4
Conseqüências empiriológicas do modelo proposto

Passamos agora, neste capítulo, a expor algumas conseqüências do modelo álgebrico proposto para a teoria hilemórfica. Claro, devemos trabalhar tão-somente as áreas comuns à metafísica e à ciência por meio de modelos da filosofia da natureza, especialmente os que possuem formalismo matemático, que, naturalmente, supõem vincular os conceitos tratados no capítulo segundo com elementos, entidades causais e efeitos de teorias científicas. A área comum de trabalho entre metafísica e ciência consiste, portanto, na investigação daqueles componentes de inteligibilidade do real que participam igualmente da análise empiriológica das teorias científicas e da análise lógico-metafísica da filosofia da natureza. Há muitos candidatos, sem dúvida, mas dois deles nos interessam especialmente nesta dissertação: a geometria do espaço-tempo e o fenômeno da não-localidade quântica, que serão investigados cada qual segundo uma ótica comum de cooperação físico-metafísica -- ainda que a perspectiva prevalente em nosso caso seja a perspectiva filosófica --, nas duas primeiras seções deste capítulo. Na terceira seção, investigaremos os elementos de aproximação entre a proposta de David Bohm para uma nova abordagem da realidade física, chamada por ele de *a ordem implicada e o holomovimento*[277], e a estrutura hilemórfica e a dinâmica da protomatéria, abordados no capítulo terceiro. Visto que, ao nosso ver, a proposta de Bohm para uma nova perspectiva da realidade seja uma tentativa de análise metafísica do real sensível, ainda que a ótica de Bohm continue sendo, ela mesma, de natureza empiriológica, contudo entendemos que o esforço de ultrapassar os modelos analíticos presentes na abordagem tradicional da ciência (que é essencialmente cartesiana) faz com que sua abordagem se aproxime de uma abordagem metafísica do real sensível, nos moldes com os quais Aristóteles compôs sua *Física*, ou seja, tem em vista propor uma cosmovisão unificada da natureza, estando profundamente entrelaçados certos princípios filosóficos que regem a ordem natural com uma ciência experimental da composição final (detalhada) desses elementos.

4.1
Geometria e movimento

4.1.1
Considerações iniciais

Gostaríamos uma vez mais de frisar que a estrutura algébrica proposta e suas transformações internas foram apresentadas em diversas publicações (que já assinalamos) de David Bohm, Philip Davies, Basil Hiley e Fabio Frescura. Basicamente, o que estamos sustentando na dissertação é que a álgebra proposta e suas transformações modelam corretamente certos aspectos da estrutura hilemórfica da realidade natural -- estrutura proposta por Aristóteles, ratificada e desenvolvida por Tomás de Aquino --, além de apresentar uma perspectiva de investigação conjunta de metafísica e ciência, o que corresponde plenamente a um projeto de filosofia da natureza.

Mencionamos no segundo capítulo[278] que, de acordo com a abordagem clássica, o espaço-tempo é tratado como um continuum e que também, segundo alguns autores (Weyl, por exemplo), o campo é uma realidade anterior à matéria (quantitativa), intrincadamente relacionado à estrutura do espaço-tempo, de tal forma que a matéria do mundo resultaria de um efeito do campo gravitacional global. Em termos claros: o campo *gera* a estrutura material do mundo. Contudo, podemos perguntar: de onde provém a estrutura física do campo em sua relação com o espaço-tempo? Haveria aqui aparentemente uma questão circular: o campo (gravitacional) gera a matéria ponderável presente no mundo e, ao mesmo tempo, a distribuição de matéria no mundo "cria" o campo gravitacional e a conformação do espaço-tempo. O movimento decorreria da dinâmica da interação do campo com a matéria ponderável. Visto estarmos propondo nesta dissertação que a realidade material e espaço-temporal do mundo emerge como resultado da dinâmica do interior da matéria primeira (protomatéria), cuja proposta inicial de formulação algébrica foi apresentada acima, temos de ser capazes de prover um mecanismo satisfatório de apresentar a emergência da geometria do mundo com base na álgebra apresentada.

---

[277] Essencialmente contida em BOHM, 1980a.
[278] Cf. seção 2.1

4.1.2
"Extração" da geometria e do movimento

Há uma discussão bastante detalhada da relevância da geometria para a física, incluindo um perfilamento de várias propostas de pré-geometrias[279]. Uma pré-geometria é uma tentativa de estabelecer a geometria do espaço-tempo por meio de entidades ontologicamente anteriores àquele, possuidoras de um caráter essencialmente distinto e novo[280]. No entanto, gostaríamos de marcar uma evidente diferença entre o que, em nosso caso, poderia parecer mais uma proposta de pré-geometria e as demais propostas existentes. Trata-se da distinção entre o metafísico e o empiriológico. Novamente, entendemos haver um certo embaralhamento conceitual, ao qual já tivemos ocasião de referir no capítulo primeiro; a saber, que o significado que se tem emprestado ao termo "ontologia" não é o mesmo que sustentamos neste trabalho, pois, em nossa exposição, "ontológico" possui o mesmo significado que "metafísico", ou seja, descreve a estrutura do real em si mesmo, sem nenhum intermediário pelo qual tal realidade possa ser enfocada. Não é o caso de propor objetos que *representem* a realidade, ou objetos que a ela *se refiram*, o que é uma perspectiva empiriológica. Ao contrário, a estrutura hilemórfica, que é uma perspectiva metafísica, contém os princípios últimos da realidade natural e, por conseguinte, qualquer estrutura algébrica que a *represente* (este é o uso adequado deste termo, segundo o que temos exposto) está, desde o início, mais capacitada e investida de alcance (lógico-)ontológico do que propostas baseadas numa análise puramente empiriológica, como é o caso de várias outras abordagens existentes. Devemos acrescentar que tal distinção aplica-se igualmente ao conceito de espaço-tempo. Ou seja, espaço-tempo é um conceito de natureza empiriológica, não possuindo alcance ontológico, a não ser de forma *indireta*, ou *oblíqua*, como nos chamava a atenção Maritain, na medida em que se refere a dimensões quantitativas (extensão e mutabilidade) da materialidade, esta consubstanciada na estrutura hilemórfica, particularmente na natureza da protomatéria, cuja criação foi simultânea à extensão e à duração. Vimos, no capítulo segundo, ainda nos valendo do termo

[279] Cf. MESCHINI et al., 2006.
[280] Id.

"tempo" para referir à dimensão *duração*, que Tomás de Aquino sustentou a simultânea criação da matéria primeira e do tempo, para evitar o assim chamado "paradoxo do duplo tempo", que tivemos a oportunidade de mencionar. Acrescemos, nesta dissertação, como proposta, que, não apenas a duração, mas igualmente a *extensão* foi inserida simultaneamente na matéria primeira, em seus diversos domínios, pelo que ambas as dimensões da realidade natural constituem-se, portanto, em dimensões metafísicas da quantidade e fundamento ontológico da apreensão empiriológica dada pelo conceito de espaço-tempo. Graças às dimensões metafísicas da extensão e da mutação (duração) pode haver uma dinâmica no interior da protomatéria e a conseqüente *extração* (edução) das formas substanciais presentes nos entes naturais.

Portanto, o espaço-tempo não é *algo*, segundo uma perspectiva ontológica, mas, sim, algo objetualizado em um sentido empiriológico, e este objeto é fundamental para a descrição das leis da física, especialmente da teoria da relatividade, tanto da teoria restrita como da teoria geral (gravitação). Em certo sentido, o espaço-tempo é *absoluto*, isto é, é um *invariante empiriológico* que subjaz e permite a descrição das leis da física, e desempenha um papel dinâmico em nosso universo em evolução. Diz-se dinâmico porque, embora na antiga perspectiva newtoniana e na vigente perspectiva da teoria restrita da relatividade o espaço, num caso, e o espaço-tempo, no outro, sejam imutáveis, servindo como referencial absoluto para o movimento, tanto uniforme quanto acelerado, na teoria geral da relatividade o espaço-tempo não é imutável, pois responde à presença da massa e de energia, dobrando e curvando-se num campo gravitacional. Como quer que seja, tomando-se uma perspectiva ou outra, conforme o caso, a geometria do espaço-tempo é o pano de fundo da abordagem empiriológica oferecida pela física. Assim, cabe-nos prover, a partir da álgebra, um mecanismo* de extração dos elementos geométricos contidos naquela abordagem.

* O termo "mecanismo" não se apresenta com bons antecedentes, em função de sua associação, em filosofia, à posição mecanicista. No entanto, em nosso caso, o termo expressa tão-somente um procedimento sistemático e consistente aplicável numa determinada instância. Ou seja, trata-se de um procedimento recorrente que aplicamos no interior da álgebra, por meio de operadores, que permitem "extrair" consistentemente os componentes usuais de uma descrição geométrica dos fenômenos.

Pois bem, vimos que o operador $\widehat{A}$, dado pela expressão (3.25) não somente rotula os α-estados mas funciona como um operador de localização para os α-estados no interior da matéria, e que tal localização predispõe a edução a efetivar-se espaço-temporalmente segundo determinadas coordenadas num sistema de referência, para cuja escolha concorrem unicamente critérios de conveniência. Assim, os α-estados organizados segundo o arranjo $\left(\alpha_{00},...,\alpha_{jj},...,\alpha_{nn}\right)$ formam um "espaço" de posições, no qual cada "ponto" é conectado a seu vizinho pelo reator q_0^1. Hiley[281] observa que este conjunto de idempotentes (α-estados) não é único, existindo vários conjuntos equivalentes de idempotentes, cada qual com sua própria relação de posição e de vizinhança. Isto pode ser visualizado imediatamente se pensamos, por exemplo, que em vez do reator q_1^0 poderíamos usar o reator q_0^1, ou algum outro q_b^a etc. No entanto, adverte-nos Hiley, todas as diversas representações são equivalentes para a descrição de uma determinada ação física (em nosso caso, para a representação de uma particular edução substancial). Este fato indica que a álgebra W_n apresenta diversas realizações equivalentes para um dado espaço de configurações. Uma estrutura mais rica que a álgebra de Weyl poderia fornecer-nos espaços não equivalentes, o que significa que algum critério físico (ou metafísico, em nosso caso) deveria existir com o objetivo de distinguí-los, o que implica que diferentes espaços (ou diferentes configurações de α-estados) assumiriam diferentes conteúdos. Vejamos então o que implica a dualidade entre os holoquarks q_1^0 e q_0^1. Dado que se obtém um espaço de configurações α_{jj} com base em q_1^0, podemos, como mencionamos antes, obter um novo espaço de configurações β_{jj}, tendo por base q_0^1 em vez de q_1^0, como também já vimos. A partir das considerações que se seguem, vejamos o que significam esses espaços. Antes, contudo, gostaríamos de fazer uma rápida observação. Em mecânica quântica, existem objetos que definimos como *operadores*, aos quais correspondem certas grandezas físicas, e que atuam sobre funções dependentes das coordenadas x_j,

---

[281] HILEY apud SAUNDERS & BROWN, 1991, p.217-249.

sem uma dependência explícita da coordenada "tempo". A saber, os operadores desempenham uma função essencial na álgebra de Heisenberg[*]; por exemplo o operador $\widehat{S} = e^{-i\widehat{H}t/\hbar}$, sendo $\widehat{H}$ o operador hamiltoniano do sistema, deve satisfazer às funções de onda que representam os estados estacionários (independentes do tempo, ou nos quais tomamos $t = 0$), de tal forma que, sendo $\psi(x_j, t)$ a função de onda num tempo qualquer t, $\psi(x_j,t) = \widehat{S}\,\psi(x_j,0) = e^{-i\widehat{H}t/\hbar}\psi(x_j,0)$, em que $\hbar$ é a constante de Planck[282].

4.1.2.1 Extração de um espaço de configurações discreto[†]

Para se estabelecer a conexão da álgebra proposta com uma geometria e com certos operadores básicos da mecânica quântica, consideremos o significado geométrico da atuação do reator (holoquark) q_0^1 sobre o espaço unidimensional $|x\rangle$. Ora, vimos que o ideal à esquerda estabelecia naturalmente uma seqüência ordenada de pontos, $L_0(j) = |j\rangle$. Seja a seguinte aplicação injetora,

$$\lambda : \{0,1,2,\ldots,n-1\} \to \mathbb{R}$$
$$j \mapsto x_j$$

Temos então que

$$\lambda\big(L_0(j)\big) = L_0(\lambda(j)) = L_0(x_j)$$

Donde se seque que

---

[*] Uma formulação equivalente, e amplamente utilizada em mecânica quântica, foi desenvolvida por E. Schrödinger, baseada na evolução da função de onda $\psi(\vec{x}, t)$.

[282] Cf. LANDAU & LIFCHITZ, p.51.

