes em um colóquio na cidade de Zurique, do artigo de Bohr, pouco depois de sua publicação em 1913, ouvindo von Laue dizer que “Tudo isso é sem sentido! As equações de Maxwell são válidas em qualquer circunstância”, afirmou: “Notável! Deve haver algo por trás disso. Eu não acredito que a derivação do valor absoluto da constante de Rydberg seja puramente fortuita” (EINSTEIN, 1913, apud. JAMMER, 1966, p. 86).

base na eletrodinâmica ordinária e na mecânica clássica” (JAMMER, 1966, p. 87). Bohr pode ser considerado, desse modo, um entusiasta da nova Física que então emergia, plenamente consciente das proibições teóricas que a Física Clássica impunha, mas ciente de que as evidências experimentais necessitavam, não obstante, de uma revisão do conhecimento então vigente. A forma inicialmente encontrada, que constitui o âmago da assim hoje chamada *Antiga Física Quântica*, foi a de criar modelos clássicos explicativos para os fenômenos, *postulando*, entretanto, que determinadas consequências da Mecânica Clássica e da Teoria Eletromagnética simplesmente não se aplicavam, salvando assim as observações.

O modelo do átomo de Bohr de 1913, anterior, portanto, à consolidação da ideia da natureza corpuscular da luz ou da natureza ondulatória da matéria, constituiu um paradigma para os desenvolvimentos subsequentes. Com efeito, prestando atenção aos postulados de Bohr citados anteriormente, vemos que o eminente físico imaginou o átomo como que um sistema planetário regido pelas regras da Mecânica Clássica, sendo que a força de atração ligando o elétron ao núcleo não seria devido à gravidade, mas ao eletromagnetismo. Ao mesmo tempo, descartou a possibilidade da perda de energia pelo elétron na forma de radiação, consequência direta da Teoria Eletromagnética, simplesmente postulando que assim era o caso, desde que aquela partícula se encontrasse em uma das órbitas então permitidas – que, por sinal, eram por princípio quantizadas, sem nenhuma justificativa para tal fato dada pela Mecânica Clássica. Ou seja: Bohr usava de teorias então consagradas quando lhe convinha, descartando as suas consequências que iam de encontro às evidências experimentais.

Tendo consciência disso, entende-se porque o cientista considerava todo o seu modelo como “preliminar e hipotético” – ele, afinal, carecia de consistência teórica. Ao mesmo tempo, logo percebe-se, pelo posicionamento flexível que Bohr possuía quanto ao uso e desuso de teorias na tentativa de salvar os fenômenos, um certo traço instrumental de fundo em sua produção acadêmica, traço esse que certamente viria a exercer grande influência durante o desenvolvimento da teoria quântica subsequente e de sua interpretação ortodoxa.

Que o átomo de Bohr, por sua vez, constituiu um modelo para teorias subsequentes, logo se vê em retrospecto – com efeito, Compton considerou o espalhamento de raios-X como bolas de bilhar, quando claramente eles também tinham uma natureza eletromagnética, e de Broglie imaginou elétrons como uma onda espalhando-se pelo espaço, quando também certamente eles eram dotados de massa e possuíam igualmente características corpusculares. Em ambos os casos, aplicou-se e ignorou-se consequências teóricas da Mecânica Clássica e da Teoria Eletromagnética, conforme a necessidade.

Nos anos seguintes a 1913, numerosos refinamentos do átomo de Bohr foram efetuados, todos seguindo as diretrizes gerais da Antiga Física Quântica – i.e., combinando-se diferentes aspectos de teorias clássicas e ignorando-se consequências indesejadas, usualmente via algum postulado envolvendo o *quantum* de ação. Assim, por exemplo, Bohr, ainda em 1913, modificou seu modelo de modo a considerar a massa finita do núcleo¹¹⁹; ou ainda, em 1916, Sommerfeld e Debye consideraram a possibilidade de existirem órbitas elípticas, permitindo-lhes explicar o Efeito Zeeman Normal¹²⁰. Não iremos nos aprofundar nesses desenvolvimentos. Eles demonstram a fertilidade das ideias iniciais da Física Quântica, muitas delas aproveitadas em interpretações realistas mais recentes, como a Teoria da Onda-Piloto de de Broglie–Bohm. Mas, historicamente, a partir de 1925, esse modo de fazer Física, qual seja, por meio da busca por modelos explicativos espaço-temporais causais, foi sendo gradualmente posto de lado. Com o formalismo de Heisenberg e Schrödinger, nasce a moderna, e abstrata, Mecânica Quântica.

