

# FANTASMAS NA NATUREZA

A. GUÉRIN MOREIRA

Faculdade de Ciências da Universidade do Porto, Pr. Gomes Teixeira, 4000 Porto  
e-mail: andre@fis2.fc.up.pt

O problema da não-localidade da teoria quântica é antigo, tendo sido abordada frontalmente pela primeira vez em 1935 por Einstein, Rosen e Podolsky através duma famosa experiência imaginária. Neste artigo, é descrita uma experiência diferente idealizada mais recentemente, que no entanto lida com as mesmas questões.

## Introdução

Desde o início do nosso século, sucessivas gerações de físicos foram descobrindo lentamente que os modelos que melhor se aproximavam quantitativamente do comportamento da Natureza exigiam uma cada vez maior abstração da “realidade” macroscópica diária, um contrariar da nossa maneira de pensar “à Newton”.

Os físicos descobriram (ou pelo menos especularam, com o auxílio de um grande conjunto de ferramentas matemáticas, experimentais e até, às vezes, mentais — as famosas experiências *gedanken*) um mundo complexo e estranho, onde há um total colapso do senso-comum: limites irrefutavelmente impostos para a velocidade máxima de qualquer objecto, variáveis que não podem ser medidas em simultâneo com precisão infinita, gêmeos que têm idades radicalmente diferentes (só porque um deles resolveu passear a velocidades vertiginosas), entidades tão densas que até a luz não lhes escapa, diamantes que saltam da montra da joalheria para um bolso próximo sem a intervenção mafiosa ou esbanjadora de qualquer ser humano... enfim, uma quantidade de coisas que dificultam a vida a qualquer pessoa que se dedique à causa, em particular de duas maneiras: por um lado, não é fácil de se entender; por outro lado, é ainda “menos fácil” de se fazer entender!

Naturalmente, e como em quase todas as revoluções, esse processo não foi pacífico. Até filósofos andaram ao barulho (acerca dos artigos de Heisenberg e Bohr, Popper manifestou-se contra “o generalizado clima anti-racionalista, que se tornou o maior perigo dos nossos tempos, e contra o qual todos os pensadores que se preocupam com as tradições da nossa civilização devem lutar.”). As “lutas” entre Bohr e Einstein tornaram-se legendárias, onde o profundo cepticismo do pai da relatividade punha em prova a inteligência e o sentido físico de Bohr (conta-se que umas das mais espectaculares “vitórias” deste último foi quando usou relatividade para responder a um xeque de Einstein!)

Num artigo anteriormente editado nesta revista, Lopes dos Santos [1] explorou os meandros duma experiência que Einstein, Rosen e Podolsky (EPR) propuseram em 1935 e que punha em causa a mecânica quântica, revelando um dos seus aspectos mais assombrosos: acontecimentos geralmente aleatórios em locais distantes podem estar perfeitamente correlacionados sem que estejam necessariamente em contacto “via luminosa”, isto é, que estão isolados entre si do ponto de vista de comunicação! A experiência de que vos falarei hoje põe também este aspecto em evidência, porém duma maneira, à partida, diferente [2].

«Se me obrigassem a traduzir numa frase o que me diz a interpretação de Copenhaga, eu diria: ‘Cala e calcula!’»

N. D. Mermin

## A experiência de GHZ

Em 1989 Daniel Greenberger, Michael Horne e Anton Zeilinger (GHZ) propuseram uma nova experiência conceptual que também testa aquilo a que chamamos de “não localidade” em mecânica quântica.

Da maneira como foi idealizada, para que consigamos realizar a experiência, precisamos de ter uma fonte de partículas de spin  $1/2$  — por exemplo electrões — que envie três delas em simultâneo e três analisadores tipo Stern-Gerlach (cf. fig. 1). Estes analisadores deverão estar postos de tal modo que possam medir uma das componentes de spin perpendicular em relação ao eixo de viagem de cada uma das partículas. Em particular, devemos medir aquilo que, daqui para a frente, chamaremos a componente  $x$  ou  $y$  (ortogonais entre si) do spin das partículas.