[†] Trata-se do espaço associado às coordenadas de posição ou de localização. Apreensão empiriológica (física) da extensão material (metafísica).

$$L_0(x_j) = \left| x_j \right\rangle \tag{4.1}$$

ou seja, o dual à esquerda introduz uma natural coordenatização do espaço associado ao caráter extensional do reator q_0^1, em que

$$\left| x_j \right\rangle = \frac{1}{n} \sum_k q_k^{-j} \; . \tag{4.2}$$

Ora, considerando o holoquark q_0^1 atuando sobre o dual, temos que

$$q_0^1 \left| x_j \right\rangle = q_0^1 \frac{1}{n} \sum_k q_k^{-j} = \frac{1}{n} \sum_k q_k^{1-j}$$

Porém, segundo a expressão (4.2) acima, temos que

$$q_0^1 \left| x_j \right\rangle = \left| x_{j-1} \right\rangle$$

Em que, aplicando o reator q_0^1 um número *a* de vezes, obtemos a expressão geral,

$$q_0^a \left| x_j \right\rangle = \left| x_{j-a} \right\rangle \tag{4.3}$$

que, comparada à expressão do dual (4.2), nos mostra que

$$q_0^a L_0(x_j) = q_0^a \left| x_j \right\rangle = \left| x_{j-a} \right\rangle$$

Assim, a partir da expressão (4.3) acima, podemos concluir que, do ponto de vista empiriológico, o reator q_0^1 atua como um operador de *translação* no sentido *negativo* de *x*, considerando-o como um espaço discreto unidimensional, no qual cada x_j representa um *holon*[283] desse espaço.

Dito de outra forma, a multiplicação à esquerda do ideal pelo *operador* q_0^1 tem o efeito de mover-nos de um holon, o atual holon ou *holon local* x_j, a seu vizinho mais próximo no sentido negativo de x, ao passo que a multiplicação do ideal à esquerda pelo operador q_0^a faz mover-nos a holons distantes do holon local no sentido negativo de x. Visto que nossas operações apresentam uma natureza cíclica, pois $\left(q_0^1\right)^n = q_0^n = 1$, então

$$q_0^n L_0(x_j) = q_0^n \left| x_j \right\rangle = \left| x_j \right\rangle$$

que equivale a uma translação completa pelo espaço, isto é, por *n* holons.

Definamos o conjugado hermitiano de q_0^1 por

$$A^\dagger q_0^1 = 1 = q_0^n = q_0^1 A^\dagger$$

Mas, multiplicando-se à direita o primeiro e o terceiro membros da expressão acima por q_0^{-1},

$$A^\dagger q_0^1 q_0^{-1} = q_0^n q_0^{-1}$$

de onde se segue que o conjugado hermitiano de q_0^1 é dado por

$$A^\dagger = q_0^{n-1} = \left(q_0^1\right)^\dagger$$

[283] Cf. terminologia em DAVIES, 1981, p. 131, como já vimos.

Aplicando o conjugado hermitiano do holoquark q_0^1 pelo ideal à esquerda, temos que

$$\begin{aligned}\left(q_0^1\right)^\dagger L_0(x_j) &= \left(q_0^1\right)^\dagger \left|x_j\right\rangle \\ &= q_0^{n-1}\frac{1}{n}\sum_k q_k^{-j} \\ &= \frac{1}{n}\sum_k q_0^{n-1}q_k^{-j} \\ &= \frac{1}{n}\sum_k q_k^{n-(j+1)}\end{aligned}$$

dado que q_0^1 é cíclico módulo *n*, então $q_0^{n-(j+1)} = q_0^{-(j+1)}$. Logo, se segue que

$$\left(q_0^1\right)^\dagger L_0(x_j) = \left(q_0^1\right)^\dagger \left|x_j\right\rangle = \left|x_{j+1}\right\rangle$$

pelo que a multiplicação à esquerda do ideal pelo *operador hermitiano de* q_0^1 tem o efeito de mover-nos de um holon, o atual holon ou *holon local* x_j, a seu vizinho mais próximo no sentido positivo de x. Analogamente, o efeito da multiplicação pelo operador $\left(q_0^a\right)^\dagger$ nos mostra que

$$\left(q_0^a\right)^\dagger L_0(x_j) = \left(q_0^a\right)^\dagger \left|x_j\right\rangle = \left|x_{j+a}\right\rangle \tag{4.4}$$

de onde podemos concluir que, do ponto de vista empiriológico, o reator $\left(q_0^1\right)^\dagger$ atua como um operador de *translação* no sentido *positivo* de x, bem como a multiplicação do ideal à esquerda pelo operador $\left(q_0^a\right)^\dagger$ faz mover-nos a holons distantes do holon local no sentido positivo de x.

De acordo com a interpretação anterior, o ideal à esquerda $\left|x_j\right\rangle$ nos fornece um conjunto ordenado de holons, a partir dos quais pode ser construído um espaço discreto. Ora, trata-se, portanto, de uma interpretação *geométrica* do ideal e da atuação do holoquark q_0^1 e de seu conjugado hermitiano, *gerando* uma ordem geométrica para o espaço de configurações dos α-estados. Portanto, trata-se agora de obter um operador $\hat{A}$, a cuja operação sobre o ideal possamos associar autovalores que representem a ordem do holon e, por conseguinte, uma *distância* ao longo do eixo dos *x.* Assim, trata-se de apresentar um operador que forneça uma solução à equação de autovalor

$$\hat{A}\left|x_j\right\rangle = j\left|x_j\right\rangle . \tag{4.5}$$

Vimos que o operador $\hat{A}$ foi dado pela expressão (3.25); verifiquemos, portanto, se ele atende à expressão de autovalor acima. Usando a expressão dada para o operador e substituindo-a diretamente em (4.5), temos

$$\begin{aligned}
\hat{A}\left|x_j\right\rangle &= \tfrac{1}{n}\sum_{r,k} r\phi^{-rk} q_k^0 \; \tfrac{1}{n}\sum_{l} q_l^{-j} \\
&= \tfrac{1}{n^2}\sum_{r,k,l} r\phi^{-rk} q_k^0 q_l^{-j} \\
&= \tfrac{1}{n^2}\sum_{r,k,l} r\phi^{-rk} \phi^{jk} q_{l+k}^{-j}
\end{aligned}$$

e fazendo o índice de soma *l* ser *l-k* (tendo em mente que nossa soma é cíclica), tem-se

$$\hat{A}\left|x_j\right\rangle = \tfrac{1}{n^2}\sum_{r,k,l} r\phi^{k(j-r)} q_l^{-j}$$

Somando-se em *k,* temos que

$$\widehat{A}\left|x_j\right\rangle = \tfrac{1}{n^2}\sum_{r,l} rn\delta_{jr}q_l^{-j}$$

pois

$$\sum_k \phi^{k(r-j)} = \left\{ \begin{array}{l} = n, \ \text{se } r = j \\ (\phi^{n(r-j)} - 1)\big/(\phi - 1) = 0, \ \text{se } r \neq j, \ \text{dado que } \phi^n = 1 \end{array} \right\} = n\delta_{rj}$$

e, somando-se em *r*, temos, finalmente, que,

$$\widehat{A}\left|x_j\right\rangle = \tfrac{1}{n}\sum_l r\delta_{jr}q_l^{-j} = \tfrac{1}{n}\sum_l jq_l^{-j} = j\tfrac{1}{n}\sum_l q_l^{-j}$$

Porém, o último termo da igualdade é precisamente a multiplicação de j por $\left|x_j\right\rangle$; logo,

$$\widehat{A}\left|x_j\right\rangle = j\left|x_j\right\rangle$$

e o operador nos fornece a estrutura extensional da matéria, cuja conseqüência é a geração de holons do espaço de configuração, aos quais podemos associar coordenadas discretas x_j e distâncias quaisquer *a*, no sentido negativo e no sentido positivo, através dos operadores conjugados q_0^a e $\left(q_0^a\right)^\dagger$, respectivamente. As coordenadas discretas x_j serão doravante tratadas como *vetores*.

4.1.2.2 Extração de um *espaço de fases discreto**

Por um raciocínio inteiramente análogo ao da extração do espaço de configurações visto acima, podemos agora considerar, por razões de simetria, a existência de um espaço dual ao espaço das configurações, que chamaremos de espaço de fases. Vimos que os vetores $\left|x_j\right\rangle$ nada mais eram do que os autovetores correspondentes ao holoquark q_0^1. Somos instados pela simetria algébrica a estabelecer o espaço da álgebra definido por algum conjunto de autovetores, que designaremos por $\left|p_j\right\rangle$, correspondentes ao holoquark q_1^0. Também estabeleceremos o significado dinâmico da atuação do reator (holoquark) q_1^0 sobre o espaço $\left|p\right\rangle$. Podemos mostrar que, com base na expressão (3.38) (não será feita essa conta neste trabalho), os vetores $\left|p_j\right\rangle$ do espaço dual são dados por

$$\left|p_j\right\rangle = \frac{1}{\sqrt{n^3}} \sum_{k,l} \phi^{jk} q_l^{-k} \tag{4.6}$$

Assim, do mesmo modo que fizemos para os vetores $\left|x_j\right\rangle$, podemos investigar a ação do holoquark q_1^0 sobre os elementos desse espaço:

$$\begin{aligned} q_1^0\left|p_j\right\rangle = q_1^0 \frac{1}{n\sqrt{n}} \sum_{k,l} \phi^{jk} q_l^{-k} &= \frac{1}{n\sqrt{n}} \sum_{k,l} \phi^{jk} q_1^0 q_l^{-k} \\ &= \frac{1}{n\sqrt{n}} \sum_{k,l} \phi^{jk} \phi^{k} q_{l+1}^{-k} \end{aligned}$$

Mas, rearrumando, e trocando o índice l por l-1 (pelo caráter cíclico da soma), tem-se que

---

* Trata-se do espaço associado às coordenadas de velocidade ou de movimento. Apreensão empiriológica (física) da mutabilidade material (metafísica).

$$q_1^0 \left| p_j \right\rangle = \frac{1}{n\sqrt{n}} \sum_{k,l} \phi^{(j+1)k} q_l^{-k}$$

Porém o lado direito da igualdade acima é, segundo a expressão (4.6), $\left| p_{j+1} \right\rangle$; logo,

$$q_1^0 \left| p_j \right\rangle = \left| p_{j+1} \right\rangle$$

e, aplicando o reator q_1^0 um número b de vezes, obtemos a expressão geral,

$$q_b^0 \left| p_j \right\rangle = \left| p_{j+b} \right\rangle \tag{4.7}$$

Assim, a partir da expressão (4.7) acima, podemos concluir que, do ponto de vista empiriológico, o reator q_1^0 atua como um operador de *translação* no sentido *positivo* de p *. A multiplicação pelo operador q_b^0 faz mover-nos b holons de fase distantes do holon local no sentido positivo de p. Visto que nossas operações apresentam uma natureza cíclica, pois $\left(q_1^0\right)^n = q_n^0 = 1$, então,

$$q_n^0 \left| p_j \right\rangle = \left| p_j \right\rangle$$

que equivale a uma translação completa pelo espaço de fases, isto é, por n holons de fase.

Definamos o conjugado hermitiano de q_1^0 por

$$B^\dagger q_1^0 = 1 = q_n^0 = q_1^0 B^\dagger$$

* Vale observar que, para o espaço de fases, dá-se o sentido inverso do deslocamento holonômico que obtivemos para o espaço de configurações.

Mas, multiplicando-se à direita o primeiro e o terceiro membros da expressão acima por q_{-1}^0,

$$B^\dagger q_1^0 q_{-1}^0 = q_n^0 q_{-1}^0$$

de onde se segue que o conjugado hermitiano de q_1^0 é dado por

$$B^\dagger = q_{n-1}^0 = q_{-1}^0 = \left(q_1^0\right)^\dagger .$$

Aplicando o conjugado hermitiano q_{-1}^0 do holoquark q_1^0 , temos que

$$\begin{aligned}\left(q_1^0\right)^\dagger \left| p_j \right\rangle &= q_{-1}^0 \frac{1}{n\sqrt{n}} \sum_{k,l} \phi^{jk} q_l^{-k} \\ &= \frac{1}{n\sqrt{n}} \sum_{k,l} \phi^{jk} q_{-1}^0 q_l^{-k} \\ &= \frac{1}{n\sqrt{n}} \sum_{k,l} \phi^{jk} \phi^{-k} q_{l-1}^{-k}\end{aligned}$$

Porém, mudando o índice cíclico l-1 para l, tem-se que,

$$\left(q_1^0\right)^\dagger \left| p_j \right\rangle = \frac{1}{n\sqrt{n}} \sum_{k,l} \phi^{(j-1)k} q_l^{-k} = \left| p_{j-1} \right\rangle$$

donde a multiplicação pelo operador hermitiano de q_1^0 tem o efeito de mover de um holon de fase o atual *holon local de fase* p_j ao seu vizinho mais próximo no sentido negativo de p.

Analogamente, o efeito da multiplicação pelo operador $\left(q_b^0\right)^\dagger$ nos mostra que

$$\left(q_b^0\right)^\dagger \left|p_j\right\rangle = \left|p_{j-b}\right\rangle$$

de onde podemos concluir que, do ponto de vista empiriológico, o reator $\left(q_1^0\right)^\dagger$ atua como um operador de *translação* no sentido *negativo* de p, bem como a multiplicação pelo operador $\left(q_b^0\right)^\dagger$ faz mover b holons de fase distantes do holon local no sentido negativo de p.