¹¹⁹ BOHR, N., “The spectra of helium and hydrogen”, *Nature* 92, pp. 231-232, 1913. Vide Jammer (1966, p. 85).

¹²⁰ DEBYE, P., “Quantenhypothese und Zeeman-Effekt”, *Göttinger Nachrichten* 1916, pp. 142-153, 3 de junho de 1916; SOMMERFELD A., “Zur Theorie des Zeeman-Effekts der Wasserstofflinien, mit einem Anhang über den Stark-Effekt”, *Physikalische Zeitschrift* 17, pp. 491-507, 1916. Vide Jammer (1966, p. 123).

BIBLIOGRAFIA

ARABATZIS, THEODORE. *Representing Electrons: a Biographical Approach to Theoretical Entities*. Estados Unidos: University of Chicago Press, 2005.

BARRETT, JEFFREY A. *The quantum mechanics of minds and worlds*. Reino Unido: Oxford University Press Inc., 1999, 2003 (reprint), 267 p.

BELL, J. S. *Speakable and Unsayable in Quantum Mechanics*. Reino Unido: Cambridge University Press, 2010 (terceira edição revisada), 248 p. Primeira edição publicada em 1987.

BOHR, NIELS. *The quantum postulate and the recent development of atomic theory*. Nature 121. 1928, p. 580-590.

_____. *Atomic theory and the description of nature*. Reino Unido: Cambridge University Press, 1934, 1961 (reimpressão). 128 p.

_____. *Atomic Physics and Human Knowledge*. Estados Unidos: Dover Edition, 2010. 101 p. Republicação do original de 1961 pela Science Editions, Inc., New York.

COHEN-TANNOUJJI, CLAUDE; DIU, BERNARD & LALÖE, FRANCK. *Quantum Mechanics*. Cingapura: John Wiley & Sons (Asia), 2005. Tradução inglesa da edição francesa de 1977, França: Hermann.

CUSHING, JAMES T. *Quantum Mechanics: Historical Contingency and the Copenhagen Hegemony*. Estados Unidos: University of Chicago Press, 1994, 328 p.

DEWITT, B. S. & GRAHAM, N. *The Many-Worlds Interpretation of Quantum Mechanics*. Estados Unidos: Princeton University Press, 1973.

D'ESPAGNAT, BERNARD. *On Physics and Philosophy*. Estado Unidos: Princeton University Press, 2006, 503 p.

EINSTEIN, ALBERT. *Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt*. Annalen der Physik 17, 1905, p. 132-148.

EISBERG & RESNICK. *Física Quântica*. Brasil: Editora Campus Ltda., 1979, 18ª tiragem, 928 p. Tradução do original *Quantum Physics of Atoms, Molecules, Solids, Nuclei and Particles*, Estados Unidos: John Willey & Sons Inc., 1974, 928 p.

EVERETT III, HUGH. *The Everett Interpretation of Quantum Mechanics: Collected Works 1955-1980 with Cometary*. Editado por BARRETT, J. & BYRNE, P. Estados Unidos: Princeton University Press, 2012, 389 p.

FRAASSEN, BAS C. *A imagem científica*. Brasil: Editora Unesp/Diálogo Editorial, 2006, 374 p. Tradução do original *The scientific image*, Oxford University Press, 1980, 374 p.

