Uma noção de realismo quântico e suas implicações

Renato Moreira Angelo

Departamento de Física, UFPR, Curitiba-PR, Brasil

São Paulo, Out/2018

Grupo de Teoria Quântica e Semiclássica

Instituto Nacional de Ciência e Tecnologia
Informação Quântica (INCT-IQ/CNPq)

Fundações Quânticas

Informação Quântica

Definição. Processamento. Fluxo. Dualidade. Papel Termodinâmico

Correlações Quânticas

Discórdia. Emaranhamento. EPR-Steering. Não-localidade quântica.

Limite Semiclássico

Emaranhamento. Valores médios. Teoria clássica de variáveis ocultas.

Física Básica

Realismo. Referenciais Quânticos. Medição. Trabalho e Calor (1ª Lei).

Sumário

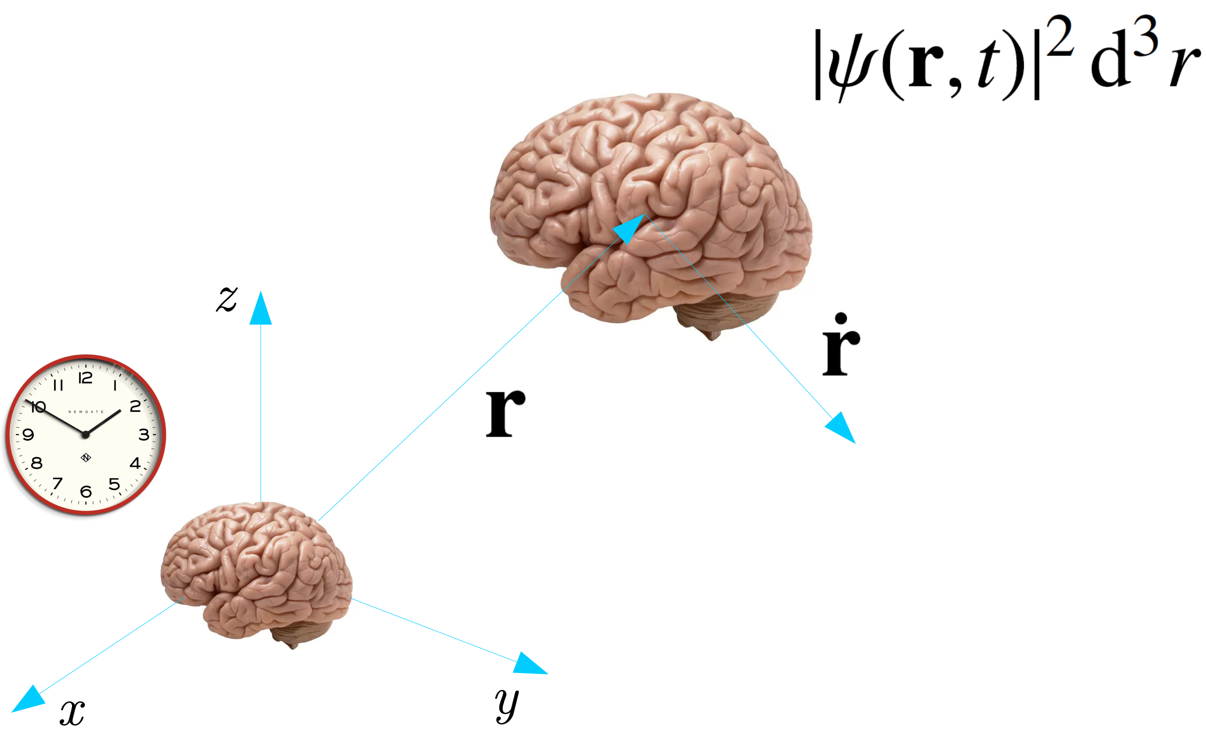
- MC vs MQ: dificuldades conceituais
- Realismo (EPR) e não-localidade (Bell)
- Nosso modelo:
    - Irrealidade
    - Não-localidade baseada em realismo
    - Complementaridade realidade-informação
    - Paradoxos quânticos
- Projetos

Realidade física

René Descartes

"Cogito, ergo sum"

(I think, therefore I am)



Elemento de realidade física:

Valor determinado para uma quantidade física!

Mecânica Clássica

$$m_k \frac{d^2\mathbf{r}_k}{dt^2} = -\nabla_k V$$

$$\text{Estado: } \{\mathbf{r}_1(t), \cdots, \mathbf{r}_N(t)\}$$

- Realismo
- Determinismo

Mecânica Quântica

$$i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t} = \left(-\sum_k \frac{\hbar^2}{2m_k}\nabla_k^2 + V\right)\psi$$

Estado: $\psi(\mathbf{r}_1, \cdots, \mathbf{r}_N, t)$

Densidade de probabilidade: $|\psi|^2$

- Realismo?
- Determinismo?

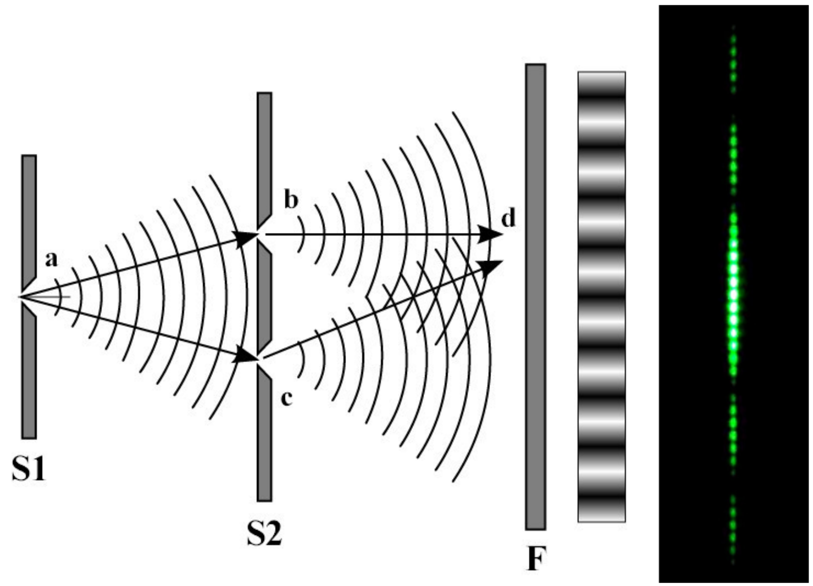
Princípio de Incerteza

$$\Delta x \ \Delta p \geq \frac{\hbar}{2}$$

$$\hbar = 1,054 \times 10^{-34} \ \mathrm{J{\cdot}s}$$

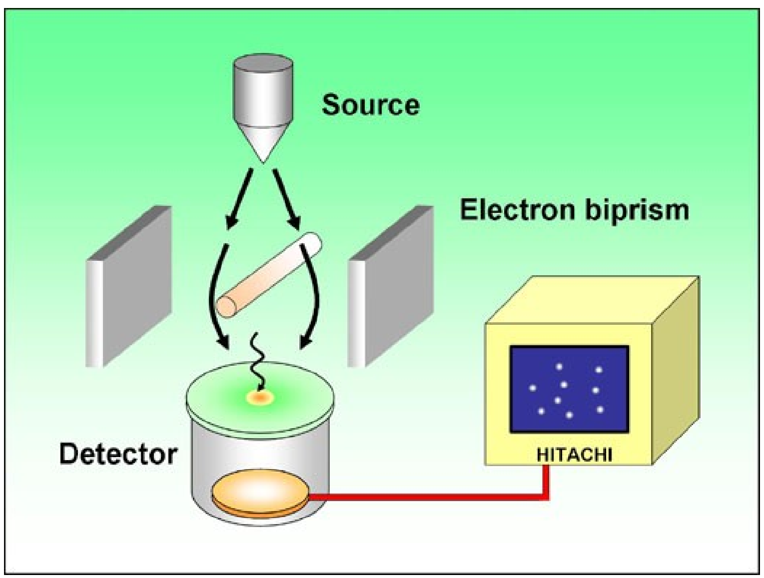
Segue que $|p\rangle = \int dx \ \frac{e^{ixp/\hbar}}{\sqrt{2\pi\hbar}} \ |x\rangle.$

