Universal correlations in many-body systems: the Random Wave Model in Fock space An ongoing project by

Juan-Diego Urbina, Remy Dubertrand and Klaus Richter (Regensburg-Northumbria-Regensburg)

MB systems Mexico 2021

▶ This talk is about semiclassics like Gutzwiller's!!

- This talk is about semiclassics like Gutzwiller's!!
- Semiclassical methods use the properties of the classical solutions to approximate quantum mechanical amplitudes

▲□▶ ▲□▶ ▲ □▶ ▲ □▶ □ のへぐ

- This talk is about semiclassics like Gutzwiller's!!
- Semiclassical methods use the properties of the classical solutions to approximate quantum mechanical amplitudes

▲□▶ ▲□▶ ▲□▶ ▲□▶ ▲□ ● ● ●

They fully account for Hilbert-space kinematics, and

- This talk is about semiclassics like Gutzwiller's!!
- Semiclassical methods use the properties of the classical solutions to approximate quantum mechanical amplitudes

▲□▶ ▲□▶ ▲□▶ ▲□▶ ▲□ ● ● ●

They fully account for Hilbert-space kinematics, and they remain valid beyond the breaking time

- This talk is about semiclassics like Gutzwiller's!!
- Semiclassical methods use the properties of the classical solutions to approximate quantum mechanical amplitudes
- They fully account for Hilbert-space kinematics, and they remain valid beyond the breaking time
- They provide a precise way to relate quantum mechanical phenomena with classical integrability/chaos

- This talk is about semiclassics like Gutzwiller's!!
- Semiclassical methods use the properties of the classical solutions to approximate quantum mechanical amplitudes
- They fully account for Hilbert-space kinematics, and they remain valid beyond the breaking time
- They provide a precise way to relate quantum mechanical phenomena with classical integrability/chaos
- They are applicable within a regime, the semiclassical regime, where typical actions are larger compared with ħ, but

- This talk is about semiclassics like Gutzwiller's!!
- Semiclassical methods use the properties of the classical solutions to approximate quantum mechanical amplitudes
- They fully account for Hilbert-space kinematics, and they remain valid beyond the breaking time
- They provide a precise way to relate quantum mechanical phenomena with classical integrability/chaos
- They are applicable within a regime, the semiclassical regime, where typical actions are larger compared with ħ, but semiclassical methods are asymptotic instead of non-perturbative in ħ



◆□▶ ◆□▶ ◆三▶ ◆三▶ ○○○



 $N = 1, \hbar \rightarrow 0$ and decoherence $\rightarrow 0$: Classical Particle

◆□▶ ◆□▶ ◆三▶ ◆三▶ ○○○



◆□ ▶ ◆□ ▶ ◆ □ ▶ ◆ □ ▶ ◆ □ ▶ ◆ □ ▶ ◆ □ ▶



Finite N, $\hbar \rightarrow 0$ and decoherence $\rightarrow 0$: Classical Particles



◆□▶ ◆□▶ ◆三▶ ◆三▶ ●□ ● ●



 $N \rightarrow \infty$ and decoherence \rightarrow 0: Classical Fields

◆□ ▶ ◆□ ▶ ◆ 臣 ▶ ◆ 臣 ▶ ○ 臣 ○ のへで

quantum(S)

(ロ)、(型)、(E)、(E)、(E)、(O)へ(C)

quantum(S) \neq

▲□▶ ▲□▶ ▲ 三▶ ▲ 三▶ 三三 - のへぐ

$\begin{array}{l} \mathsf{quantum}(S) \\ \neq \\ \mathsf{classical}(S) + \mathsf{corrections}(\hbar/S) \end{array}$

◆□▶ ◆□▶ ◆三▶ ◆三▶ 三三 のへぐ





Interference is missing

e^{*i*S/ħ}, e^{*i*NR}

Non-perturbative!



