Quantum transport in Rydberg systems – Anderson localization, noise, and biology

Andreas Buchleitner

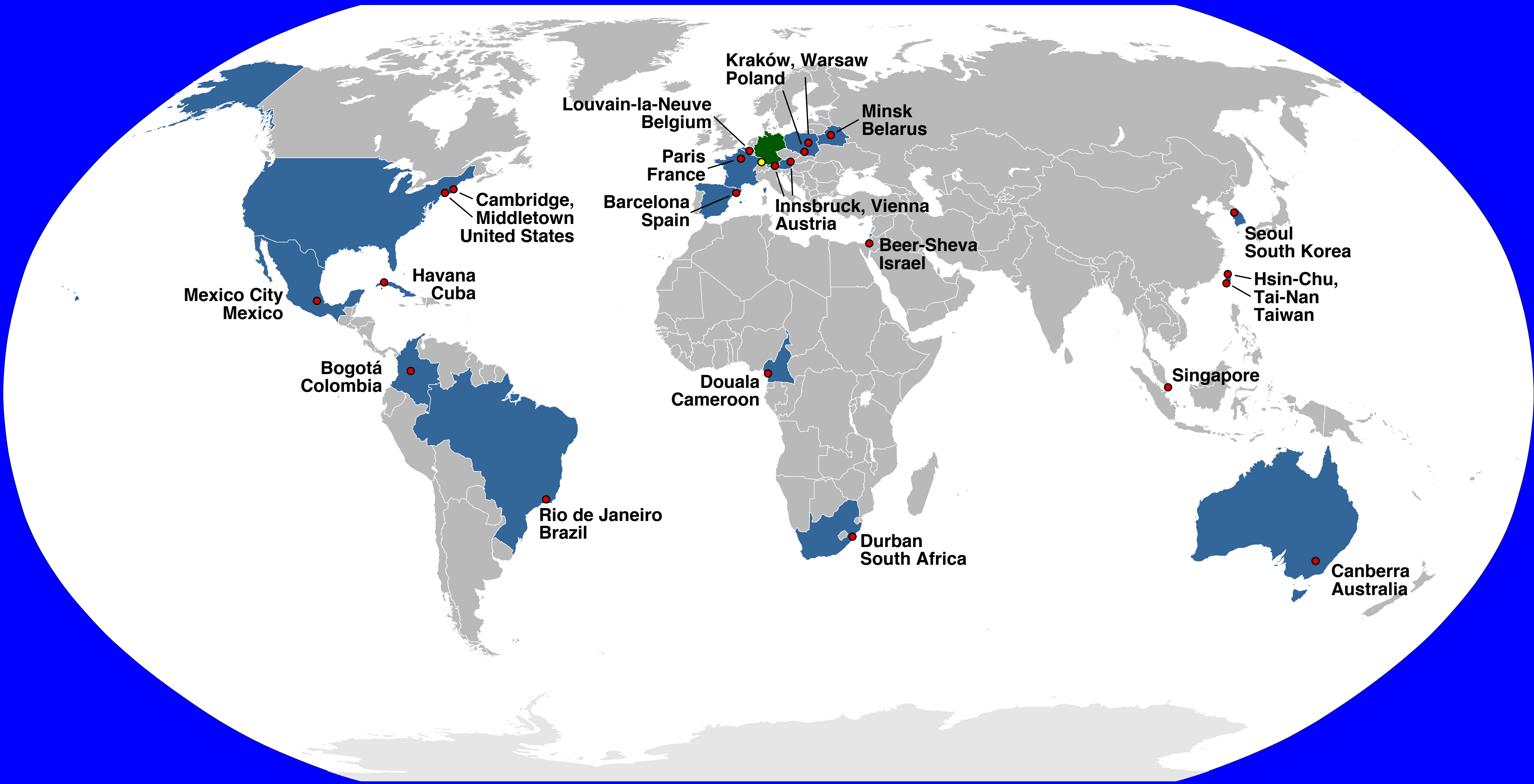
Quantum optics and statistics
Institute of Physics, Albert Ludwigs University of Freiburg

Nonlinear Dynamics in Quantum Systems

MPIPKS, Dresden, 15 September 2010

Nonlinear Dynamics in Quantum Systems

In Collaboration with . . .



funded by DFG, DAAD, AvH and VolkswagenStiftung

Menu

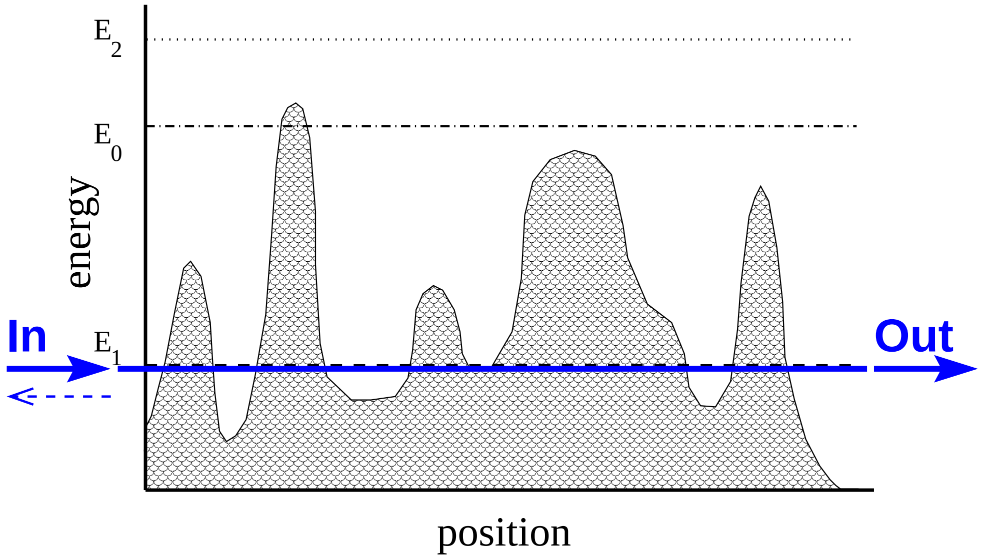
- **Anderson or strong localization**

- **Driven Rydbergs**
  Andreas Krug & Sandro Wimberger & Javier Madroñero & Alexej Schelle

- **Quantum transport in biological functional units**
  Torsten Scholak & Thomas Wellens & Simeon Sauer & Florian Mintert & Fernando de Melo & Markus Tiersch

- **Spaghetti**
  Hannah Venzl & Tobias Zech & Moritz Hiller & Bartek Oles

Anderson or strong localization



DISORDER-INDUCED

tight binding Hamiltonian

$$E_n^0 c_n + V(c_{n-1} + c_{n+1}) = E c_n$$

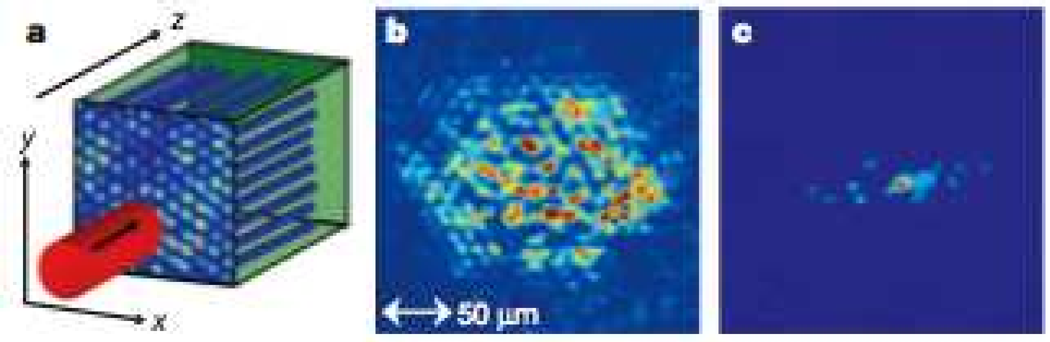
- metal-insulator transition in disordered solids [Anderson 1958]
- only exponentially localized states in 1D – localization length ξ, sample length L
- relevant parameter: ξ/L determines conductance g
- **generally relevant for transport in disordered/chaotic/complex systems**

[Chirikov, Shepelyansky, Izrailev, Casati 1979/1980;

Jensen et al. 1989; Saraceno et al. 1989]

Anderson localization in complex systems

– light in material potentials – matter in light-potentials – energy in matter **and** light –



Transport and Anderson localization in disordered two-dimensional photonic lattices

Tal Schwartz[1], Guy Bartal[1], Shmuel Fishman[1] & Mordechai Segev[1]

PRL **96,** 063904 (2006) PHYSICAL REVIEW LETTERS week ending 17 FEBRUARY 2006

Observation of the Critical Regime Near Anderson Localization of Light

Martin Störzer, Peter Gross, Christof M. Aegerter, and Georg Maret

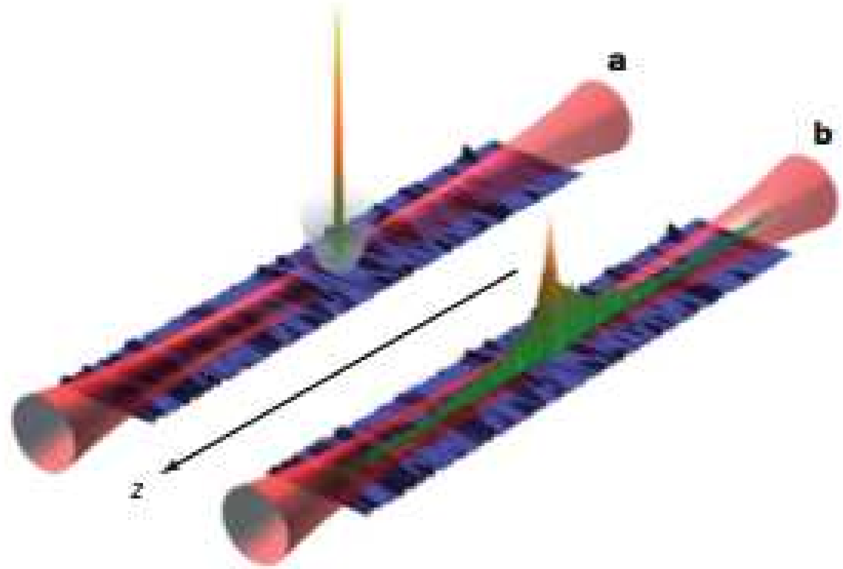
PRL **102,** 183001 (2009) PHYSICAL REVIEW LETTERS week endin 8 MAY 200

Microwave-Driven Atoms: From Anderson Localization to Einstein's Photoeffect

Alexej Schelle,[1,2] Dominique Delande,[2] and Andreas Buchleitner[1]

Direct observation of Anderson localization of matter waves in a controlled disorder

Juliette Billy[1], Vincent Josse[1], Zhanchun Zuo[1], Alain Bernard[1], Ben Hambrecht[1], Pierre Lugan[1], David Clément[1], Laurent Sanchez-Palencia[1], Philippe Bouyer[1] & Alain Aspect[1]



Menu

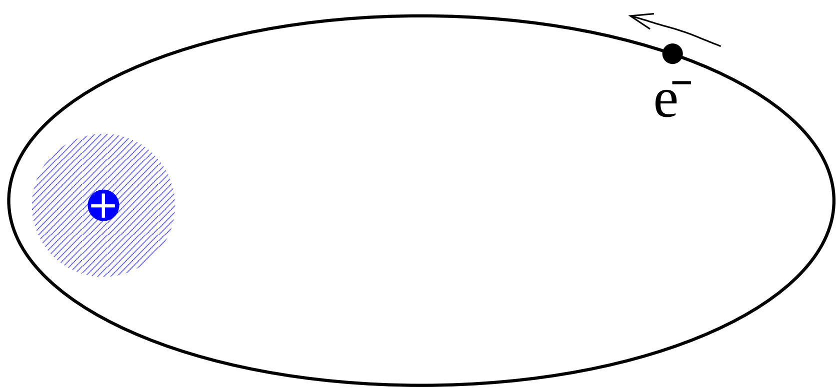
- **Anderson or strong localization**

- **Driven Rydbergs**
  Andreas Krug & Sandro Wimberger & Javier Madroñero & Alexej Schelle

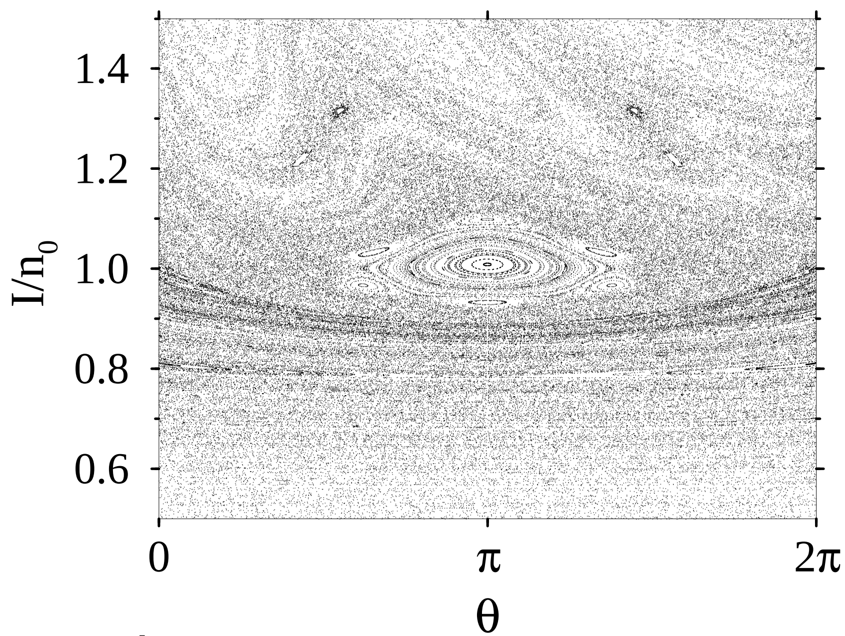
- **Quantum transport in biological functional units**
  Torsten Scholak & Thomas Wellens & Simeon Sauer & Florian Mintert & Fernando de Melo & Markus Tiersch

- **Spaghetti**
  Hannah Venzl & Tobias Zech & Moritz Hiller & Bartek Oles

Periodically driven one electron Rydberg states



← regular, Kepler like motion of Rydberg electron in semiclassical regime (quantum numbers $n_0 \geq 60$)