De acordo com a interpretação anterior, o vetor $\left|p_j\right\rangle$, que é um ideal à esquerda para o espaço de fases, nos fornece um conjunto ordenado de holons, a partir dos quais pode ser construído um espaço de fases discreto. Ora, trata-se, portanto, de uma interpretação *dinâmica* do ideal e da atuação do holoquark q_1^0 e de seu conjugado hermitiano, *gerando* uma ordem dinâmica para o espaço de fases dos α-estados. Portanto, trata-se agora de obter um operador $\widehat{B}$ a cuja operação sobre o vetor $\left|p_j\right\rangle$ possamos associar autovalores que representem a ordem do holon de fases e, por conseguinte, uma *distância* (na verdade, um *movimento*) ao longo do eixo dos p. Assim, trata-se de apresentar um operador que forneça uma solução à equação de autovalor,

$$\widehat{B}\left|p_j\right\rangle = j\left|p_j\right\rangle. \tag{4.8}$$

O operador $\widehat{B}$ é dado pela seguinte expressão

$$\widehat{B} = \frac{1}{n\sqrt{n}} \sum_{i,r,k,l} l\phi^{l(i-r)-rk} q_k^{r-i} \tag{4.9}$$

cuja substituição na expressão (4.8) verifica tanto a forma algébrica desse operador como também a forma da equação de autovalor (4.8). Não faremos esta verificação explicitamente neste trabalho. Detalhes do cálculo podem ser obtidos em Davies[284]. Cabe observar, no entanto, que o operador fornece-nos o aspecto de movimento local da matéria, cuja conseqüência é a geração de holons do espaço de fases, aos quais podemos associar coordenadas discretas p_j e movimentos quaisquer de valor *b*, no sentido positivo e no sentido negativo, através dos operadores conjugados q_b^0 e $\left(q_b^0\right)^\dagger$, respectivamente.

Portanto, torna-se patente que, desde a álgebra, extraímos o espaço (geometria), estabelecendo coordenadas de posição ou de localização no espaço de configurações, dadas pelo operador $\widehat{A}$, bem como extraímos o movimento, estabelecendo coordenadas de posição ou de localização no espaço de fases, dadas pelo operador $\widehat{B}$. A relação entre os operadores $\widehat{A}$ e $\widehat{B}$ nos fornecerá um conhecido resultado em mecânica quântica, a saber, que não podemos atribuir no espaço-tempo, simultaneamente, as coordenadas de posição e de quantidade de movimento associadas a uma dada partícula. Este resultado é conhecido como *princípio de incerteza de Heisenberg*. Mostraremos a seguir como a geometria e o movimento extraídos da álgebra de Weyl pelo processo acima fornecem-nos naturalmente o princípio de incerteza.

Seguindo a sugestão de Landau[285] quanto à forma dos operadores, definamos nossos operadores $\widehat{A}$ e $\widehat{B}$ do seguinte modo,

$$\widehat{A}(a) = e^{-ia\widehat{B}}$$

$$\widehat{B}(b) = e^{ib\widehat{A}}$$

porém fazendo $q_0^1 = e^{i\widehat{B}}$ e $q_1^0 = e^{-i\widehat{A}}$, segue-se que

$$\widehat{A}(a) = \left(q_0^1\right)^{-a} = q_0^{-a} \qquad (4.10)$$

$$\widehat{B}(b) = \left(q_1^0\right)^{-b} = q_{-b}^0 \qquad (4.11)$$

---

[284] Cf. DAVIES, op. cit., p. 150.
[285] Cf. LANDAU & LIFCHITZ, loc. cit.

Assim, as expressões (4.10) e (4.11) indicam que os operadores $\widehat{A}$ e $\widehat{B}$ são recíprocos pois estão associados a espaços duais. Definamos o *comutador* de $\widehat{A}$ e $\widehat{B}$ como[286]

$$\left[\widehat{A},\widehat{B}\right]=\widehat{A}\widehat{B}-\widehat{B}\widehat{A}$$

Tomemos, para simplificar, sem perda de generalidade, $a = 1$ e $b = 1$ nas expressões (4.10) e (4.11), substituindo-os no comutador:

$$\left[\widehat{A},\widehat{B}\right]=q_0^{-1}q_{-1}^0-q_{-1}^0q_0^{-1}=q_{-1}^{-1}-\phi^{-1}q_{-1}^{-1}=q_{-1}^{-1}\left(1-{}^{1}\!/_{\phi}\right)$$

Porém, definindo,

$$q_{-1}^{-1}=\frac{i}{\left(1-{}^{1}\!/_{\phi}\right)}$$

o que é perfeitamente legítimo, pois é possível mostrar que ao considerarmos a natureza da tranformação que relaciona o espaço de configurações com o espaço de fases, os reatores independentes q_0^1 e q_1^0 são internamente indistinguíveis na álgebra e que, por conseguinte,

> A transformação algébrica que converteria um dos geradores no outro representaria uma simetria fundamental da estrutura algébrica e, portanto, uma simetria fundamental das relações entre sistemas físicos associados com a estrutura algébrica[287].

---

[286] Cf. NUSSENZVEIG,1998, p.318-319.
[287] DAVIES, op. cit., p. 158.

Assim, a principal transformação canônica[288], que designamos por *M,* tem os seguintes efeitos,

$$M:\ q_0^a \to q_{-a}^0$$
$$M:\ q_b^0 \to q_0^b$$
$$M:\ q_b^a \to \phi^{ab} q_{-a}^b$$

e também podemos verificar que,

$$M^2:\ q_b^a \to q_{-b}^{-a}$$
$$M^4:\ q_b^a \to q_b^a$$

e que, portanto, $M^4 = 1$. Ora, da transformação canônica, obtemos que,

$$M(q_{-1}^{-1})M(q_1^1) = \phi^2 q_1^{-1} q_{-1}^1 = \phi^2 \phi^{-1} q_0^0 = \phi\,;$$

e, da mesma forma, $q_{-1}^{-1} q_1^1 = \phi = q_1^1 q_{-1}^{-1}$. Logo, tendo em conta que definimos

$$q_{-1}^{-1} = \frac{i}{\left(1 - \frac{1}{\phi}\right)}$$

segue-se, pela simetria das relações, que

$$q_1^1 = i(1-\phi)\,,$$

e as expressões acima ficam confirmadas para os holoquarks q_{-1}^{-1} e q_1^1, respectivamente, porquanto,

---

[288] O termo "transformação canônica" provém do fato de que a transformação citada se dá entre os elementos da base geradora dos espaços em análise. Cf. DAVIES, op. cit., p. 155-157 para a dedução da forma de M .

$$q_{-1}^{-1}q_1^1 = \frac{i}{\left(1-\frac{1}{\phi}\right)} i(1-\phi) = \frac{i\phi}{(\phi-1)} i(1-\phi) = \phi$$

Por conseguinte, do exposto até aqui, chegamos à conhecida expressão para a não-comutatividade dos operadores $\widehat{A}$ e $\widehat{B}$,

$$\left[\widehat{A},\widehat{B}\right] = q_{-1}^{-1}\left(1-\frac{1}{\phi}\right) = \frac{i}{\left(1-\frac{1}{\phi}\right)}\left(1-\frac{1}{\phi}\right) = i$$

Ou seja, $\left[\widehat{A},\widehat{B}\right] = i$ (4.12)

pela qual encontram-se associados, respectivamente, posição e quantidade de movimento (momentum). Essa formulação nos cunduz naturalmente ao princípio de incerteza de Heisenberg, desde que consideremos, obviamente, espaços contínuos para configuração e fase. Mencionamos que o princípio de incerteza deve ser obtido não a partir espaços discretos, como o que foi conseguido com base na álgebra de Weyl, mas a partir de espaços contínuos. Com efeito, a continuidade é derivada do fato de fazermos $n \to \infty$, isto é, passar a considerar a álgebra C_2^∞ (ou W_∞) com um número infinito, em vez de um número finito, de idempotentes geradores.

Por exemplo, na passagem a um número infinito de pontos, temos, dentre outras, as seguintes alterações essenciais:

$$
\begin{aligned}
&j \to x\\
&k \to p\\
&\left|x_j\right\rangle \to f(x)\\
&\left|p_j\right\rangle \to g(p)\\
&\tfrac{1}{n}\sum_k \quad \to \int dx\\
&\phi^{jk} \to e^{2\pi ixp}\\
&\tfrac{1}{n}\sum_k \phi^{jk}\left|x_j\right\rangle \to \int e^{2\pi ixp} f(x)
\end{aligned}
$$

etc.

De tal forma que boa parte dos somatórios apresentados se transformam em séries de Fourier ou funções de Green, amplamente utilizadas em física para lidarmos com infinitos e contínuos. Nesta dissertação, não é nosso objetivo estender conjuntos finitos de reatores e de componentes algébricos, além de operações sobre espaços discretos, para conjuntos infinitos e operações sobre espaços contínuos, mas tão-somente indicar tal possibilidade. Com tal extensão, podemos mostrar que a expressão (4.12) é o resultado esperado para a não-comutação (e a conseqüente dedução do princípio de incerteza) entre posição e momentum. Ademais, gostaríamos de mencionar que o que vimos até agora aplica-se coerentemente a um espaço discreto unidimensional, tanto para a geometria, oriunda do espaço de configurações, e expressa pelos holons de posição $\left|x_j\right\rangle$, como para o movimento, oriundo do espaço de fases, e expresso pelos holons de fase $\left|p_j\right\rangle$. Obviamente, se estivermos visando a uma utilização conjunta do modelo entre físicos e metafísicos, especialmente para estes últimos, torna-se necessário estendê-lo de modo a representar a multidimensionalidade do espaço-tempo, especialmente com respeito à unidimensão que representa o tempo. O caminho mais direto, como nos alerta Davies, parece ser o de associar cada dimensão independente que compõe o espaço a uma álgebra distinta W_n. Para o espaço-tempo, por conseguinte, seriam requeridas três unidimensões discretas independentes para o espaço, cada uma delas sendo gerada por uma álgebra de Weyl independente, da mesma forma que uma quarta dimensão discreta, a representar o eixo temporal, também seria gerada por uma álgebra de Weyl. Trata-se de um trabalho interessante o de investigar o acoplamento das quatro álgebras em torno do espaço-tempo pseudo-riemanniano.

Por fim, gostaríamos de apresentar uma conjectura sobre o conceito de *vácuo*. Para Einstein, conforme expusemos no capítulo segundo, o campo deveria ser tomado como a estrutura básica da realidade, sem que houvesse necessidade de buscar algum tipo de meio material subjacente, como partículas, por exemplo. Ou seja, o campo *é a explicação*: é ele que caracteriza a estrutura do espaço-tempo. Para Einstein, portanto, "termos como 'campo gravitacional', 'estrutura do espaço-tempo' e 'éter' eram todos sinônimos".[289] Mencionamos, ademais, que os idempotentes α_{jj} poderiam desempenhar um papel relevante na definição de uma estrutura básica de campo; isto se aplica também àquela estrutura a que associamos o "vácuo", isto é, à ausência de algum tipo de substrato material. Neste caso, trata-se de encontrar operadores de "aniquilamento", $\widehat{V}$, e de "criação", $\widehat{V}^{\dagger}$, associados a estados do vácuo, este último representado pelo ideal à esquerda $L_0(0) = |0\rangle$, tal que $\widehat{V}|0\rangle = 0$ e $\widehat{V}^{\dagger}|0\rangle = 0$, e os operadores são definidos na álgebra de Weyl como sendo[290]:

$$\widehat{V} = q_0^1\sqrt{\widehat{A}} \quad \text{e} \quad \widehat{V}^{\dagger} = q_0^{-1}\sqrt{\widehat{A}}$$

tal que o operador $\widehat{A}$ é aquele que ordena os α-estados, e que foi definido pela expressão (3.25). Novamente vemos a atuação dos holoquarks como fundamental na geração dos operadores da álgebra, de tal modo que a potência da matéria é acionada sempre, mesmo naqueles casos em que aparentemente não temos nenhum substrato material físico (matéria segunda), ainda assim desenvolve-se a dinâmica da protomatéria (matéria primeira), representada pelo operadores conjugados $\widehat{V}$ e $\widehat{V}^{\dagger}$, associados a estados de um campo com partículas[*].

[289] EINSTEIN apud SAUNDERS & BROWN, p.221.
[290] Cf. DAVIES, op. cit., p. 241.
[*] No caso em questão, com *zero* partículas, o que significa existir apenas a estrutura do campo, ou do espaço-tempo, como entendia Einstein.

4.2
Não-localidade

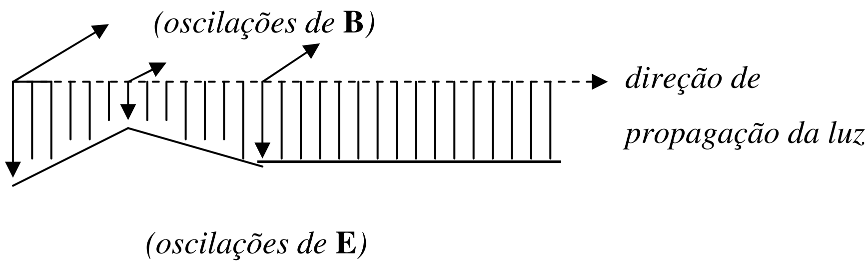
Uma conseqüência adicional do modelo algébrico está correlacionada a um fenômeno em mecânica quântica chamado de *não-localidade.* Descreveremos sucintamente de que se trata esta última. Primeiramente, no entanto, gostaríamos de tecer algumas considerações de caráter geral.