Everything starts with the action R[q(t)]

<ロト <回ト < 注ト < 注ト

э





Everything starts with the action R[q(t)]

 $K(\text{fin.} ; \text{ in.}) = \int \mathcal{D}[q(t)] \mathrm{e}^{\frac{i}{\hbar} R[q(t)]}$

イロト イポト イヨト イヨト



Everything starts with the action R[q(t)]

Feynman path integral



 $K(\text{fin.} ; \text{ in.}) = \int \mathcal{D}[q(t)] \mathrm{e}^{\frac{i}{\hbar} R[q(t)]}$

(日)



Feynman path integral



Everything starts with the action R[q(t)]

 $K(\text{fin.} ; \text{ in.}) = \int \mathcal{D}[q(t)] \mathrm{e}^{\frac{i}{\hbar} R[q(t)]}$

(日)

$$P(q^{(f)}, t_f; q^{(i)}, t_i) = |K(q^{(f)}, t_f; q^{(i)}, t_i)|^2$$



Everything starts with the action R[q(t)]

Feynman path integral



 $K(\text{fin. ; in.}) = \int \mathcal{D}[q(t)] e^{\frac{i}{\hbar}R[q(t)]}$

イロト 不得 トイヨト イヨト

3

$$P(q^{(f)}, t_f; q^{(i)}, t_i) = |K(q^{(f)}, t_f; q^{(i)}, t_i)|^2$$

Where are the classical paths?, can we use them?

The semiclassical approximation $(R[q(t)] \gg \hbar)$ $\int \mathcal{D}[q(t)] e^{\frac{i}{\hbar}R[q(t)]} \simeq \sum_{\gamma} \sqrt{W_{\gamma}} e^{\frac{i}{\hbar}R_{\gamma} + i\frac{\pi}{4}\mu_{\gamma}}$

◆□▶ ◆□▶ ◆ □▶ ◆ □▶ → □ ● のへぐ

The semiclassical approximation $(R[q(t)] \gg \hbar)$ $\int \mathcal{D}[q(t)] e^{\frac{i}{\hbar}R[q(t)]} \simeq \sum_{\gamma} \sqrt{W_{\gamma}} e^{\frac{i}{\hbar}R_{\gamma} + i\frac{\pi}{4}\mu_{\gamma}}$

- ▶ 1930's
- Starts from WKB
- Only short times



John H. van Vleck



The semiclassical approximation $(R[q(t)] \gg \hbar)$ $\int \mathcal{D}[q(t)] e^{\frac{i}{\hbar}R[q(t)]} \simeq \sum_{\gamma} \sqrt{W_{\gamma}} e^{\frac{i}{\hbar}R_{\gamma} + i\frac{\pi}{4}\mu_{\gamma}}$

- ▶ 1930's
- Starts from WKB
- Only short times



John H. van Vleck

▲□▶ ▲□▶ ▲□▶ ▲□▶ ▲□ ● ● ●



Martin Gutzwiller

- ▶ 1970's
- Starts from Feynman
- **b** Short and large times μ

Start with an action R[q(t)] and the exact path integral $\int \mathcal{D}[q(t)] \mathrm{e}^{\frac{i}{\hbar}R[q(t)]}$

Start with an action R[q(t)] and the exact path integral $\int \mathcal{D}[q(t)] \mathrm{e}^{\frac{i}{\hbar}R[q(t)]}$

i) Classical limit is *defined* by

 $\delta_q R[q(t)] = 0$ (Hamilton principle!)



Start with an action R[q(t)] and the exact path integral $\int \mathcal{D}[q(t)] \mathrm{e}^{rac{i}{\hbar}R[q(t)]}$

i) Classical limit is defined by

 $\delta_q R[q(t)] = 0$ (Hamilton principle!)

・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・

ii) Remember the boundary conditions $q(t_i) = q^{(i)}$, $q(t_f) = q^{(f)}$

Start with an action R[q(t)] and the exact path integral $\int \mathcal{D}[q(t)] \mathrm{e}^{\frac{i}{\hbar}R[q(t)]}$

i) Classical limit is defined by

 $\delta_q R[q(t)] = 0$ (Hamilton principle!)

・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・

ii) Remember the boundary conditions $q(t_i) = q^{(i)}$, $q(t_f) = q^{(f)}$ iii) Several solutions $q_{\gamma}^{\text{cl}}(t) := q_{\gamma}^{\text{cl}}(t; q^{(i)}, q^{(f)}, t_f, t_i)$.