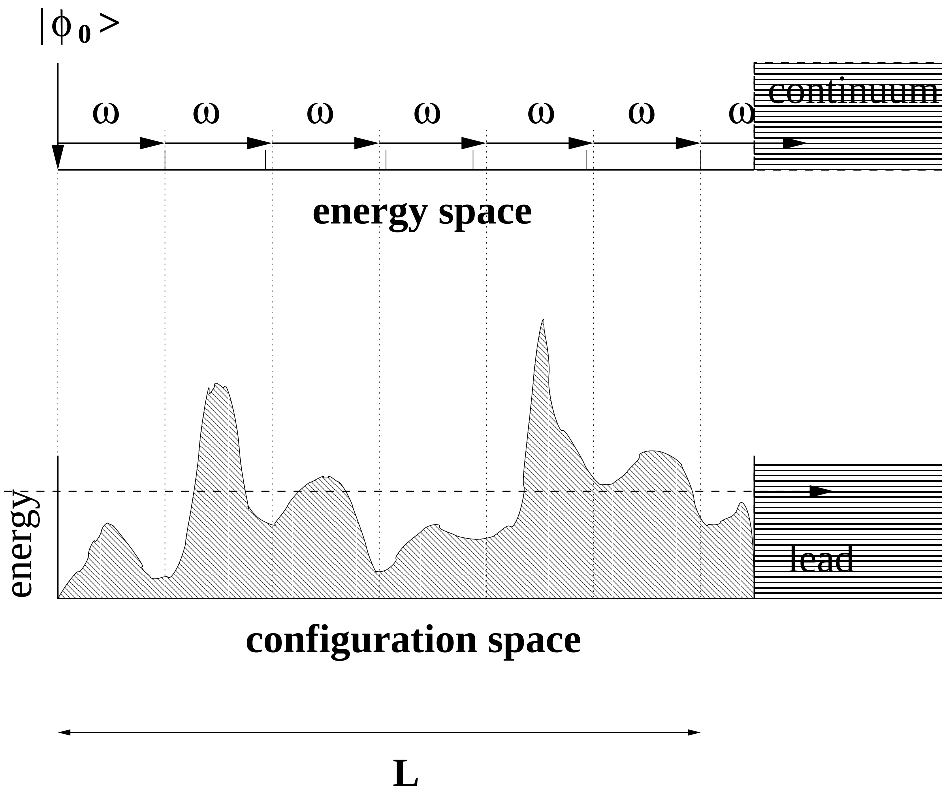


← near resonant (microwave) driving induces

- mixed phase space – chaotic/complex dynamics
- decay/ionization

[Bayfield & Koch 1974; Koch et al. 1988; Bayfield et al. 1989; Walther et al. 1989; Gallagher et al. 1991, 2004]

Mapping atoms on the Anderson model



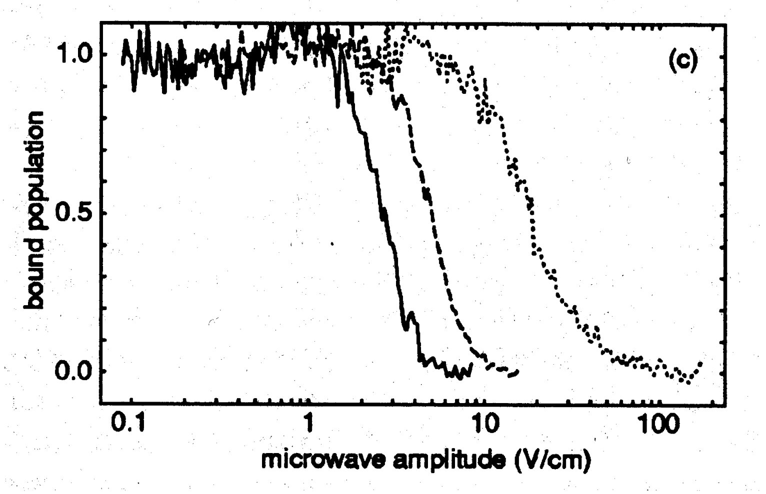
- Anderson: subsequent transmission and reflection events
- atom:

transmission $\longrightarrow$ absorption
reflection $\longrightarrow$ emission
disorder $\longrightarrow$ detuning
configuration space $\longrightarrow$ energy
sample length $\longrightarrow$ # photons to ionize

expect quantum suppression of chaotic ionization
= Anderson localization of energy flow
(due to quasirandomly distributed one-photon coupling matrix elements)

[Fishman, Grempel, Prange 1982; Krug, Wimberger, - 2003]

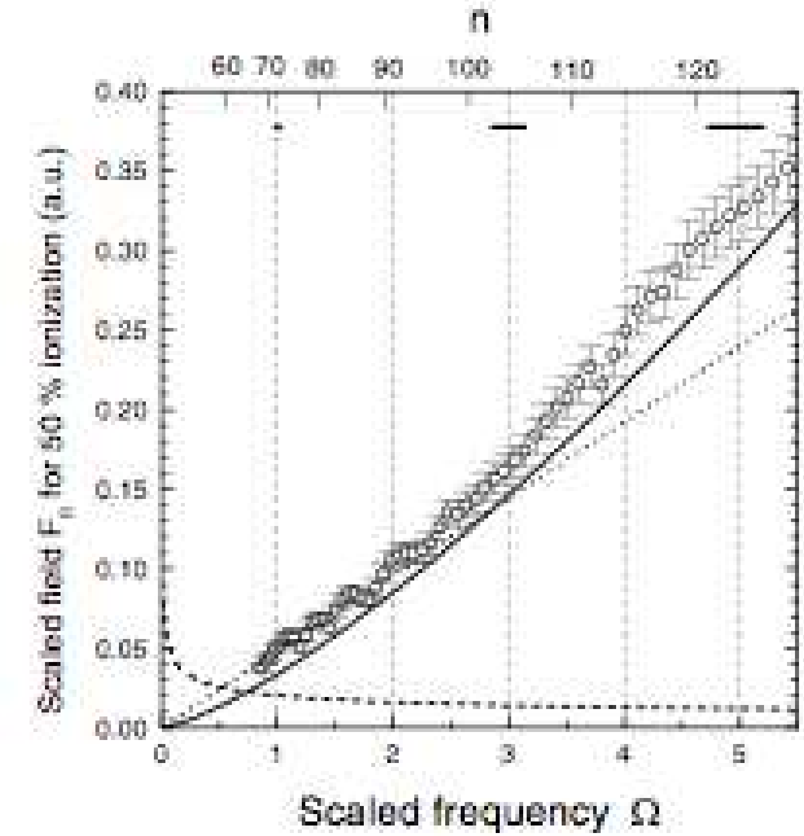
Experimental facts



← ionization yield P_{ion} vs. field amplitude F exhibits ionization threshold

[Noel, Griffith and Gallagher, 2000]

- density of states $\sim n_0^4$
- up to 50 photons absorbed for ionization



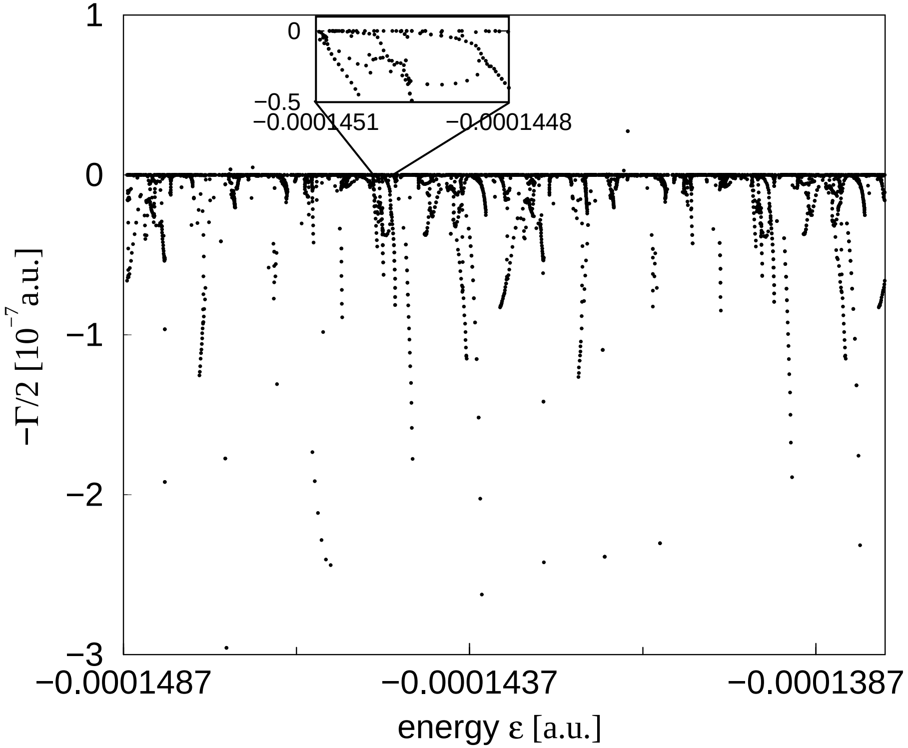
← Anderson vulgo dynamical localization suppresses classically chaotic ionization

[Maeda & Gallagher et al., 2004]

- $\Omega = \omega \times n_0^3$, $F_0 = F \times n_0^4$

the atom ceases to absorb photons!

Ionization yield from poles of the resolvent operator



[A. Krug, PhD thesis (2001)]

- Ionization signal from the initial state $|\phi_0\rangle$:

$$P_{\rm ion}(t) = 1 - \sum_{\epsilon} |\langle \phi_0|\epsilon\rangle|^2 \exp(-\Gamma_\epsilon t)$$

- approx. 4000 poles contribute!

Our lab

also see

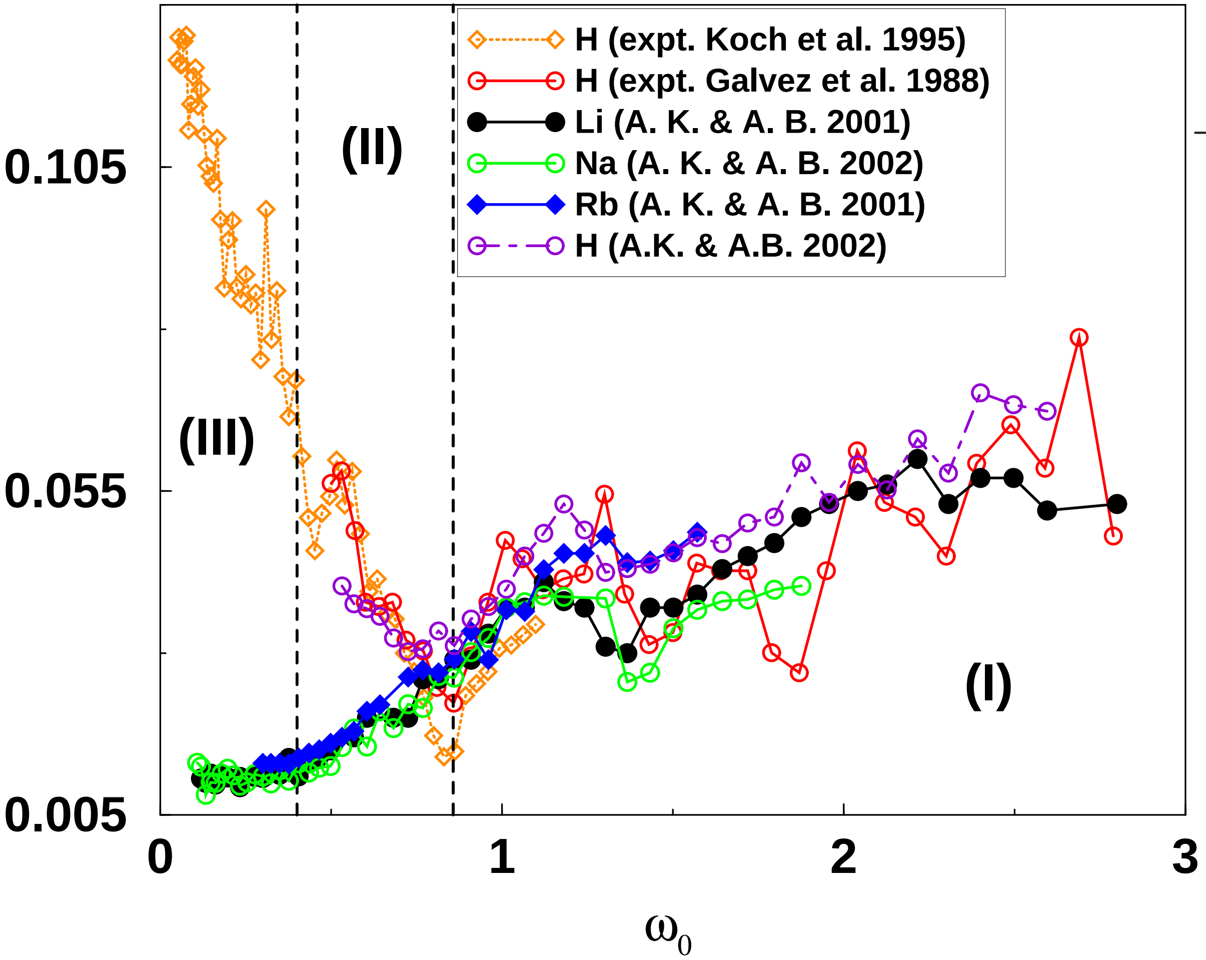
Funding by Bayerische Akademie der Wissenschaften as a "Grand Challenge Project"

Universal ionization threshold

Identical parameters in theory and experiment – for H, Li, Na, Rb

$n_0 = 28 \ldots 80$, $\omega/2\pi = 36$ GHz, $t = 327 \times 2\pi/\omega$

[E.J. Galvez et al., 1988; P.M. Koch et al., 1995; A. Krug & A.B., PRL 2001]



$\rightarrow$ Coulomb/Kepler scaled variables $F_0 = F \times n_0^4$ and $\omega_0 = \omega \times n_0^3$!

- experimental evidence of universal threshold in T.F. Gallagher's group! [invited talk Bad Honnef (2003)]

universal hydrogenlike ionization in (I)

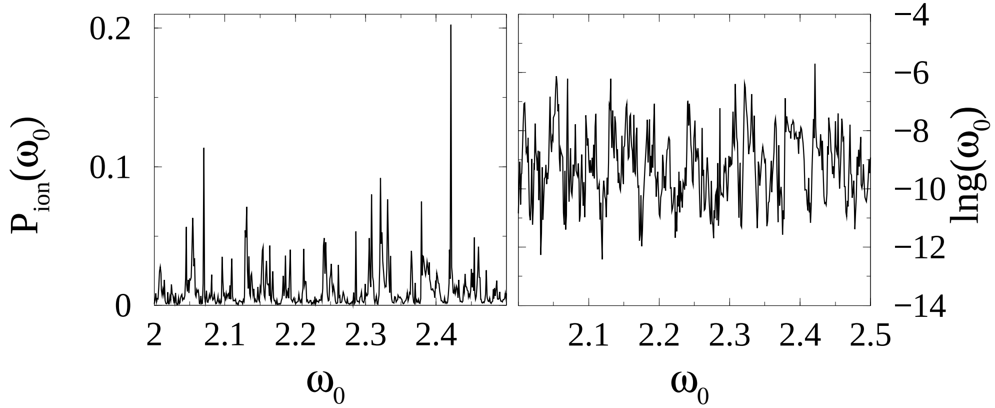
enhanced ionization in (II) – nonresonant ionization in (III)

Atomic conductance fluctuations

Large fluctuations of the atomic conductance!

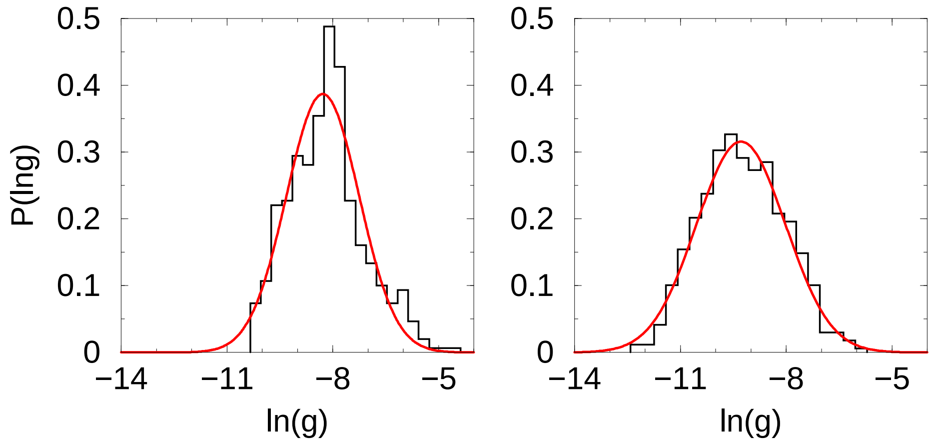
$$g \sim dP_{\rm ion}/dt \,|_{t=0} \sim \sum_{\epsilon} |\, \langle \psi_0 \mid \epsilon \rangle \,|^2 \, \Gamma_\epsilon$$

Statistical distribution in quantitative agreement with 1D Anderson!



