

# Szczegółowy wgląd w proces chłodzenia jedno-wymiarowego gazu bozonów



Piotr Deuar (IF PAN)

Emilia Witkowska, Mariusz Gajda (IF PAN)

Kazimierz Rzażewski (CFT PAN)



Cover of Phys. Rev. Lett., 1 Apr 2011

E. Witkowska, PD, M. Gajda, K. Rzażewski, PRL **106**, 135301 (2011)

# Zarys sprawy

## Pytanie: co się właściwie dzieje podczas chłodzenia?

W eksperymencie trudno to prześledzić..

Symulacje chłodzenia były w 2D / 3D, za to 1D jest niezbyt znane

Sugestie z teorii:

- Mechanizm Kibble-Żurek → Solitony
- fluktuacje fazy w stanie równowagowym
- dwa przejścia fazowe w pułapce:  
Gaz termiczny → Kwazikondensat → kondensat prawdziwy

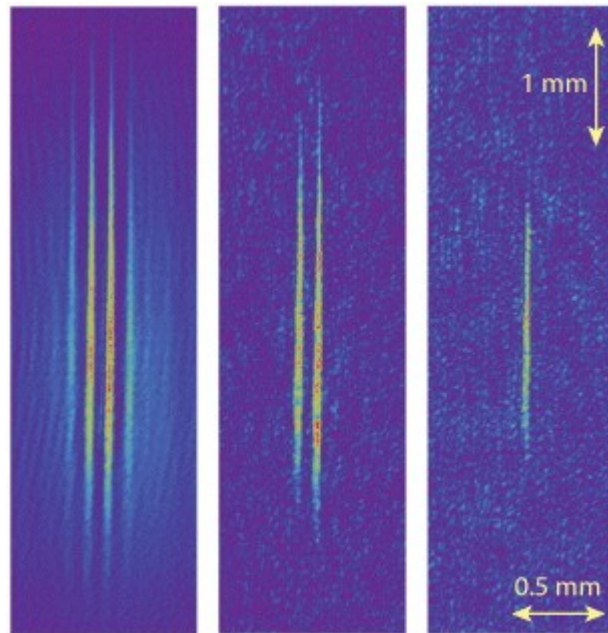
Dotychczasowe skutki:

- potrafimy prześledzić cały proces, lecz nie koniecznie zrozumieć
- solitony Kibble-Żurka = stadium larwalne fluktuacji fazy w równowadze
- zanik ostatniego solitonu → BEC
- nie ogarniamy narazie powstawania pierwszych domen i kwazikondensatu