Start with an action R[q(t)] and the exact path integral $\int \mathcal{D}[q(t)] \mathrm{e}^{\frac{i}{\hbar}R[q(t)]}$

i) Classical limit is defined by

 $\delta_q R[q(t)] = 0$ (Hamilton principle!)

・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・

- ii) Remember the boundary conditions $q(t_i) = q^{(i)}$, $q(t_f) = q^{(f)}$ iii) Several solutions $q_{\gamma}^{\text{cl}}(t) := q_{\gamma}^{\text{cl}}(t; q^{(i)}, q^{(f)}, t_f, t_i)$.
- iv) Expand in $z_{\gamma}(t) = q(t) q_{\gamma}^{
 m cl}(t)$ up to second order.

Start with an action R[q(t)] and the exact path integral $\int \mathcal{D}[q(t)] e^{\frac{i}{\hbar}R[q(t)]}$

i) Classical limit is defined by

 $\delta_q R[q(t)] = 0$ (Hamilton principle!)

・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・

- ii) Remember the boundary conditions $q(t_i) = q^{(i)}$, $q(t_f) = q^{(f)}$
- iii) Several solutions $q_{\gamma}^{\text{cl}}(t) := q_{\gamma}^{\text{cl}}(t; q^{(i)}, q^{(f)}, t_f, t_i).$
- iv) Expand in $z_{\gamma}(t) = q(t) q_{\gamma}^{
 m cl}(t)$ up to second order.
- v) Integrate the quantum fluctuations $z_{\gamma}(t)$.

Start with an action R[q(t)] and the exact path integral $\int \mathcal{D}[q(t)] \mathrm{e}^{\frac{i}{\hbar}R[q(t)]}$

i) Classical limit is defined by

 $\delta_q R[q(t)] = 0$ (Hamilton principle!)

・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・

- ii) Remember the boundary conditions $q(t_i) = q^{(i)}$, $q(t_f) = q^{(f)}$
- iii) Several solutions $q_{\gamma}^{\text{cl}}(t) := q_{\gamma}^{\text{cl}}(t; q^{(i)}, q^{(f)}, t_f, t_i).$
- iv) Expand in $z_{\gamma}(t) = q(t) q_{\gamma}^{
 m cl}(t)$ up to second order.
- v) Integrate the quantum fluctuations $z_{\gamma}(t)$.

$$\int \mathcal{D}[q(t)] \mathrm{e}^{rac{i}{\hbar}R[q(t)]} \simeq \sum_{\gamma} \sqrt{W_{\gamma}} \mathrm{e}^{rac{i}{\hbar}R_{\gamma} + irac{\pi}{4}\mu_{\gamma}}$$
Can we use semiclassical methods to describe/understand the statistical properties of eigenfunctions in systems with chaotic classical limit?

Can we use semiclassical methods to describe/understand the statistical properties of eigenfunctions in systems with chaotic classical limit?

If we are talking about statistical properties we need an ensemble!!

▲□▶ ▲□▶ ▲ 三▶ ▲ 三▶ 三 のへぐ

Regular and irregular wavefunctions

A quantum system is a generator of energies and states

▲□▶ ▲□▶ ▲ 三▶ ▲ 三▶ 三 のへぐ

Regular and irregular wavefunctions

A quantum system is a generator of energies and states

▲□▶ ▲□▶ ▲□▶ ▲□▶ □ のQで

Regular



Regular and irregular wavefunctions

A quantum system is a generator of energies and states

Regular

Irregular, Quasi-Random





▲□▶ ▲□▶ ▲□▶ ▲□▶ □ のQで

Quantum systems that generate ensembles of states

$$(\hat{H}_0 + \hat{V}) |\psi_E(V)\rangle = E |\psi_E(V)\rangle$$

▲□▶ ▲□▶ ▲ □▶ ▲ □▶ □ のへぐ

Quantum systems that generate ensembles of states

$$(\hat{H}_0 + \hat{V}) |\psi_E(V)\rangle = E |\psi_E(V)\rangle$$

Fix E and change V (\rightarrow disorder average, different systems)

▲□▶ ▲□▶ ▲ 三▶ ▲ 三▶ 三 のへぐ

Quantum systems that generate ensembles of states

$$(\hat{H}_0 + \hat{V}) |\psi_E(V)\rangle = E |\psi_E(V)\rangle$$

Fix E and change V (→ disorder average, different systems)
 Fix V and change E (→ energy average, same system)

・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・

Quantum systems that generate ensembles of states

$$(\hat{H}_0 + \hat{V}) |\psi_E(V)\rangle = E |\psi_E(V)\rangle$$

Fix E and change V (→ disorder average, different systems)
 Fix V and change E (→ energy average, same system)

OR...