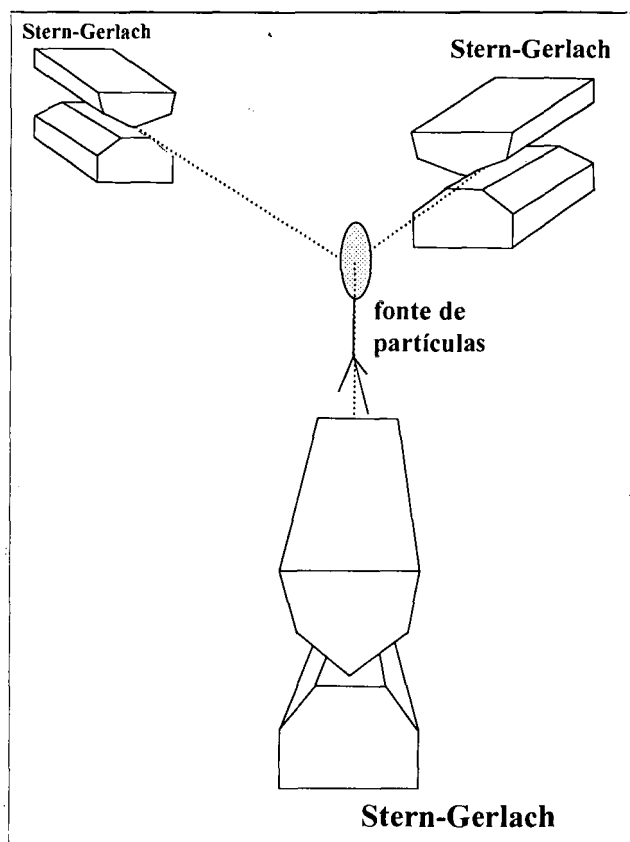


Fig. 1

Vamos dividir, talvez um pouco artificialmente, a experiência em duas partes. Na primeira parte, vamos “calibrar” a nossa montagem, e notar que é possível explicar o comportamento verificado **experimentalmente** a partir de uma teoria baseada no senso comum, onde exigimos algo que é muito simples: as partículas já saem da fonte com uma “estratégia” combinada, isto é, cada uma já

sabe, quando sai da fonte, exactamente como se comportar quando encontrar um detector (seja para medir a componente  $x$  ou  $y$ ). A isto chamamos uma teoria local (note-se que aqui também entra em jogo um outro conceito: o de realismo. Estas questões ficarão claras na analogia que se dará a seguir). Os diversos modelos que podemos criar para explicar a natureza podem ser locais ou não-locais. Para que estejam totalmente de acordo com a relatividade, os modelos físicos têm de ser locais, pois tem-se sempre em mente que existe uma velocidade limite (a da luz) para a comunicação entre as diversas partes do sistema. No entanto, aparentemente a teoria quântica, de acordo com a experiência de EPR (e obviamente com GHZ), **não** seria local!

Se vivessemos num mundo clássico, então, para que tivéssemos uma teoria não local, precisaríamos de por uns “fantasminhas” que permitissem a comunicação instantânea entre sistemas físicos que estivessem fora do mesmo cone de luz. Por outras palavras, se eu tivesse arranjado uma namorada em Alfa Centauro, e se conseguisse comunicar com ela “em tempo real”, de forma a que não precisasse de esperar oito anos por uma resposta, então viveria num mundo onde as leis da Física não seriam *locais*! Por outro lado, o simples facto de ter a certeza de que a minha namorada está lá (sem eu o verificar “experimentalmente”) torna o referido mundo *realista*. Para verificar se é a mecânica quântica ou a nossa teoria local (e realista) que tem razão, precisaremos de uma segunda parte na experiência. Aí vamos confrontar, usando apenas um trio de partículas, as previsões do nosso modelo local com as da mecânica quântica. Enunciemos então a primeira parte.

Ponhamos os detectores de modo a que se meça a componente  $x$  de spin de uma das partículas (com valor  $+1$  ou  $-1$ ) e as componentes  $y$  das outras duas (também com valores  $+1$  ou  $-1$ ). Não há nada que nos impeça, em princípio, de pôr as três partículas com os seus spins arranjados tal que sempre que se utilizem os detectores da maneira descrita, o produto destas medições é  $+1$ . Tomaremos isto como um facto experimental, e portanto não é aqui que surgirão os problemas. Na verdade, a mecânica quântica diz-nos como construir o estado correspondente, como se mostra mais adiante.

Tendo isto em mente, vamos então construir uma teoria local, um esquema que permita às partículas combinar, de alguma forma, o que fazer quando forem sujeitas à medição de maneira a respeitar o que foi dito no parágrafo anterior. Porém podemos argumentar que existe aqui uma arbitrariedade: o que é que nos garante que o esquema que vamos inventar é de facto bom? Isto é, se o modelo local que inventarmos falhar perante a mecânica quântica, será

que podemos encontrar outro melhor e que não esteja sujeito a falhas?