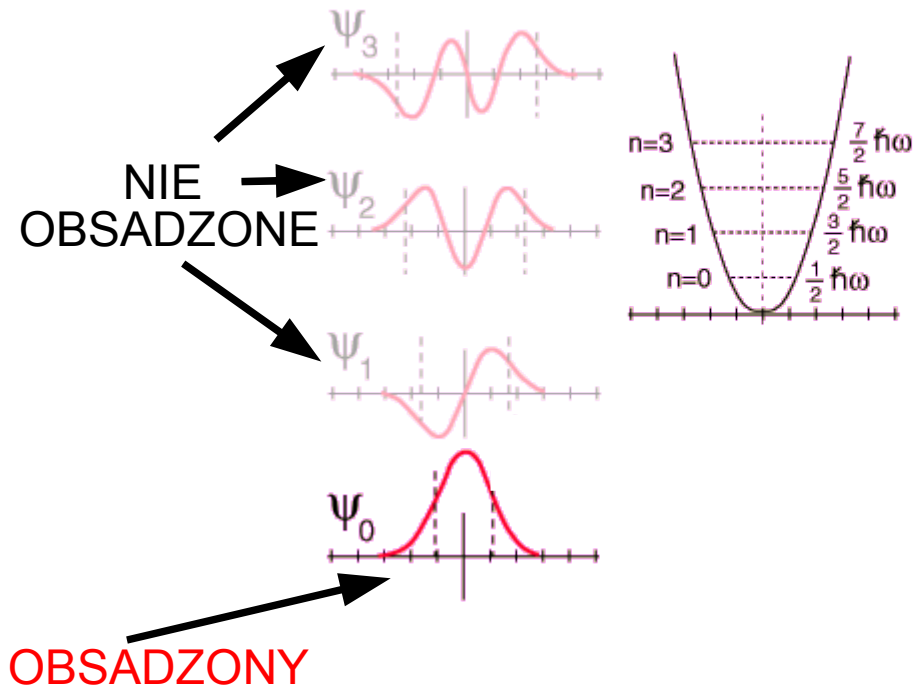
# Jedno-wymiarowy gaz bozonów

$$\hat{H} = \int dx \left\{ \hat{\Psi}^\dagger(x) \left[ V(x) - \frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \right] \hat{\Psi}(x) + \frac{g}{2} \hat{\Psi}^\dagger(x)^2 \hat{\Psi}(x)^2 \right\}$$