4.2.1
Comentários iniciais

Uma crítica severa que se pode fazer a certa postura bastante disseminada não apenas entre cientistas, mas igualmente entre filósofos da ciência, e que poderíamos chamar de "cientificista", é aquela que pretende reduzir o mundo que conhecemos ao universo físico, isto é, a representações abstratas e matemáticas do mundo em que vivemos. Isto decorre do bifucarcionismo cartesiano, sobre o qual já tecemos algumas considerações no capítulo anterior, e que nos diz que o mundo está cingido em duas categorias, cuja intercomunicação e influência são altamente problemáticas: a *res extensa*, perfeitamente cognoscível para uma ciência de base matemática, e a *res cogitans*, não acessível à ciência e, portanto, sem realidade objetiva. Bem, este panorama e mais os aspectos fundacionais da ciência moderna, levados a cabo por Galileu e Newton, moldaram todo o pensamento ocidental estabelecendo o que pode ou não ser objetivamente conhecido. No entanto, aspectos intrigantes da mecânica quântica, como a não-localidade, parecem não apenas violar teorias bem comprovadas, como a teoria relatividade restrita, ao indicar comunicação superluminar no espaço-tempo, mas também reinvidicam uma formulação ontológica da realidade em complemento à formulação científica, pondo em xeque o bifurcacionismo que permeia a ciência contemporânea e sua reflexão filosófica. Assim, a não-localidade surge como um desafio à visão cartesiana da ciência contemporânea e indica-nos que uma solução para essa *anomalia** pode estar justamente numa perspectiva metafísica, complementar à formulação quântica. Apresentaremos, pois, uma sucinta descrição do fenômeno.

4.2.2
Situando o problema da não-localidade na mecânica quântica

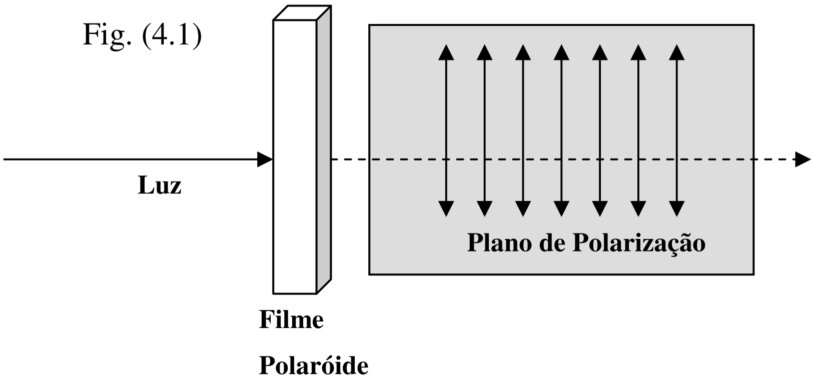
Iniciemos com alguns conceitos básicos de física, especificando melhor o fenômeno da *polarização* da luz e de sua medição. A luz apresenta uma direção de propagação que é perpendicular às suas componentes elétrica (**E**) e magnética (**B**):



O plano das oscilações de **E**, que está acima hachurado, chama-se *plano de polarização da luz.* Para fazermos com que toda a luz incidente oscile segundo um mesmo plano de polarização, faz-se uso de um material chamado *polaróide*, que é um filme bastante fino, empacotado em pequenos cristais que obrigam a luz incidente a emergir do material num determinado plano, segundo apresentamos na figura a seguir:

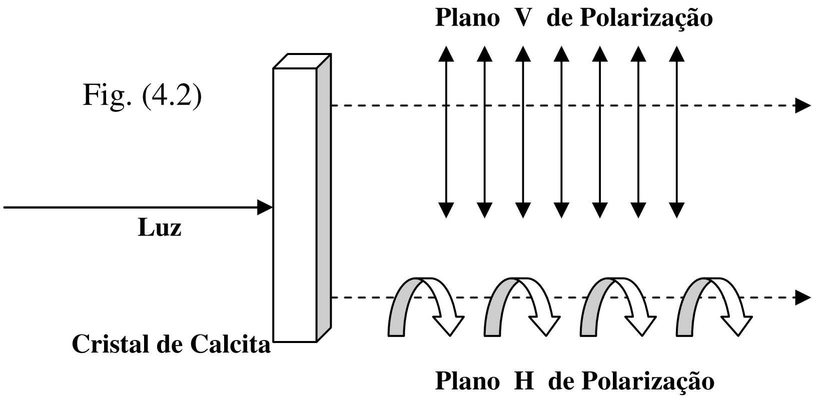
* Para usar uma terminologia kuhniana, que julgamos ser apropriada para o fenômeno da não-localidade, tendo em vista uma característica que Kuhn atribui a este tipo de evento: a consciência "de que, de alguma maneira, a natureza violou as expectativas paradigmáticas que governam a ciência normal [...] que consiste em solucionar quebra-cabeças, num empreendimento altamente cumulativo, extremamente bem-sucedido no que toca ao seu objetivo, a ampliação contínua do alcance e da precisão do conhecimento científico". Cf. KUHN, 2001, p. 77-78.

Fig. (4.1)



Outros materiais, como o cristal de calcita, por exemplo, permite dois planos de polarização para a saída da luz, vertical-horizontal (V-F), ou formando ângulos $\pm\,\theta$ com a direção de incidência, como mostrado a seguir:

Fig. (4.2)

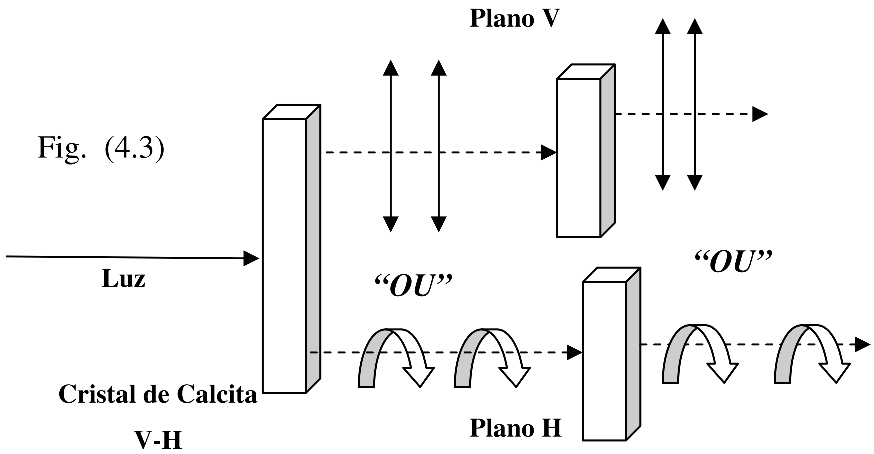


Um mesmo gráfico como o da Fig. (4.2) pode ser gerado para o caso dos ângulos serem $+\theta$ e $-\theta$, respectivamente, com a direção de incidência. Fixemo-nos particularmente em incidências ortogonais, para simplificar a exposição.

O conceito de polarização parece-nos apontar para um comportamento exclusivamente ondulatório da luz. No entanto, vamos mostrar que a polarização ocorre igualmente quando tratamos a luz como sendo algo de natureza corpuscular, isto é, constituída por partículas sem massa e com quantidade de movimento $h\nu/c$, sendo h a constante de Planck, ν a freqüência de oscilação do fóton e c a velocidade de propagação da luz no vácuo.

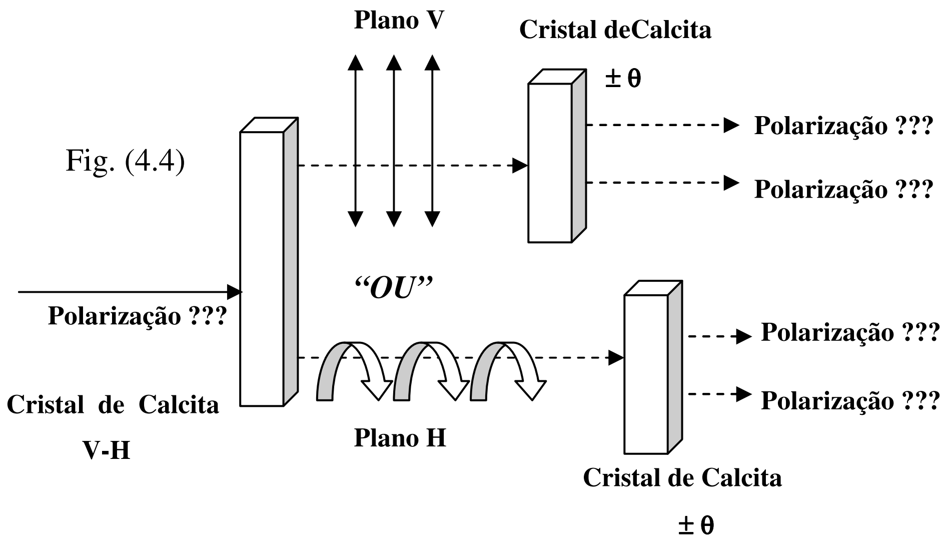
Ao incidir, conforme a Fig. (4.3) abaixo, um feixe de luz de baixa potência (ou de baixa energia $h\nu$), podemos escutar *clicks*, provocados pelos fótons incidentes polarizados, sendo que a propriedade “estar polarizado segundo uma direção X” permanece um atributo específico da partícula.

Fig. (4.3)



As propriedades “estar V-polarizado” ou “estar H-polarizado” são atribuídas ao fóton, e excluem-se mutuamente quando a luz incidente é polarizada pelo cristal de calcita do tipo V-H. Contudo, uma primeira pergunta-chave é: “Qual era a polarização anterior do fóton, antes de passar pelos cristais de calcita, considerando que temos cristais do tipo V-H e cristais do tipo ±θ ?”. Isto é, como responder à configuração descrita na Fig. (4.4) a seguir?

Fig. (4.4)



Contudo, a realização de uma medição (para obter a informação de polarização) num cristal de polarização $\pm\ \theta$ destrói ou “apaga” a informação original! Uma segunda pergunta-chave é: “Em qual canal o fóton emerge após passar pelo cristal?”. Há duas possibilidades:

(i) Pela formulação ondulatória, o pacote de fótons estaria assim distribuído:

50% dos fótons emergem no canal H
50% dos fótons emergem no canal V

(ii) Pela formulação corpuscular, nada podemos afirmar. Caso haja um *número muito grande* de fótons, podemos *estimar* que,

50% dos fótons emergem no canal H
50% dos fótons emergem no canal V

E se se trata de um único fóton, o que podemos afirmar? Segundo a mecânica quântica, confirmada por experimentos, não sabemos em que canal cada fóton, tomado "individualmente", irá emergir. No entanto, num famoso artigo de 1935, publicado no *Physical Review*, Einstein e dois colaboradores, Podolski e Rosen[291], sugeriram um experimento mental[*] pelo qual, ainda que não pudéssemos afirmar algo previamente sobre uma certa propriedade (por exemplo, o spin, como proposto por Bohm) de uma partícula dada, por exemplo, o elétron (cujo spin possui os valores $\pm h/4\pi$), poderíamos, com base na medição de uma dada propriedade de uma partícula que interage com este, e considerando que estão suficientemente afastadas entre si para evitar qualquer interferência "local" entre si, então é possível determinar a propriedade da partícula, porquanto ambas estão correlacionadas; e, se é assim, então a propriedade em questão é real e estamos não apenas medindo, mas atribuindo propriedades reais às partículas. O esquema abaixo ilustra o que ocorre:

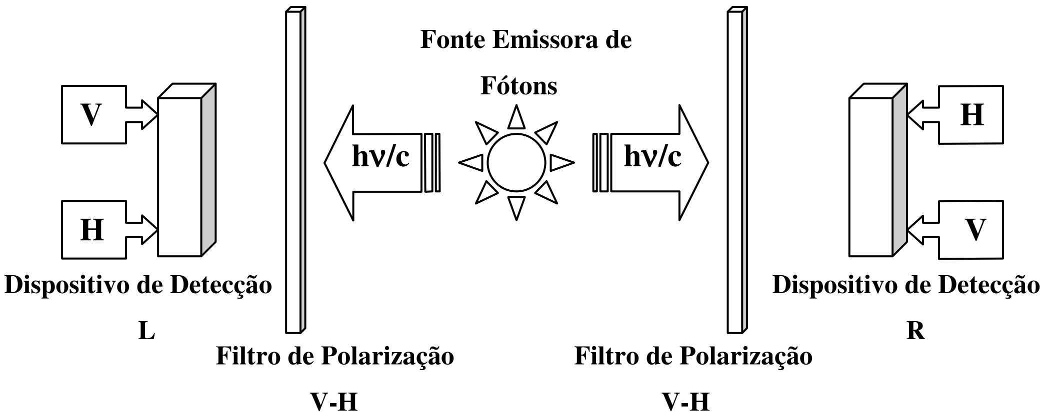


Fig. (4.5)

Suponhamos que haja uma propriedade qualquer P a ser medida para a nossa partícula, no caso um fóton com momentum $h\nu/c$, e que ambos estão correlacionados, pois foram emitidos pela mesma fonte com propriedades

---

[291] Cf. EINSTEIN et al., 1935.
[*] *Gedanken experiment*.

correlacionadas. Para exemplificar melhor, se se tratasse de uma fonte emissora de elétrons, seus spins seriam, respectivamente, $+h/4\pi$ e $-h/4\pi$. Como pretendemos tomar uma propriedade qualquer *P*, então se segue-que:

$$\text{se } P(L) = \mathbf{+1}, \text{ então } P(R) = \mathbf{-1}$$
$$\text{se } P(L) = \mathbf{-1}, \text{ então } P(R) = \mathbf{+1}$$

em que *P*(*L*) e *P*(*R*) representam certa propredade possuída pelos fótons, medida à esquerda, e à direita, respectivamente. Isto pode ser verificado experimentalmente, segundo o arranjo acima, desde que a fonte de luz seja ajustada para emissões de baixa intensidade (poucos fótons emitidos), e os detectores operem com circuitos rápidos o suficiente para detectar cada fóton, individualmente.