- ロ ト - 4 回 ト - 4 □

Performing a measurement (preparation postulate)

Defining ensembles of states THIS TALK

Quantum systems that generate ensembles of states

$$(\hat{H}_0 + \hat{V}) |\psi_E(V)\rangle = E |\psi_E(V)\rangle$$

Fix E and change V (→ disorder average, different systems)
 Fix V and change E (→ energy average, same system)

0R...

・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・

Performing a measurement (preparation postulate)

Classical limit with complex dynamics \downarrow Universality of spatial correlations

・ロ・・「中・・川・・」 シック・

Classical limit with complex dynamics \downarrow Universality of spatial correlations

 $\overline{\mathcal{F}[\psi(\vec{r})]}$ = Classical Background + Quantum Fluctuations

Classical limit with complex dynamics \downarrow Universality of spatial correlations

$\overline{\mathcal{F}[\psi(\vec{r})]}$	=	Classical Background	+ Quantum Fluctuations
$\frac{1}{ q/(\vec{r}) ^2}$	_	1	$\underline{J_0(k(E)d)}$
Ψ (')	_	A	A

・ロ・・「中・・川・・」 シック・

Classical limit with complex dynamics \downarrow Universality of spatial correlations





◆□▶ ◆□▶ ◆三▶ ◆三▶ 三三 - のへで

▲□▶ ▲□▶ ▲ □▶ ▲ □▶ □ のへぐ



Random Wave Model Berry, 1977

▲□▶ ▲□▶ ▲□▶ ▲□▶ □ のQで





Random Wave Model Berry, 1977

Universal Gaussian fluctuations,

$$P[\psi(\vec{r})] = Z^{-1} e^{-\frac{1}{2} \int d\vec{r} d\vec{r}' \psi^*(\vec{r}) R^{-1}(\vec{r},\vec{r}') \psi(\vec{r}')}$$





Random Wave Model Berry, 1977

Universal Gaussian fluctuations, microscopic covariance $P[\psi(\vec{r})] = \mathcal{Z}^{-1} e^{-\frac{1}{2} \int d\vec{r} d\vec{r}' \psi^*(\vec{r}) R^{-1}(\vec{r},\vec{r}') \psi(\vec{r}')}$ $R(\vec{r},\vec{r}') = \overline{\psi^*(\vec{r}) \psi(\vec{r}')}$

Morphology of eigenfunctions

$$\nabla^2\psi(\vec{r})+k^2\psi(\vec{r})=0$$



Morphology of eigenfunctions

$$\nabla^2 \psi(\vec{r}) + k^2 \psi(\vec{r}) = 0$$

<ロト <回ト < 注ト < 注ト

э



Morphology of eigenfunctions

$$\nabla^2 \psi(\vec{r}) + k^2 \psi(\vec{r}) = 0$$



Phase singularities $\psi(\vec{r}) = 0$

Critical points $\nabla \psi(\vec{r}) = 0$

Morphology of eigenfunctions: a complicated observable Universal spatial correlations of critical points

$$g(ec{R}) =
ho_{ ext{Crl}}(ec{r})
ho_{ ext{Crl}}(ec{r}+ec{R})$$



Morphology of eigenfunctions: a complicated observable Universal spatial correlations of critical points

$$g(ec{R}) =
ho_{ ext{Crl}}(ec{r})
ho_{ ext{Crl}}(ec{r}+ec{R})$$

Experiment: Stöckmann group, Marburg Theory: JDU and M. Dennis



R. Höhmann, U. Kuhl, H.-J. Stöckmann, JDU and M. Dennis PRE09

・ロト ・ 雪 ト ・ ヨ ト ・

The power of the RWM comes from combining universal Gaussian statistics (due to classical chaos) with system-dependent covariance matrix

This is a general recipe to construct a RWM!