$g > 0 \rightarrow$  odpychający



W wąskich kierunkach



I. Llorente Garcia *et al.* New J. Phys. **12**, 093017 (2010)

**OBSADZONY**

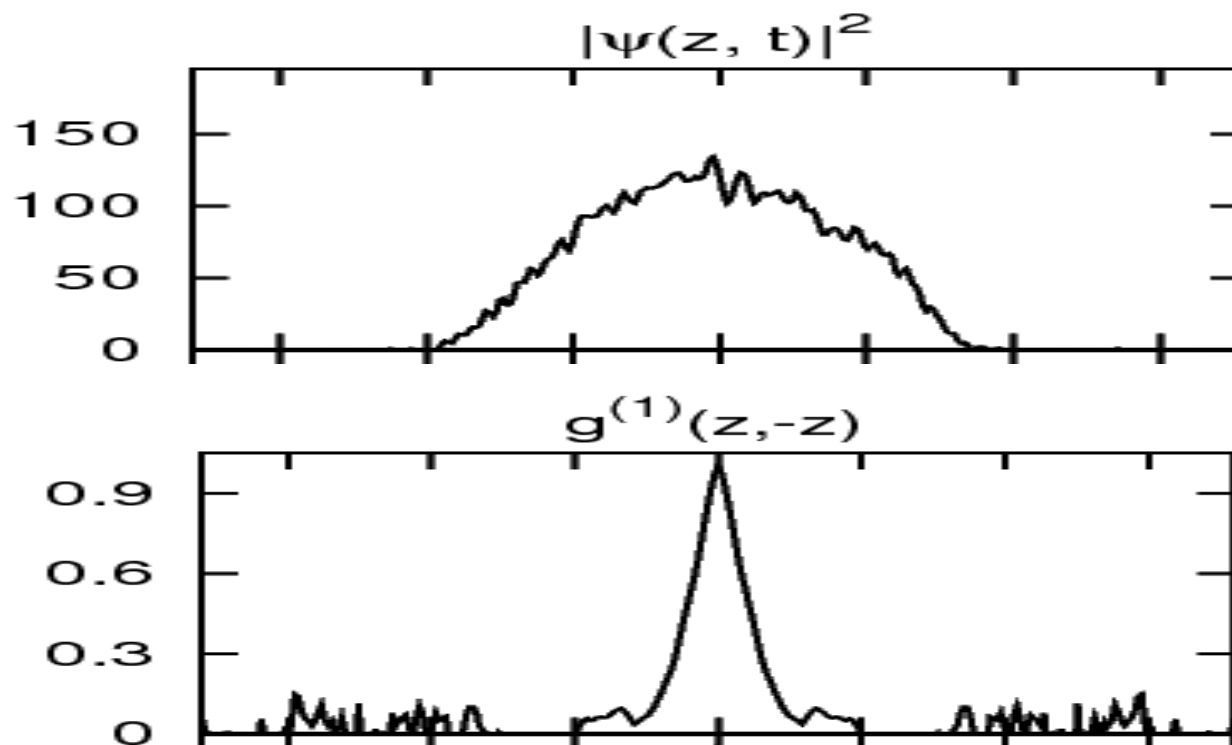
# Kwazikondensat

Gaz idealny w wolnej przestrzeni:  
Prawdziwy kondensat nie występuje

D. Petrov, G. Shlyapnikov, J. Walraven,  
PRL **85**, 3745 (2000)

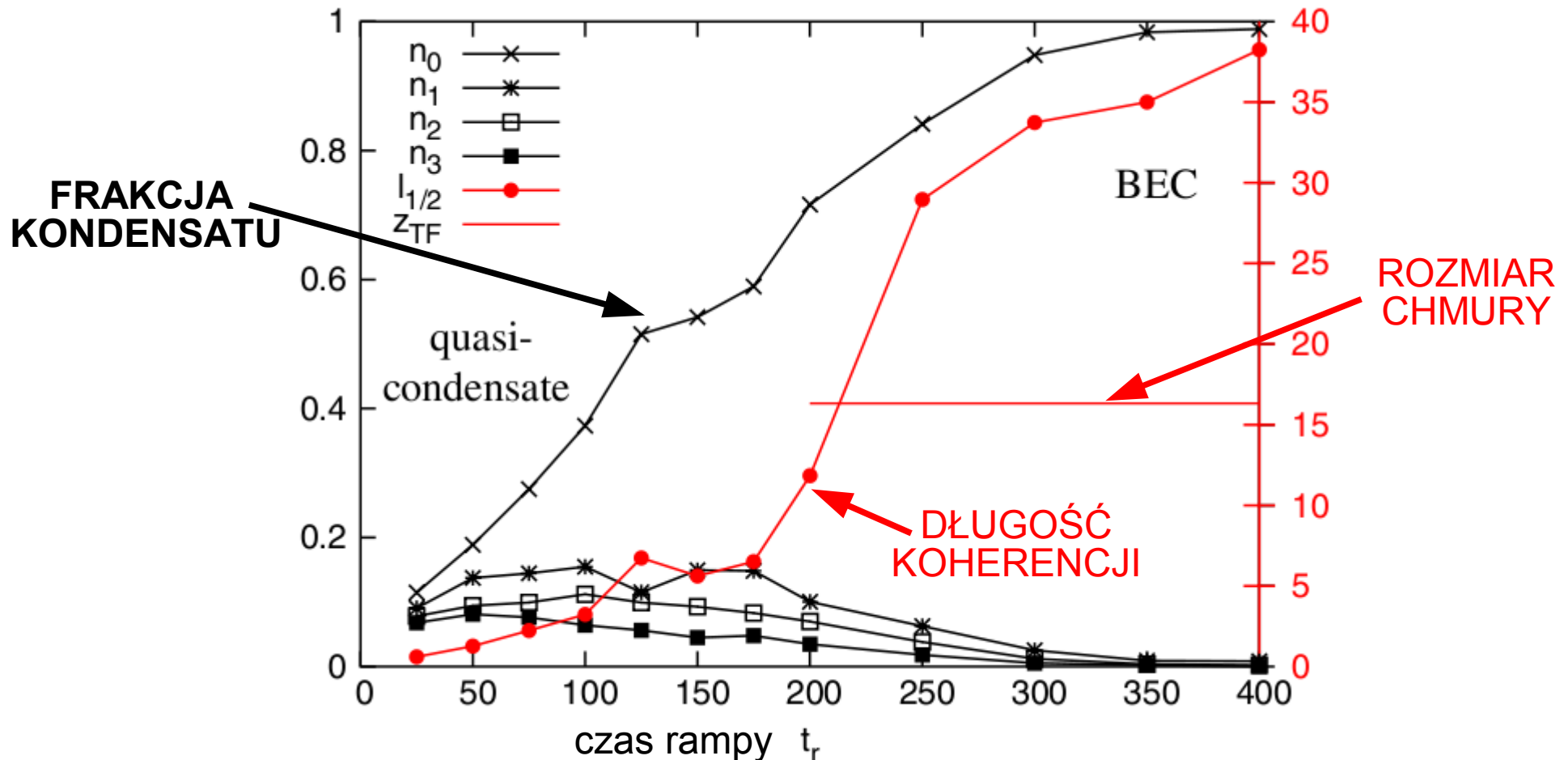
Długość koherencji

$$g^{(1)}(x, x') \sim \exp\left[-\frac{|x - x'|}{l_\phi}\right] \quad ; \quad l_\phi \sim \frac{N^{2/3}}{T}$$



# BEC w pułapce

- Jeśli długość koherencji  $>$  rozmiar chmury