Parece-me que não, pois qualquer que seja a teoria local que criemos, é necessário que as partículas combinem, antes de saírem da fonte, o que vão fazer (e transportem consigo esta informação). Caso não o fizessem, as partículas estariam sujeitas ao arranjo experimental, que poderia estar disposto de tal forma que tornasse impossível para estas a sincronização — tendo em conta a velocidade da luz, não haveria tempo para se comunicarem antes de realizadas as respectivas medidas do spin. Portanto, pomos as partículas a conversarem quando estão juntas! Ainda assim, poderíamos criar diferentes modelos locais. Porém, as únicas diferenças seriam, em princípio: (1) a notação (que é absolutamente irrelevante); (2) os pesos estatísticos e critérios de escolha das partículas (que também serão irrelevantes, como se verá mais adiante). Dito isto, prossigamos.

Como já foi referido, vamos fazer com que o nosso modelo obrigue as partículas a respeitarem o que se obtém experimentalmente na primeira parte da experiência, isto é, haverá coerência na explicação destes resultados, sem a necessidade de existência de comunicações instantâneas, ou *acções fantasmagóricas à distância* (A teoria quântica também explica perfeitamente esta primeira parte, tornando então impossível de se dizer nesta altura quem é que tem razão). Para isto, vamos criar um conjunto de “tabelas de comportamento”. Uma vez fixada uma dada tabela, as três partículas saem da fonte — cada uma com a sua respectiva “cópia” — e devem obedecer-lhe quando sujeitas a medição (não interessando neste momento qual é o processo de escolha de uma dada tabela entre as várias possíveis).

Cada tabela será formada por três pares de valores que definirão os comportamentos das partículas no acto de medição. Assim, cada par de valores referir-se-á ao comportamento de cada uma das três partículas, definindo como cada uma se deverá comportar ao encontrar o detector segundo  $x$  (1.º valor do par) ou segundo  $y$  (2.º valor do par). Mais uma vez surge um problema: se as partículas forem indistinguíveis, então quem é que segue o primeiro par de valores (ou o segundo ou o terceiro)? Podemos dar a volta à questão tornando os **detectores** distinguíveis. Assim, o primeiro par de valores será satisfeito pela partícula que for lida pelo medidor 1, o segundo par pela partícula que for lida pelo medidor 2, etc. Como temos em cada tabela  $3 \times 2$  entradas que podem tomar os valores  $+$  ou  $-$ , são então possíveis  $2^6 = 64$  combinações de valores, isto é, 64 tabelas possíveis. Porém, levando em conta o facto experimental que está na base desta parte da experiência (o produto das medidas ser sempre  $+1$  ao medir o spin de uma das partículas segundo  $x$  e das outras duas

segundo  $y$ ), chega-se à conclusão (fica como exercício para o leitor) de que necessariamente apenas 8 dentre estas 64 tabelas satisfazem a esta condição. Se tivermos as tabelas organizadas da seguinte forma...

	Detector 1	Detector 2	Detector 3
x	+	-	-
y	-	+	+

...então podemos representar as oito “eleitas” da seguinte forma:

1	2	3	4
+++	+- -	-+-	- - +
+++	+- -	-+-	- - +
5	6	7	8
+ - -	+++	- - +	- + -
- + +	- - -	+ + -	+ - +

A tabela 5, por exemplo, significa que a partícula medida no detector 1 deverá ter spin  $+1$  se a medição for segundo  $x$  e  $-1$  se a medição for segundo  $y$  (note que a primeira vertical é formada pelos símbolos  $+ -$ ). No detector 2 (segunda coluna) a partícula deverá ter, segundo esta convenção, spin  $-1$  se medida segundo  $x$  e spin  $+1$  se medida segundo  $y$ . O mesmo tipo de raciocínio aplica-se à terceira coluna (portanto, refere-se ao detector 3). É fácil verificar que todas as oito tabelas propostas permitem que, qualquer que seja a combinação que se faça com os detectores (contanto que se meça uma componente  $x$  e duas  $y$ ), o produto das medições será sempre  $+1$ . Note-se que, mesmo que associemos um peso estatístico a cada uma das tabelas, de modo a que o processo de escolha na fonte siga uma determinada distribuição, não altera nada do que se disse até aqui. Portanto, vamos no bom caminho!