$n_0 = 100$

[S. Wimberger, diploma thesis (2000)]



$n_0 = 40 \ldots$ 100

But what about Einstein's photo effect???

? multiphoton signal **originally considered in contradiction** to Einstein

? **intensity** threshold **rather than frequency** threshold

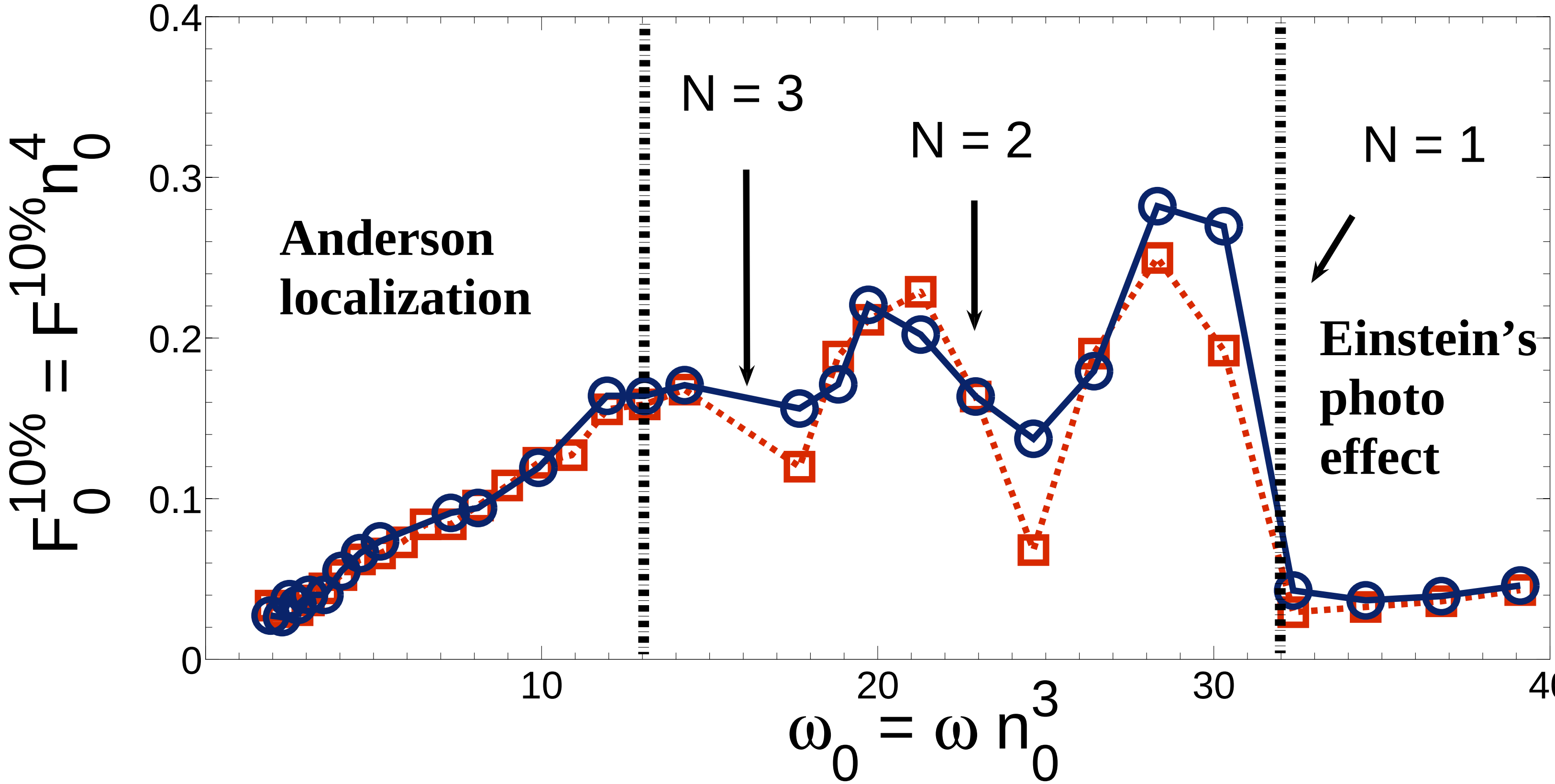
? **but one and the same physical system**

! **continuous transition from Anderson to Einstein**

- **fix** laboratory frequency ω
- **sweep** initial principal quantum number $n_0 = 90 \ldots 245$
- **reduce number of photons/sample size** required for ionization down **to one** (at $n_0 = 230$)

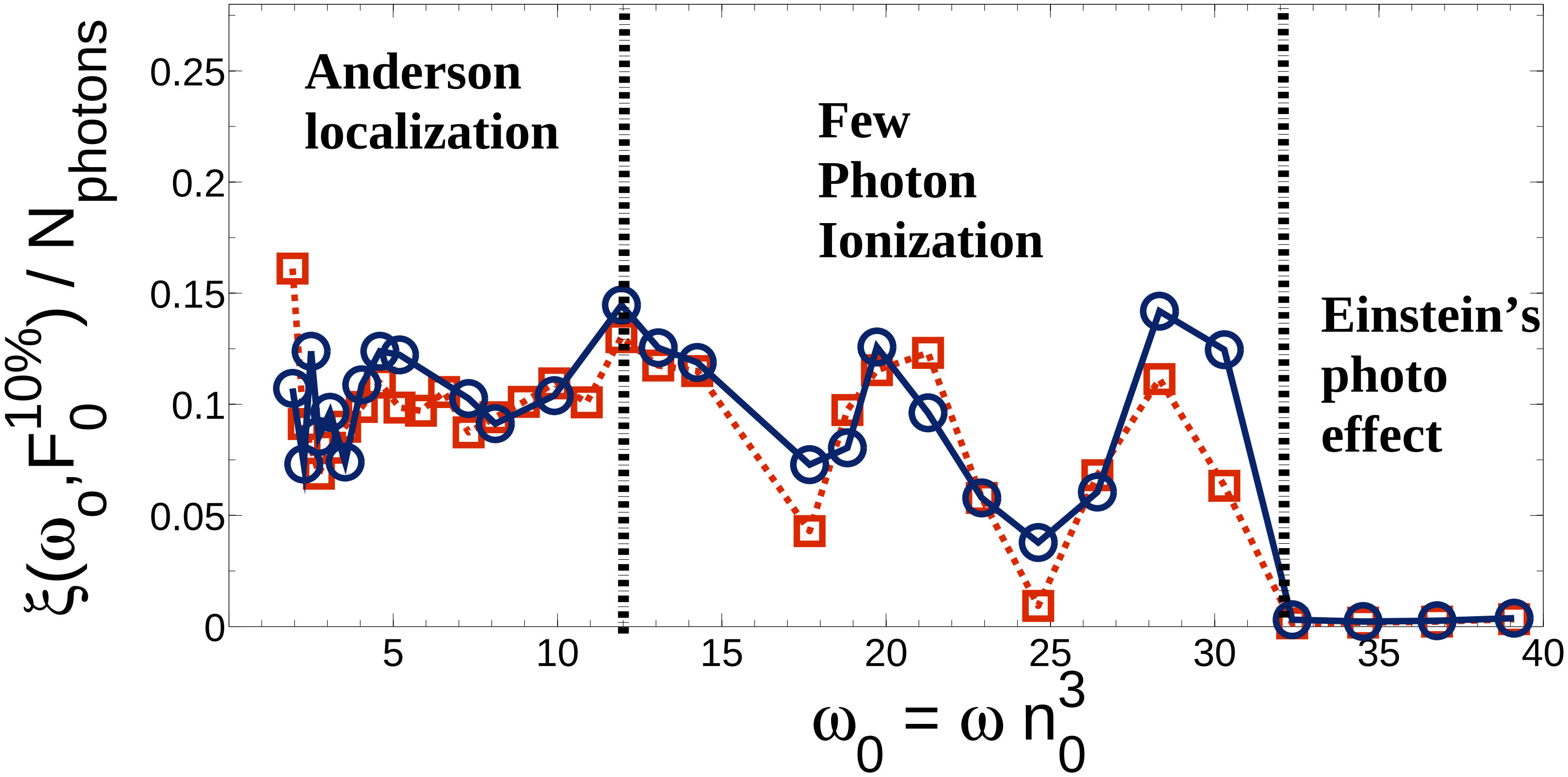
[A. Schelle, D. Delande, -, PRL **102**, 183001 (2009)]

From Anderson to Einstein – hydrogen and lithium



- **regime I** ($\omega_0 = 1.9 \ldots 13.1$): **universal ionization threshold (Anderson)**
- **regime II** ($\omega_0 = 13.1 \ldots 31.5$): **open direct N-photon ionization channels**
- **regime III** ($\omega_0 > 31.5$): **Einstein's realm**

Anderson localization prevails up to one photon threshold

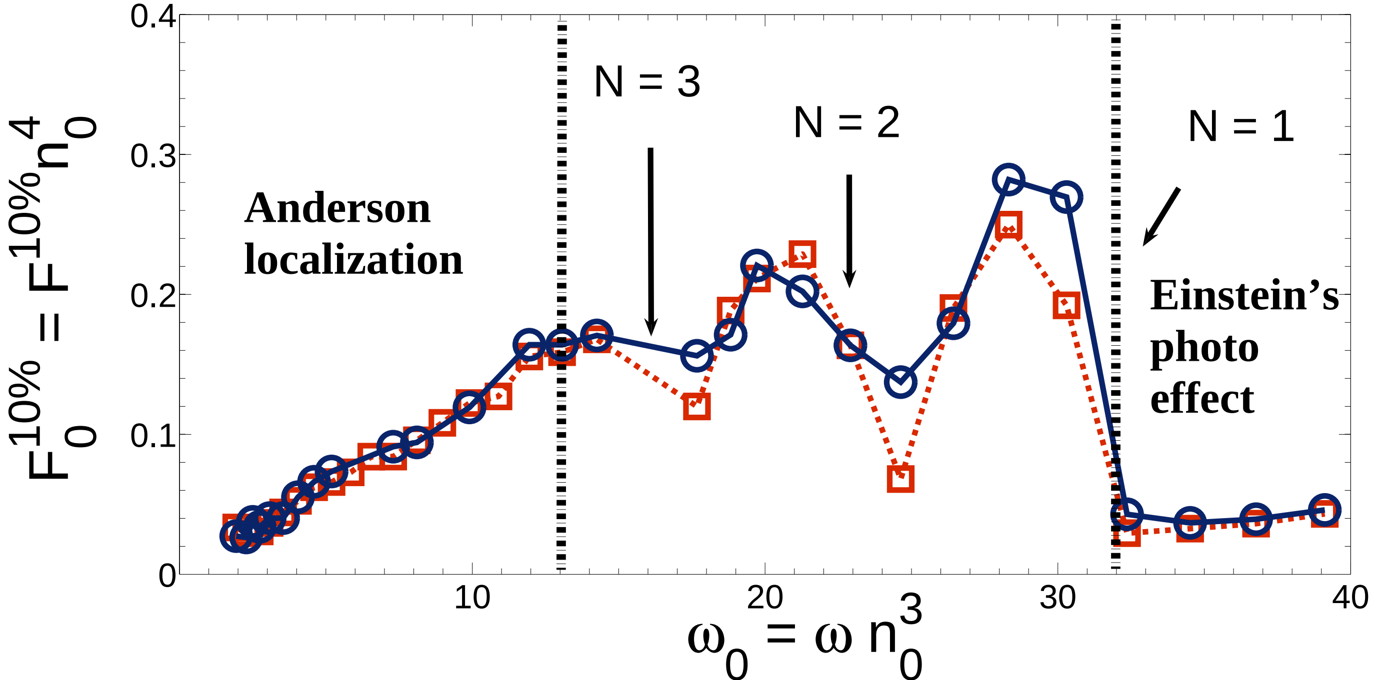


- **localization length** ξ **roughly constant** up to one photon channel (at $F_0^{10\%}$ – – – $\xi \simeq 3.33[F_0^{10\%}]^2\omega_0^{-10/3}n_0^2$)
- modulations for $13 \leq \omega_0 \leq 32$ due to **granularity of lattice = opening of N-photon channels** (jargon community-specific!!!)

Discussion

- **for increasing sample size** (i.e., starting out from regime III)
  - **rapid emergence of Anderson** localization
  - due to **rapid increase of # of transmission amplitudes**
  - though garnished (in regime II) by **finite size effects**
  - which atomic physicists call **direct multiphoton channel opening**

- reminiscent of **rapid emergence of thermodynamic limit** in many particle, e.g., Bose-Hubbard dynamics



Menu

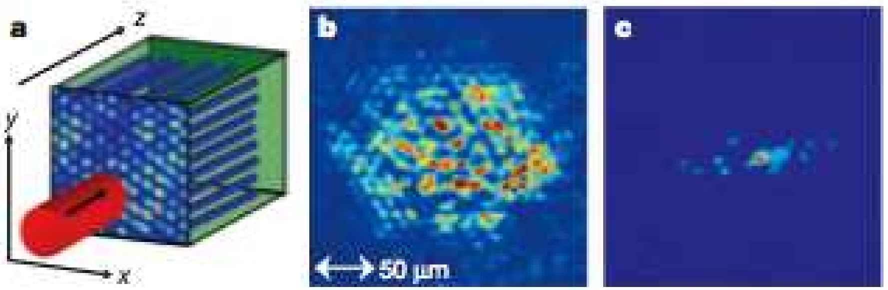
- **Anderson or strong localization**

- **Driven Rydbergs**
  Andreas Krug & Sandro Wimberger & Javier Madroñero & Alexej Schelle

- **Quantum transport in biological functional units**
  Torsten Scholak & Thomas Wellens & Simeon Sauer & Florian Mintert & Fernando de Melo & Markus Tiersch

- **Spaghetti**
  Hannah Venzl & Tobias Zech & Moritz Hiller & Bartek Oles

Disorder and transport



Transport and Anderson localization in disordered two-dimensional photonic lattices

Tal Schwartz[1], Guy Bartal[1], Shmuel Fishman[1] & Mordechai Segev[1]

PRL 96, 063904 (2006) PHYSICAL REVIEW LETTERS week ending 17 FEBRUARY 2006

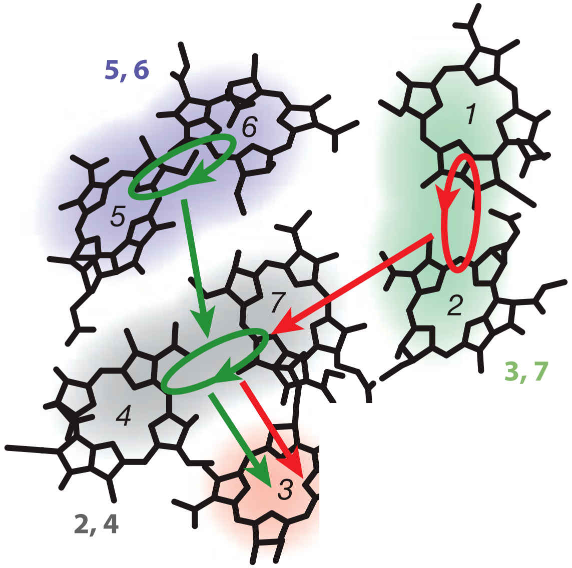
Observation of the Critical Regime Near Anderson Localization of Light

Martin Störzer, Peter Gross, Christof M. Aegerter, and Georg Maret

PRL 102, 183001 (2009) PHYSICAL REVIEW LETTERS week ending 8 MAY 2009

Microwave-Driven Atoms: From Anderson Localization to Einstein's Photoeffect

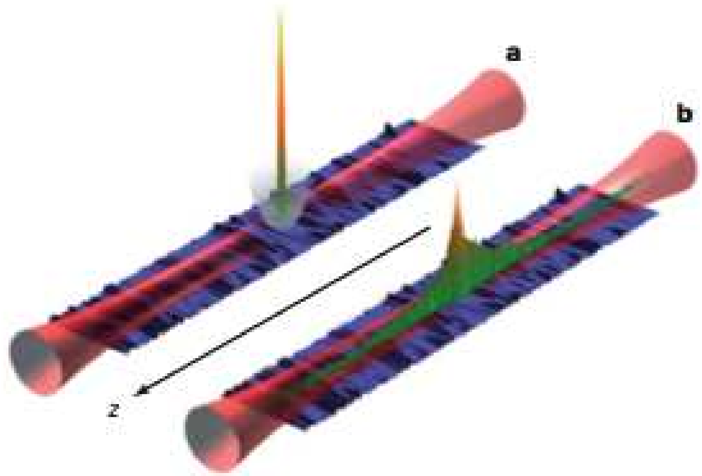
Alexej Schelle,[1,2] Dominique Delande,[2] and Andreas Buchleitner[1]



Quantum-Coherent Electronic Energy Transfer: Did Nature Think of It First?