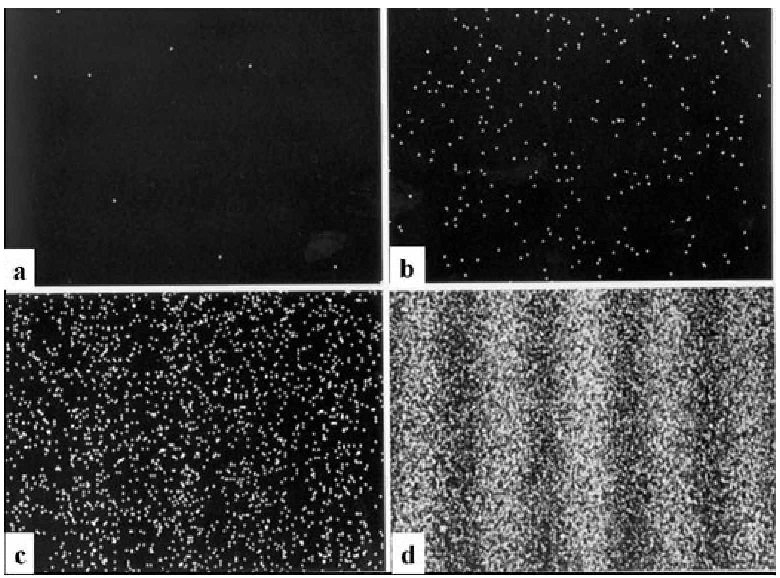
Superposição quântica



$$|\psi\rangle = \frac{|\varphi_1\rangle + |\varphi_2\rangle}{\sqrt{2}}$$

A. Tonomura, J. Endo, T. Matsuda, T. Kawasaki, and H. Ezawa, Am. J. Phys. 57, 117 (1989).





http://www.hitachi.com/rd/portal/research/em/doubleslit.html

Problema da Medição

$$|\psi\rangle = \sum_a c_a|a\rangle \quad \xrightarrow{(a)} \quad \frac{A_a|\psi\rangle}{\sqrt{\langle\psi|A_a|\psi\rangle}} = |a\rangle \qquad \Big(A_a = |a\rangle\langle a|\Big)$$

$$\rho \quad \xrightarrow{(a)} \quad \frac{A_a\,\rho\,A_a}{\mathrm{Tr}\,(A_a\,\rho\,A_a)} = A_a \otimes \rho_{\mathcal{B}|a}$$

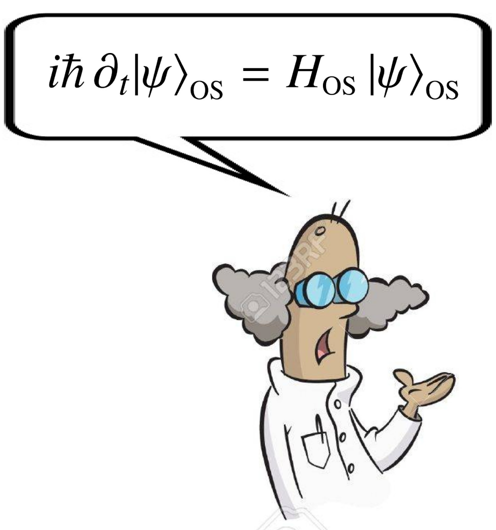
<u>Colapso</u>: abrupto, aleatório, irreversível!

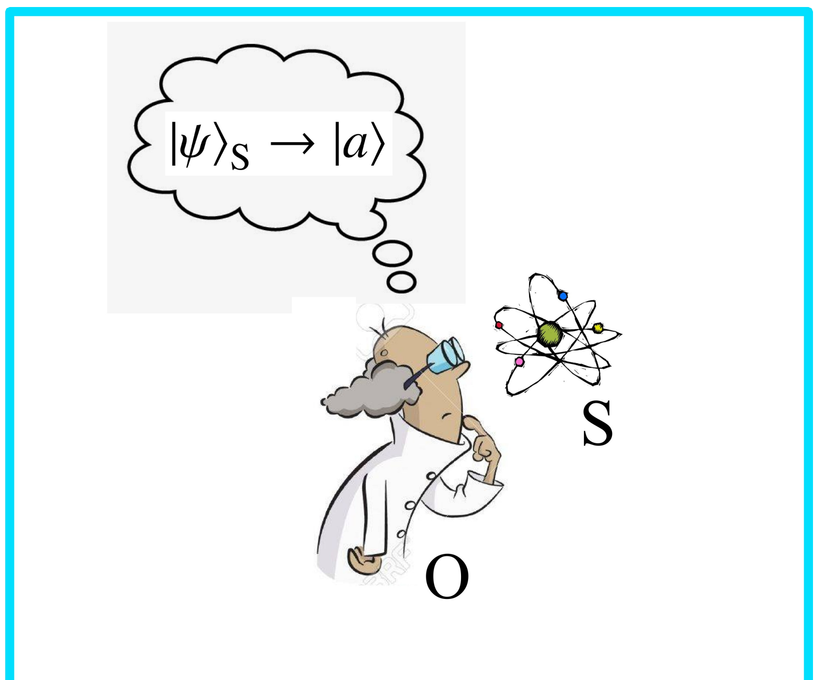
Problema da Medição

$$|\psi\rangle = \sum_a c_a |a\rangle \quad \xrightarrow{(a)} \quad \frac{A_a|\psi\rangle}{\sqrt{\langle\psi|A_a|\psi\rangle}} = |a\rangle \qquad \Big(A_a = |a\rangle\langle a|\Big)$$

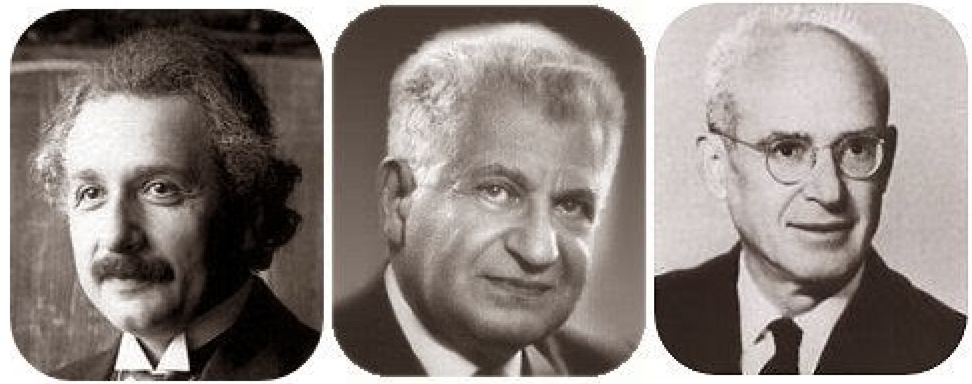
$$\rho \quad \xrightarrow{(a)} \quad \frac{A_a\,\rho\,A_a}{\mathrm{Tr}\,(A_a\,\rho\,A_a)} = A_a \otimes \rho_{\mathcal{B}|a}$$

<u>Colapso</u>: abrupto, aleatório, irreversível!





Everett (1957)



A. Einstein B. Podolsky N. Rosen

EPR

MAY 15, 1935 PHYSICAL REVIEW VOLUME 47

Can Quantum-Mechanical Description of Physical Reality Be Considered Complete?

A. EINSTEIN, B. PODOLSKY AND N. ROSEN, *Institute for Advanced Study, Princeton, New Jersey*

(Received March 25, 1935)

The New York Times.

Copyright, 1935, by The New York Times Company.

Entered as Second-Class Matter, Postoffice, New York, N. Y. NEW YORK, SATURDAY, MAY 4, 1935. P TWO CENTS

EINSTEIN ATTACKS QUANTUM THEORY

Scientist and Two Colleagues Find It Is Not 'Complete' Even Though 'Correct.'

O argumento

Definições

Teoria "boa": correta ✓ e completa.

Completa: contempla todos os elementos de realidade física.

Elementos de realidade: 100% de previsão sem distúrbio.

Constatação

A MQ não fornece valores simultâneos para observáveis incompatíveis.

Dilema

(1) Ou tais observáveis não têm realidade simultânea;

(2) Ou a MQ é incompleta.

$$|\psi\rangle = \frac{|+\hat{z}\rangle|-\hat{z}\rangle - |-\hat{z}\rangle|+\hat{z}\rangle}{\sqrt{2}} = \frac{|+\hat{x}\rangle|-\hat{x}\rangle - |-\hat{x}\rangle|+\hat{x}\rangle}{\sqrt{2}}$$

Porque a natureza é local, $\sigma_{z,x}$ têm realidade simultânea e a MQ é incompleta!!