Será que vamos? E se, subitamente, resolvermos medir as três componentes segundo  $x$ ? Será que a hipótese local que acabamos de criar não cai por terra?

Pois bem, esta é a segunda parte da experiência. Olhando para a primeira linha das oito tabelas, notamos que o produto das medições apenas segundo  $x$  é sempre  $+1$ . Mas isto é o que prevê este raciocínio. O que é que nos diz a mecânica quântica?

### A abordagem quântica

A abordagem quântica formal do problema deve ser baseada nas propriedades das matrizes de Pauli  $\sigma_x$ ,  $\sigma_y$  e  $\sigma_z$ , que estão relacionadas com os operadores de spin através de uma constante de proporcionalidade ( $\hbar/4\pi$ ). A cada

tipo de medição associamos, como é natural, um operador. Assim, teremos três operadores

$$\begin{aligned} \mathbf{A} &= \sigma_x^1 \sigma_x^2 \sigma_x^3 \\ \mathbf{B} &= \sigma_y^1 \sigma_x^2 \sigma_y^3 \\ \mathbf{C} &= \sigma_y^1 \sigma_y^2 \sigma_x^3 \end{aligned}$$

O operador  $\mathbf{A}$ , como se pode notar, mede, dado um estado  $|\Psi\rangle$  do conjunto das três partículas, a componente de spin da partícula detectada em 1 segundo  $x$  e o das partículas detectadas em 2 e 3 segundo  $y$ . A interpretação de  $\mathbf{B}$  e  $\mathbf{C}$  é análoga.

Dadas as (boas) propriedades de comutação e anti-comutação das matrizes de Pauli (e não esquecendo que matrizes que dizem respeito a detectores diferentes comutam sempre), é fácil verificar que

$$[\mathbf{A}, \mathbf{B}] = [\mathbf{A}, \mathbf{C}] = [\mathbf{B}, \mathbf{C}] = 0$$

Estas relações de comutação entre os operadores  $\mathbf{A}$ ,  $\mathbf{B}$  e  $\mathbf{C}$  demonstram que estes são compatíveis, permitindo-nos criar uma base de estados próprios dos três operadores. Como estes operadores são hermiticos (pois as matrizes de Pauli o são) e  $\mathbf{A}^2 = \mathbf{B}^2 = \mathbf{C}^2 = \mathbf{I}$ , os valores próprios destes estados são forçosamente  $\pm 1$ . O tal produto entre medidas de spin, que valia sempre  $+1$ , simplesmente mostra que escolhemos o estado que é simultaneamente estado próprio de  $\mathbf{A}$ ,  $\mathbf{B}$  e  $\mathbf{C}$  com valores próprios  $+1$ ,  $+1$  e  $+1$ . É possível demonstrar que esse estado é dado pelo ket

$$|\Psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [|+, +, +\rangle - |-, -, -\rangle]$$

construído no espaço de Fock das partículas detectadas em 1, 2 e 3, e usando como suporte os estados próprios de  $\sigma_z$ .

Agora chegou o momento mais interessante. Notemos, em primeiro lugar, que o processo de medição do spin das três partículas segundo  $x$  é dado pelo operador

$$\mathbf{D} = \sigma_x^1 \sigma_x^2 \sigma_x^3$$

que, usando as propriedades de anticomutação das matrizes de Pauli, é dado pelo produto  $\mathbf{ABC}$  vezes  $-1$  (cf. Apêndice). Isto é, se tivermos o estado  $|\Psi\rangle$  próprio de  $\mathbf{A}$ ,  $\mathbf{B}$  e  $\mathbf{C}$  com valores próprios  $+1$  para os três, teremos

$$\mathbf{A} \mathbf{B} \mathbf{C} |\Psi\rangle = \mathbf{A} \mathbf{B} |\Psi\rangle = \mathbf{A} |\Psi\rangle = |\Psi\rangle$$

que nos levará ao resultado que tanto esperávamos,

$$\mathbf{D} |\Psi\rangle = -\mathbf{A} \mathbf{B} \mathbf{C} |\Psi\rangle = -|\Psi\rangle$$

Que quer dizer esta última expressão? Que o estado  $|\Psi\rangle$  que construímos anteriormente também é estado próprio de  $\mathbf{D}$ , porém com valor próprio  $-1$  !!! Portanto, a previsão da mecânica quântica para a segunda parte da

experiência dá o valor simétrico do previsto pelo esquema local que inventamos. Assim, ao realizarmos a segunda parte da experiência, estaremos aptos a distinguir, sem ambiguidade, se é o nosso esquema ou se é a teoria quântica que tem razão!