Tomemos, agora, o mesmo arranjo acima, sem que, no entanto, haja o detector *R*, à direita. Pela proposta EPR, não necessitaríamos deste detector tendo em vista que há correlação na emissão das partículas, à esquerda e à direita, pela fonte comum, e esta correlação mostra uma propriedade real da partícula; por isso, basta termos a medição tomada à esquerda para obter a mesma propriedade correlata à direita. Podemos supor também que o detector *R* foi deslocado a uma distância tão grande quanto se deseje do detector *L* tal que a medição da propriedade *P*(*L*) não interfira com o resultado de P(*R*), de tal forma que podemos reivindicar que ambas as propriedades existem simultaneamente para as partículas *R* e *L*, independentemente de qual delas optemos por tomar a medida da propriedade *P*. Por conseguinte, as partículas, de fato, possuem simultaneamente todas as propriedades que lhes atribuímos pela teoria: bastando que se escolha medir uma delas obtém-se, automaticamente, sua correlata. Este é o ponto nevrálgico do argumento EPR: as partículas, de fato, possuem as propriedades em questão, e se a mecânica quântica precisa efetuar medições para “descobrir” uma propriedade que a teoria não pode afirmar que a partícula de fato possui, simultaneamente a outras, então a teoria (a mecânica quântica) não pode ser considerada como uma teoria completa. No entanto, vimos, com base na Fig. (4.4), que o ato de medir de fato interfere nas propriedades a serem medidas, apagando informações prévias sobre as propriedades elas mesmas. Para tentar contornar essa situação, poderíamos usar o detector *R* em vez de *L*, ou talvez, dado que ambos estejam suficientemente afastados, medir *simultaneamente* a propriedade em *R* e *L*, e estas medidas não poderiam estar correlacionadas de forma assegurada, isto é, verificadas estarem de fato correlacionadas, sem medição. Mas, se a medição interfere com as propriedades a serem medidas, então EPR nos apresenta um paradoxo: embora a medição seja local, a obtenção de correlações antes de alguma medição, seja *L* ou *R* (ou ambas!), não pode ser estabelecida senão no processo mesmo de medida, e este implica que não podemos assegurar esta correlação antes da medição; ora, se há correlações, ou interferências, então estas violam a localidade, isto é, ou as influências se propagariam a velocidades superluminares ou existiria algum tipo de correlação fora do espaço-tempo entre as partículas que se apresentam como correlacionadas. Também poderíamos postular a existência de alguma propriedade oculta, intrínseca a cada partícula, que não foi medida, mas que seria, com efeito, responsável pela correlação. Exploremos esta última possibilidade.

Ora, se não medirmos ambas as polarizações (a propriedade *P* que estávamos observando para o caso do fóton), *L* e *R*, como realmente saber se os fótons de fato apresentam as medidas correlacionadas $P(L) = \mathbf{+1}$ e $P(R) = \mathbf{-1}$? Se for assim, então cabe ponderar que parece haver suficiente evidência de que os fótons possuem alguma propriedade ou propriedades ocultas, distintas de *P*, que, por sua vez, possui uma propriedade adicional especial, a saber, permite (ou permitem) antecipadamente determinar quais outras propriedades podem ser medidas e que resultados podemos esperar do processo de medição. Tais propriedades implicam a possibilidade de formulação de uma Teoria Local de Variáveis Ocultas (TVO). Enfim, somos instados a formular duas hipóteses :

A. O resultado da medição *L* propaga-se e influencia a medição *R* (ou vice-versa) de uma forma desconhecida, violando o limite de propagação da informação entre as partículas *L* e *R*, que é a velocidade da luz, *c*, como sabemos pela teoria da relatividade restrita, ou

B. Há uma TVO determinista, local*, correlacionando *L* e *R*.

Como nos decidir por uma ou outra das duas possibilidades apresentadas acima? É possível mostrar, após um pouco de álgebra e de geometria elementares, e mais o fato de que a mecânica quântica prevê uma certa distribuição da quantidade de fótons que chegam aos detectores (após terem sido polarizados pelos filtros), que obedece à seguinte distribuição de correlação das medidas *L* e *R*, obtida como função do ângulo de polarização θ:

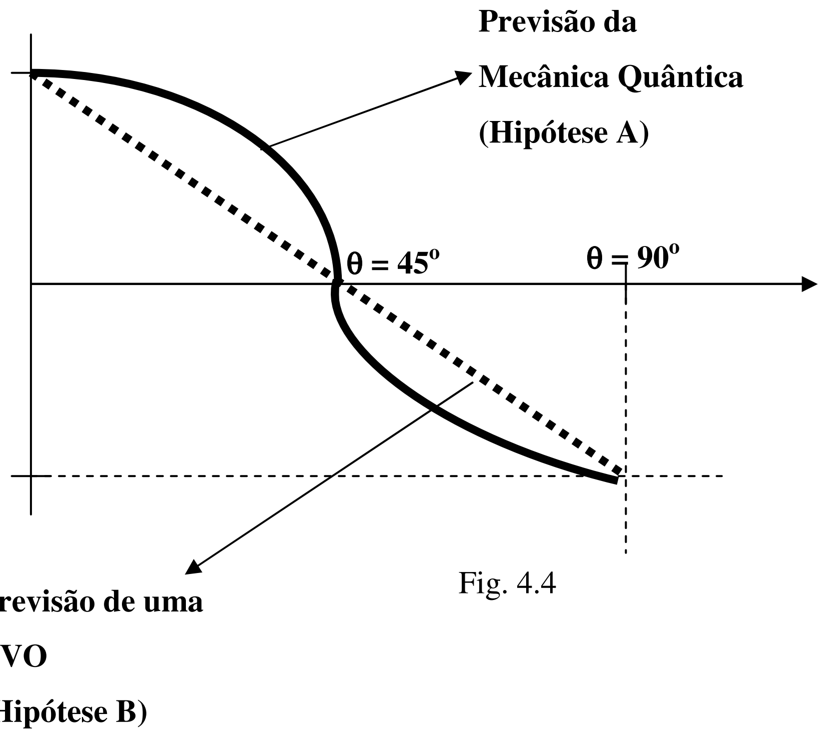


Fig. 4.4

Os resultados experimentais, todavia, concordam com a previsão da mecânica quântica, que é a hipótese A, indicada na figura acima, e não com o previsto por uma específica TVO, que nos forneceria como resultado um tipo de

* Isto é, não viola o limite de propagação da informação de correlação, que é a velocidade da luz, *c*. Dito de outra forma, cuja descrição de eventos no espaço-tempo faz-se por meio de intervalos do tipo tempo, isto, para os quais $ds^2 > 0$, supondo que sua separação no espaço tempo, ds, é dada por $ds^2 = c^2dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2$.

correlação linear, que é a segunda possibilidade, também indicada na figura acima[292]. Bem, poderíamos, então, buscar uma TVO não-linear; neste caso seria possível compatibilizar os resultados da mecânica quântica com uma TVO. Veremos, no entanto, que isto é impossível, em função de um resultado definitivo para a nossa dissertação: a violação das desigualdades de Bell.

4.2.3 Desigualdades de Bell

Suponhamos os arranjos experimentais em seguida:

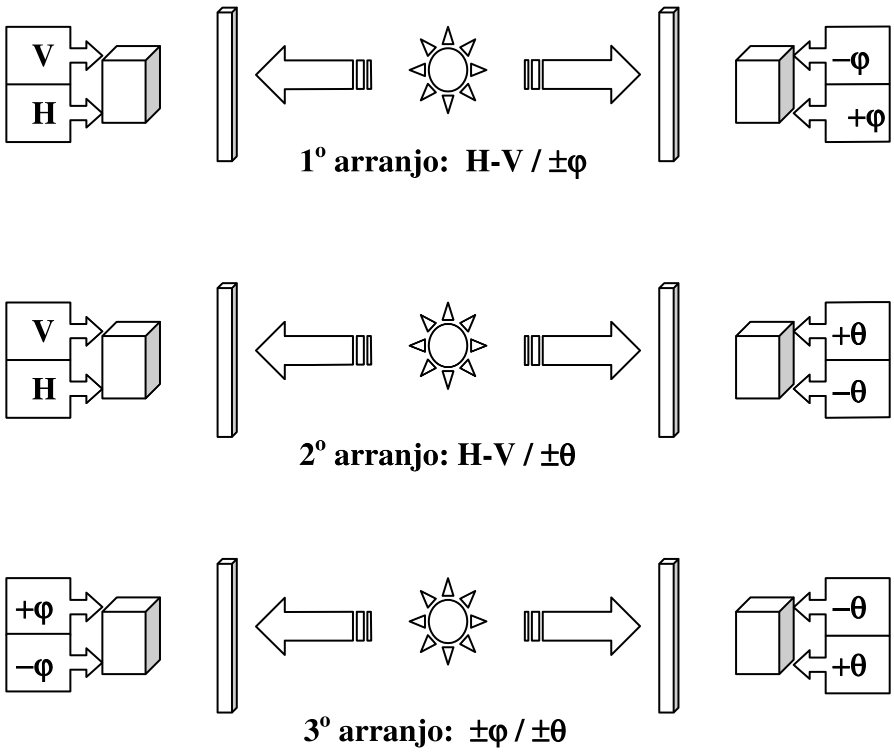


Fig. (4.7)

Com o intuito de estabelecer uma correlação entre os fótons a serem observados segundo os arranjos experimentais dispostos acima, apresentamos o

---

[292] Cf. RAE, 1986, p. 34.

resultado conhecido como *desigualdades de Bell*[293] , as quais estão baseadas em três premissas relativamente simples, que apresentamos a seguir:

1. Tanto os filtros nos quais os ângulos de polarização são fixados em relação à horizontal, $\pm\pi/2$, $\pm\varphi$ e $\pm\theta$, como os detectores à esquerda (*L*), encontram-se situados a uma distância tão grande quanto possivel dos semelhantes filtros e detectores à direita (*R*), de tal modo que as medições efetuadas em *L* não afetam *R*, e vice-versa, ou seja, que os detectores *L* e *R* estejam separados por uma intervalo do tipo espaço, $l^2 \geq c^2t^2$, *c* é a velocidade da luz, e l a distância de separação entre os detectores L e R;
2. Os fótons a serem detectados estão correlacionados através de uma TVO local determinista;
3. São válidas as leis da lógica e da aritmética.

Então, por simples computação lógico-aritmética, obtém-se a seguinte relação entre os números de fótons contados (trata-se de uma das desigualdades conhecidas como *teorema de Bell*), segundo a disposição apresentada nos arranjos da (Fig. 6):

$$n(V,+\varphi) + n(+\varphi,+\theta) \geq n(V,+\theta)$$

sendo n, na desigualdade acima, o número de fótons correlacionados pelos arranjos 1, 2 e 3, respectivamente. O ponto essencial aqui é que, aplicando as previsões da mecânica quântica, com respeito aos diversos arranjos e planos de polarização ilustrados na (Fig. 6), *a desigualdade é violada!*

Ora, a desigualdade de Bell foi obtida com base nas três premissas perfiladas acima, uma delas, a terceira, faz uso de um raciocíonio lógico e aritmético simples com respeito à distribuição do número de fótons, e uma outra, a primeira, simplesmente dispõe sobre o intervalo físico de separação entre os detectores.

[293] Cf. BELL, 1987, p. 139-158 et 52-62.

Resta, por conseguinte, ou rejeitar uma TVO local de cunho determinista (hipótese B acima) ou rejeitar as previsões da mecânica quântica com respeito à incidência de fótons polarizados. Ora, visto não haver qualquer razão para rejeitarmos as previsões da mecânca quântica, que se tem mostrado uma teoria extremamente bem-sucedida do ponto de vista experimental, parece não restar alternativa senão rejeitar alguma teoria de variáveis ocultas de cunho determinista. Portanto, as desigualdades de Bell apontam para um aspecto que precisa ser mais bem compreendido: a não-localidade. A compreensão de um fenômeno não-local, sem violar as restrições espaço-temporais previstas pela teoria da relatividade, parece apontar para uma explicação de uma outra natureza que não a puramente empiriológica. Antes, no entanto, de apresentarmos um caminho de investigação conjunta física-metafísica da não-localidade, com base no modelo algébrico apresentado nesta dissertação, julgamos oportuno avançar um pouco mais nas conseqüências do teorema de Bell.

Na natureza, como havíamos mencionado anteriormente, nada permanece constante: há transformações, movimentos, e mudanças. No entanto, nada simplesmente surge, ou emerge, sem que possua antecedentes. Ao estudarmos os processos que ocorrem sob uma grande variedade de condições, em meio à complexidade dos fenômenos, às transformações e às mudanças, existem relações que efetivamente permanecem constantes. Ora, isto é interpretado como significando que tais relações são necessárias, que não poderiam acontecer de outro modo, porque se trata de aspectos inerentes ou essenciais às coisas. Tais relações necessárias entre objetos, eventos, condições ou outros entes, num dado tempo, e aquelas que se dão em tempos posteriores, chamam-se leis causais. Mas isto não é algo absoluto. Em meio à necessidade há a contingência e, portanto, o acaso. Todavia, é importante observar que, conquanto na microfísica haja bastante espaço para o acaso, ou para eventos prováveis, isto não significa que aspectos causais, ou a noção de causalidade propriamente dita, estejam excluídos de quaisquer de suas formulações. Por isso, vale enfatizar que não é óbvio que algum tipo de ontologia possa emergir diretamente da mecânica quântica ela própria, por duas razões: em primeiro lugar, por uma aparente *ausência de correspondência*, isto é, que a estrutura da teoria corresponda até certo ponto à estrutura de seus referentes na natureza; em segundo lugar, por uma aparente *ausência de convergência*, isto é, que a seqüência das estruturas teóricas formuladas estejam em crescente *correspondência*, em nível de precisão, com as estruturas referentes na natureza. Portanto, é fundamental falar sobre o importante papel que a proposta de John S. Bell desempenhou para a mecânica quântica, quando demonstrou que o teorema de von Neumann sobre a impossibilidade de uma TVO continha uma premissa errada*.