▲□▶ ▲□▶ ▲□▶ ▲□▶ ▲□ ● ● ●

The power of the RWM comes from combining universal Gaussian statistics (due to classical chaos) with system-dependent covariance matrix

This is a general recipe to construct a RWM!





The power of the RWM comes from combining universal Gaussian statistics (due to classical chaos) with system-dependent covariance matrix

This is a general recipe to construct a RWM!

▲ロ ▶ ▲周 ▶ ▲ 国 ▶ ▲ 国 ▶ ● の Q @

- Define a classical limit
- Identify chaotic regime

The power of the RWM comes from combining universal Gaussian statistics (due to classical chaos) with system-dependent covariance matrix

This is a general recipe to construct a RWM!

▲ロ ▶ ▲周 ▶ ▲ 国 ▶ ▲ 国 ▶ ● の Q @

- Define a classical limit
- Identify chaotic regime
- Eigenstates as realizations of a Gaussian random field

The power of the RWM comes from combining universal Gaussian statistics (due to classical chaos) with system-dependent covariance matrix

This is a general recipe to construct a RWM!

- Define a classical limit
- Identify chaotic regime
- Eigenstates as realizations of a Gaussian random field
- Gaussian fixed by its covariance matrix

The power of the RWM comes from combining universal Gaussian statistics (due to classical chaos) with system-dependent covariance matrix

This is a general recipe to construct a RWM!

- Define a classical limit
- Identify chaotic regime
- Eigenstates as realizations of a Gaussian random field
- Gaussian fixed by its covariance matrix
- Covariance matrix from microscopic two-point correlation

▲□▶ ▲□▶ ▲□▶ ▲□▶ ▲□ ● ● ●

The power of the RWM comes from combining universal Gaussian statistics (due to classical chaos) with system-dependent covariance matrix

This is a general recipe to construct a RWM!

- Define a classical limit
- Identify chaotic regime
- Eigenstates as realizations of a Gaussian random field
- Gaussian fixed by its covarianve matrix
- Covariance matrix from microscopic two-point correlation
- The semiclassical two-point correlation may also be universal!

The power of the RWM comes from combining universal Gaussian statistics (due to classical chaos) with system-dependent covariance matrix

This is a general recipe to construct a RWM!

- Define a classical limit
- Identify chaotic regime
- Eigenstates as realizations of a Gaussian random field
- Gaussian fixed by its covarianve matrix
- Covariance matrix from microscopic two-point correlation
- The semiclassical two-point correlation may also be universal!

Let's go Many-Body!!

Second disclaimer (a quantum-chaologist in many-body land)

Second disclaimer (a quantum-chaologist in many-body land) Many-Body Quantum Chaos for systems with mean field \rightarrow unanbiguous definition of quantum chaos

▲□▶ ▲□▶ ▲ 三▶ ▲ 三▶ 三 のへぐ

Second disclaimer (a quantum-chaologist in many-body land) Many-Body Quantum Chaos for systems with mean field \rightarrow unanbiguous definition of quantum chaos

▲□▶ ▲□▶ ▲□▶ ▲□▶ ▲□ ● ● ●

Many-Body semiclassics now a well stablished

Second disclaimer (a quantum-chaologist in many-body land) Many-Body Quantum Chaos for systems with mean field \rightarrow unanbiguous definition of quantum chaos

▲□▶ ▲□▶ ▲□▶ ▲□▶ ▲□ ● ● ●

Many-Body semiclassics now a well stablished

Interfering MF's in Fock space

Second disclaimer (a quantum-chaologist in many-body land) Many-Body Quantum Chaos for systems with mean field \rightarrow unanbiguous definition of quantum chaos

▲□▶ ▲□▶ ▲□▶ ▲□▶ ▲□ ● ● ●

- Many-Body semiclassics now a well stablished
- Interfering MF's in Fock space
- Berry-Tabor and Gutzwiller trace formulae
Second disclaimer (a quantum-chaologist in many-body land) Many-Body Quantum Chaos for systems with mean field \rightarrow unanbiguous definition of quantum chaos