Gregory D. Scholes*

Department of Chemistry, Institute for Optical Sciences and Centre for Quantum Information and Quantum Control, University of Toronto, 80 St. George Street, Toronto, Ontario, M5S 3H6 Canada



Direct observation of Anderson localization of matter waves in a controlled disorder

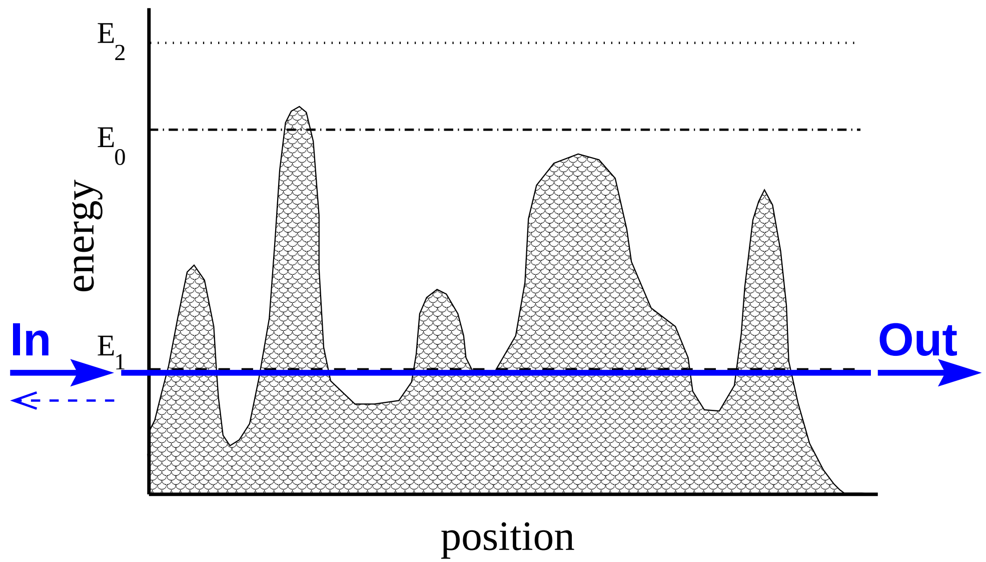
Juliette Billy[1], Vincent Josse[1], Zhanchun Zuo[1], Alain Bernard[1], Ben Hambrecht[1], Pierre Lugan[1], David Clément[1], Laurent Sanchez-Palencia[1], Philippe Bouyer[1] & Alain Aspect[1]

(Quantum) Transport in complex systems . . .

. . . strongly affected by

- **disorder (Anderson)**
- interaction (Mott)
- **coherence** (photons, BEC)
- **decoherence** (chemistry, biology)

disorder-induced localization



interference effect

exponential suppression
of (diffusive) transport

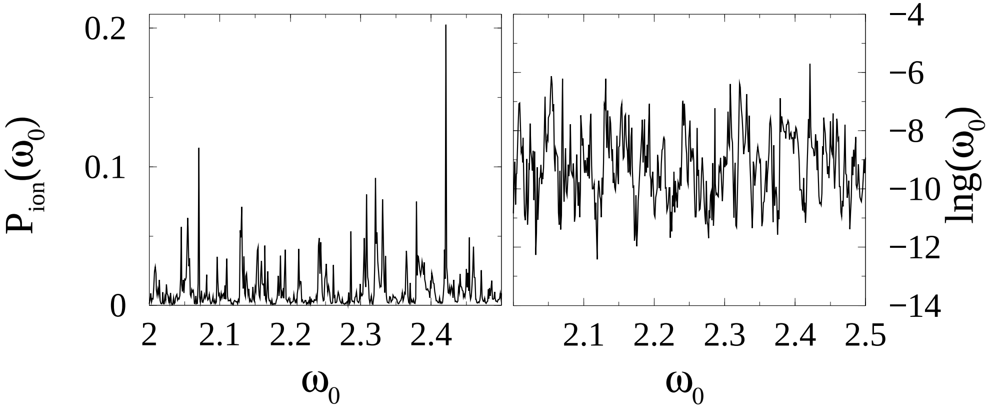
in thermodynamic limit, $L \to \infty$!

Anderson's hallmark: conductance fluctuations

Large fluctuations of the atomic conductance!

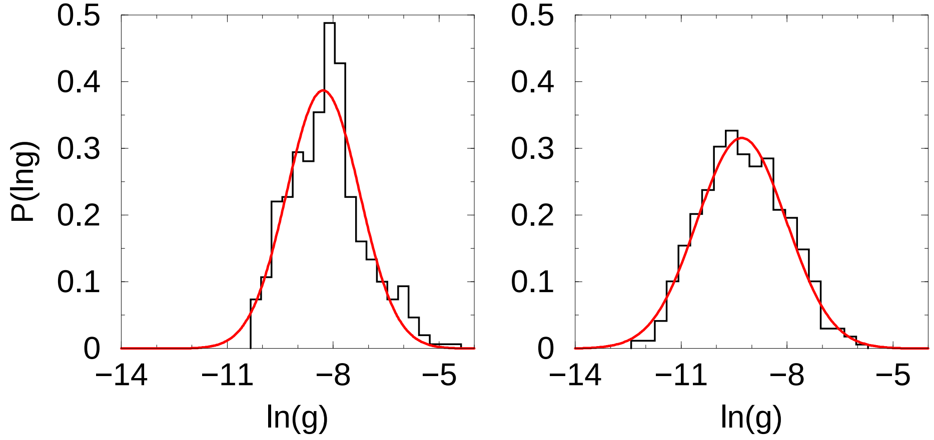
$$g \sim dP_{\text{ion}}/dt \,|_{t=0} \sim \sum_{\epsilon} |\, \langle \psi_0 \mid \epsilon \rangle \,|^2 \, \Gamma_\epsilon$$

Statistical distribution in quantitative agreement with 1D Anderson!



$n_0 = 100$

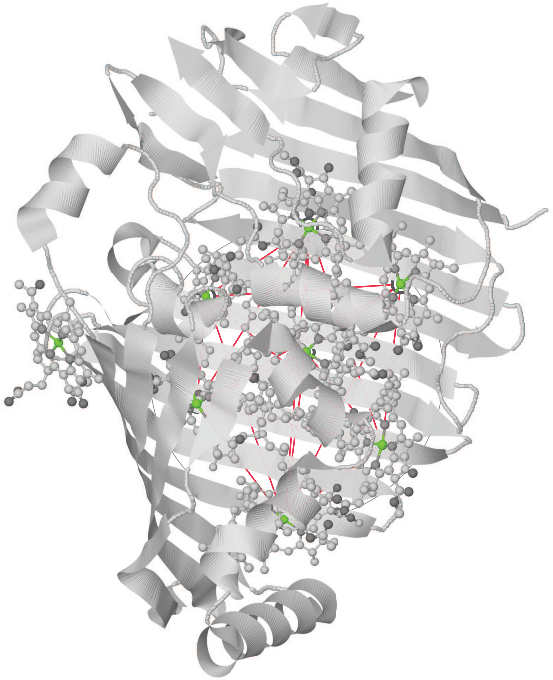
[S. Wimberger, diploma thesis (2000)]



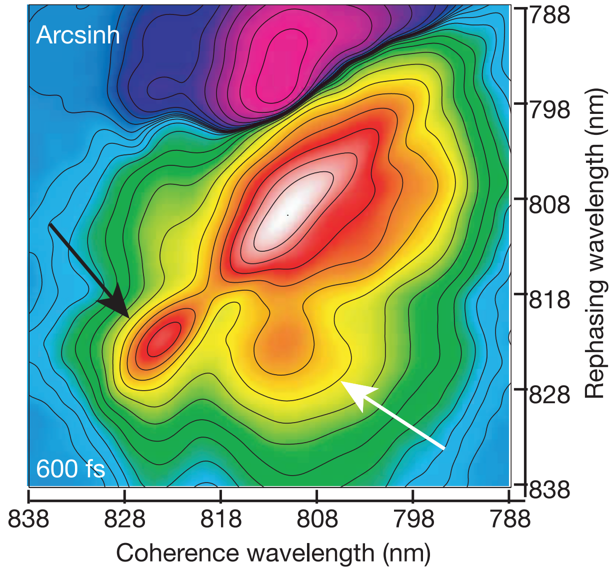
$n_0 = 40 \ldots$ 100

Quantum coherence in photosynthesis

photosynthetic complex



2D spectroscopy



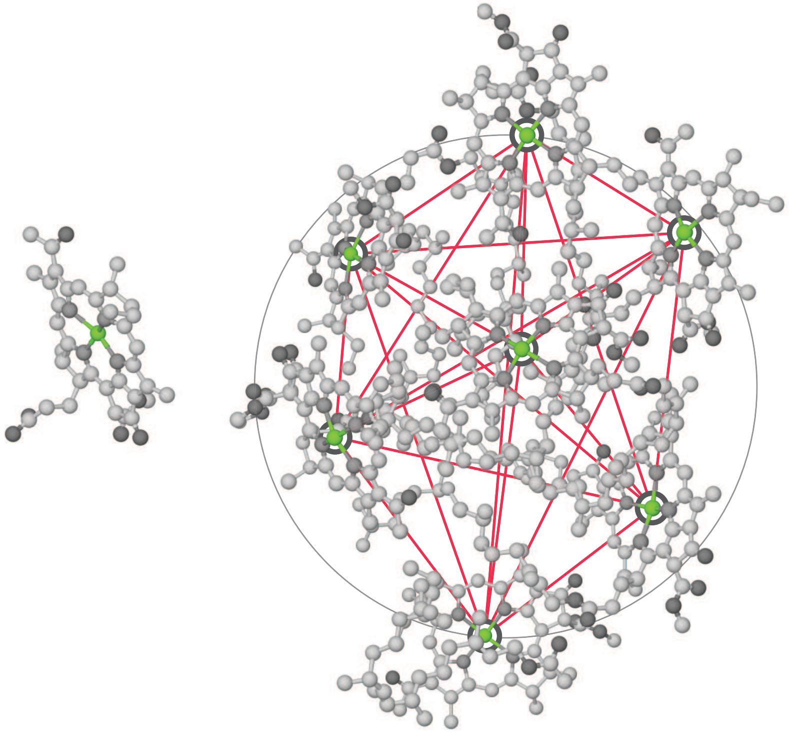
light harvesting antenna complexes (e.g., "FMO") funnel excitations from receptor to reaction center with $\geq 95\ \%$ **quantum efficiency**

at ambient temperature [Engel et al., Nature **446**, 782 (2007); Collini et al., Science **323**, 369 (2009)]

in noisy, multi-hierarchical environment

??? ORIGIN OF THIS EFFICIENCY ???

Coherent vs. incoherent causes of efficiency – under debate



- **noise-induced efficiency**

  [Wolynes, Breuer, Graham, Dittrich et al., 1980-1999]

  - **decoherence "breaks" disorder-induced localization of transport** [Whaley et al., Aspuru-Guzik et al.]
  - **"optimal" environment coupling**

    [Briegel et al., Plenio et al.]
  - **noise restores *classical* transport!**
  - **quantum if non-Markovian**

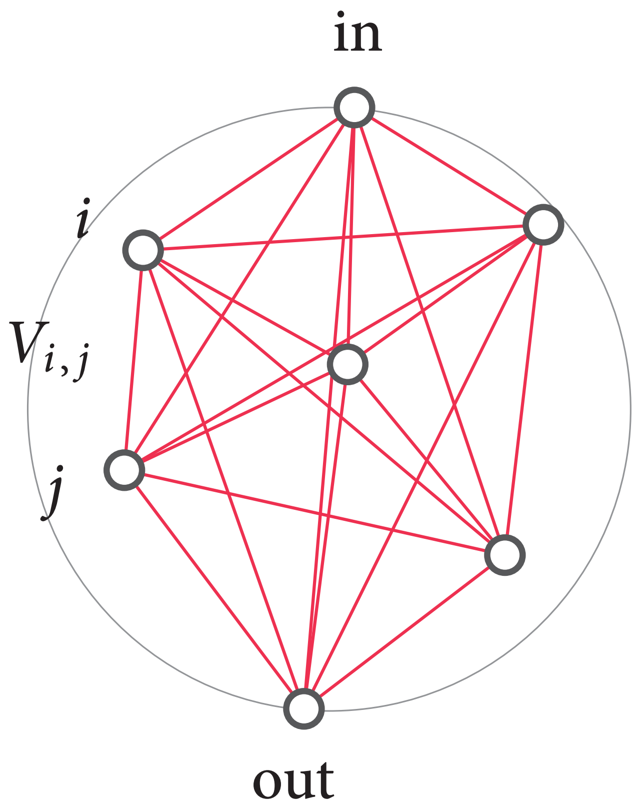
    [Thorwart et al., Fleming et al.]