- $\rightarrow$  Jednak BEC



E. Witkowska, PD, M. Gajda, K. Rzążewski  
PRL 106, 135301 (2011)

# Solitony – Mechanizm Kibble-Żurka

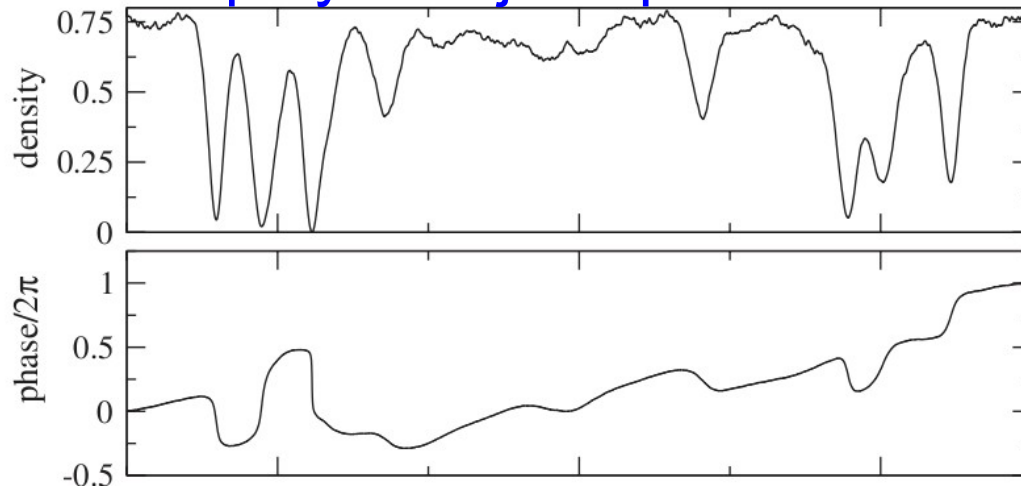
- Temperatura się obniża w czasie
- Blisko  $T_c$ , czas reakcji jest za długi aby nadażyć za stanem termicznym
- Faza zostaje lokalnie “zamrożona” bez komunikacji między odległymi obszarami
- → domeny fazy
- Pomędzy domenami tworzą się defekty (solitony w 1D)
- Im szybsza rampa, tym mniejsze domeny
- Skalowanie ilości solitonów z prędkością przekraczania  $T_c$  było przewidziane.