▲□▶ ▲□▶ ▲□▶ ▲□▶ ■ ●の00

- Many-Body semiclassics now a well stablished
- Interfering MF's in Fock space
- Berry-Tabor and Gutzwiller trace formulae
- Fermions

Second disclaimer (a quantum-chaologist in many-body land) Many-Body Quantum Chaos for systems with mean field \rightarrow unanbiguous definition of quantum chaos

- Many-Body semiclassics now a well stablished
- Interfering MF's in Fock space
- Berry-Tabor and Gutzwiller trace formulae
- Fermions
- Coherent enhancement over Truncated Wigner

Second disclaimer (a quantum-chaologist in many-body land) Many-Body Quantum Chaos for systems with mean field \rightarrow unanbiguous definition of quantum chaos

▲□▶ ▲□▶ ▲□▶ ▲□▶ ■ ●の00

- Many-Body semiclassics now a well stablished
- Interfering MF's in Fock space
- Berry-Tabor and Gutzwiller trace formulae
- Fermions
- Coherent enhancement over Truncated Wigner
- Saturation and un-scrambling around criticallity

Second disclaimer (a quantum-chaologist in many-body land) Many-Body Quantum Chaos for systems with mean field \rightarrow unanbiguous definition of quantum chaos

・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・

- Many-Body semiclassics now a well stablished
- Interfering MF's in Fock space
- Berry-Tabor and Gutzwiller trace formulae
- Fermions
- Coherent enhancement over Truncated Wigner
- Saturation and un-scrambling around criticallity
- $e^{\lambda t}/N$ as quantum-classical parameter

Let us try to follow the recipe in Fock space!

$$\hat{H} = \sum_{ij} h_{ij} \hat{b}_i^{\dagger} \hat{b}_j + \sum_{ijkl} v_{ijkl} \hat{b}_i^{\dagger} \hat{b}_j^{\dagger} \hat{b}_k \hat{b}_l$$

▲□▶ ▲□▶ ▲ 三▶ ▲ 三▶ 三三 - のへぐ

Let us try to follow the recipe in Fock space!

$$\hat{H} = \sum_{ij} h_{ij} \hat{b}_i^{\dagger} \hat{b}_j + \sum_{ijkl} v_{ijkl} \hat{b}_i^{\dagger} \hat{b}_j^{\dagger} \hat{b}_k \hat{b}_l$$

▲□▶ ▲□▶ ▲ 三▶ ▲ 三▶ 三三 - のへぐ

▶ Classical limit: the (usual, eh Luis?) mean field $N \rightarrow \infty$

Let us try to follow the recipe in Fock space!

$$\hat{H} = \sum_{ij} h_{ij} \hat{b}^{\dagger}_i \hat{b}_j + \sum_{ijkl} \mathsf{v}_{ijkl} \hat{b}^{\dagger}_i \hat{b}^{\dagger}_j \hat{b}_k \hat{b}_l$$

▲□▶ ▲□▶ ▲□▶ ▲□▶ ▲□ ● ● ●

Classical limit: the (usual, eh Luis?) mean field N → ∞
 Chaotic regime: hopping (h) ≃ interactions (v)

Let us try to follow the recipe in Fock space!

$$\hat{H} = \sum_{ij} h_{ij} \hat{b}_i^{\dagger} \hat{b}_j + \sum_{ijkl} v_{ijkl} \hat{b}_i^{\dagger} \hat{b}_j^{\dagger} \hat{b}_k \hat{b}_l$$

Classical limit: the (usual, eh Luis?) mean field N → ∞
 Chaotic regime: hopping (h) ≃ interactions (v)
 Eigenstates as realizations of a random field
 |ψ_E^(RWM)⟩ = ∑ c_E⁽ⁿ⁾ |n⟩ with {c_E⁽ⁿ⁾}_{n∈F} random

Let us try to follow the recipe in Fock space!

$$\hat{H} = \sum_{ij} h_{ij} \hat{b}_i^{\dagger} \hat{b}_j + \sum_{ijkl} \mathsf{v}_{ijkl} \hat{b}_i^{\dagger} \hat{b}_j^{\dagger} \hat{b}_k \hat{b}_l$$