Physics Vol. 1, No. 3, pp. 195–200, 1964

ON THE EINSTEIN PODOLSKY ROSEN PARADOX*

J. S. BELL†
Department of Physics, University of Wisconsin, Madison, Wisconsin

Hipótese (causalidade local)

$$p(a, b|A, B) = \sum_{\lambda} p_{\lambda}\; p(a|A, \lambda)\; p(b|B, \lambda)$$

$$\mathcal{B} \equiv \left|\langle A_1\, B_1\rangle + \langle A_1\, B_2\rangle + \langle A_2\, B_1\rangle - \langle A_2\, B_2\rangle\right| \leqslant 2$$

(CHSH)

$$-1 \leqslant \{A_k, B_k\} \leqslant 1$$

$$\langle A\, B\rangle = \sum_{a,b} p(a, b|A, B)\, a\, b$$

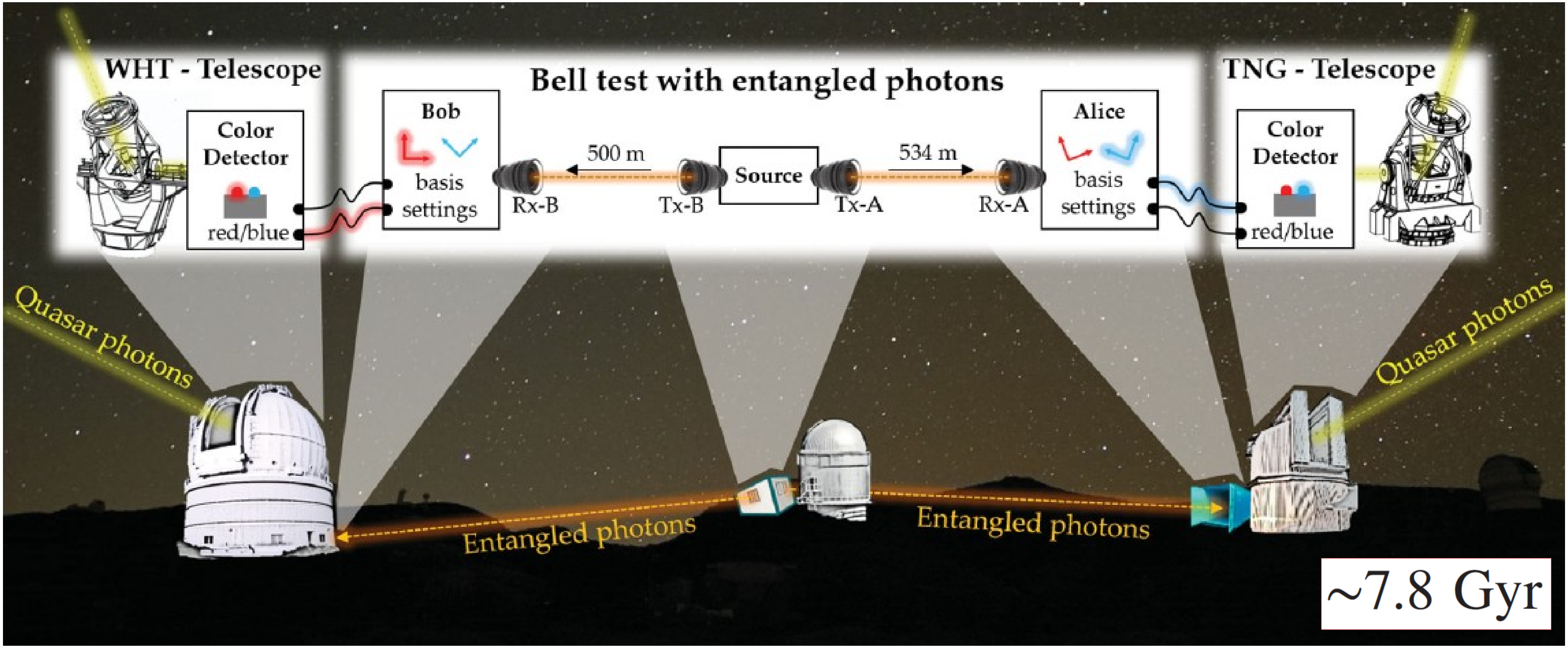
Hensen *et al*, Nature (2015);
Giustina *et al*, PRL (2015);
Shalm *et al*, PRL (2015);
Hensen *et al*, Sci.Rep. (2016);
Rosenfeld, PRL (2017).

PHYSICAL REVIEW LETTERS **121,** 080403 (2018)

Editors' Suggestion

Cosmic Bell Test Using Random Measurement Settings from High-Redshift Quasars

Dominik Rauch,[1,2,*] Johannes Handsteiner,[1,2] Armin Hochrainer,[1,2] Jason Gallicchio,[3] Andrew S. Friedman,[4] Calvin Leung,[1,2,3,5] Bo Liu,[6] Lukas Bulla,[1,2] Sebastian Ecker,[1,2] Fabian Steinlechner,[1,2] Rupert Ursin,[1,2] Beili Hu,[3] David Leon,[4] Chris Benn,[7] Adriano Ghedina,[8] Massimo Cecconi,[8] Alan H. Guth,[5] David I. Kaiser,[5,†] Thomas Scheidl,[1,2] and Anton Zeilinger[1,2,‡]



Ver também: **Ming-Han Li *et al,* PRL 121, 080404 (2018).**

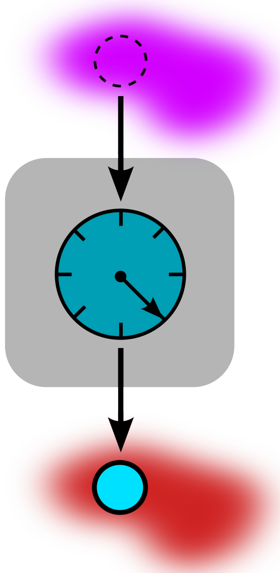
Nosso modelo

Quantificando elementos de realidade

[Bilobran and Angelo, EPL 112 (2015) 40005]

Preparação: ρ em $\mathcal{H}_{\mathcal{A}} \otimes \mathcal{H}_{\mathcal{B}}$

Medição de $A = \sum_a a \mathrm{A}_a$



$$\frac{\left(\mathrm{A}_a \otimes \mathbb{1}_{\mathcal{B}}\right)\rho\left(\mathrm{A}_a \otimes \mathbb{1}_{\mathcal{B}}\right)}{p_a} = \mathrm{A}_a \otimes \rho_{\mathcal{B}|a}$$

Estado resultante: $\Phi_A(\rho) \equiv \sum_a p_a \mathrm{A}_a \otimes \rho_{\mathcal{B}|a} = \sum_a \left(\mathrm{A}_a \otimes \mathbb{1}_{\mathcal{B}}\right)\rho\left(\mathrm{A}_a \otimes \mathbb{1}_{\mathcal{B}}\right)$

▲ $\mathfrak{I}(A|\rho) \equiv S(\Phi_A(\rho)) - S(\rho) = S(\rho\|\Phi_A(\rho)) \geqslant 0$

$$\Phi_A \Phi_A(\rho) = \Phi_A(\rho)$$

- Inseparabilidade da realidade

$$\mathfrak{I}(A|\rho) = \mathfrak{I}(A|\rho_{\mathcal{A}}) + D_A(\rho)$$

$$D_A(\rho) = I_{\mathcal{A}:\mathcal{B}}(\rho) - I_{\mathcal{A}:\mathcal{B}}(\Phi_A(\rho))$$

- R.I. para observáveis maximamente incompatíveis
  (usando a R.I. derivada por Rudnicki, arXiv:1804.11119)

$$\mathfrak{I}(A|\rho) + \mathfrak{I}(A'|\rho) \geqslant I(\rho_{\mathcal{A}})$$

$$I(\rho) = \ln d - S(\rho)$$

Comparação

$|0\rangle = \frac{|+\rangle + |-\rangle}{\sqrt{2}}$ EPR (BA): σ_z real (real), σ_x irreal (irreal);

$\rho = \mathbb{1}/d$ EPR (BA): todos os observáveis são irreais (reais);

$\rho = (1-\nu)\,|0\rangle\langle 0| + \nu\,|1\rangle\langle 1|$ EPR (BA): σ_z irreal (real);

$|s\rangle = \frac{|0,1\rangle - |1,0\rangle}{\sqrt{2}}$ EPR (BA): $\sigma_{x,y,z}^{\mathcal{B}}$ são todos reais (irreais);

$\rho_\mu = (1-\mu)\,\frac{\mathbb{1}\otimes\mathbb{1}}{4} + \mu\,|s\rangle\langle s|$ Quão real é $\sigma_z^{\mathcal{B}}$ neste caso?