$$N_{\text{soliton}} / L \sim (1/[\text{czas rampy}]) \text{ [stała } O(1)]$$

# Wątpliwości – jak to jest naprawdę?

## POJEDYNCZE REALIZACJE

Symulacja przejścia przez  $\mu_c$   
przy stałej temperaturze



B. Damski, W. Żurek, PRL **104**, 160404 (2010)

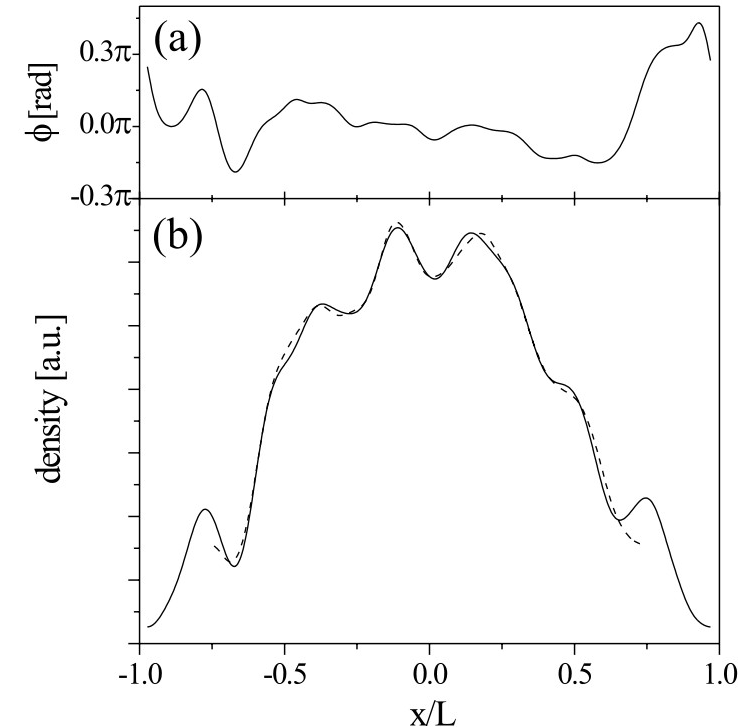
Po przejściu → są solitony! → KZM

Ale to był bardzo uproszczony model:

- przejście w  $\mu$  nie T
- brak pułapki
- brak chłodzenia czy strat
- stały kontakt z rezerwuarem o stałej T