HACKING, IAN. *Representar e Intervir*. Brasil: edUERJ, 2012, 400 p. Tradução do original inglês *Representing and intervening: introductory topics in the philosophy of natural science*, Cambridge University Press, 1983, 400 p.

HEISENBERG, WERNER. *Physics and Philosophy*. Estados Unidos: Harper Perennial Modern Thought, 2007, 1ª tiragem, 201 p. Original alemão publicado em 1958.

_____. *The actual content of quantum theoretical kinematics and mechanics*. Estados Unidos: NASA-TM-77379, 1983, 35 p. Tradução do original alemão *Über den anschaulichen Inhalt der quantentheoretischen Kinematik und Mechanik*, *Zeitschrift für Physik* 43, pp. 172-198, 1927. Disponível no endereço eletrônico <http://ntrs.nasa.gov/archive/nasa/casi.ntrs.nasa.gov/19840008978.pdf>.

_____. *A parte e o todo*. Brasil: Contraponto, 2011, 286 p. Tradução cotejada com a edição alemã *Der Teil und das Ganze: Gespräche im Umkreis der Atomphysik*, Harper Collins Publishers Inc., 1971.

HOLTON, G. *The roots of complementarity*, *Daedalus* 99, 1970, pp. 1015-1055.

JAMMER, MAX. *The Conceptual Development of Quantum Mechanics*. Estados Unidos: McGraw-Hill, Inc., 1966. 399 p.

_____. *The Philosophy of Quantum Mechanics: Interpretations of QM in historical perspective*. Estados Unidos: John Wiley & Sons, Inc., 1974, 536 p.

LEITE, ANDERSON. *Realismos e anti-realismos na Física do século XX: Werner Heisenberg, o pensamento grego e os debates na construção da teoria quântica*. 2008, 128 p. Dissertação (Mestrado em Filosofia) – Departamento de Filosofia, Universidade de Brasília, Brasília, 2008.

NORRIS, CHRISTOPHER. *Quantum Theory and the Flight from Realism*. Estados Unidos: Routledge, 2000, 266 p.

OMNÈS, ROLAND. *The interpretation of Quantum Mechanics*. Estados Unidos: Princeton University Press, 1994, 550 p.

_____. *Quantum Philosophy: Understanding and Interpreting Contemporary Science*. Estados Unidos: Princeton University Press, 1999, 296 p.

OSNAGHI, STEFANO; FREITAS, FÁBIO & FREIRE JR., OLIVAL. *The Origin of the Everettian heresy*. *Studies in History and Philosophy of Modern Physics*. 2009. doi:10.1016/j.shpsb.2008.10.002.

PESSOA JR, OSVALDO. *O sujeito na física quântica*. *Epistemologia, Lógica e Filosofia da Linguagem – Ensaios de Filosofia Contemporânea*. Núcleo de Estudos Filosóficos – UEFS, Feira de Santana, Brasil, 2001, pp. 157-196.

PLANCK, MAX. *Zur Theorie des Gesetzes der Energieverteilung im Normalspektrum*. *Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft* 2, 1900, p. 237-245.

REDHEAD, MICHAEL. *Incompleteness, nonlocality and realism: A prolegomenon to the Philosophy of Quantum Mechanics*. Reino Unido: Oxford University Press, 1987, 2002 (reprint), 191 p.

RUTHERFORD, ERNEST, *The scattering of α and β particles by matter and the structure of the atom*, Philosophical Magazine, série 6, vol. 21, 1911, p. 669-688

SCHRÖDINGER, ERWIN. *Collected Papers on Wave Mechanics*. Reino Unido: Blackie & Son Limited (London and Glasgow), 1928, 146 p. Tradução inglesa da segunda edição em alemão publicada por Johann Ambrosius Barth, 1928.

_____. *The present situation in quantum mechanics*, Naturwissenschaften 23, 1935, p. 807-812, 823-828, 844-849.

WHITAKER, ANDREW, *Einstein, Bohr and the Quantum Dilemma*. Reino Unido: Cambridge University Press, 1996, 349 p.