Não-localidade

- Não-localidade de Bell

$$p(a,b|A,B) = \sum_\lambda p_\lambda \, p(a|A,\lambda) \, p(b|B,\lambda)$$ **(causalidade local)**

- Mecanismo de não-localidade

$$|s\rangle = \frac{|0,1\rangle - |1,0\rangle}{\sqrt{2}} = |0,0\rangle_{[S^{tot}, S_z^{tot}]}$$ $$S_z^{\mathrm{tot}} = S_z^{\mathcal{A}} + S_z^{\mathcal{B}} = 0$$

Se $S_z^{\mathcal{A}}$ se torna real, $S_z^{\mathcal{B}}$ também o faz,
e de forma instantânea e não-local!

Não-localidade baseada em realismo (contexto)

[Bilobran and Angelo, EPL 112 (2015) 40005]

- Definição:

$$\boxed{\eta_{[A,B,\rho]} := \Im(A|\rho) - \Im(A|\Phi_B(\rho))}$$

$(\rho \text{ em } \mathcal{H}_\mathcal{A} \otimes \mathcal{H}_\mathcal{B})$

- Propriedades:

$$\eta_{[A,B,\rho]} = \eta_{[B,A,\rho]} \quad \text{(simetria)}$$

$$\eta_{[A,B,\rho]} \geqslant 0, \quad \text{igualdade para } \rho = \left\{\Phi_A(\rho),\ \Phi_B(\rho),\ \rho_\mathcal{A} \otimes \rho_\mathcal{B}\right\}$$

$$\eta_{[A',B',\rho]} = H\big(\{p_i\}\big), \quad \text{para } \rho = \sum_i p_i A_i \otimes B_i = \Phi_A \Phi_B(\rho)$$

Não-localidade baseada em realismo (estado)

[Gomes and Angelo, Phys. Rev. A 97, 012123 (2018)]

$$\boxed{\mathcal{N}_{\rm rb}(\rho) := \max_{A,B}\left[\mathfrak{I}(A|\rho) - \mathfrak{I}(A|\Phi_B(\rho))\right]}$$

$(\rho$ em $\mathcal{H}_{\mathcal{A}} \otimes \mathcal{H}_{\mathcal{B}})$

- Não-negatividade:

$$\mathcal{N}_{\rm rb}(\rho) \geqslant 0, \quad \text{igualdade para } \rho = \rho_{\mathcal{A}} \otimes \rho_{\mathcal{B}}$$

- Livre de anomalias:

$$\mathcal{N}_{\rm rb}(|\psi\rangle) = S(\rho_{\mathcal{A}}), \qquad \rho_{\mathcal{A}} = \mathrm{Tr}_{\mathcal{B}}\, |\psi\rangle\langle\psi|$$

Comparação

Estudo de caso: $\rho_\mu = (1-\mu)\frac{\mathbb{1}\otimes\mathbb{1}}{4} + \mu|s\rangle\langle s|$

Desigualdade CHSH: $|A_1B_1 + A_1B_2 + A_2B_1 - A_2B_2| \leqslant 2$

$$A_iB_j = \mathrm{Tr}\Big[\rho\Big(\hat{u}_i\cdot\vec{\sigma}\otimes\hat{v}_j\cdot\vec{\sigma}\Big)\Big] = -\mu\,\hat{u}_i\cdot\hat{v}_j$$

Introduza

$$x = \frac{\hat{u}_1\cdot(\hat{v}_1+\hat{v}_2)}{||\hat{v}_1+\hat{v}_2||}, \qquad y = \frac{\hat{u}_2\cdot(\hat{v}_1-\hat{v}_2)}{||\hat{v}_1-\hat{v}_2||}, \qquad z = \frac{1+\hat{v}_1\cdot\hat{v}_2}{2},$$

$$\{x,y\}\in[-1,1] \qquad z\in[0,1]$$

Para obter

$$\mathfrak{B}(x,y,z) := \left|x\sqrt{z} + y\sqrt{1-z}\right| \leqslant \frac{1}{\mu}$$

Comparação

$$\mathfrak{B}(x,y,z) := \left| x\sqrt{z} + y\sqrt{1-z} \right| \leqslant \frac{1}{\mu}$$

Violação máxima:

$$\mathcal{N}_{\mathrm{max}}(\rho_\mu) = \max\left[0, \max_{\{x,y,z\}} \mu\mathfrak{B}(x,y,z) - 1\right]$$

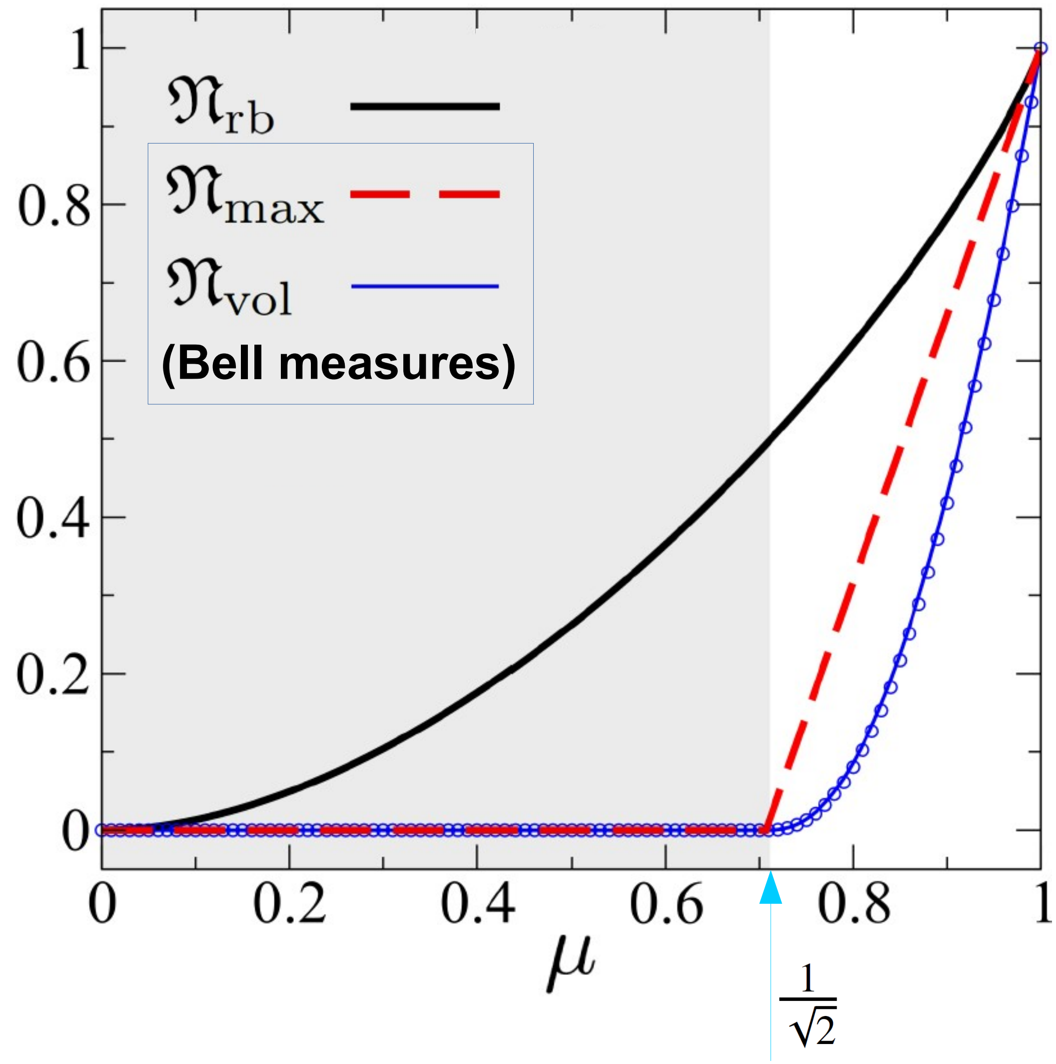
Volume de violação:

[Fonseca and Parisio, Phys. Rev. A 92, 030101(R) (2015)]

$$\mathcal{N}_{\mathrm{vol}}(\rho_\mu) = \frac{1}{V}\int\int\int_\Gamma \mathrm{d}x\,\mathrm{d}y\,\mathrm{d}z$$

$$\mathfrak{N}_{\square} = \frac{\mathcal{N}_{\square}(\rho_{\mu})}{\mathcal{N}_{\square}(\rho_{\mu=1})} \qquad (\square = \mathrm{rb,max,vol})$$

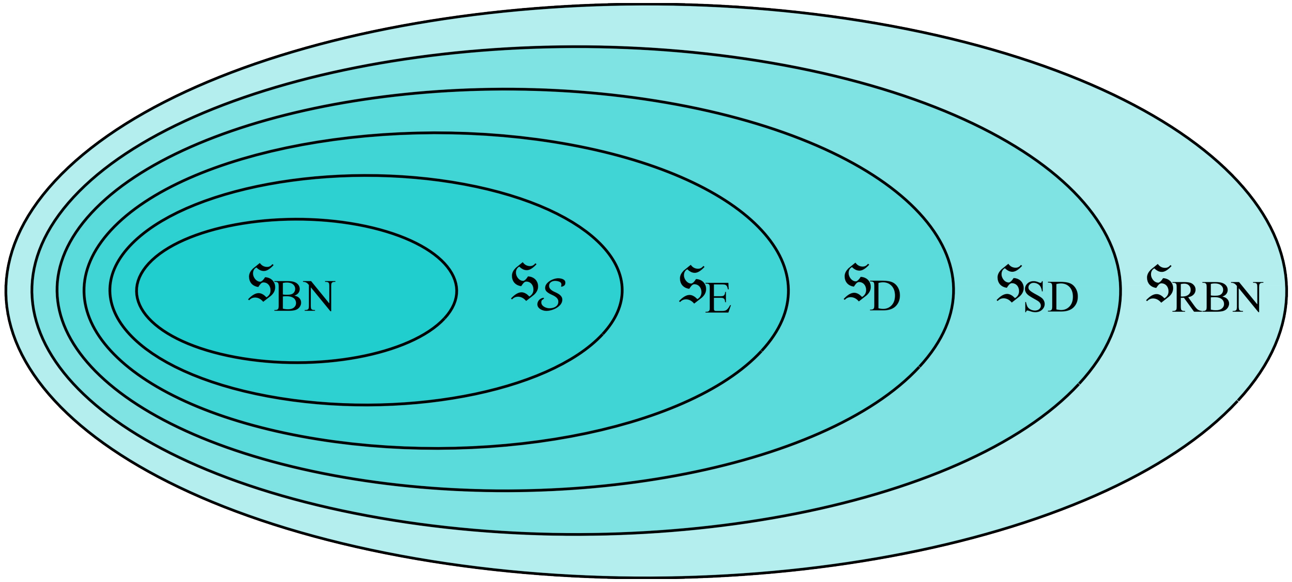
$$\rho_{\mu} = (1-\mu)\frac{\mathbb{1}\otimes\mathbb{1}}{4} + \mu|s\rangle\langle s|$$



Resiliência e hierarquia

[Gomes and Angelo, arXiv:1805.01859]

Sob *medições fracas* (bi)locais não reveladas, a quantidade de não-localidade baseada em realismo destruída para um estado genérico bipartido correlacionado é sempre menor do que a quantidade disponível no estado e sempre maior do que zero. Não há morte súbita!



$$\mathfrak{s}_{\mathrm{BN}} \subsetneq \mathfrak{s}_{\mathcal{S}} \subsetneq \mathfrak{s}_{\mathrm{E}} \subsetneq \mathfrak{s}_{\mathrm{D}} \subsetneq \mathfrak{s}_{\mathrm{SD}} \subsetneq \mathfrak{s}_{\mathrm{RBN}}$$

Informação e realidade: complementaridade

Info-realidade complementaridade

[Dieguez and Angelo, Phys. Rev. A 97, 022107 (2018)]

Informação: $$I(\rho) = \ln d - S(\rho)$$

Monitoramento: $$\mathcal{M}_O^{\epsilon}(\rho) = (1-\epsilon)\,\rho + \epsilon\,\Phi_O(\rho)$$

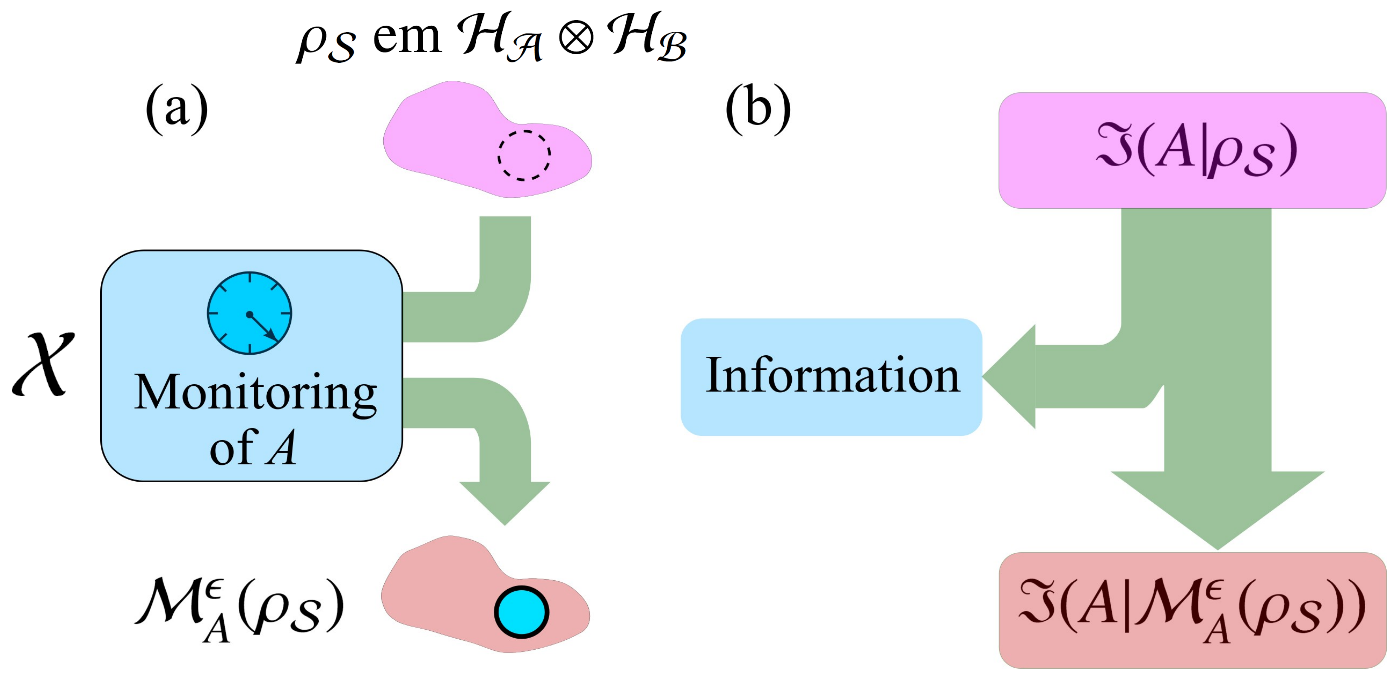
$$(0 < \epsilon < 1)$$

$$\lim_{n\to\infty}\left[\mathcal{M}_O^{\epsilon}\right]^n = \Phi_O$$

Mudança de realidade sob monitoramento:

$$\Delta\Re(O) + \Delta\Im(O) = 0$$

$$\Delta\Im(O) = \Im(O|\rho) - \Im(O|\mathcal{M}_{O'}^{\epsilon}(\rho))$$

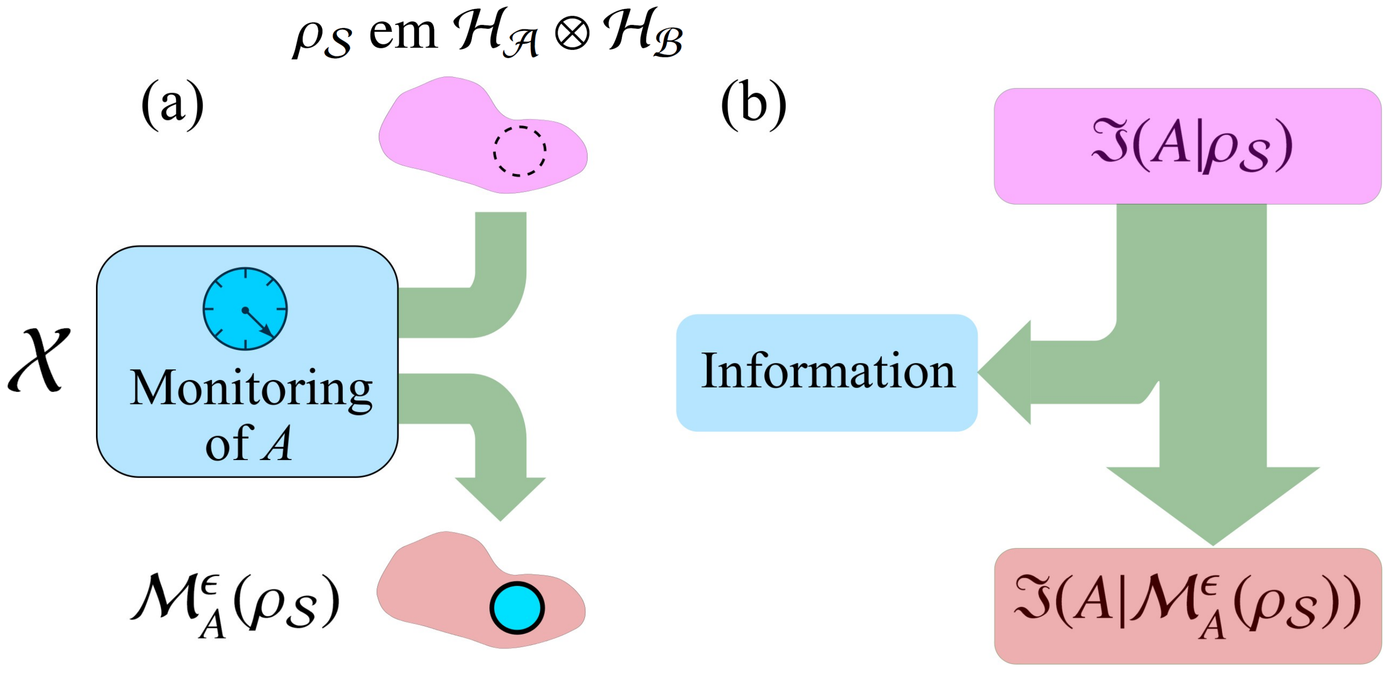


$$\mathcal{M}_A^{\epsilon}(\rho_{\mathcal{S}}) = \mathrm{Tr}_{\mathcal{X}}\left[U_{\mathcal{X}\mathcal{S}}\left(\rho_{\mathcal{S}} \otimes |x_0\rangle\langle x_0|\right)U_{\mathcal{X}\mathcal{S}}^{\dagger}\right]$$

$$\boxed{\Delta\left(I_{\mathcal{X}:\mathcal{S}} + I_{\mathcal{X}}\right) + \Delta\mathfrak{I}(A) = 0}$$

$$I_{\mathcal{X}\mathcal{S}} = I_{\mathcal{X}} + I_{\mathcal{S}} + I_{\mathcal{X}:\mathcal{S}}$$

$$\boxed{\Delta I_{\mathcal{S}} + \Delta\mathfrak{R}(A) = 0}$$

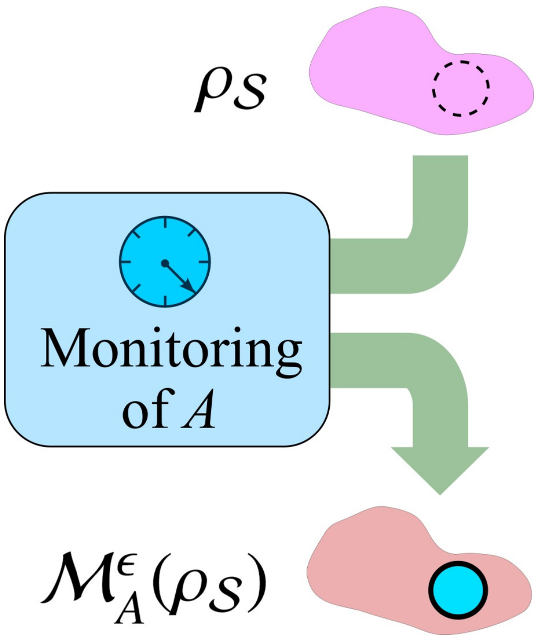


$$\mathcal{M}_A^\epsilon(\rho_S) = \mathrm{Tr}_\mathcal{X}\left[U_{\mathcal{X}S}\left(\rho_S \otimes |x_0\rangle\langle x_0|\right)U_{\mathcal{X}S}^\dagger\right]$$

Se ρ_S é puro...

$$\boxed{\Delta\mathfrak{R}(A) = E\left(|\psi\rangle_{\mathcal{X}S}\right)}$$

Monitoramento aumenta a realidade



$$\boxed{\epsilon\,\mathfrak{I}(A|\rho_{\mathcal{S}}) \leqslant \Delta\mathfrak{R}(A) < d\sqrt{\epsilon\tau/e}}$$

$$\tau = \tfrac{1}{2}\mathrm{Tr}\left|\rho_{\mathcal{S}} - \Phi_A(\rho_{\mathcal{S}})\right| \qquad d = \dim\mathcal{H}_{\mathcal{S}}$$

$$\boxed{0 \leqslant \Delta\mathfrak{R}(A')}$$

$$[A', A] \neq 0$$

Igualdade para $\rho_{\mathcal{S}} = \Phi_{A(A')}(\rho_{\mathcal{S}})$.

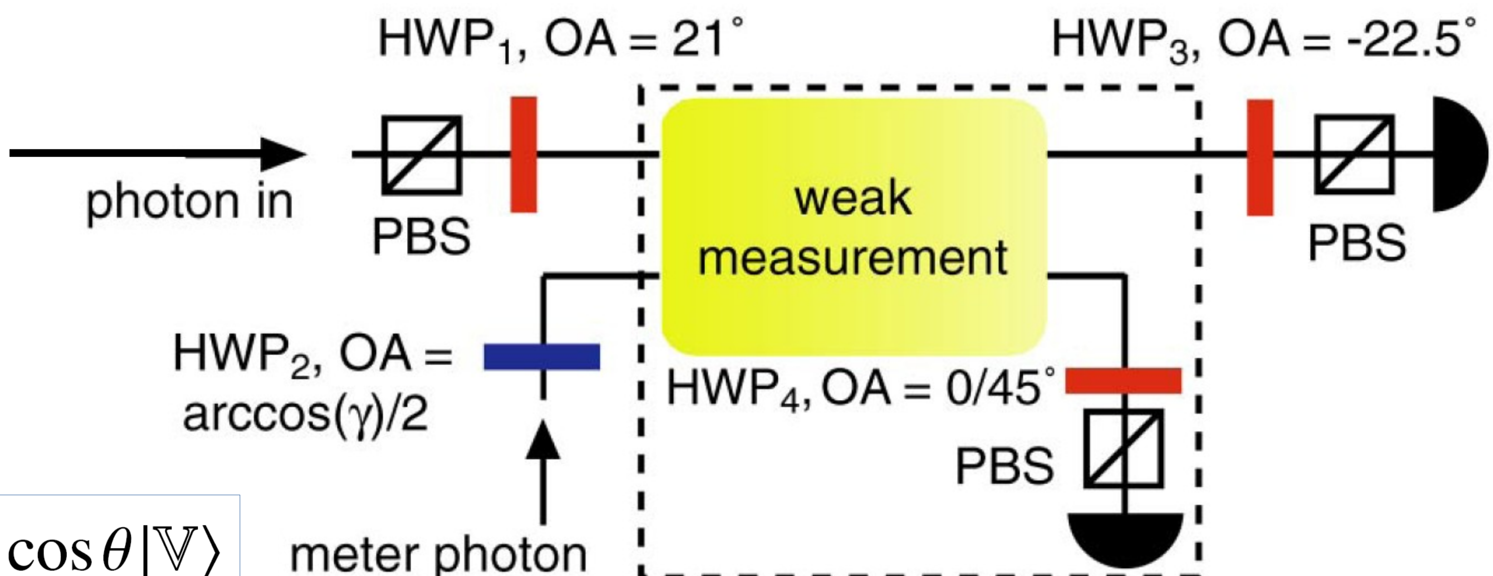
PHYSICAL REVIEW A **97**, 062108 (2018)