## Conclusão

No tratamento de questões fundamentais como esta, é extremamente difícil ser-se conclusivo quanto à interpretação dos dados obtidos pela experiência. O que quererá isto tudo dizer? Será que existe uma espécie de “acção fantasmagórica à distância” (*spukhafte fernwirkungen* — expressão do próprio Einstein) que liga o que acontece a uma partícula ao que acontece a outra, já que estas não se podem comunicar de uma maneira fisicamente mensurável? Ou será que os problemas simplesmente estão mal propostos?

A dificuldade não está no acto de especular, mas sim em testar aquilo que se imaginou. Por exemplo, poderíamos avançar com a hipótese de que o conceito de comunicação é um conceito intrinsecamente clássico, que perde o seu significado quando estamos no limite quântico. Quer dizer, quando estamos no mundo quântico, a função de onda de um determinado sistema não está presa ao conceito de espaço: quando colapsa, devido à medição de uma das suas variáveis, todas as outras assumem valores únicos, independentemente de onde e como serão feitas as medições destas! Por outras palavras, não podemos medir “parte” da função de onda (o que corresponderia a uma das partículas) sem interferir imediatamente com o resto.

No fundo, a ideia de “acção fantasmagórica à distância” resume-se ao facto de a função de onda não precisar de comunicar com as suas diversas “partes” para colapsar. Mesmo assim, continuamos com os “fantasmas” na teoria! Na verdade, esta ideia é menos bizarra do que possa parecer. Afinal, se a função de onda não tem uma existência física, porque sujeita-la às leis? Claro que se poderia argumentar que a função de onda de dois sujeitos a conversar não tem existência física, e portanto poder-se-ia passar informação a velocidades infinitas. Mas é preciso levar em conta questões importantes: 1) o papel da consciência no acto da medida e da passagem de informação; 2) a distinção, se é que possível, de sujeito e objecto; 3) a distinção entre domínios clássico e quântico. E portanto, o mais simples e francamente possível, só consigo tirar uma conclusão: nada sei!

Será que esta experiência traz algo de realmente novo relativamente à experiência de EPR? Penso que não. Note-se que EPR depende de uma análise estatística dos resultados. Idealmente, GHZ não necessita de tal análise, pois afinal só precisamos saber se uma dada quantidade, acessível através de uma única experiência, vale  $+1$  ou  $-1$ .

Porém, existem dois factores que podem tornar esta experiência pouco atraente: não me parece fácil, contrariamente a EPR, a sua realização experimental. Por exemplo, que tipo de fonte de partículas poderíamos usar? Tanto quanto saiba, a experiência de GHZ ainda não se “materializou”. Por outro lado, acabamos sempre por depender de uma análise estatística dos resultados. Vejamos: *Idealmente*, é possível preparar a experiência de forma a que, do ponto de vista da mecânica quântica, estejamos num estado próprio dos operadores A, B e C, garantindo assim que o valor que vamos obter na primeira parte será sempre +1. No entanto, *experimentalmente*, não é certo que consigamos pôr o sistema neste estado. Portanto, só conseguimos ter alguma confiança na experiência se a repetirmos várias vezes e fizermos a sua estatística. Assim, podemos em certa medida dizer que se trata simplesmente de uma variação engenhosa do mesmo *puzzle*, que não será nem mais nem menos conclusiva relativamente à questão da não localidade da teoria quântica!

Perante este comportamento bizarro do mundo, é fácil compreender a posição de Einstein quando escreveu: “I cannot seriously believe in [the quantum theory] because it cannot be reconciled with the idea that physics should represent a reality in time and space, free from spooky actions at a distance” [3].

O autor agradece a J. M. B. Lopes dos Santos e a C. M. Vale o auxílio prestado em discussões acerca deste problema.

#### REFERÊNCIAS

- [1] LOPES DOS SANTOS, J. M. B. — *Gazeta de Física*, vol. 12, fasc. 1  
 [2] Alguns artigos que também tratam deste problema são dados a seguir:
- MERMIN, N. D. — “Bringing home the atomic world: Quantum mysteries for anybody”, *Am. J. Phys.*, Outubro 1981;
  - MERMIN, N. D. — “Quantum mysteries revisited”, *Am. J. Phys.*, Agosto 1990;
  - MERMIN, N. D. — “Is the moon there when nobody looks? Reality and the quantum theory”, *Physics Today*, Abril 1985;
  - J.S.BELL, J. S. — “Bertlmann’s socks and the nature of reality”, *Journal de Physique*, C2, sup. 3, tome 42, Março 1981.
- [3] “The Born-Einstein letters”, *Walker*, New York, 1971.