- **HERE: fully coherent transport**
  - **on optimal molecular conformations** [Scholak et al.]
  - **"selected" by evolution from statistical sample**

Physical abstraction

– FMO as a 3D network of sites –

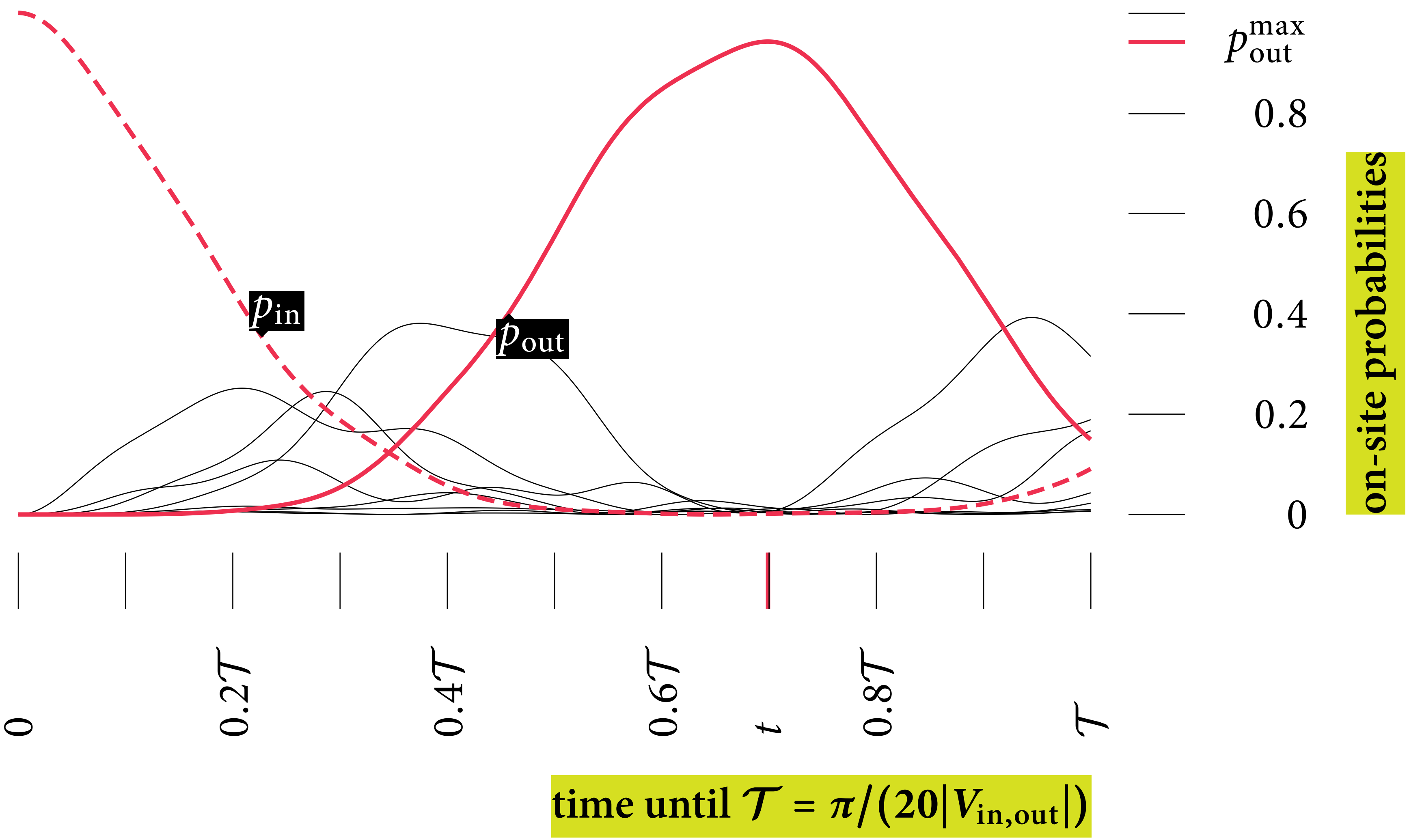
– coherent dynamics on finite, fully connected, random graph –



- **intersite coupling** $V_{i,j} \sim r_{i,j}^{-3}$
- **excitation injected at "in"**
- **excitation delivered at "out"**
- **remaining sites randomly placed within sphere**
- **efficient** $\equiv$ **large** p_{out}**, after short times**

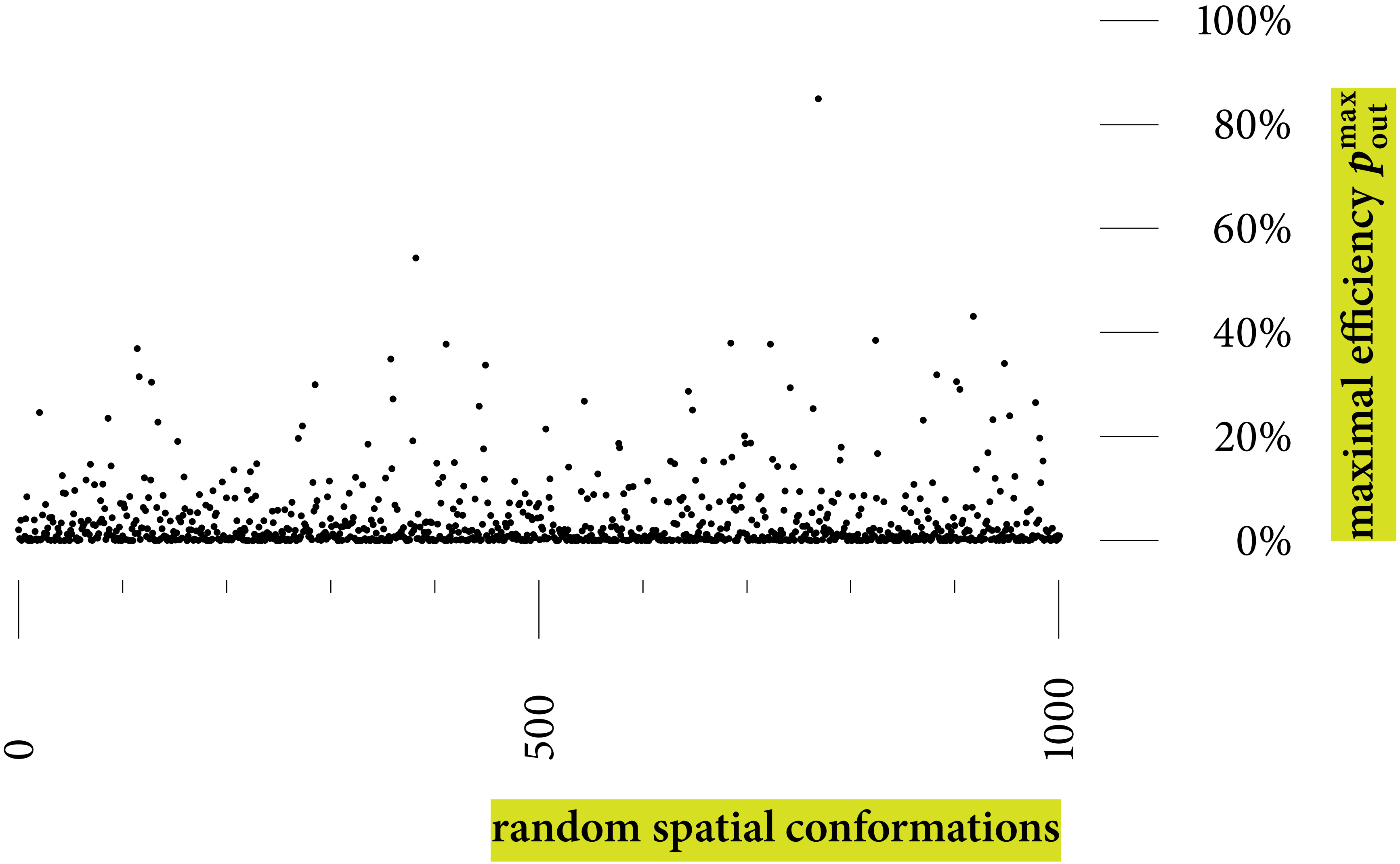
Transport efficiency

time evolution of on-site probabilities $p_i = |\langle i|U(t)|\mathrm{in}\rangle|^2$



Transport efficiency vs. configuration

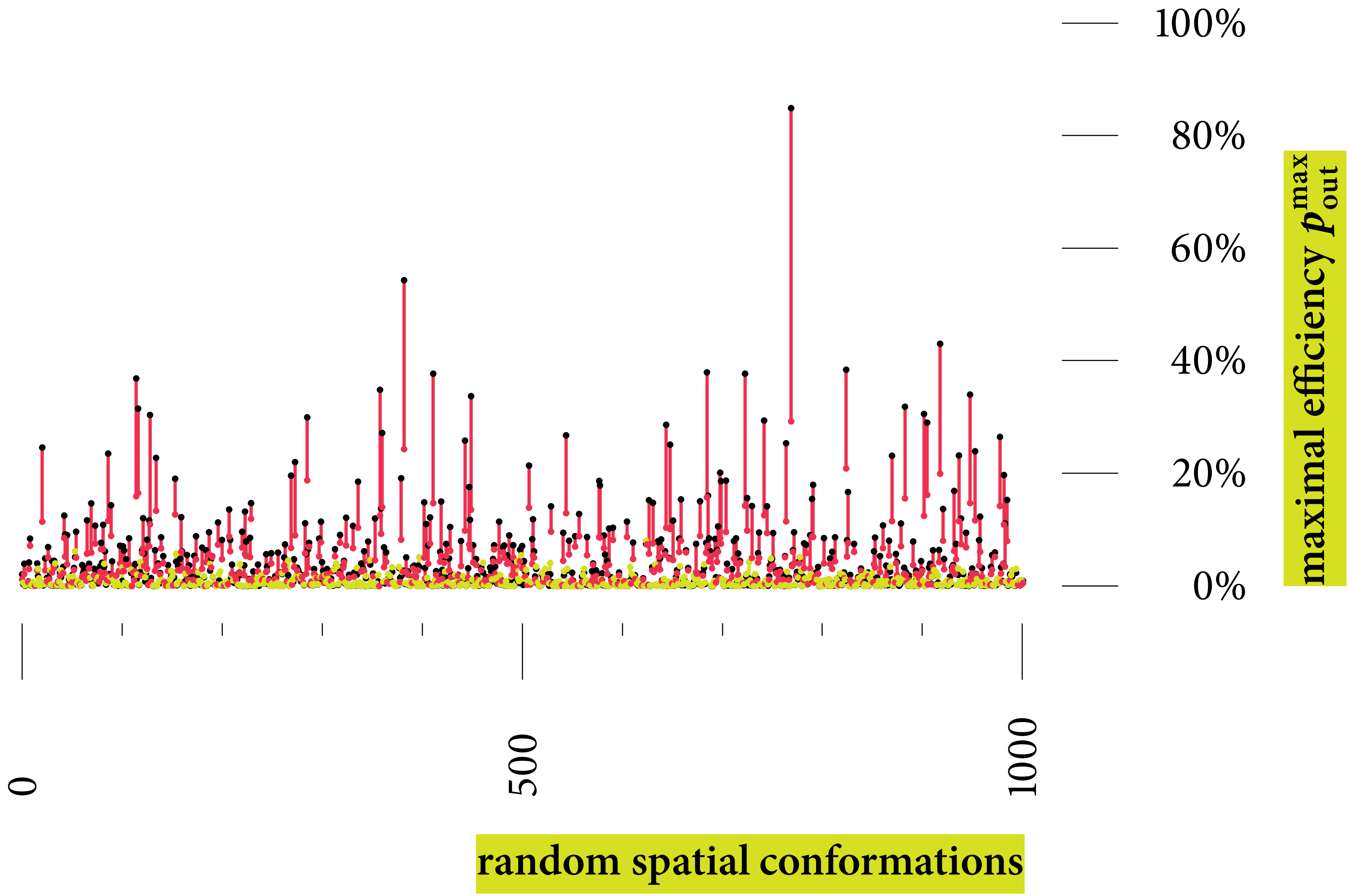
characteristic and LARGE fluctuations!



→ rare, optimal configurations – mostly localized transport ←

Transport under dephasing at rate $\gamma = 0.6/\mathcal{T}$

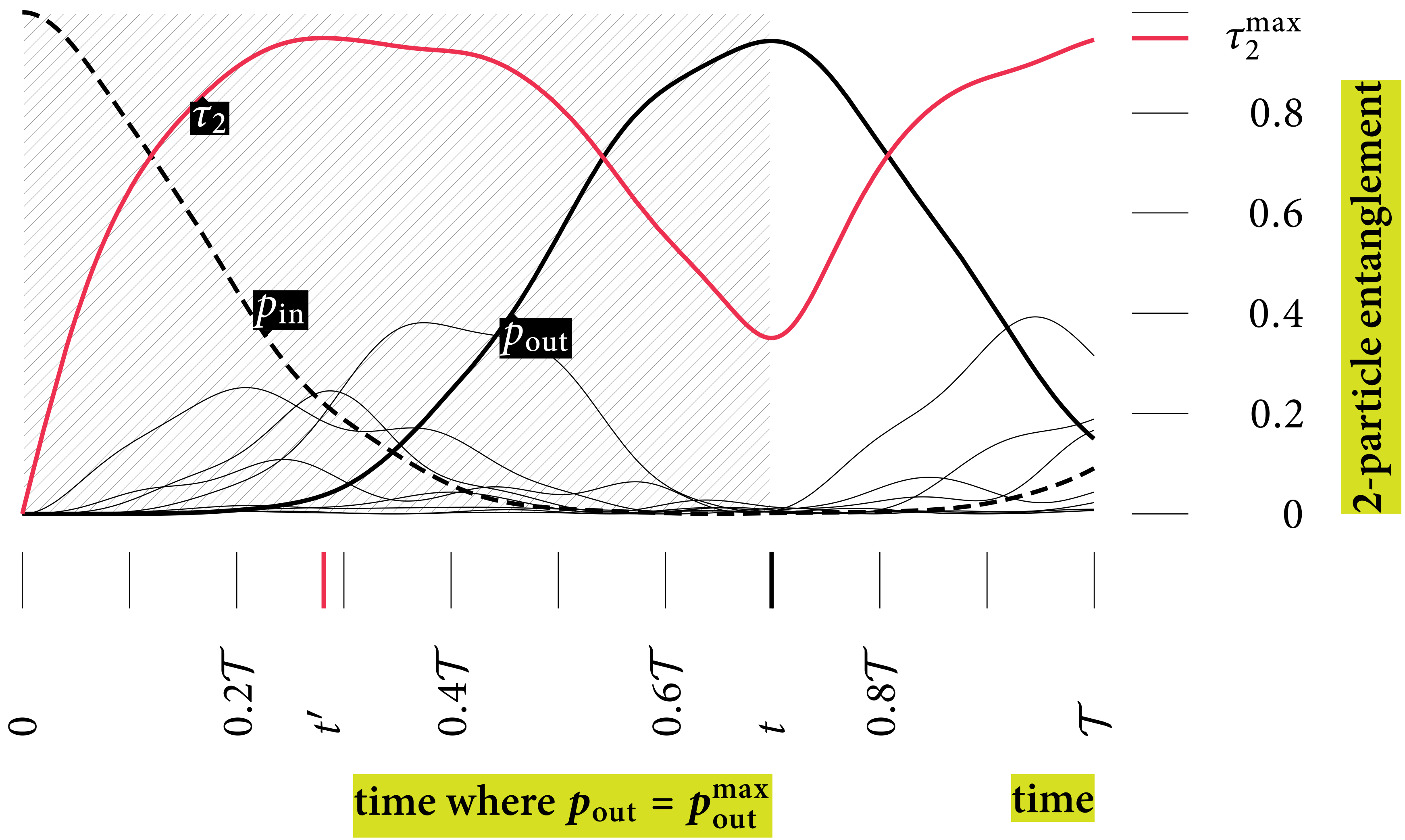
efficient/inefficient configurations remain efficient/inefficient under decoherence!!