Information-reality complementarity in photonic weak measurements

Luca Mancino,[1] Marco Sbroscia,[1] Emanuele Roccia,[1] Ilaria Gianani,[1] Valeria Cimini,[1]
Mauro Paternostro,[2] and Marco Barbieri[1,3]

(Received 17 April 2018; published 7 June 2018)

$$|\psi\rangle = \frac{|H\rangle + |V\rangle}{\sqrt{2}}$$

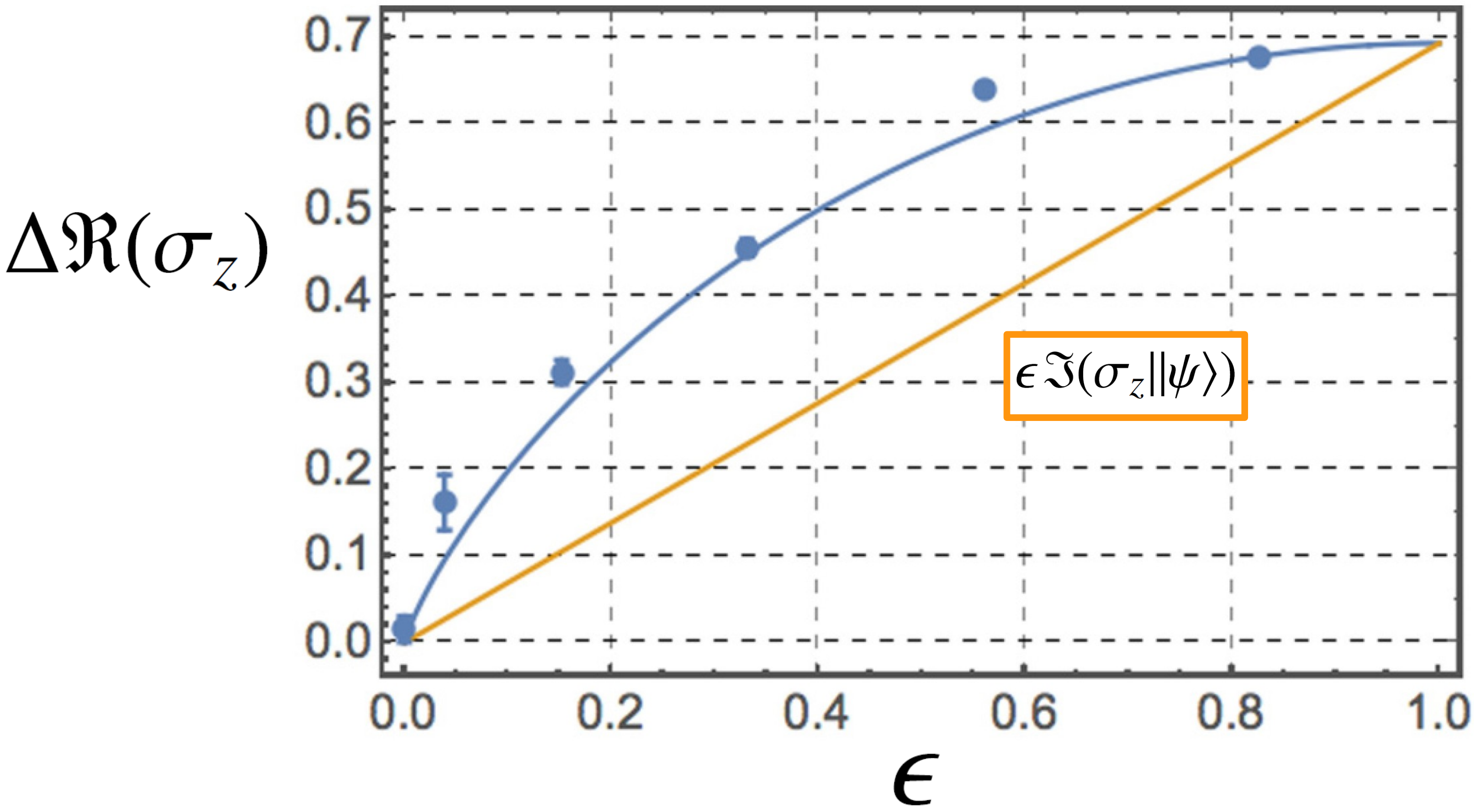


$$|\psi_\theta\rangle = \sin\theta|\mathbb{H}\rangle + \cos\theta|\mathbb{V}\rangle$$

[Pryde *et al* PRL 94, 220405 (2005)]

$$U = |\mathbb{V}\rangle\langle\mathbb{V}| \otimes \mathbb{1} + |\mathbb{H}\rangle\langle\mathbb{H}| \otimes \sigma_z$$

$$\epsilon = 1 - \cos(2\theta)$$

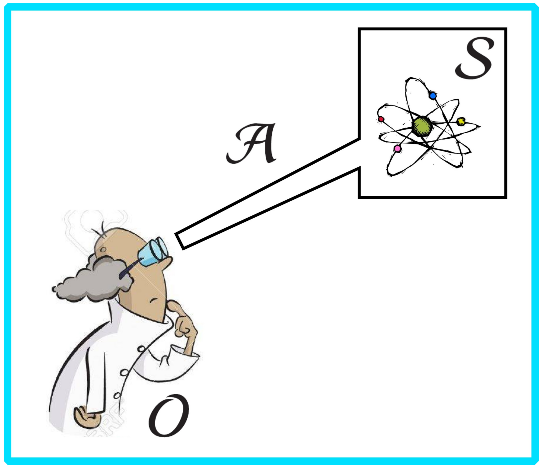


$$\Delta\Re(A) \geqslant \epsilon\Im(A|\rho)$$

Problema da medição (Everett)

▲ **Observador externo ($\mathcal{O}_{\mathbf{ext}}$)**

- Sistema fechado: $\rho_{\mathcal{OAS}} = U_{\mathcal{OA}}(\sigma_{\mathcal{AS}} \otimes |o\rangle\langle o|)U^{\dagger}_{\mathcal{OA}}$.
- Dinâmica da informação:



$$\begin{aligned} I(\rho_{\mathcal{OAS}}) &= I(\rho_{\mathcal{O}}) + I_{\mathcal{O}:\mathcal{AS}}(\rho_{\mathcal{OAS}}) + I(\rho_{\mathcal{AS}}) \\ &= {\color{red} I(\rho_{\mathcal{O}}) + I_{\mathcal{O}:\mathcal{AS}}(\rho_{\mathcal{OAS}})} + I(\rho_{\mathcal{A}}) + I_{\mathcal{S}|\mathcal{A}}(\rho_{\mathcal{AS}}) \end{aligned}$$

- Os dois primeiros termos são inacessíveis a $\mathcal{O}$.
- O terceiro, é info sobre o aparato.
- O último, com $\rho_{\mathcal{AS}} = \mathrm{Tr}_{\mathcal{O}}(\rho_{\mathcal{OAS}}) = \Phi_A(\sigma_{\mathcal{AS}})$, produz

$$\boxed{I_{\mathcal{S}|\mathcal{A}} = \ln d_{\mathcal{S}} - \sum_a p_a S\,(A_a \otimes \sigma_{\mathcal{S}|a})}$$

▲ **Observador interno ($\mathcal{O}$)**

- Não tem acesso ao próprio estado.
- Colapso: $\sigma_{\mathcal{AS}} \to A_a \otimes \sigma_{\mathcal{S}|a}$.
- Informação média sobre $\mathcal{S}$ condicionada a $\mathcal{A}$:

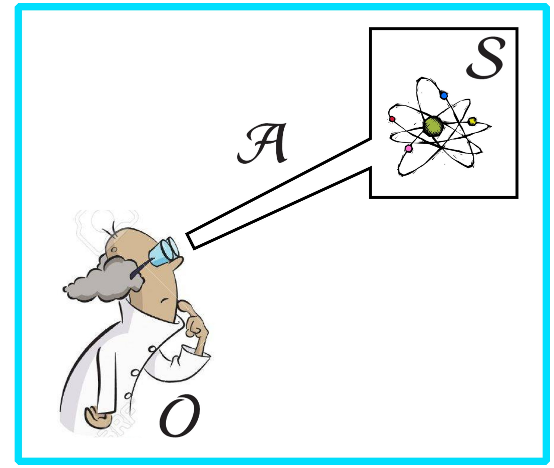
$$\boxed{\bar{I}_{\mathcal{S}|\mathcal{A}} = \ln d_{\mathcal{S}} - \sum_a p_a S\,(A_a \otimes \sigma_{\mathcal{S}|a})}$$