Vimos acima que os resultados da mecânica quântica contradizem uma TVO local e determinista; e este é precisamente o tipo de TVO rejeitada pelas desigualdades de Bell. No entanto, é possível pensar em algum tipo de TVO que viole as condições de restrição à propagação de interações fixadas pela teoria da relatividade como, por exemplo, interações superluminares (ou seja, tipos de interação cuja velocidade v de propagação é superior à da luz, isto é, $v > c$). As teorias que defendem algum tipo de realismo local de cunho determinista, isto é, que sustentam que há variáveis ocultas responsáveis pelo caráter aparentemente incompleto (como defendia Einstein) da mecânica quântica, baseiam-se em três premissas:

> 1ª As regularidades nos fenômenos observados são causadas por algum tipo de realidade física, que independe de observadores humanos.
>
> 2ª A *inferência indutiva* é um método válido de raciocínio, podendo ser livremente aplicada, de tal forma que conclusões legítimas podem ser extraídas a partir de observações consistentes.
>
> 3ª *Princípio de separabilidade de Einstein*: Nenhuma influência de qualquer tipo pode propagar-se mais rapidamente do que a luz.

Bem, com relação às premissas um e dois acima, visto que a mecânica quântica concorda com os experimentos num domínio vastíssimo, é evidente que as características indeterministas da teoria são, de certa forma, um reflexo do real comportamento da matéria em escala subatômica. Resta verificar a premissa três, sobre a *separabilidade de Einstein*, e de como interpretar o indeterminismo que emerge na teoria quântica. Primeiramente, quanto ao indeterminismo, podemos afirmar, como Bohm, que, em linhas gerais, a ausência de leis deterministas associadas ao comportamento individual das partículas (de nossos fótons, por

---

* Este é um resultado que usamos para sustentar nosso ponto, mas que não será exposto neste trabalho.

exemplo), considerado o contexto no qual se formula uma lei estatística (por exemplo, o caminho médio percorrido pelas moléculas de um gás qualquer), é consistente com a noção de que existam leis individuais mais detalhadas que são aplicáveis num contexto mais amplo, por exemplo, no choque das moléculas de um determinado gás, seu caminho médio é calculado estatisticamente, e é perfeitamente consistente com a presença de leis *ocultas* que são *determinadas* por fatores essencialmente independentes entre si e, no entanto, aquele caminho médio é perfeitamente compatível com a formulação de uma TVO para este caso, bem como para outros similares. Ora, em termos da mecânica quântica, isso redundaria na descrição de estados associados a novos tipos de entes que existiriam numa camada mais profunda da realidade, num nível subquântico, por assim dizer, obedecendo a novos tipos de leis individuais, possivelmente encontráveis num outro plano de causalidade[294]. Nada impede que este plano de causalidade completamente novo aponte para leis de caráter ontológico que modelam não apenas este novo nível subquântico, mas os entes naturais eles mesmos, seja por sistemas físicos em nível subatômico, ou ao nível corpóreo de nossos sistemas clássicos. Voltando-nos para os entes subquânticos, estes e suas leis de causalidade e inteligibilidade implicariam um novo ângulo de abordar a natureza, que se encontraria, presentemente, "oculto". Com efeito, este ângulo não está, de fato, oculto, mas é complementar à abordagem empiriológica: trata-se da análise lógico-metafísica, grau de conhecimento formalmente matemático, e materialmente metafísico, em cujo domínio situamos o modelo algébrico proposto nesta dissertação. Vejamos, por conseguinte, o que estava aparentemente *oculto*, mas que pode ser compreendido, em parte, à luz do modelo no capítulo anterior.

4.2.4
Potencial quântico, não-localidade e α_{00}

Vimos, pela expressão (3.24) que um α-estado α_{jk} pode ser obtido a partir dos ideais à esquerda e à direita do seguinte modo:

---

[294] Cf. BOHM, 1989, p. 583-628.

$$\alpha_{jk} = L_0(j)R_0(k)$$

Ora, também vimos, pela expressão (3.33) que o estado α_{jk} também é dado por

$$\alpha_{jk} = q_0^{-j}\alpha_{00}q_0^{k}$$

Temos, portanto, igualando as duas expressões, que,

$$q_0^{-j}\alpha_{00}q_0^{k} = L_0(j)R_0(k).$$

Porém, fixando o índice $k = 0$, segue-se que , por definição, $R_0(0) = 1$ e, portanto,

$$q_0^{-j}\alpha_{00} = L_0(j) = \left| j \right\rangle.$$

De onde se segue que, usando a expressão (4.1),

$$q_0^{-j}\alpha_{00} = \left| x_j \right\rangle$$

Mas, por (4.3) e (4.4) obtemos,

$$q_0^{a}q_0^{-j}\alpha_{00} = \left| x_{j-a} \right\rangle$$

$$\left(q_0^{b}\right)^{\dagger} q_0^{-j}\alpha_{00} = \left| x_{j+b} \right\rangle$$

que são as coordenadas dos holons de posição, por translação quer no sentido negativo quer no positivo, a partir dos holoquarks e do α-estado α_{00}. No limite,

$n \to \infty$, todo o espaço geométrico (incluindo a coordenada temporal) depende de α_{00}, por meio da álgebra, o que indica uma presença difusa do elemento α_{00} no espaço-tempo. Num esforço que vinha sendo desenvolvido há muitos anos por David Bohm e seus colaboradores, se buscava uma nova "ontologia"[*] para a descrição de processos quânticos individuais, o que incluiu a presença de um novo tipo de potencial ou campo, chamado de *potencial quântico*, que, em contraste com os campos da física clássica, que transferem energia e momento mecanicamente do campo para o sistema físico em análise, o potencial quântico não dependeria da intensidade do campo, mas de sua *forma* ou da *informação ativa* transportada pelo potencial[295]. Assim, Bohm[296] propôs uma forma matemática para este potencial quântico, após considerar os seguintes quatro ascpectos essenciais:

(1) Supõe-se que a função de onda ψ representa um campo objetivamente real e não se trata apenas de um símbolo matemático;

(2) Supõe-se que existe, além do campo, uma partícula que é matematicamente representada por um conjunto de coordenadas, que são sempre bem definidas e que variam segundo um modo definido[†];

(3) A velocidade da partícula depende de uma função de fase *S*, dada pela função de onda ψ, escrevendo-se esta última como $\psi = \mathrm{R}e^{iS}$, *S* e R reais, sendo R a amplitude do potencial quântico, o qual determina a forma da função de onda;

(4) O campo ψ encontra-se de fato num estado de flutuação muito rápida e caótica, de tal modo que os valores que são utilizados para ψ são um tipo de média tomada num certo intervalo de tempo longo o suficiente se comparado aos intervalos médios das flutuações dadas pelo potencial quântico, porém curto se comparado aos processos quânticos usuais.

---

[*] Novamente, reiteramos que "ontologia" (por isso entre aspas) não significa "metafísica", mas tão-somente os objetos e elementos mais fundamentais para a descrição empiriológica dos fenômenos naturais, nesse caso, os quânticos.

[295] Cf. HILEY apud SAUNDERS & BROWN, 1991, p. 226-229.

[296] Cf. BOHM, 1980a, p. 98.

[†] Uma analogia com moléculas de um gás torna-se evidente: de fato, num gás, as moléculas são espaço-temporalmente localizáveis, e a elas podemos, simultaneamente, atribuir posição, energia e momentum como propriedades reais, intrinsecamente possuídas por cada uma delas, no sistema físico, ainda que, de um ponto de vista prático, seja melhor tratar sua dinâmica como um todo, através do uso de técnicas estatísticas aplicáveis a conjuntos (*ensembles*) de moléculas.

Por isso, Bohm sugeriu que este potencial quântico, *Q*, pudesse ser expresso matematicamente por,

$$Q = -\frac{\hbar^2}{2m}\frac{\nabla^2 R}{R}$$

em que m é a massa da partícula, $\hbar = h/2\pi$, h é a constante de Planck, e R é a amplitude do campo. Claramente, a expressão do potencial introduz uma ação que depende apenas da forma total do campo; ou seja, se trata de uma influência não-local, pois se multiplicarmos R por uma constante, de modo a aumentar a intensidade do campo (em 10 ou 20 vezes, por exemplo), tal intensidade *não é* propagada no potencial final. Logo,

> Isso implica que campos de intensidades muito fracas podem produzir efeitos consideráveis. Tais efeitos não provêem da transferência de energia e momentum do campo quântico para a partícula; ao contrário, há um redirecionamento da energia dentro da própria partícula. Uma conseqüência direta disso é que *sistemas separados por grandes distâncias podem interagir fortemente* [...] À primeira vista tal não-localidade parece contradizer a teoria da relatividade, que requer que nenhum sinal seja transmitido mais rapidamente do que a luz. [...] Surpreendentemente, no entanto, tal não-localidade persiste [não apenas, como seria de esperar, numa teoria clássica, na qual não há limite superior para a propagação de transmissões] mesmo na teoria relativística de campo, na qual pontos distintos do campo podem ser acoplados não-localmente pelo potencial quântico [descrito acima].[297]

Dado que o potencial quântico Q sugerido por Bohm e colaboradores é empiriologicamente um mecanismo rico em conseqüências, podemos associá-lo à álgebra proposta, de tal forma que a amplitude R seja obtida da álgebra, especialmente considerando o α-estado α_{00} como um *player* essencial. Assim, considerando as seguintes premissas

[297] HILEY apud SAUNDERS & BROWN, p. 229. (Grifos nossos).

(i) O operador $\widehat{R}$, candidato a representar o potencial quântico no modelo algébrico, não possui uma forma algébrica similar a operadores candidatos a representar energia mecânica do campo;

(ii) O operador $\widehat{R}$ candidato a representar o potencial quântico no modelo algébrico deve ser tal que dê relevância primária à *forma* do campo num determinado *local* do espaço de configurações;

(iii) Que atenda à expressão algébrica da função de onda representada no espaço de configurações, dada por

$$|\psi\rangle = \frac{1}{n}\sum_{j,u}\psi_j q_u^{-j}$$ [298]

em que $\psi_j = a_j e^{-ij^2 t/2m}$, sendo a_j uma constante, e t e m parâmetros (naturalmente, t é tempo e m é a massa)[299].

Substituindo a última expressão na equação anterior, e fazendo $\lambda = t/2m$, temos

$$|\psi\rangle = \frac{1}{n}\sum_{j,u} a_j e^{-i\lambda j^2} q_u^{-j}$$

que, comparada à expressão para a função de onda sugerida por Bohm nos conduz à seguinte igualdade,

$$\frac{1}{n}\sum_{j,u} a_j e^{-i\lambda j^2} q_u^{-j} = \widehat{R}e^{iS}$$

[298] Cf. DAVIES, op. cit., p. 161.
[299] Ibid., p. 205.

de onde se segue que, após multiplicarmos ambos os lados por e^{-iS}, e rearrajando,

$$\widehat{R} = \sum_j a_j e^{-i(\lambda j^2 + S)} q_0^{-j} \frac{1}{n} \sum_u q_u^0$$

Porém fazendo $\eta_j(\lambda, S) = a_j e^{-i(\lambda j^2 + S)}$, tendo-se em conta que $\alpha_{00} = \frac{1}{n} \sum_u q_u^0$, obtemos

$$\widehat{R} = \sum_j \eta_j(\lambda, S) q_o^{-j} \alpha_{00}$$

e esta última expressão atende não apenas às premissas que perfilamos anteriormente, como também ao caráter simultaneamente global, dado pelo α-estado α_{00} e pelos reatores q_0^{-j}, e local, dado pelo parâmetro λ e pela fase *S*, cuja obtenção é estocástica, ou seja, ao mesmo tempo determinista em *S* e estatística em λ.

Se multiplicarmos o lado direiro da expressão acima por $q_0^j q_0^{-j} (=1)$, obtemos uma forma compacta para a expressão do operador, pois trazemos todos os termos para dentro do sinal de soma,

$$\widehat{R} = \sum_j \eta_j(\lambda, S) \underbrace{q_0^{-j} \alpha_{00} q_0^j}_{\alpha_{jj}} q_0^{-j}$$

e obtemos, finalmente, a expressão compacta para o operador de Bohm,

$$\widehat{R} = \sum_j \eta_j(\lambda, S) \alpha_{jj} q_0^{-j}$$

que, segundo a convenção de Einstein para o índice de soma *j*,

$$\widehat{R} = \eta_j(\lambda, S)\alpha_{jj}q_0^{-j}$$

A expressão acima que é extraordinariamente simples, representa o caráter global e local a que deve satisfazer o potencial quântico, haja vista ela conter simultaneamente os estados de configuração de α-objetos no interior da protomatéria e a ação dos holoquarks q_0^{-j} sobre esses estados. É interessante chamar a atenção para o caráter transformacional exercido pelos holoquarks: sua ação sobre os estados no interior da matéria primeira produzem operadores que simultaneamente representam os aspectos metafísicos da matéria, caracterizados por tais estados, bem como as conseqüências empiriológicas dos mesmos, como é o caso do operador $\widehat{R}$.

