

Grupo de Caos Quântico & Informação Quântica

ENCONTRO DO INCT DE
INFORMAÇÃO QUÂNTICA
CBPF, 9-10/12/2010

EQUIPE

- Alfredo M. Ozorio de Almeida
- José Geraldo Peixoto de Faria
- Kyoko Furuya
- Marcus A. M. de Aguiar
- Maria Carolina Nemes
- Raul O. Vallejos

LINHAS DE PESQUISA

11. Teoria de informação e computação quântica:

b. Teoria básica de informação quântica: correlações clássicas e quânticas, entropias de informação, propriedades de **estados emaranhados**, descoerência, informação quântica no **espaço de fase**.



Teoria semiclássica de sistemas quânticos abertos (variáveis contínuas): emaranhamento e descoerência

3

COLABORAÇÕES

- Tours (CAPES-COFECUB)
- UFRJ
- UFF

INTERAÇÕES DOC → PÓSDOC

- Fernando Nicacio → UNICAMP
- Rômulo Abreu → UFF

4

TRABALHOS

5

Dissipação clássica induzida por reservatórios finitos

Marcelo A. Marchiori, Marcus A. M. de Aguiar
Unicamp-IFGW-DFMC

Objetivo: estudar o papel do número de graus de liberdade do banho e sua natureza (caótica ou regular) no processo de dissipação.

Modelo:
$$H = \frac{P^2}{2m} + \frac{m\omega^2 q^2}{2} + \sum_{n=1}^N \left[\frac{P_{xn}^2 + P_{yn}^2}{2} + a \frac{(x_n^4 + y_n^4)}{4} + \frac{x_n^2 y_n^2}{2} + \frac{\lambda}{\sqrt{N}} q x_n \right]$$

Parâmetros relevantes: Número de graus de liberdade $\rightarrow 2N$
Natureza dinâmica \rightarrow Regular: $a = 1$
Caótica: $a \rightarrow 0$

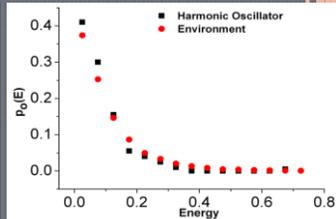
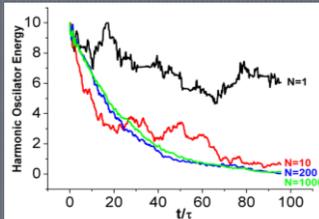
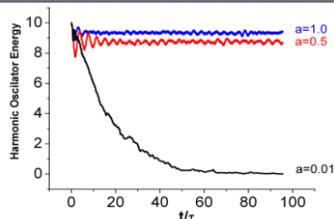
Alguns resultados numéricos:

Caso Caótico

Natureza dinâmica

Graus de liberdade

Temperatura



Principais conclusões do resultados numéricos

- No regime caótico, a dissipação induzida por reservatórios finitos ($N \approx 100$) ocorre sem a realização de médias a uma taxa exponencial. Os resultados são referentes a uma única realização do sistema.
- No equilíbrio o sistema (Oscilador + Reservatório) termaliza.

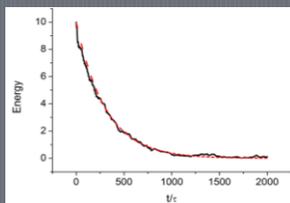
Teoria de Resposta linear

- Aplicando a Teoria de Resposta Linear (TRL) ao reservatório encontramos a Função Resposta $\varphi(t-s)$ do banho, escrita em termos de correlações temporais de suas variáveis dinâmicas.
- Verificamos que, no regime caótico, a dinâmica dos elementos do banho obedecem a processos aproximadamente Markovianos .
- Com isso mostramos que o oscilador harmônico obedece à equação

$$\ddot{q} + \gamma \dot{q} + \omega^2 q = 0$$

onde $\gamma = \frac{7\lambda\mu_E}{4m} \mu_E$ depende indiretamente da energia inicial do reservatório.