Classical limit: the (usual, eh Luis?) mean field N → ∞
 Chaotic regime: hopping (h) ~ interactions (v)
 Eigenstates as realizations of a random field
 |ψ_E^(RWM)⟩ = ∑_n c_E⁽ⁿ⁾ |n⟩ with {c_E⁽ⁿ⁾}_{n∈F} random

Fix the ensemble by its covariance matrix

$$R(\mathbf{m},\mathbf{n},\tilde{E}) = \sum_{E} W(E-\tilde{E}) \langle \mathbf{m} | \psi_{E} \rangle \langle \psi_{E} | \mathbf{n} \rangle$$

Let us try to follow the recipe in Fock space!

$$\hat{H} = \sum_{ij} h_{ij} \hat{b}^{\dagger}_i \hat{b}_j + \sum_{ijkl} v_{ijkl} \hat{b}^{\dagger}_i \hat{b}^{\dagger}_j \hat{b}_k \hat{b}_l$$

Classical limit: the (usual, eh Luis?) mean field N → ∞
 Chaotic regime: hopping (h) ~ interactions (v)
 Eigenstates as realizations of a random field
 |ψ_E^(RWM)⟩ = ∑ c_E⁽ⁿ⁾ |n⟩ with {c_E⁽ⁿ⁾}_{n∈F} random

Fix the ensemble by its covariance matrix

$$R(\mathbf{m},\mathbf{n}, ilde{E}) = \sum_{E} W(E- ilde{E}) \langle \mathbf{m} | \psi_{E} \rangle \langle \psi_{E} | \mathbf{n}
angle$$

・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・

What is the semiclassical limit of R(m, n, Ê)??

Let us try to follow the recipe in Fock space!

$$\hat{H} = \sum_{ij} h_{ij} \hat{b}^{\dagger}_i \hat{b}_j + \sum_{ijkl} v_{ijkl} \hat{b}^{\dagger}_i \hat{b}^{\dagger}_j \hat{b}_k \hat{b}_l$$

Classical limit: the (usual, eh Luis?) mean field N → ∞
 Chaotic regime: hopping (h) ≃ interactions (v)
 Eigenstates as realizations of a random field
 |ψ_E^(RWM)⟩ = ∑ c_E⁽ⁿ⁾ |n⟩ with {c_E⁽ⁿ⁾}_{n∈F} random

Fix the ensemble by its covariance matrix

n

$$R(\mathbf{m},\mathbf{n},\tilde{E}) = \sum_{E} W(E-\tilde{E}) \langle \mathbf{m} | \psi_{E} \rangle \langle \psi_{E} | \mathbf{n} \rangle$$

What is the semiclassical limit of R(m, n, E)?? Let's start from the begining...

Checking gaussian fluctuations

Does a single expansion coefficient look gaussian?

Checking gaussian fluctuations

Does a single expansion coefficient look gaussian?



Checking gaussian fluctuations





The dirt old Gaussian we all know and love.... NOT ENOUGH!

▲□▶ ▲□▶ ▲ 三▶ ▲ 三▶ 三 のへぐ

Checking gaussian fluctuations for real

Do the expansion coefficients look as a multivariate Gaussian? $\langle |\psi_E^{(\mathbf{m})}|^2 |\psi_E^{(\mathbf{n})}|^2 \rangle = \langle |\psi_E^{(\mathbf{m})}|^2 \rangle \langle |\psi_E^{(\mathbf{n})}|^2 \rangle + 2|\langle \psi_E^{(\mathbf{m})}\psi_E^{(\mathbf{n})}\rangle|^2 ???$

Checking gaussian fluctuations for real

Do the expansion coefficients look as a multivariate Gaussian?

 $\langle |\psi_{E}^{(\mathbf{m})}|^{2} |\psi_{E}^{(\mathbf{n})}|^{2} \rangle = \langle |\psi_{E}^{(\mathbf{m})}|^{2} \rangle \langle |\psi_{E}^{(\mathbf{n})}|^{2} \rangle + 2|\langle \psi_{E}^{(\mathbf{m})}\psi_{E}^{(\mathbf{n})} \rangle|^{2} ???$





Checking gaussian fluctuations for real

Do the expansion coefficients look as a multivariate Gaussian?