Uma outra abordagem ao aspecto não-local das transformações da álgebra de Weyl é dada por meio da definição de *operadores de vizinhança* associados à representação da função de onda ψ e aos pontos $\left|x_j\right\rangle$. Mostra-se que tais operadores apresentam-se como não-locais pelo fato de os automorfismos a eles associados não possuírem bases invariantes. Uma descrição geral desse tipo de análise da não-localidade associada aos automorfismos de W_n foi realizada por Hiley[300]. No entanto, a análise não apresentou a vinculação da não-localidade ao potencial quântico, como estamos fazendo nesta dissertação.

Em resumo, a não-localidade é uma característica inerente à estrutura hilemórfica da realidade, especialmente aparente nos fenômenos cuja descrição é realizada pela mecânica quântica. Vimos como, a partir da dinâmica da protomatéria, obtida por meio da álgebra de Weyl, evidenciam-se conexões entre elementos sem restrições de algum tipo. No entanto, isto não implica violação da localidade espaço-temporal prevista pela teoria da relatividade, por duas razões: Em primeiro lugar, porque o provisionamento de tais conexões é dado pela matéria primeira, sendo esta última um componente metafísico (real), presente na natureza, na composição hilemórfica dos entes, mas que somente se torna aparente na investigação da realidade microfísica; portanto, se trata de vínculos de ordem ontológica, que não estão submetidos necessariamente -- e nem implicam

[300] HILEY apud SAUNDERS & BROWN, p. 243-246.

violações -- a restrições específicas, de ordem empiriológica, como a localidade. Em segundo lugar, porque, com base naqueles vínculos de natureza ontológica, a formulação empiriológica do potencial quântico, sugerida por Bohm, mostra [301] que este potencial é muito "tênue" e instável para transportar sinais entre efeitos distantes e, por conseguinte, não se pode utilizá-lo com o intuito de estabelecer conexões de natureza local, sem que se perca sua forma original e, por conseguinte, seu significado. Trata-se, portanto, de uma formulação empiriológica que não acarreta violação a uma restrição específica desta mesma ordem, como a localidade.

O que, por conseguinte, a proposta de Bohm nos indica é um outro nível da realidade (em nossa proposta, a ordem hilemórfica), com o qual se conecta o potencial quântico e que, como tal, é responsável, sob uma perspectiva metafísica, pelo comportamento encontrado em campos e, especialmente, em partículas, segundo a perspectiva empiriológica da mecânica quântica. Por conseguinte -- é o que procuraremos mostrar na seção seguinte --, a estrutura hilemórfica pode ser aproximada pela proposta de Bohm, na medida em que este propõe um outro nível da realidade natural, pensado como uma "ordem supra-espaço-temporal" que se encontra inteiramente num estado dinâmico de fluxo, subjacente (e, por isso, "escondido") às características quânticas que encontramos no mundo fenomênico. Bohm denominou este nível *ordem implicada*. Enquanto tal, a ordem implicada contém a *ordem explicada*, a qual engloba nossos objetos e processos do dia a dia, e também as trajetórias aparentes que são descritas pelas partículas elementares. No interior da ordem implicada tudo está conectado, bem como podemos dizer também que tudo na ordem explicada está, de certa forma, conectado por meio da ordem implicada. Isso se estrutura, sob tal perspectiva, segundo uma atividade constante de *dobramento* e *desdobramento*. Ou seja, subtotalidades relativamente *autônomas*[*] (da ordem total implicada) *desdobram-se* desta para a ordem explicada, isto é, para o espaço-tempo, e novamente *dobram-se* da ordem explicada para a ordem implicada. Tal postulação sugere que, em face da natureza não-local da ordem implicada -- não-local porquanto não sujeita à

[301] Detalhes podem ser encontrados em BOHM, 1980b.
[*] Autônomas no sentido de serem componentes diferenciados (objetos) da álgebra da ordem implicada.

restrição de localidade imposta pela teoria da relatividade -- e de sua inter-relação dinâmica com a ordem explicada, nosso universo é uma *totalidade indivisa*.

Vejamos, pois, na seção seguinte, um pouco mais detalhadamente, o conceito de ordem implicada e de *holomovimento*, e de como este último pode ser compreendido como uma abordagem de natureza lógico-metafísica à dinâmica da protomatéria e, sob vários aspectos, coincidente com a abordagem mesma proposta neste trabalho.

4.3
Holomovimento e dinâmica da matéria primeira

A maior parte do que será apresentado nesta seção quanto à proposta de David Bohm se encontra em seu livro *Wholeness and the Implicate Order*[302]; portanto, o que faremos é um sumário daqueles pontos que julgamos serem relevantes para expor várias convergências da proposta de Bohm com a teoria hilemórfica, especialmente no que se refere a um modelo e dinâmica da protomatéria.

Bohm está perfeitamente ciente da bifurcação cartesiana, ainda que faça uso de outra abordagem e terminologia para expressar o fato. Argumenta, desde o início, que a visão de mundo trazida pelas ciências (entre as quais ele inclui também as ciências sociais) privilegiam um entendimento fragmentário de uma realidade que é, em si mesma, uma totalidade indivisa. Mais: os filósofos gregos, sobretudo Aristóteles, compreenderam a relevância de uma visão unitária, orgânica, do mundo, segundo a qual cada coisa (que é uma parte do todo) "cresce e se desenvolve em sua relação com o todo e no qual possui seu lugar e função própria".[303] Assim, sustenta que os conceitos de *causa formal* e de *causa final* eram relevantes para uma perspectiva indivisa do movimento (ou fluxo da natureza), trazidos à luz implicitamente pelo desenvolvimento da física, notadamente da teoria da relatividade e da mecânica quântica. Não obstante a antiga cosmovisão, que privilegiava o todo e os aspectos formais e finais,

> A maior parte do trabalho que é realizado presentemente na física não considera que as noções de causa formativa [formal] e final tenham algum significado primário. Ao contrário, uma lei [da natureza] é ainda geralmente concebida como um sistema autodeterminado de causas eficientes, operando em algum conjunto último [definitivo] de constituintes materiais do universo (por exemplo, partículas elementares sujeitas a forças de interação entre elas). Não se considera que tais constituintes sejam formados num processo global e, portanto, não se considera que sejam algo como órgãos adaptados a seu lugar e função no todo (isto é, aos fins a que serviriam neste todo). Ao contrário, tendem a ser concebidos como elementos mecânicos com uma natureza fixa e existindo separadamente"[304].

---

[302] BOHM,1980a.
[303] BOHM, op. cit., p. 16.
[304] Ibid., p. 18.

O quadro a que Bohm se refere na passagem acima não mudou essencialmente nas últimas décadas. Sendo assim, passemos a descrever, em linhas gerais, a proposta de Bohm para uma nova visão acerca da realidade natural.

4.3.1 A ordem implicada e o holomovimento

Justamente, a proposta é um modo de investigação da realidade, considerando-a como uma totalidade indivisa, em oposição à visão tradicional fragmentária da realidade, cujos elementos componentes são analisados. E analisar, segundo Descartes, é exatamente dividir em partes, de modo a prover um mecanismo de compreensão do todo a partir de seus componentes, de seus *fragmentos*. No entanto, esta fragmentação de caráter meramente metodológico incorporou-se essencialmente à perspectiva científica, de tal modo que,

> Na linguagem informal e no modo de pensar em física, que impregnam a imaginação e provocam o sentido do que é real e substancial, a maioria dos físicos ainda falam e pensam, com uma absoluta convicção da verdade, em termos da noção tradicional atomista do universo como constituído de partículas elementares que são os "blocos construtores básicos" a partir dos quais tudo é produzido[305].

Portanto, sugere Bohm, devemos considerar uma "nova ordem dos fatos sobre os modos como a compreensão teórica, a observação e a instrumentação estão relacionadas umas às outras".[306]

Totalidade e holograma. Bohm argumenta, então, por meio de uma analogia entre a lente e o holograma, que deve haver uma mudança no modo como se dá à relação entre teoria e instrumentação. A visão cartesiana da ciência é regida pela visão de uma imagem formada por uma lente, imagem esta que faz corresponder um ponto Q na mesma a um objeto P, com elevado grau de

---

[305] Id.

[306] BOHM, op. cit., p. 182. Isso mostra que a proposta de Bohm é ainda de natureza empiriológica, pois ela ainda pertence ao modo de entendimento e ao modo de operação da ciência, independentemente de não mais sustentar a fragmentação da realidade em prol de uma visão holística da mesma.

aproximação. Eleva a percepção sobre as várias partes do objeto e das relações entre essas partes. Por isso, favoreceu a tendência a se pensar em termos de análise e de síntese. Além disso, tornou possível estender o alcance da ordem clássica cartesiana a objetos quer muito distantes de nós, ou muito pequenos, ou muito rápidos, etc. Como resultado, conclui Bohm, os cientistas sentiram-se encorajados a extrapolar suas idéias e a pensar que tal abordagem seria relevante e válida, não importando quais os contextos, as condições ou os graus de aproximação da "lente".[307] Não obstante o êxito conseguido, tanto a teoria da relatividade quanto a mecânica quântica indicam que a abordagem deve favorecer uma outra perspectiva, na qual a análise da realidade natural em partes bem definidas e distintas, auxiliada pelo "olhar" da lente, não é mais relevante. Essa perspectiva é a da totalidade indivisa, cujo *insight* perceptivo baseia-se no holograma e não na lente. Um holograma pode ser obtido com o auxílio de um laser que é parcialmente refletido e parcialmente transmitido por um espelho. A parte transmitida incide diretamente sobre uma chapa fotográfica, e a parte refletida dirige-se a um objeto. Por sua vez, a luz refletida pelo objeto retorna à chapa, interferindo com aquela que incidiu diretamente. O resultado é um padrão de interferência bastante complexo, invisível a olho nu. Quando, posteriormente ao registro da interferência, iluminamos a chapa fotográfica com uma luz de laser, se pode observar o objeto original como um todo, em três dimensões, a partir de diferentes vistas. E o extraordinário do holograma é que, mesmo se apenas iluminarmos com luz de laser uma pequena região da chapa fotográfica, ainda somos capazes de ver o objeto como um todo, desta vez, claro, com menos definição (com menos detalhes) e com deterioração das possibilidades das distintas vistas que tínhamos no registro integral. Portanto, distintamente da lente, na qual há uma correspondência 1-1 entre as partes do objeto e as partes de sua imagem, no holograma o padrão de interferência que está presente em cada região do mesmo é relevante para o objeto como um todo, e cada parte do objeto é relevante para o padrão total de interferência na chapa. Claro, nem mesmo uma lente é capaz de produzir exatamente uma correspondência 1-1, podendo ser considerada como um caso limite de um holograma. Sem entrar em detalhes técnicos que, em nosso caso, não possuem maior relevância, é suficiente dizer que

[307] Cf. BOHM, op. cit., p. 183.

os experimentos existentes hoje, especialmente no contexto quântico, mais se assemelham ao caso geral de um holograma do que ao caso especial de uma lente. O que nos propõe Bohm com a distinção entre a lente e o holograma? É que a analogia do holograma indica-nos que os componentes que “extraímos” da realidade espaço-temporal, que ele denomina *a ordem explicada*, de fato pertencem a um todo complexo e dinâmico, ou seja, a uma nova ordem com que deve ser enxergada a realidade, *a ordem implicada*. Obviamente, as vizinhanças próximas àquela sobre a qual dos debruçamos para olhar -- que são um *desdobramento* da ordem implicada -- apresentam maior resolução, mais detalhes, por assim dizer, e aquelas que estão mais distantes da vizinhança, menor resolução. Assim, o todo se encontra no holograma, que representa a ordem implicada. Portanto, sugere Bohm, devemos nos voltar para a ordem implicada, que é uma espécie de totalidade fora do espaço-tempo que se encontra num estado de movimento totalizante -- isto é, que abarca a totalidade do universo natural --, denominado por ele *holomovimento*, cuja atividade consiste em *desdobrar-se*[*] no espaço-tempo sob a forma de fragmentos, que nossa visão parcial e fragmentária extrai e descreve por meio de análise e de síntese, e em *dobrar-se*[†] no todo indiviso e dinâmico do holomovimento.

4.3.2
Holomovimento e dinâmica da protomatéria

Bohm sugeriu, então, que fosse considerada relevante a atividade que “transporta” a ordem implicada, de modo que o conceito de uma totalidade indivisa fosse atribuído a essa atividade. Essa totalidade não-fragmentada ou *holomovimento* é tal que,

> Em certos casos, podemos abstrair aspectos particulares do holomovimento (por exemplo, luz, elétrons, etc.), porém mais geralmente, todas as formas do holomovimento se fundem e são inseparáveis. Assim, em sua totalidade, o holomovimento não é especificável sob nenhuma forma. Não se requer que deva conformar-se a alguma ordem particular, ou ser delimitado por alguma medida particular. Portanto, *o holomovimento é indefinível e imensurável*.[308]

---

[*] U*nfolding*.
[†] *Folding*.
[308] BOHM, op. cit., p. 191.