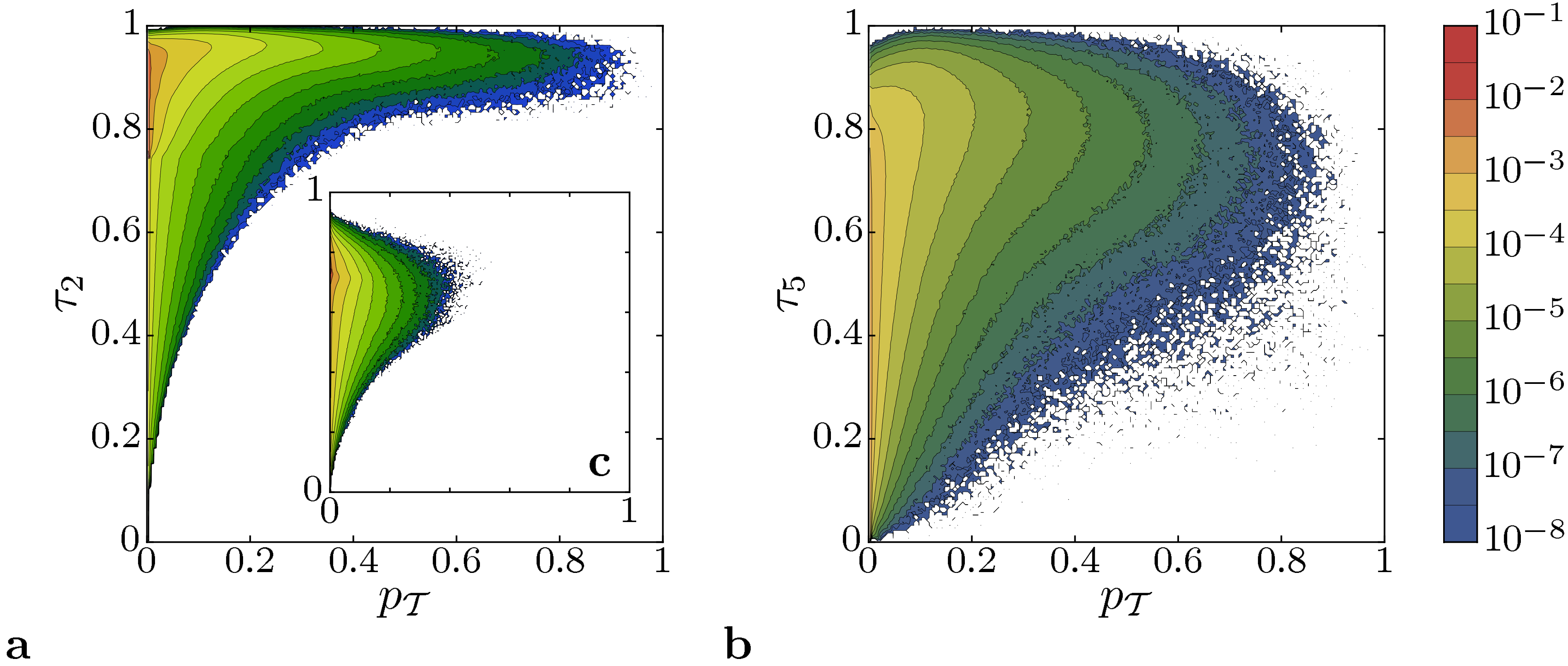
Functional rôle of entanglement?

time evolution of global two-particle entanglement

$$\tau_2(\psi(t)) = \sqrt{\left(1 - \sum_{i=1}^{N} p_i^2(t)\right) / (1 - 1/N)}$$



Transport efficiency vs. entanglement



no efficient transport without many-particle entanglement

left: two-particle – right: five-particle entanglement

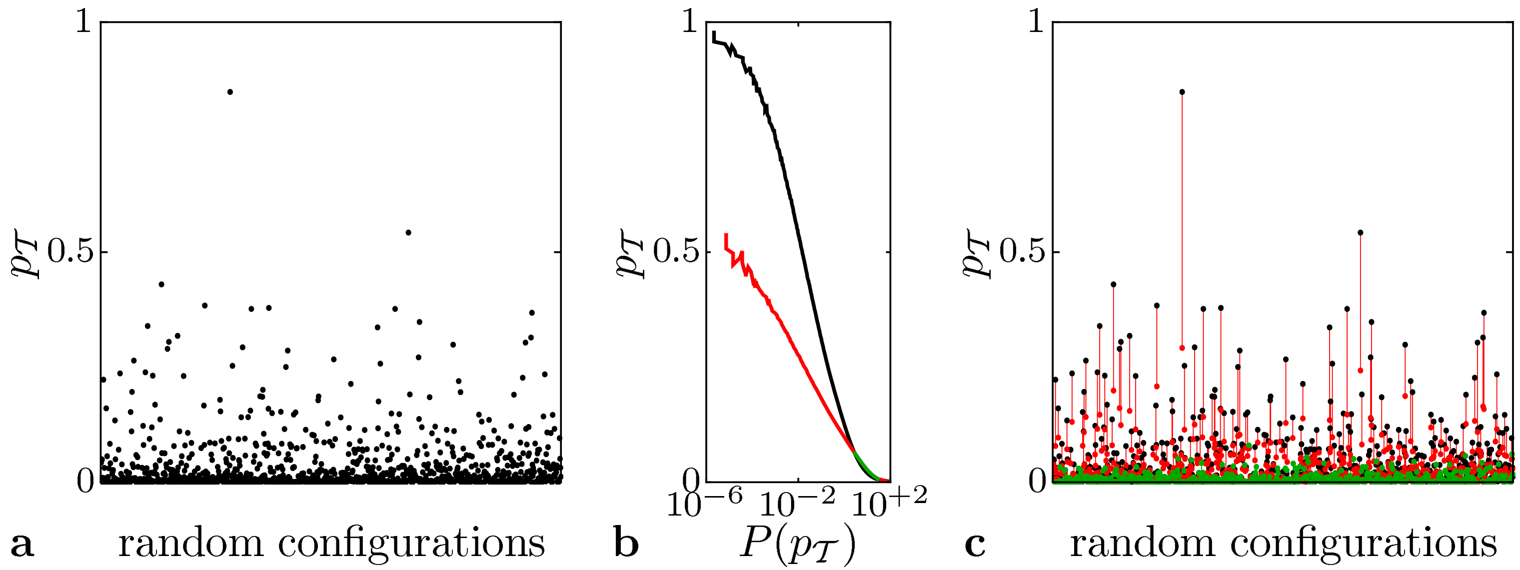
strong correlation prevails under dephasing

inset left (as above)

Discussion

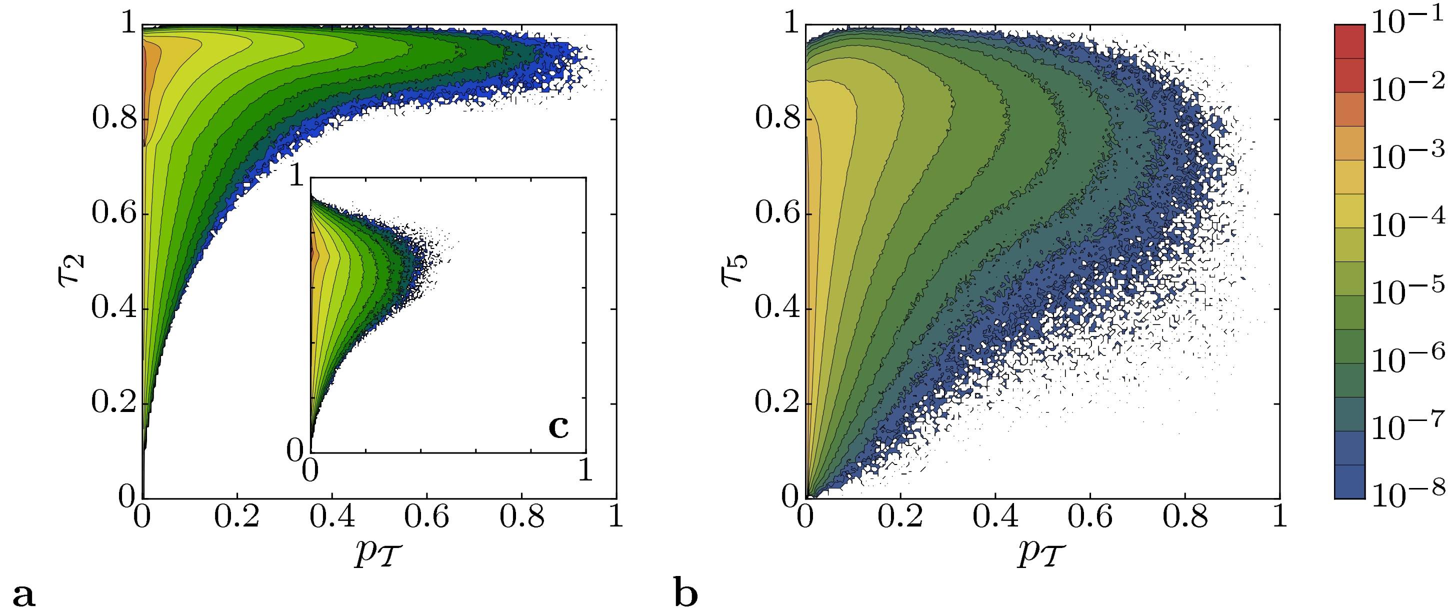
- the efficiency of excitation transport in the FMO complex is
  - due to RARE, constructive, multi-path quantum interference
  - across a finite-size sample
  - with statistics which define cost function!

- dephasing
  - improves the performance of the bad conformations
  - degrades the performance of the good conformations
  - but does NOT render the bad ones better than the good!



Open questions – Perspectives

- the rôle of entanglement



  - necessary *and* sufficient?
  - physical characteristics of the efficient configurations?
  - quantitative theory/sensitive experimental tests!

- hallmark of entanglement beyond coherence, in these systems?

- evolutionary advantage of entanglement?

Menu

- **Anderson or strong localization**

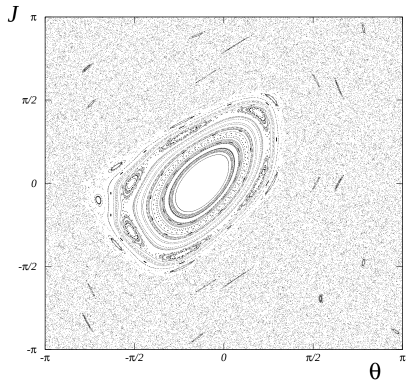
- **Driven Rydbergs**
  Andreas Krug & Sandro Wimberger & Javier Madroñero & Alexej Schelle

- **Quantum transport in biological functional units**
  Torsten Scholak & Thomas Wellens & Simeon Sauer & Florian Mintert & Fernando de Melo & Markus Tiersch

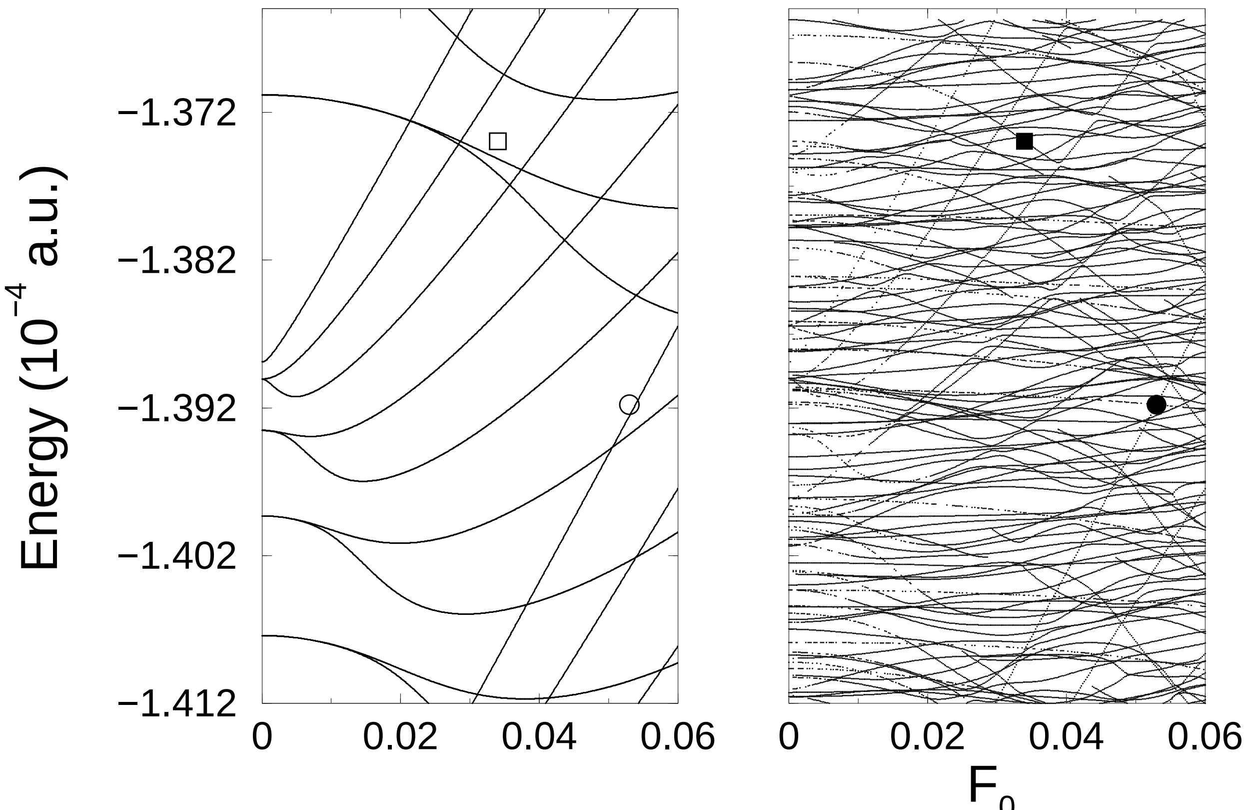
- **Spaghetti**
  Hannah Venzl & Tobias Zech & Moritz Hiller & Bartek Oles

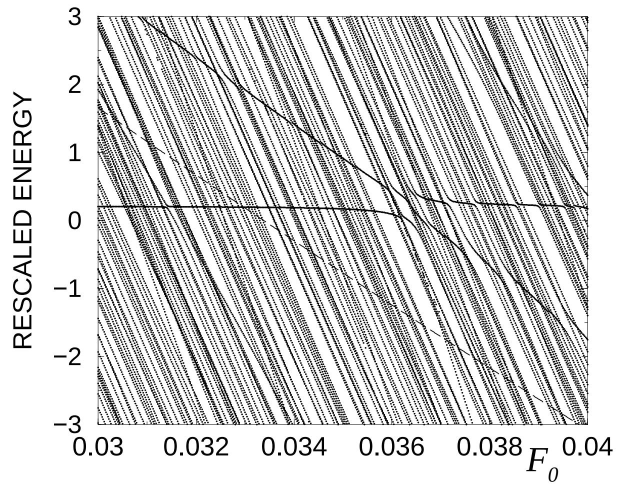
Nonlinear resonances and “level spaghetti”