**ALE,**

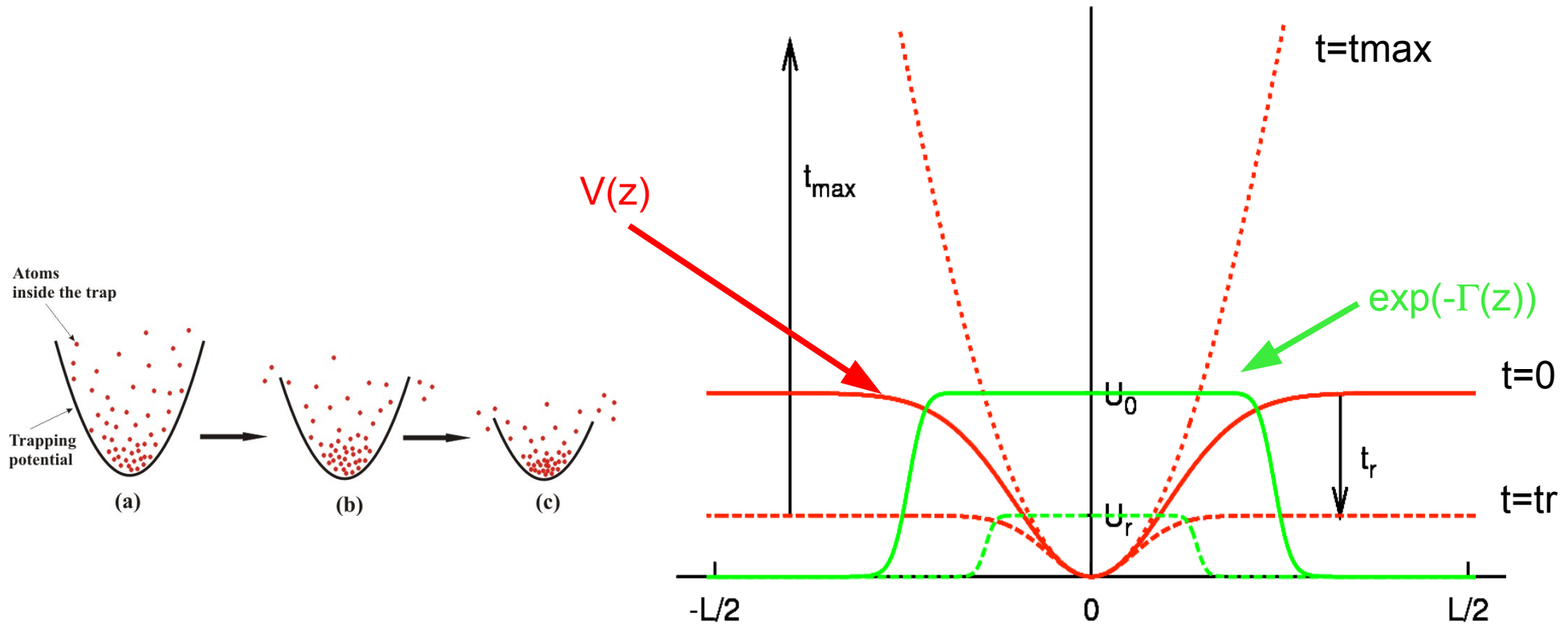
**Stan termiczny  
kwazikondensatu**



S. Dettmer *et al*, PRL **87**, 160406 (2001)

**Solitonów BRAK!**

# Model chłodzenia przez odparowywanie



$$V(z, t) = U(t)[1 - e^{-(z^2/2U(t))}]$$

$$U(t) = \begin{cases} U_0 + (U_r - U_0) \frac{t}{t_r}, & t \leq t_r, \\ U_r + (U_{\max} - U_r) \frac{t - t_r}{t_{\max} - t_r}, & t > t_r. \end{cases}$$

$$\Gamma(z, t) = \Gamma_{\infty}[V(z, t)/U(t)]^{\gamma} \text{ with } \Gamma_{\infty} = 10, \gamma = 50.$$



$$\hat{\Psi}(x) \rightarrow \psi(x)$$

Teoria pola bez dyskretyzacji kwantowej

$$H(z, t) = -\frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + V(z, t) + g_{1D} |\psi(z, t)|^2$$

$$i\partial_t \psi(z, t) = [H(z, t) - i\Gamma(z, t)]\psi(z, t),$$

## Niedokładność:

$$\left[ \hat{\Psi}(x), \hat{\Psi}^\dagger(x') \right] = \delta(x - x') \quad \rightarrow \quad [\psi^*(x), \psi(x')] = 0$$

- Jest źle jeśli potrzeba uważać na liczby atomów  $O(1)$

- Spontaniczne procesy
- Wysokie energie /  $k$  gdzie jest niskie obsadzenie
- Za krótki dystans ( $< 1$  cząstka w okolicy)