Retomando a analogia com o holograma, verificamos que em cada região do espaço a organização (ordem) de uma estrutura totalmente iluminada é "dobrada" e "transportada" no movimento da luz, do mesmo modo que um sinal que modula uma onda de rádio permite que a estrutura de uma informação (uma certa comunicação verbal, uma dada imagem, etc.) seja transportada. Claro, num holograma, estruturas muito mais sutis podem estar envolvidas. Bem, se o holomovimento transporta uma ordem implicada, então como poderíamos *explicar* a ordem que identificamos no espaço-tempo, cuja *determinação* é, via de regra, obtida segundo o método cartesiano? Ou seja, como se *explicita* o que estava *implícito*? Novamente, temos uma analogia: o modelo da "tinta-na-glicerina". Suponhamos dois cilindros de vidro, um de menor raio, interno e concêntrico ao de maior raio, o menor dentro do maior. Suponhamos, ademais, que entre os dois cilindros o espaço seja preenchido por um fluido viscoso como a glicerina. Então, deixamos pingar sobre um ponto qualquer da superfície da glicerina uma gota de uma tinta insolúvel (por exemplo, de um tipo composto com partículas de carbono), de cor preta. Assim, o que vemos sobre a glicerina é uma gota preta mais ou menos circular flutuando sobre um meio incolor. Pois bem, façamos o cilindro externo girar lentamente no sentido anti-horário. As partes do fluido próximas ao cilindro externo mover-se-ão mais rapidamente do que as regiões do fluido mais próximas ao cilindro interno, de tal modo que a glicerina como um todo se move em sentido anti-horário, em algumas regiões mais rapidamente do que em outras. Com isso, a gota de tinta também será arrastada, mais rapidamente ou mais lentamente, segundo sua posição no meio fluido. Após um giro prolongado, a gota de tinta assemelhar-se-á a um filete alongado; ao continuarmos girando o cilindro, após algum tempo, o filete de tinta se tornará tão fino que, a olho nu, ficará invisível. Por fim, a tinta estará totalmente misturada à glicerina. Agora, nossa gota de tinta, que representa uma partícula na ordem explicada (um elétron, por exemplo), está inteiramente *dobrada* na ordem implicada, mesmo que, de fato, devido à analogia ser mecânica, o filete esteja ainda presente como tal (isto é, como um filete, ainda que muito fino) no fluido, ou seja, como um objeto isolado, "separado", da ordem implicada. Consideremos, contudo, que o filete tornou-se indefinidamente fino, mas não irreversivelmente difuso pelo fluido, a saber, a informação com respeito à sua origem, como uma gota de tinta, não foi perdida. Com efeito, se agora revertermos o sentido de rotação do cilindro externo para o horário, as partículas de carbono que foram “esticadas” no filete, estando distanciadas, começarão a se aproximar uma da outra cada vez mais, o que fará com o que o filete fique cada vez mais espesso até reaparecer novamente sob a forma da gota de tinta preta que deixamos cair sobre o fluido. A gota (o elétron) se encontra então *desdobrada* na ordem explicada. Claro, podemos simular vários fenômenos da ordem explicada, ao variar o número de gotas de tinta, sua posição relativa no fluido, as cores utilizadas, etc. Desta forma, podemos supor igualmente que todas as imagens que possamos obter a partir de diversas gotas de tinta explicadas consistem num *ensemble*[*] total de filetes implicados, todos eles pertencentes ao mesmo objeto explicado. Isto significa que qualquer objeto quântico na ordem explicada (espaço-tempo) está, simultaneamente, difuso na ordem implicada, e representa não apenas um algo isolado, mas o holomovimento ele mesmo.

Vimos que, em geral, o movimento pode ser descrito em termos do “dobramento e transporte” de uma estrutura de ordem, ou de ordens implicadas, que são relevantes a uma estrutura total que representam, cuja análise em partes separadas e autônomas na ordem explicada não é aplicável, a não ser de forma limitada a certos contextos de análise e de experimentação. Bohm sugere, por conseguinte, a introdução de um “parâmetro de implicação”, *T*, a ser utilizado como medida. Por exemplo, no caso da gota de tinta na glicerina, *T* poderia ser o número de voltas necessárias a explicitar uma determinada gota de tinta. Assim, um certo objeto num determinado contexto da ordem explicada consistiria de propriedades que podem ser explicadas conjuntamente, relativas a um certo valor do parâmetro de implicação. Novamente, surge aqui a oportunidade de nos remetermos a algum tipo de formalismo de natureza algébrica. Os aspectos a serem observados fazem parte da definição do parâmetro de implicação, o qual deve dar relevo à conexão entre “objetos” da ordem implicada, tomada como básica, e não aos objetos da ordem explicada. Por isso, Hiley[309] nos chama a atenção para essa mudança na forma de tratamento do que estabelecemos como “observáveis” (na ordem explicada), usualmente associados ao formalismo de operadores que nos indicam simplesmente os resultados de algum tipo de

[*] Mantivemos o termo *ensemble* sem tradução por ser largamente utilizado assim em mecânica quântica.
[309] HILEY apud SAUNDERS & BROWN, p.234-235.

medição. Visto que a conexão passa a ser relevante sobre os objetos de conexão, tal conexão é *ativa*, haja vista que a atividade é agora tomada como básica. Assim, objetos como partículas (a cujas propriedades associamos operadores, segundo a visão tradicional) são meramente "ondulações no mar de atividade subjacente" e,

> Segundo tal perspectiva, não há partículas últimas a partir das quais todas as outras são formadas. Ao contrário, existem formas quase-invariantes que podem transformar-se umas nas outras e podem se auto-organizar segundo hierarquias de sistemas maiores quase-estáveis [...] À totalidade da qual tais características emergem chamamos de *holomovimento* [... que] descreve a totalidade de processos que contém não apenas as características quase-estáveis que percebemos direta ou indiretamente com a ajuda de nossos instrumentos de detecção, mas também os processos ultra-rápidos e transientes aos quais nossos instrumentos não são sensíveis. Estes últimos correspondem ao que a mecânica quântica denomina estado de vácuo [...] Ao nosso ver, portanto, o vácuo ele próprio possui uma estrutura ativa bastante rica à qual nossos instrumentos não respondem diretamente [...] É esta atividade responsável pela energia do ponto-zero, e pode também ser considerada a *fonte do potencial quântico* [...] Portanto faz-se necessário encontrar uma forma matemática apropriada com a qual descrevamos essa estrutura mais profunda [o holomovimento][310].

Após algumas considerações adicionais, a álgebra que Hiley propõe para o holomovimento é precisamente aquela que utilizamos para o modelo da dinâmica da protomatéria, de onde se segue claramente a profunda conexão entre ambos, ou seja, o modelo algébrico buscado para a descrição empiriológica da atividade total da ordem implicada, isto é, do holomovimento, é convergente com o modelo algébrico proposto para a descrição lógico-metafísica da dinâmica da matéria primeira. Podemos reivindicar, portanto, uma equivalência do tipo *empiriológico* entre o holomovimento e a dinâmica da matéria primeira. De modo a corroborar esta proposição, exporemos algumas considerações de David Bohm acerca da natureza da álgebra a ser utilizada em um modelo da ordem implicada[311].

Sugere, de início, que a ordem implicada deveria ser descrita em termos de transformações geométricas simples, como translações, rotações e dilatações. No entanto, argumenta, o termo "transformação" sugere mudanças geométricas associadas à ordem explicada, e do que se trata na ordem implicada é de alterações de uma natureza mais profunda, radical, como aquela que ocorre

---

[310] Id. (Grifos nossos).
[311] Cf. BOHM, op. cit., p. 202-217.

quando uma lagarta se transforma numa borboleta[312]. Por isso, chama de *metamorfoses* a tais transformações que ocorrem na ordem implicada, ou entre a ordem implicada e a ordem explicada. Os exemplos que vimos, o do holograma e o da tinta-na-glicerina, servem para indicar tais metamorfoses: as mudanças entre um objeto iluminado e seu holograma, ou entre a gota de tinta e o filete obtido pelo movimento do fluido de glicerina. Sendo M uma metamorfose, sugere Bohm que possamos descrever um conjunto completo de transformações relevantes numa dada ordem explicada (deslocamentos, D_j, rotações, R_j, e dilatação R_0) por

$$E' = MEM^{-1}$$

que é uma transformação de similaridade, ou metamorfose. Tal tipo de transformação foi amplamente utilizado no capítulo anterior, como tivemos ocasião de expor, em que M foi tratada como um operador da álgebra. No caso do holograma, os pontos do objeto e da chapa fotográfica são relacionados por uma função de Green que, para ondas com uma freqüência definida ω, pode ser dada aproximadamente por

$$G(x-y) \simeq \frac{1}{|x-y|} e^{i\omega/c|x-y|}$$

Ora, sendo x a coordenada de um ponto da estrutura iluminada e y a coordenada do ponto da chapa fotográfica, se indicarmos por $A(x)$ a amplitude da onda na estrutura iluminada e por $B(y)$ a amplitude respectiva na chapa fotográfica, então ambas se relacionam por

---

[312] Ibid., p. 202. O exemplo é do próprio Bohm e é emblemático para nossa proposta. Ora, é exatamente este tipo de transformação radical que se dá no interior da matéria primeira, sujeito comum das transformações substanciais, como vimos. Transformações similares projetam a ordem implicada na ordem explicada, isto é, fazem eduzir as formas substanciais a partir das alterações sucessivas (metamorfoses) das formas elementares, ou α-estados, no interior da matéria primeira. Ou, para usar as palavras de Bohm, transformações nais quais "tudo se altera de uma maneira completa ao mesmo tempo em que algumas características sutis e altamente implícitas

$$B(y) \simeq \int G(x-y)A(x)dx$$

A expressão acima nos mostra que não há uma correspondência 1-1 entre pontos do objeto e pontos da chapa, como numa lente, mas que toda a estrutura iluminada é "transportada" ou "dobrada" em cada região da chapa fotográfica, o que faz com que $G(x-y)$ possa ser considerada como uma metamorfose da estrutura iluminada no holograma que a contém implicitamente[313]. Com efeito, seguindo a sugestão de Bohm para a expressão acima, poderíamos tentar reescrevê-la para um número finito n de pontos, que é o caso da álgebra apresentada, isto é, no contexto de um espaço discreto; e sendo b uma constante dada por $\omega/2\pi c$, obtemos como sugestão para a formulação discreta do integral,

$$\left| y_j \right\rangle = \frac{1}{n} \sum_i \tfrac{1}{(i-j)} \phi^{b/(i-j)} \left| x_j \right\rangle$$

e com base nessa última expressão, poderíamos derivar a forma do operador da metamorfose M[*].

Outra sugestão de Bohm[314] quanto às álgebras envolvidas na matematização do holomovimento é que este último, porquanto seja uma totalidade indefinível e incomensurável, comporta igualmente uma "álgebra total indefinível". O que se faz, por conseguinte, é considerar certos aspectos relativamente autônomos do holomovimento, tratados por subálgebras também relativamente autônomas, mas que possam refletir o movimento do todo. Isto é, deve-se, então, ser apresentadas subálgebras *holonômicas*, de tal maneira que cada uma delas seja, em última instância, limitada pelo fato de que há uma *lei do todo* ou *holonomia.* Portanto, conclui Bohm, um dado contexto físico deve ser descrito em termos de uma subálgebra apropriada.

---

permanecem invariantes". Ora se isto não descreve com precisão o que Aristóteles chamava de mudança substancial, o que mais poderia ser?

[313] Ibid., p. 202-203.

[*] Não faremos esta conta aqui. O intuito de expor as considerações de Bohm acerca da função de Green é tão-somente mostrar a íntima conexão entre a forma desta função e operadores da álgebra proposta.

[314] Ibid., p. 208-209.

Ao nos aproximarmos dos limites de tal contexto, dá-se algum tipo de inadequação, o que nos conduz de volta a uma álgebra mais abrangente, até que se encontre uma descrição adequada ao novo contexto em questão:

> No contexto da física clássica, por exemplo, é possível abstrair uma álgebra correspondente a um conjunto de operações euclidianas. Contudo, em um contexto "quântico", a "lei do todo" envolve metamorfoses *M* que nos afastam dessa subálgebra e nos aproximam de subálgebras diferentes (mas similares) dadas por
>
> $$E' = MEM^{-1}.$$
>
> Como foi assinalado, existem agora indicações de que mesmo a álgebra "quântica" é inadequada em contextos ainda mais amplos. Assim, é natural prosseguir à consideração de álgebras mais abrangentes ainda[315].

Seguem-se, portanto, as seguintes considerações, com base no que expusemos até aqui:

(1) O holomovimento pode ser assimilado à dinâmica da essência da matéria primeira.

(2) O todo indefinível e incomensurável pode ser assimilado à potência indefinida da matéria primeira às formas naturais.

(3) Existe uma holonomia para a dinâmica da matéria primeira, representada pelas leis inscritas em seu interior quando de sua criação -- trata-se dos princípios últimos metafísicos a que devem obedecer as composições e transmutações no interior da protomatéria.

(4) A álgebra proposta para representar certas composições e transmutações no interior da protomatéria para e edução das formas naturais simples -- constituintes elementares identificados no espaço-tempo, sejam partículas ou campo -- é uma subálgebra de uma álgebra total, indefinível.

(5) Deve ser possível identificar outras subálgebras holonômicas que possam dar conta de outros aspectos físicos e metafísicos possíveis do holomovimento.

---

[315] Id.

(6) Deve ser possível apresentar modelos -- não necessariamente algébricos -- que estendam o conceito de holomovimento às subestruturas $\Omega(C)$ da função *portadora* da forma, como mencionamos ao final da seção 3.3.2, o que parece requerer a utilização de aspectos semânticos com respeito à holonomia, em adição ao tratamento puramente sintático oferecido pelas subálgebras.