KAM torus in “chaotic sea”



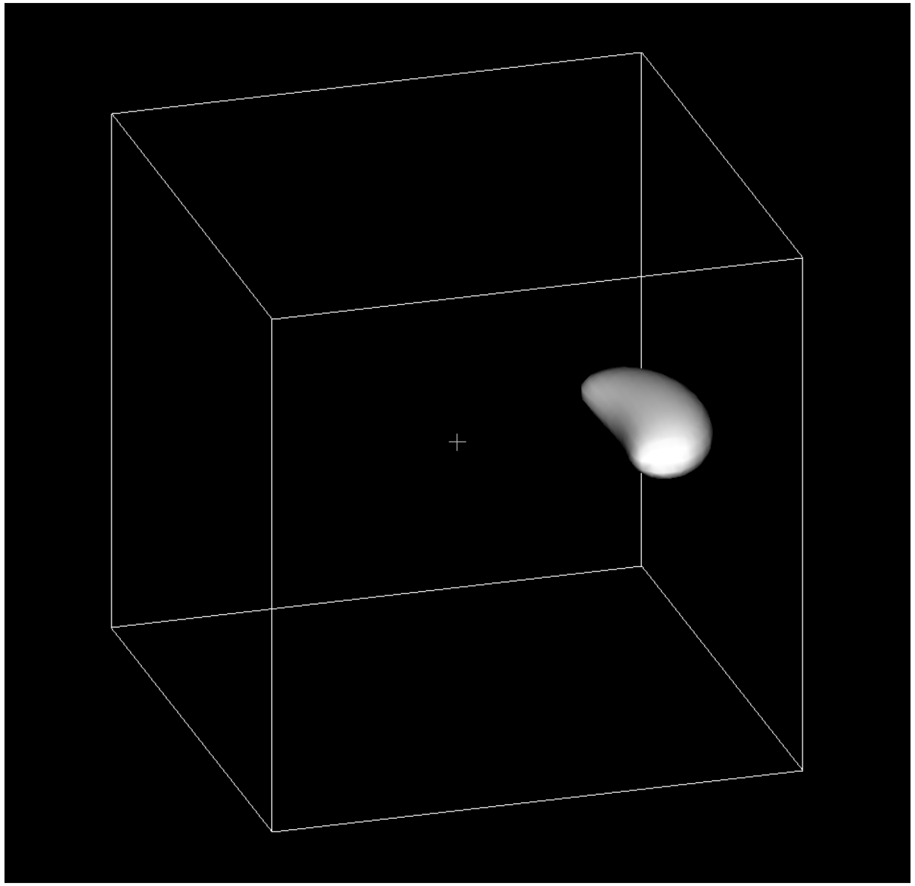
regular level structure embedded into irregular level dynamics – much alike regular island embedded into chaotic phase space
eigenvalues anchored to the island “go straight”!





[Zakrzewski et al., 1997]

Arbitrary control in 3D – wave packet on circular trajectory



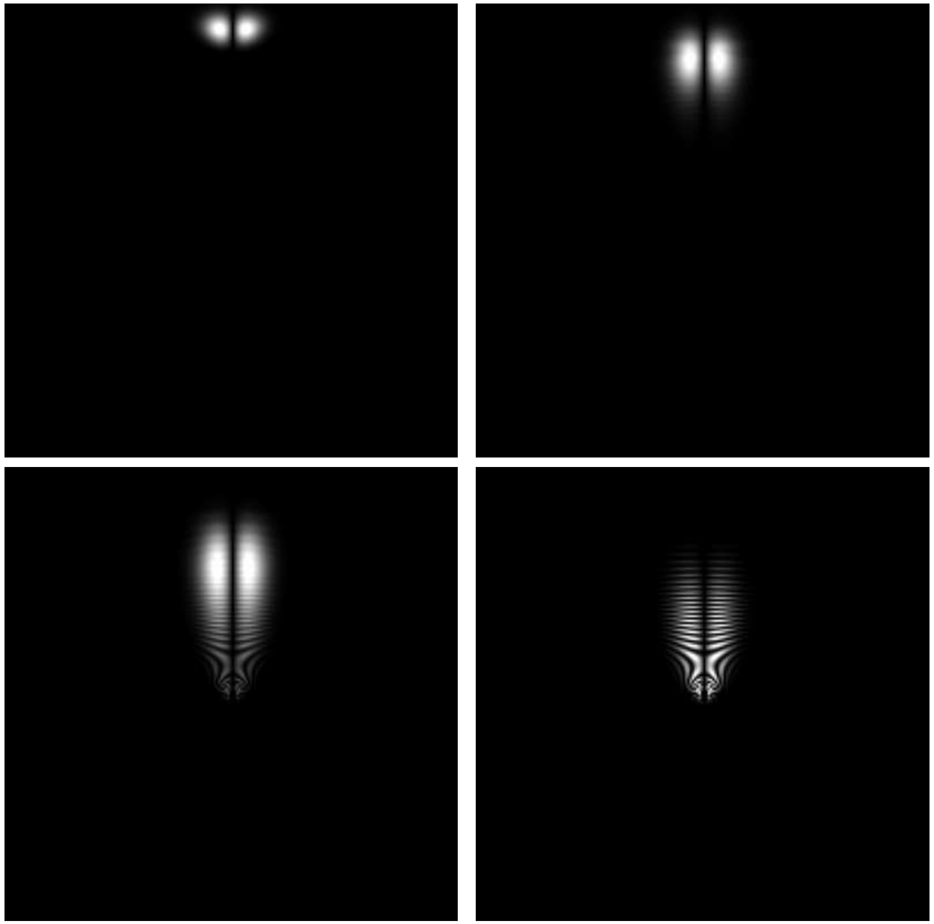
control through circularly polarizated e-m field, $\rho, z = \pm 10000$ a.u.

[Białynicki-Birula, Kaliński & Eberly, 1994; Brunello, Uzer & Farelly, 1996; Zakrzewski, Delande, -, 1995]

EXPERIMENTS: [Maeda et al., 2009; Mestayer et al, 2009]

isovalue plots of the electronic density

Experimental evidence

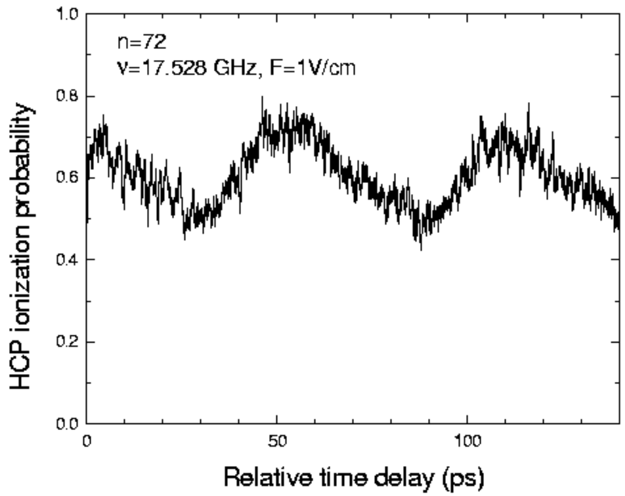


control by linearly polarizated e-m and parallel static electric field,
snapshots at different phases of Kepler cycle
$\rho, z = \pm 10000$ a.u.
[-, Delande & Zakrzewski, 2002]

position-sensitive detection

[Maeda & Gallagher & Co, 2004-2009]

experimental life time
≥ 15000 **Kepler orbits!**



Remember the “simple example” . . .

. . . of the harmonic oscillator

nach demjenigen Gesetz, das sich für einen Massenpunkt mit der Energiefunktion (1) aus der gewöhnlichen Mechanik ergeben würde. Die Amplitude, in x gemessen, ist A, in q gemessen also

$$a = \frac{A}{2\pi}\sqrt{\frac{h}{m\nu_0}}. \tag{11}$$

Für die *Energie* eines Massenpunktes m, der mit dieser Amplitude und mit der Frequenz ν_0 oszilliert, ergibt die gewöhnliche Mechanik

$$2\pi^2 a^2 \nu_0^2 m = \frac{A^2}{2} h\nu_0 \tag{12}$$

d. i. nach (6), gerade $nh\nu_0$, wo n die mittlere Quantenzahl der herausgegriffenen Gruppe. Die „Korrespondenz“ ist also auch in dieser Hinsicht eine vollkommene.

Der *zweite* Faktor in (9) ist im allgemeinen sowohl von x als auch von t eine sehr rasch veränderliche Funktion vom Absolutbetrag ≤ 1, welche ständlich — doch möchte ich an dieser Stelle hierauf nicht näher eingehen.

Unsere Wellengruppe hält dauernd zusammen, breitet sich *nicht* im Laufe der Zeit auf ein immer größeres Gebiet aus, wie man es sonst, z. B. in der Optik, gewohnt ist. Das will freilich hier im eindimensionalen nicht viel sagen, ein Buckel auf einer Saite verhält sich ganz ähnlich. Man erkennt aber leicht, daß sich durch Multiplikation von zwei bzw. drei Ausdrücken wie (4), der eine in x, der andere in y, der dritte in z geschrieben, auch der *ebene* bzw. der *räumliche* Oszillator darstellen läßt, d. h. eine ebene oder eine räumliche Wellengruppe, die auf einer harmonischen Ellipse umläuft[1]). Auch eine solche Wellengruppe bleibt dauernd beisammen, im Gegensatz z. B. zu einem Wellenpaket der klassischen Optik, das sich im Laufe der Zeit zerstreut. Der Unterschied dürfte davon herrühren, daß unsere Gruppe aus einzelnen *diskreten* harmonischen Komponenten aufgebaut ist, nicht aus einem *Kontinuum* von solchen.

Ich möchte schließlich noch erwähnen, daß eine

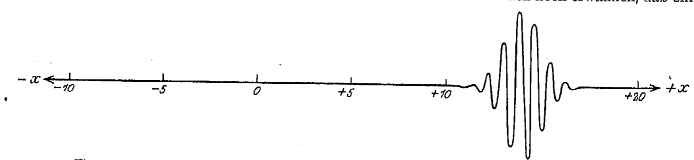


Fig. 2. Pendelnde Wellengruppe als undulationsmechanisches Bild des Massenpunktes.

viele tiefe und schmale Furchen in das Antlitz des ersten Faktors gräbt und so eine *Wellengruppe* daraus macht, deren Bild — nur ganz schematisch — in Fig. 2 wiedergegeben ist. Der Abszissenmaßstab der Fig. 2 ist natürlich viel kleiner als in Fig. 1; Fig. 2 müßte fünfmal vergrößert werden, um mit Fig. 1 direkt vergleichbar zu sein. Eine genauere Betrachtung des zweiten Faktors in (9) offenbart folgendes interessante Detail, das in der Fig. 2, die nur *ein* Stadium darstellt, nicht zum Ausdruck kommt. Die *Anzahl* und *Breite* der „Furchen“ oder „Wellchen“, welche den Massenpunkt durchsetzen, ist zeitlich veränderlich. Die Wellchen sind am *zahlreichsten* und *schmälsten* beim Durchgang durch die Mitte $x = 0$; sie werden *völlig ausgeglättet* an den Umkehrstellen $x = \pm A$, weil dort nach (10) der $\cos 2\pi\nu_0 t = \pm 1$ und daher der $\sin 2\pi\nu_0 t = 0$ wird, so daß der zweite Faktor in (9) gar nicht von x abhängt. Die gesamte Ausdehnung der Wellengruppe („Dicke des Massenpunktes“) bleibt jedoch stets dieselbe. Die Veränderlichkeit der „Kräuselung“ ist als eine Abhängigkeit von der *Geschwindigkeit* aufzufassen und als solche nach allgemeinen undulationsmechanischen Gesichtspunkten vollkommen ver-gemeinsame additive Konstante, sagen wir C, die eigentlich in (3) zu allen ν_n hinzuzufügen ist (entsprechend der „Ruhenergie“ des Massenpunktes) nichts wesentliches ändert. Es tritt nur in der eckigen Klammer in (9) der Addend $2\pi Ct$ hinzu. Dadurch werden die Oszillationen *innerhalb* der Wellengruppe *zeitlich* sehr viel rascher, während das durch (10) beschriebene Pendeln der Gruppe als ganzer und ebenso ihre Kräuselung davon ganz unberührt bleiben.

Es läßt sich mit Bestimmtheit voraussehen, daß man auf ganz ähnliche Weise auch die Wellengruppen konstruieren kann, welche auf hochquantigen Keplerellipsen umlaufen und das undulationsmechanische Bild des Wasserstoffelektrons sind; nur sind da die rechentechnischen Schwierigkeiten größer als in dem hier behandelten, ganz besonders einfachen Schulbeispiel.

[1]) Es sei hier die interessante Bemerkung eingeschaltet, daß für den *ebenen* Oszillator die Quantenniveaus *ganzzahlig*, für den *räumlichen* dagegen wieder „halbzahlig“ werden. Ähnliches gilt für den Rotator. Die spektroskopisch so bedeutungsvolle Halbzahligkeit hängt also mit der *ungeraden* Dimensionszahl des Raumes zusammen.

nach demjenigen Gesetz, das sich für einen Massenpunkt mit der Energiefunktion (1) aus der gewöhnlichen Mechanik ergeben würde. Die Amplitude, in x gemessen, ist A, in q gemessen also

$$a = \frac{A}{2\pi}\sqrt{\frac{h}{m\nu_0}}. \qquad (11)$$

Für die *Energie* eines Massenpunktes m, der mit dieser Amplitude und mit der Frequenz ν_0 oszilliert, ergibt die gewöhnliche Mechanik

$$2\pi^2 a^2 \nu_0^2 m = \frac{A^2}{2} h\nu_0 \qquad (12)$$

d. i. nach (6), gerade $nh\nu_0$, wo n die mittlere Quantenzahl der herausgegriffenen Gruppe. Die „Korrespondenz" ist also auch in dieser Hinsicht eine vollkommene.

Der *zweite* Faktor in (9) ist im allgemeinen sowohl von x als auch von t eine sehr rasch veränderliche Funktion vom Absolutbetrag $\leqslant 1$, welche ständlich — doch möchte ich an dieser Stelle hierauf nicht näher eingehen.

Unsere Wellengruppe hält dauernd zusammen, breitet sich *nicht* im Laufe der Zeit auf ein immer größeres Gebiet aus, wie man es sonst, z. B. in der Optik, gewohnt ist. Das will freilich hier im eindimensionalen nicht viel sagen, ein Buckel auf einer Saite verhält sich ganz ähnlich. Man erkennt aber leicht, daß sich durch Multiplikation von zwei bzw. drei Ausdrücken wie (4), der eine in x, der andere in y, der dritte in z geschrieben, auch der *ebene* bzw. der *räumliche* Oszillator darstellen läßt, d. h. eine ebene oder eine räumliche Wellengruppe, die auf einer harmonischen Ellipse umläuft[1]). Auch eine solche Wellengruppe bleibt dauernd beisammen, im Gegensatz z. B. zu einem Wellenpaket der klassischen Optik, das sich im Laufe der Zeit zerstreut. Der Unterschied dürfte davon herrühren, daß unsere Gruppe aus einzelnen *diskreten* harmonischen Komponenten aufgebaut ist, nicht aus einem *Kontinuum* von solchen.