Problema da medição (Everett)

▲ **Observador externo ($\mathcal{O}_{\mathbf{ext}}$)**

- Sistema fechado: $\rho_{\mathcal{OAS}} = U_{\mathcal{OA}}(\sigma_{\mathcal{AS}} \otimes |o\rangle\langle o|)U^{\dagger}_{\mathcal{OA}}$.
- Dinâmica da informação:

$$\begin{aligned} I(\rho_{\mathcal{OAS}}) &= I(\rho_{\mathcal{O}}) + I_{\mathcal{O}:\mathcal{AS}}(\rho_{\mathcal{OAS}}) + I(\rho_{\mathcal{AS}}) \\ &= {\color{red} I(\rho_{\mathcal{O}}) + I_{\mathcal{O}:\mathcal{AS}}(\rho_{\mathcal{OAS}})} + I(\rho_{\mathcal{A}}) + I_{\mathcal{S}|\mathcal{A}}(\rho_{\mathcal{AS}}) \end{aligned}$$



- Os dois primeiros termos são inacessíveis a $\mathcal{O}$.
- O terceiro, é info sobre o aparato.
- O último, com $\rho_{\mathcal{AS}} = \mathrm{Tr}_{\mathcal{O}}(\rho_{\mathcal{OAS}}) = \Phi_A(\sigma_{\mathcal{AS}})$, produz

$$\boxed{I_{\mathcal{S}|\mathcal{A}} = \ln d_{\mathcal{S}} - \sum_a p_a S\left(A_a \otimes \sigma_{\mathcal{S}|a}\right)}$$

De um ponto de vista
<u>informacional</u>,
não há paradoxo!!

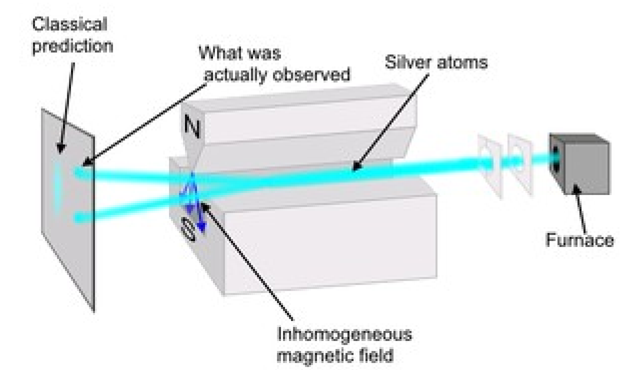
▲ **Observador interno ($\mathcal{O}$)**

- Não tem acesso ao próprio estado.
- Colapso: $\sigma_{\mathcal{AS}} \to A_a \otimes \sigma_{\mathcal{S}|a}$.
- Informação média sobre $\mathcal{S}$ condicionada a $\mathcal{A}$:

$$\boxed{\bar{I}_{\mathcal{S}|\mathcal{A}} = \ln d_{\mathcal{S}} - \sum_a p_a S\left(A_a \otimes \sigma_{\mathcal{S}|a}\right)}$$

Problema da medição

▲ **Experimento de Stern-Gerlach**



https://pt.wikipedia.org/wiki/Experimento_de_Stern-Gerlach

- Preparação do spin: $\alpha\,|+\rangle + \beta\,|-\rangle$.

- Após o magneto: $\boxed{|\psi_{\mathcal{S}}\rangle = \alpha\,|+\rangle| + \bar{z}\rangle + \beta\,|-\rangle| - \bar{z}\rangle}$,

  com $| \pm \bar{z}\rangle = \displaystyle\int \mathrm{d}z\,\psi(z \mp \bar{z})\,|z\rangle \simeq \sum_k \delta z\,\psi(z_k)\,|z_k \pm \bar{z}\rangle$ e $\bar{z} = n\,\delta z$.

- Estado inicial dos detectores: $\boxed{|\psi_{\mathcal{A}}\rangle = \bigotimes_i |\phi_i, 0\rangle}$,

  onde $|\phi_i, \epsilon\rangle \simeq \sum_k \delta z\,\phi(z_k)\,|z_k + z_i\rangle|\epsilon\rangle$, com $\epsilon = \{e, g\}$, $\langle\epsilon|\epsilon'\rangle = \delta_{\epsilon,\epsilon'}$ e $\langle\phi_i|\phi_j\rangle = \delta_{z_i,z_j}$.

- O estado $|\psi_{\mathcal{S}}\rangle|\psi_{\mathcal{A}}\rangle$ evolui para $\boxed{|\psi_{\mathcal{AS}}\rangle = \sum_k \delta z\,\psi(z)\left(\alpha\,|+\rangle|z_{k+n}\rangle|1_{k+n}\rangle + \beta\,|-\rangle|z_{k-n}\rangle|1_{k-n}\rangle\right)}$,

  para $|1_k\rangle \equiv |\phi_k, e\rangle \bigotimes_{i\neq k} |\phi_i, g\rangle$ o estado de uma excitação.

- O grau de liberdade de spin é, na verdade, inacessível!! Então:

  $\boxed{\rho_{\mathcal{A}} = \sum_k \delta z\,|\psi(z_k)|^2\left(|\alpha|^2|1_{k+n}\rangle\langle 1_{k+n}| + |\beta|^2|1_{k-n}\rangle\langle 1_{k-n}|\right)}$ (mistura estatística).

- O observável $\Gamma = \sum_i \gamma_i |1_i\rangle\langle 1_i|$ é tal que $\Im(\Gamma|\rho_{\mathcal{A}}) = 0$ (realidade definida).

- O fluxo de informação, via fótons, de $\mathcal{A}$ para o observador (que não se inclui na teoria) é formulado via colapso, como em qualquer teoria estatística! Como a realidade já estava definida, trata-se apenas de atualização Bayesiana de informação!

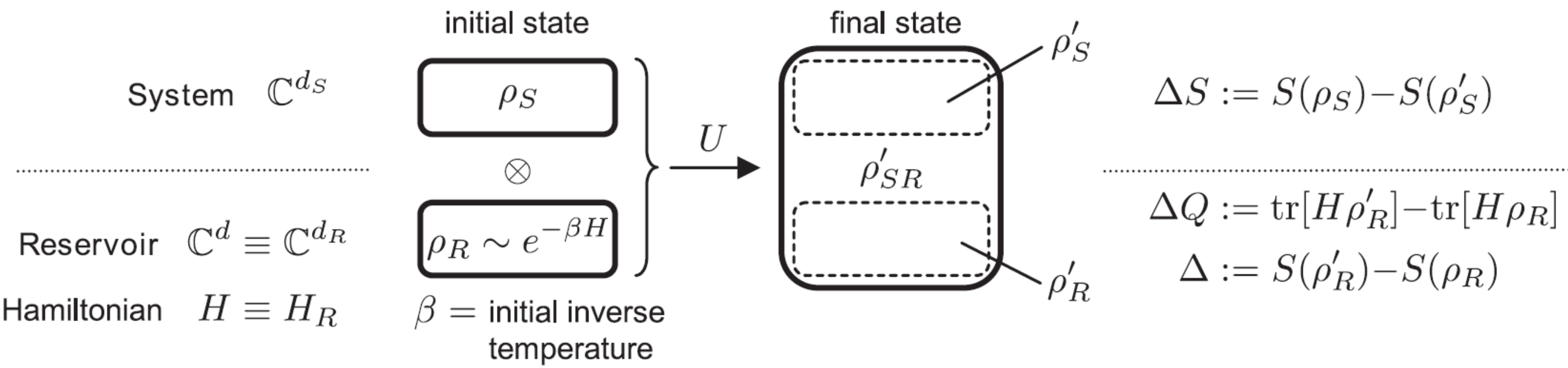
Projetos

- Não-localidade tripartida
- Realismo em teorias genéricas
- Teoria de recursos
- Realismo em diferentes referenciais quânticos
- Conexões com Q-Termo?

Conexões com Q-Termo?

D. Reeb and M. Wolf, NJP 16, 103011 (2014)

"An improved Landauer principle with finite-size corrections"



$$\beta \Delta Q = \Delta S + I(S' : R') + \boxed{D\left(\rho'_R \,\|\, \rho_R\right)} \geqslant \Delta S$$

Obrigado por seu tempo!