Comparação entre o resultado numérico e TRL



7

TEORIA SEMICLÁSSICA DA EQUAÇÃO DE LINDBLAD

$$\frac{d\rho}{dt} = -\frac{i}{\hbar} [H, \rho] - \frac{1}{2\hbar} \sum (L_k^+ L_k \rho + \rho L_k^+ L_k - 2L_k \rho L_k^+)$$

Wigner function, generalized Fokker-Planck:

$$\frac{dW(\alpha, \alpha^*, t)}{dt} = L\left(\alpha, \alpha^*, \frac{\partial}{\partial \alpha}, \frac{\partial}{\partial \alpha^*}\right) W(\alpha, \alpha^*, t)$$

Wigner-function propagator:

$$W(\alpha', t) = \int d\alpha K(\alpha', \alpha, t) W_0(\alpha)$$

8

SEMICLASSICAL PROPAGATORS

$$W(\alpha', t) = \int d\alpha K(\alpha', \alpha, t) W_0(\alpha)$$

$$W(\alpha', t) = \int d\alpha \tilde{K}(\alpha', \alpha, t) \chi_0(\alpha)$$

mixed
propagator

characteristic
function (symmetric order)



WKB theory for the mixed propagator
(in double phase space)

9

PAPERS

Physics Letters A 374 (2010) 2315–2323



Contents lists available at ScienceDirect

Physics Letters A

www.elsevier.com/locate/pla

Markovian evolution of Gaussian states in the semiclassical limit

O. Brodier^{a,*}, A.M. Ozorio de Almeida^b

Semiclassical evolution of dissipative Markovian systems J. Phys. A: Math. Theor. **42** (2009) 065306 (29pp)

A M Ozorio de Almeida^{1,4}, P de M Rios² and O Brodier³

ARTICLE IN PRESS



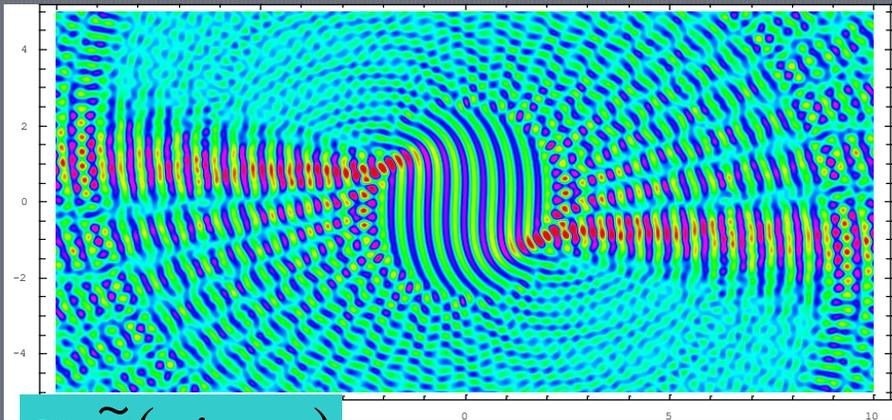
Phil. Trans. R. Soc. A
doi:10.1098/rsta.2010.0261

**Nonlinear semiclassical dynamics
of open systems**

BY A. M. OZORIO DE ALMEIDA^{1,*} AND O. BRODIER²

PRÓXIMO PASSO: TESTES NUMÉRICOS

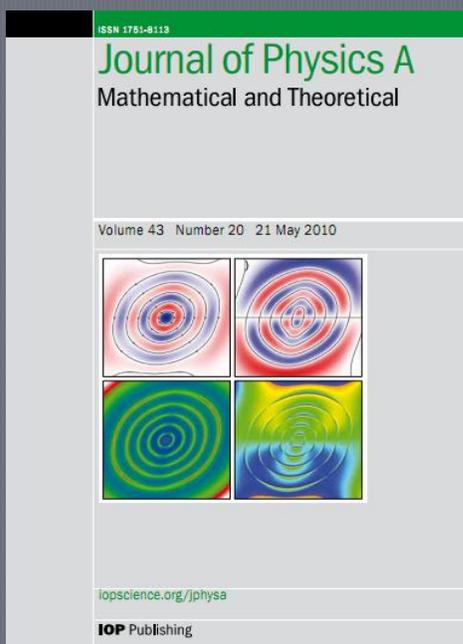
Brodier (Tours), Ozorio, Toscano (UFRJ), Vallejos



$$\Re \tilde{K}(\alpha', \alpha, t)$$

Kerr Hamiltonian

11



SEMICLASSICAL THEORY FOR SMALL DISPLACEMENTS,

E Zambrano
and
A M Ozorio de Almeida



ver poster

12

COLABORAÇÃO COM A UFRJ

PHYSICAL REVIEW E **80**, 046218 (2009)

Semiclassical description of wave packet revival

Fabrizio Toscano*

Instituto de Física, Universidade Federal do Rio de Janeiro, CP 68528, 21941-972 Rio de Janeiro, RJ, Brazil

Raúl O. Vallejos[†]

Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas (CBPF), Rua Dr. Xavier Sigaud 150, 22290-180 Rio de Janeiro, RJ, Brazil

Diego Wisniacki[‡]