Ich möchte schließlich noch erwähnen, daß eine

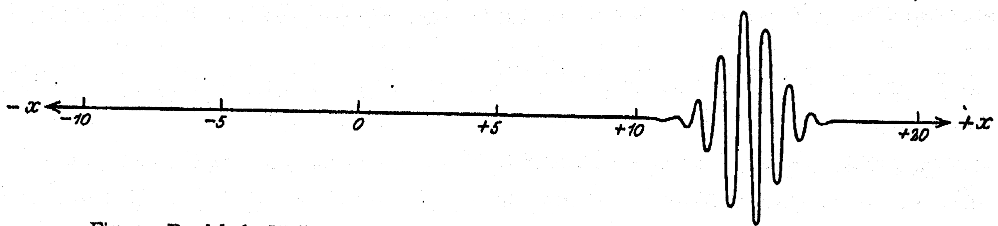


Fig. 2. Pendelnde Wellengruppe als undulationsmechanisches Bild des Massenpunktes.

Es läßt sich mit Bestimmtheit voraussehen, daß man auf ganz ähnliche Weise auch die Wellengruppen konstruieren kann, welche auf hochquantigen Keplerellipsen umlaufen und das undulationsmechanische Bild des Wasserstoffelektrons sind; nur sind da die rechentechnischen Schwierigkeiten größer als in dem hier behandelten, ganz besonders einfachen Schulbeispiel.

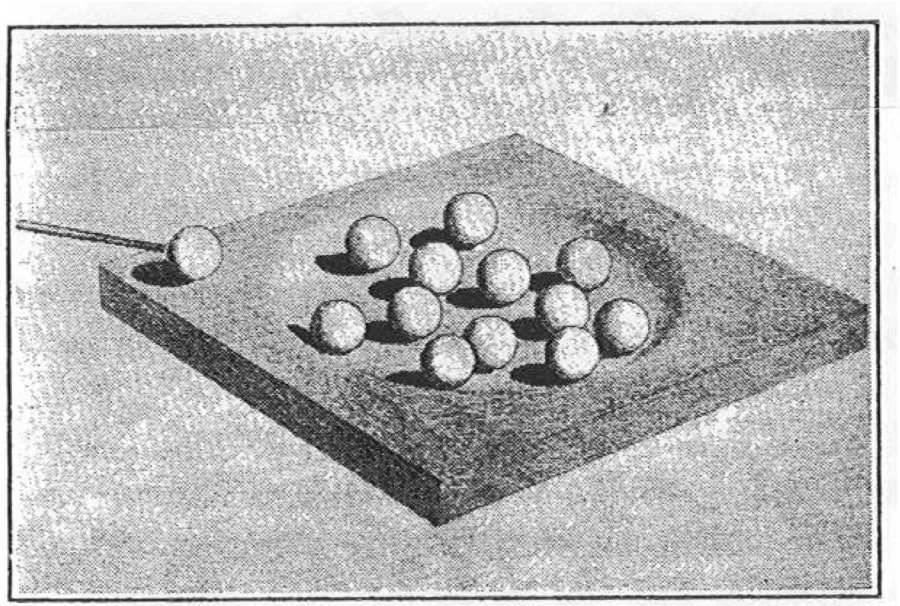
[Schrödinger, 1926]

Many particle interactions – then and now

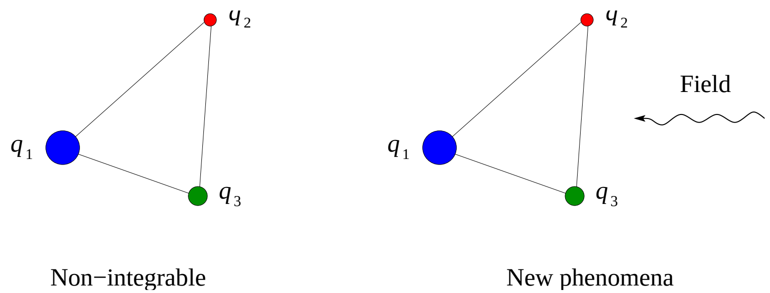
$$H_B = -\frac{J_B}{2}\left(\sum_l a^\dagger_{l+1} a_l + h.c.\right) + \frac{W_B}{2}\sum_l n_l(n_l - 1)$$

compound nuclei

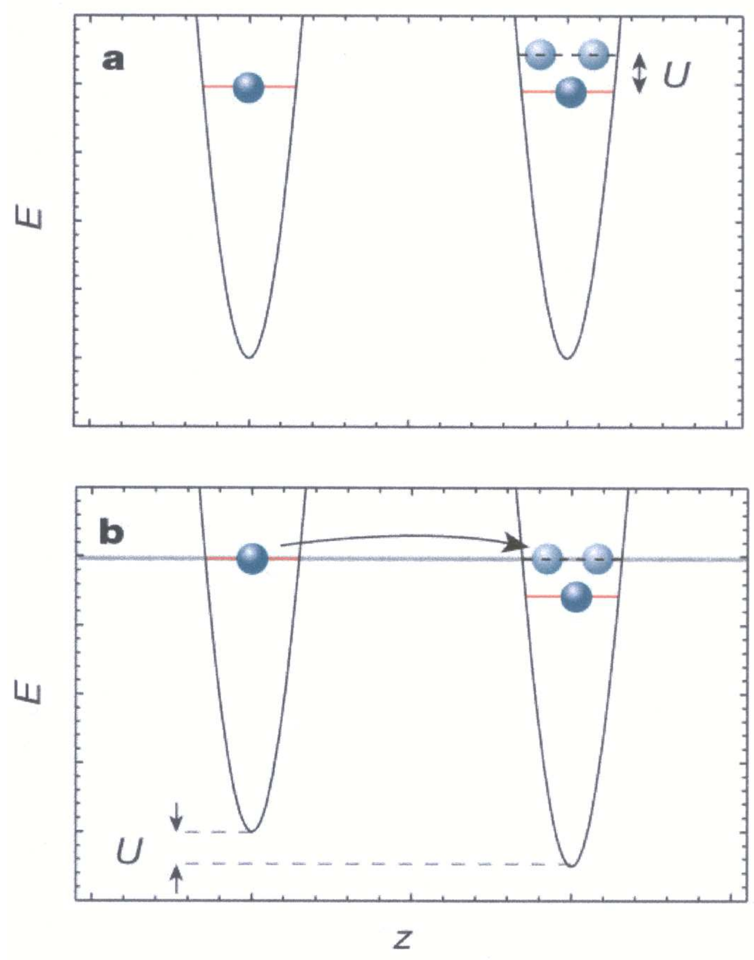
ultracold atoms



[N. Bohr, 1936]



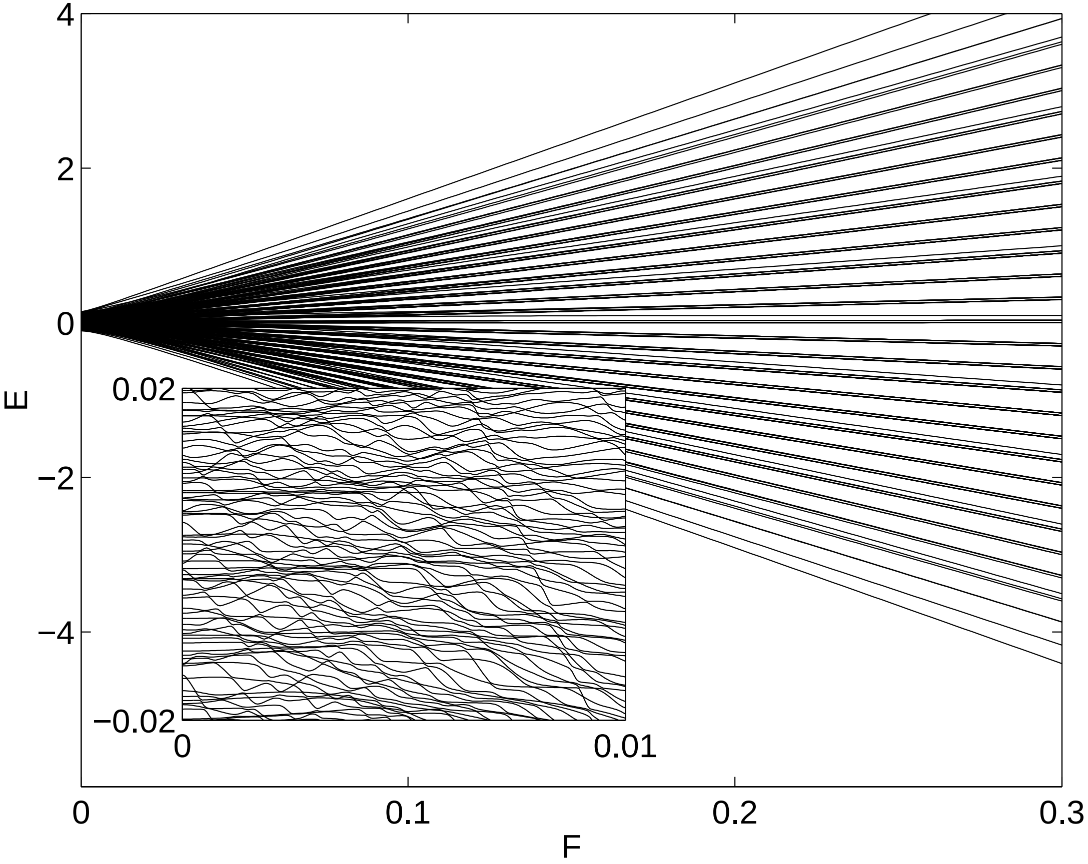
driven helium



[Greiner et al., 2002]

Tuning the spectrum from regularity to complexity

$$H = -\frac{J_B}{2}\left(\sum_l a_{l+1}^\dagger a_l + h.c.\right) + \frac{W_B}{2}\sum_l n_l(n_l-1) + \mathbf{Fd}\sum_\mathbf{l} \mathbf{l n_l}$$



$[N = 3,\ L = 11,\ J_B = 0.038,\ W_B = 0.032]$

- Bose-Hubbard Hamiltonian under **static tilt**

- parametric spectral evolution

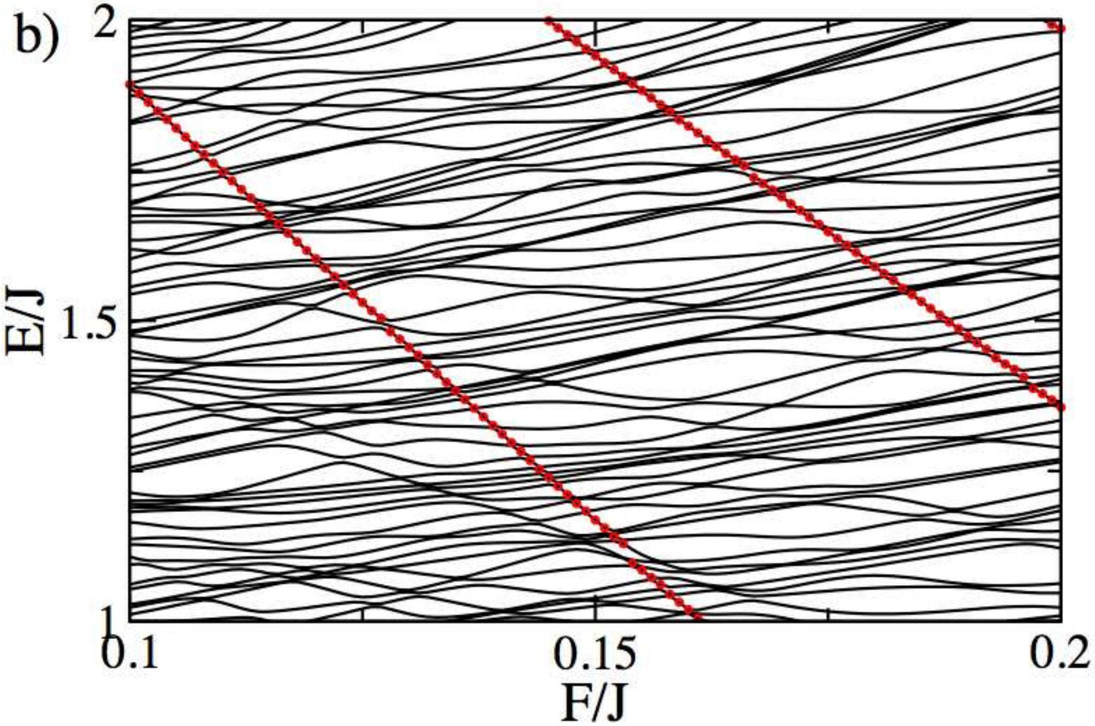
$$H(F)|\psi_j(F)\rangle = E_j(F)|\psi_j(F)\rangle$$

- spacings $s_j(F) = E_{j+1}(F) - E_j(F)$

- inset: **competing symmetries – "level spaghetti"**

Solitonic solutions in the tilted Bose Hubbard problem

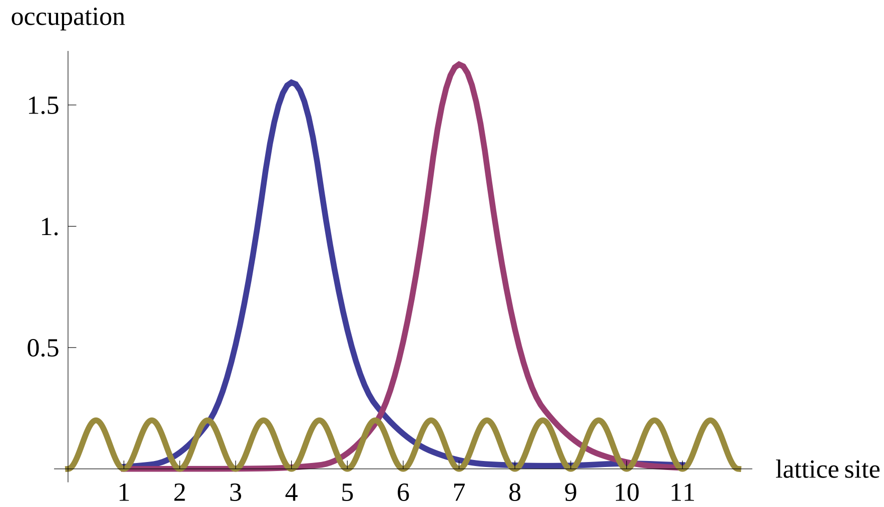
$$H = -\frac{J_B}{2}\left(\sum_l a_{l+1}^\dagger a_l + h.c.\right) + \frac{W_B}{2}\sum_l n_l(n_l - 1) + Fd\sum_l l n_l$$



$N = 3$, $L = 11$, $J_B = 0.038$, $W_B = 0.032$

- L solitonic states "screened" against chaotic background
- robust, strongly localized many particle configurations (more than 60 % of all atoms on one site)

[H. Venzl, T. Zech, B. Oleś, M. Hiller, F. Mintert, -, preprint]



Literature - School 2011 - etc

- more in
  - **T. Scholak et al., arXiv:0912.3560 –**
  - **A. Schelle et al., PRL 102, 183001 (2009) –**
  - **-, Delande, Zakrzewski, Phys. Rep. 368, 409 (2002) –**

- School and Workshop on
  "New Trends in Quantum Dynamics and Quantum Entanglement" at ICTP Trieste, February 14-25, 2011

- **Freiburg Research Focus on Quantum Efficiency** – tenure track Junior Professor (assistant professor) position to come up soon

www.quantum.uni-freiburg.de