 $\langle |\psi_{E}^{(\mathbf{m})}|^{2} |\psi_{E}^{(\mathbf{n})}|^{2} \rangle = \langle |\psi_{E}^{(\mathbf{m})}|^{2} \rangle \langle |\psi_{E}^{(\mathbf{n})}|^{2} \rangle + 2|\langle \psi_{E}^{(\mathbf{m})}\psi_{E}^{(\mathbf{n})} \rangle|^{2} ???$



The dirt old Gaussian we all know and love.... but in all directions!!

▲□▶ ▲□▶ ▲□▶ ▲□▶ □ のQで

Enter semiclassics: Two-point correlators in Fock space $R(\mathbf{m} - \mathbf{n}, \mathbf{m} + \mathbf{n}, \tilde{E}) = \\ \int_{0}^{2\pi} d\theta_{1} \dots d\theta_{L} \delta \left[\tilde{E} - H(\hat{b}_{i} \rightarrow \sqrt{m_{i}} e^{i\theta_{i}}) \right] e^{2i\mathbf{n}\cdot\theta}$

・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・

Enter semiclassics: Two-point correlators in Fock space $R(\mathbf{m}-\mathbf{n},\mathbf{m}+\mathbf{n},\tilde{E})$ $\int_0^{2\pi} d\theta_1 \dots d\theta_L \delta \left[\tilde{E} - H(\hat{b}_i \to \sqrt{m_i} e^{i\theta_i}) \right] e^{2i\mathbf{n}\cdot\theta}$ Checking the RWM for the off diagonal correlators Checking the RWM for the off diagonal correlators Bose Hubbard N=25, L=5. Average over 100 samples Bose Hubbard N=25, L=5. Average over 100 samples → Numerics → Numerics $^{\wedge}$ 0.6 0.4 0.2 0.2 0.2 0.2 0.2 0.2 0.2 0.6[⊥] >×/< ■ Random wave model →
■ Random wave model 0.4 € 0.2 0 -0.2 -0.2 Fock basis state In >

◆□▶ ◆□▶ ◆三▶ ◆三▶ ◆□ ◆ ◆○◆



Quantum eigenstates of many-body chaotic systems ARE NOT

uncorrelated random vectors!!!

RWM is not RMT!! < => < => < => < => < => < => < <

Enter semiclassics: Two-point correlators in Fock space $R(\mathbf{m} - \mathbf{n}, \mathbf{m} + \mathbf{n}, \tilde{E}) = \\ \int_{0}^{2\pi} d\theta_{1} \dots d\theta_{L} \delta \left[\tilde{E} - H(\hat{b}_{i} \rightarrow \sqrt{m_{i}} e^{i\theta_{i}}) \right] e^{2i\mathbf{n}\cdot\theta}$

・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・
 ・





Quantum eigenstates of many-body chaotic systems ARE NOT

uncorrelated random vectors!!!

RWM is not RMT!! < => < => < => < => < => < => < <

Let's crank some serious numbers







ヨー のへで

we have a powerful statistical theory of many-body eigenfunctions in chaotic systems



we have a powerful statistical theory of many-body eigenfunctions in chaotic systems

it provides universal results beyond Random Matrix Theory



we have a powerful statistical theory of many-body eigenfunctions in chaotic systems

it provides universal results beyond Random Matrix Theory

(but still compatible with ETH)



we have a powerful statistical theory of many-body eigenfunctions in chaotic systems it provides universal results beyond Random Matrix Theory

(but still compatible with ETH)

I am here to ask you guys to give me...



This is where we are: we have a powerful statistical theory of many-body eigenfunctions in chaotic systems it provides universal results beyond Random Matrix Theory (but still compatible with ETH) I am here to ask you guys to give me... nice observables to calculate!!!



we have a powerful statistical theory of many-body eigenfunctions in chaotic systems

it provides universal results beyond Random Matrix Theory

(but still compatible with ETH)

I am here to ask you guys to give me...

nice observables to calculate!!!

Please do not say "expectation values"... we have ETH for that!