#### Apêndice

Vamos rapidamente, baseados nas relações de anticomutação das matrizes de Pauli; mostrar a relação entre os operadores A, B e C com o operador D.

Por um lado, sabemos que  $[\sigma_i, \sigma_j]_+ = 2\delta_{ij}$ . Portanto, as matrizes x e y que dizem respeito a mesma partícula obedecem à relação  $\sigma_x \sigma_y = -\sigma_y \sigma_x$ . Por outro lado,  $(\sigma_i)^2 = 1$ . Assim

$$A B C = (\sigma_x^1 \sigma_y^2 \sigma_y^3) (\sigma_y^1 \sigma_x^2 \sigma_x^3) (\sigma_y^1 \sigma_y^2 \sigma_x^3) = \sigma_x^1 \sigma_y^2 \sigma_y^3 \sigma_x^2 \sigma_y^1 \sigma_x^3 = \\ = \sigma_x^1 \sigma_y^2 \sigma_x^2 \sigma_y^1 \sigma_x^3 = -\sigma_x^1 \sigma_x^2 \sigma_y^2 \sigma_y^1 \sigma_x^3 = -\sigma_x^1 \sigma_x^2 \sigma_x^3 = -D$$

A. Guerin Moreira é aluno finalista do Curso de Física da Faculdade de Ciências da Universidade do Porto.

## Niels Bohr e a bomba atômica

Em 6 de Agosto de 1945, explodiu a 1.<sup>a</sup> bomba atômica sobre Hiroshima; 3 dias depois, outra bomba, sobre Nagasaki, punha termo à 2.<sup>a</sup> Guerra Mundial. A invenção da bomba atômica mudou, para sempre, a História da guerra e da humanidade. Mas a história completa da bomba atômica está por escrever — há, ainda, muito material classificado nos arquivos militares ocidentais e só recentemente começaram a ficar disponíveis os ficheiros secretos da ex-União Soviética.

Foi o medo de uma bomba nuclear alemã que fez desencadear o célebre Projecto Manhattan, esforço gigantesco de ciência, tecnologia e organização, conduzindo à construção das bombas referidas. Medos que tinham alguma justificação, pois na Alemanha nazi ficaram alguns dos maiores físicos nucleares da época, como Heisenberg ou Hahn, o descobridor, em 1938 da fissão induzida do urânio. E seria precisamente Heisenberg a ter um importante e misterioso encontro com N. Bohr, em Setembro de 1941, onde lhe terá mostrado um desenho de um reactor nuclear capaz de produzir plutónio, o explosivo empregue em Nagasaki. Desse encontro saiu Bohr convencido da existência de um esforço nuclear alemão. Dado o enorme peso científico de Bohr e a sua integração (embora como consultor, apenas) no Projecto Manhattan, que então se iniciava, compreende-se o alarme que aquele desenho criou. Mas qual foi a motivação de um encontro entre dois eminentes cientistas, amigos, é certo, mas representando duas nações em guerra? Desse misterioso encontro nos relata J. Bernstein (*Sc. Am.*, p. 72, Maio 95) num artigo onde História e Física se cruzam com emoção.

Finda a 2.<sup>a</sup> Guerra Mundial, começou a guerra fria e, em Novembro de 1945, o KGB assedia Bohr procurando informações sobre o processo nuclear americano. Dessas reuniões, realizadas em verdadeiro ambiente Bondiano, existem transcrições, hoje tornadas públicas, e que recentemente originaram graves acusações sobre a integridade de Bohr (e, também, Oppenheimer e Fermi), apontando-o como colaborador dos soviéticos. Num outro artigo muito interessante (*Sc. American*, p. 65, Maio 95), H. A. Bethe *et al.* desmontam, como se num tribunal estivessemos, as provas da acusação, pronunciando-se pela absoluta honestidade de N. Bohr, figura cuja estatura científica e moral se mantém exemplarmente para as gerações futuras. Sobre o grande físico dinamarquês, encontrará o leitor interessado um excelente retrato histórico em A. Pais «N. Bohr’s times: in Physics, Philosophy and Polity», Oxford University Press, 1991.

Eduardo Seabra Lage