Departamento de Física "J. J. Giambiagi," FCEN, UBA, Pabellón 1, Ciudad Universitaria, C1428EGA Buenos Aires, Argentina
(Received 6 July 2009; published 27 October 2009)

Phase space structure of generalized Gaussian cat states

Fernando Nicacio^a, Raphael N.P. Maia^a, Fabrizio Toscano^b, Raúl O. Vallejos^{a,*}

^a Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, Rua Dr. Xavier Sigaud 150, 22290-180 Rio de Janeiro, Brazil

^b Instituto de Física, Universidade Federal do Rio de Janeiro, Cx. P. 68528, 21941-972 Rio de Janeiro, Brazil

Physics Letters A 374 (2010) 4385–4392



ver poster

13

COLABORAÇÃO COM A UFF

PHYSICAL REVIEW A **81**, 043834 (2010)

Semiclassical Wigner distribution for a two-mode entangled state generated by an optical parametric oscillator

K. Dechoum,¹ M. D. Hahn,¹ R. O. Vallejos,² and A. Z. Khoury¹



Tese de Doutorado de César Raitz
(teoria dos experimentos OPO USP)

14

EQUAÇÕES ESTOCÁSTICAS REPRESENTAÇÃO POSITIVE-P

$$\frac{\partial P}{\partial t} = \left[-\frac{\partial}{\partial \alpha_1}(\epsilon_1 - \gamma_1 \alpha_1 - K \alpha_2 \alpha_3) - \frac{\partial}{\partial \alpha_1^\dagger}(\epsilon_1 - \gamma_1 \alpha_1^\dagger - K \alpha_2^\dagger \alpha_3^\dagger) - \frac{\partial}{\partial \alpha_2}(-\gamma_2 \alpha_2 + K \alpha_1 \alpha_3^\dagger) \right. \\ \left. - \frac{\partial}{\partial \alpha_2^\dagger}(-\gamma_2 \alpha_2^\dagger + K \alpha_1^\dagger \alpha_3) - \frac{\partial}{\partial \alpha_3}(-\gamma_3 \alpha_3 + K \alpha_1 \alpha_2^\dagger) - \frac{\partial}{\partial \alpha_3^\dagger}(-\gamma_3 \alpha_3^\dagger + K \alpha_1^\dagger \alpha_2) + \frac{\partial^2}{\partial \alpha_2 \partial \alpha_3} K \alpha_1 \right. \\ \left. + \frac{\partial^2}{\partial \alpha_2^\dagger \partial \alpha_3^\dagger} K \alpha_1^\dagger + \sum_{i=1}^3 \gamma_i n_i^{\text{th}} \frac{\partial^2}{\partial \alpha_i^\dagger \partial \alpha_i} \right] P.$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} \alpha_1 \\ \alpha_1^\dagger \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \epsilon_1 - \gamma_1 \alpha_1 - K \alpha_2 \alpha_3 \\ \epsilon_1 - \gamma_1 \alpha_1^\dagger - K \alpha_2^\dagger \alpha_3^\dagger \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & \frac{1}{2} \gamma_1 n_1^{\text{th}} \\ \frac{1}{2} \gamma_1 n_1^{\text{th}} & 0 \end{pmatrix}^{1/2} \begin{pmatrix} \eta_1(t) \\ \eta_1^\dagger(t) \end{pmatrix},$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} \alpha_2 \\ \alpha_2^\dagger \\ \alpha_3 \\ \alpha_3^\dagger \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\gamma_2 \alpha_2 + K \alpha_1 \alpha_3^\dagger \\ -\gamma_2 \alpha_2^\dagger + K \alpha_1^\dagger \alpha_3 \\ -\gamma_3 \alpha_3 + K \alpha_1 \alpha_2^\dagger \\ -\gamma_3 \alpha_3^\dagger + K \alpha_1^\dagger \alpha_2 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & \frac{1}{2} \gamma_2 n_2^{\text{th}} & \frac{1}{2} K \alpha_1 & 0 \\ \frac{1}{2} \gamma_2 n_2^{\text{th}} & 0 & 0 & \frac{1}{2} K \alpha_1^\dagger \\ \frac{1}{2} K \alpha_1 & 0 & 0 & \frac{1}{2} \gamma_3 n_3^{\text{th}} \\ 0 & \frac{1}{2} K \alpha_1^\dagger & \frac{1}{2} \gamma_3 n_3^{\text{th}} & 0 \end{pmatrix}^{1/2} \begin{pmatrix} \eta_2(t) \\ \eta_2^\dagger(t) \\ \eta_3(t) \\ \eta_3^\dagger(t) \end{pmatrix}$$

15