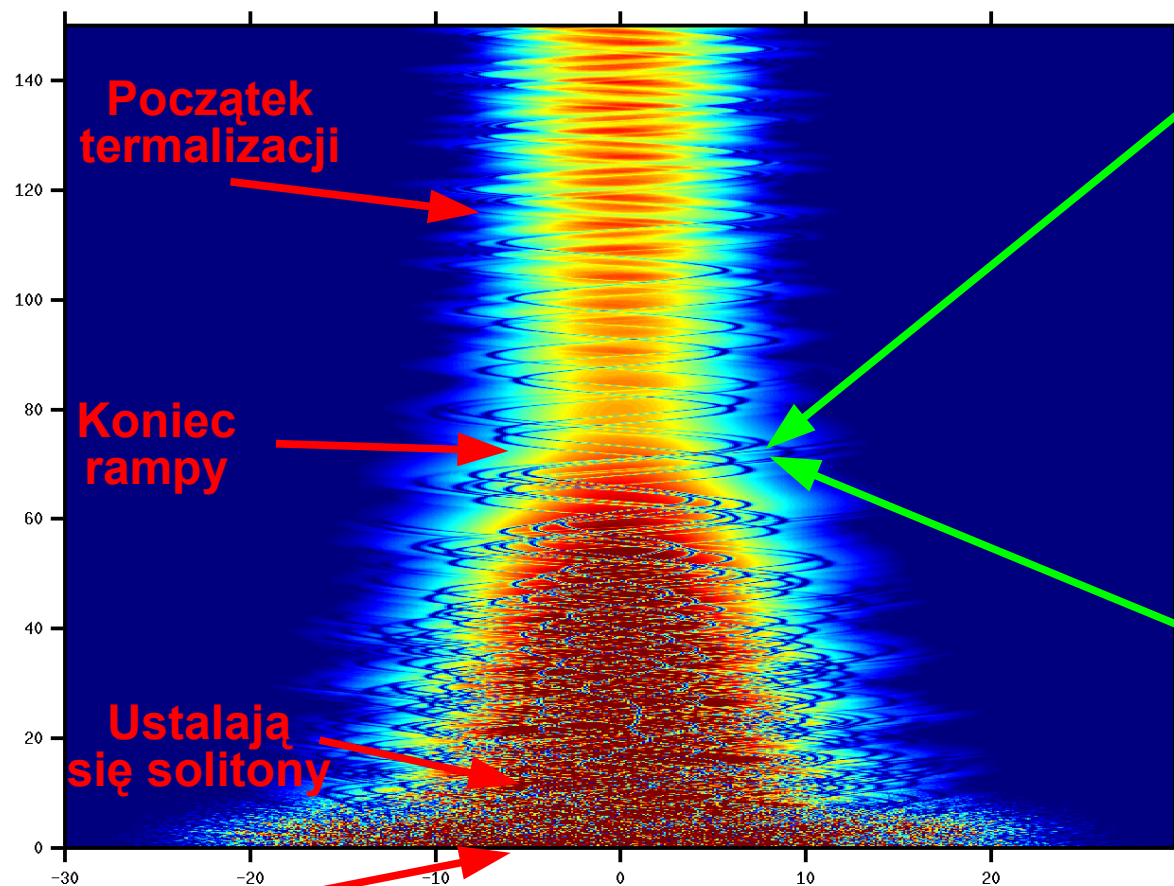
- Inaczej będzie dobrze. n.p.

- Niskie energie
- Mody nieskondensowane są OK!  
→ chłodzenie OK
- Nadciekłość, mieszanie czterech fal
- Długie fale
- Atomy swobodne (fale de Broglie!) OK

# Ewolucja – do kwazikondensatu

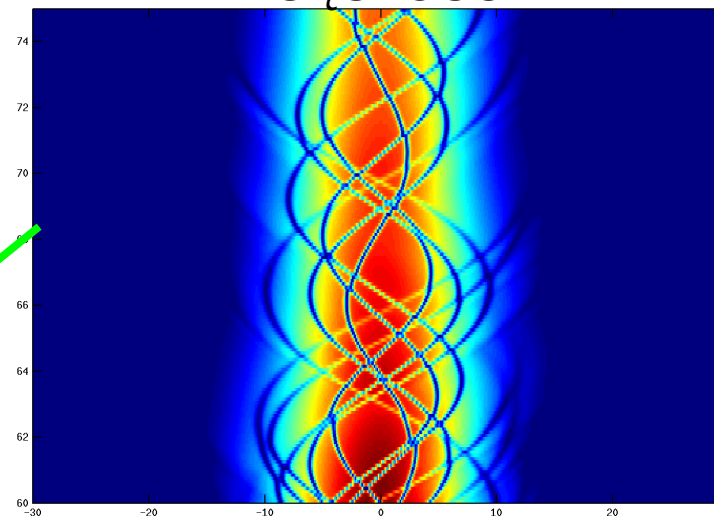
Krótki czas rampy  $t_r=75$

F



Początek rampy

GĘSTOŚĆ



FAZA

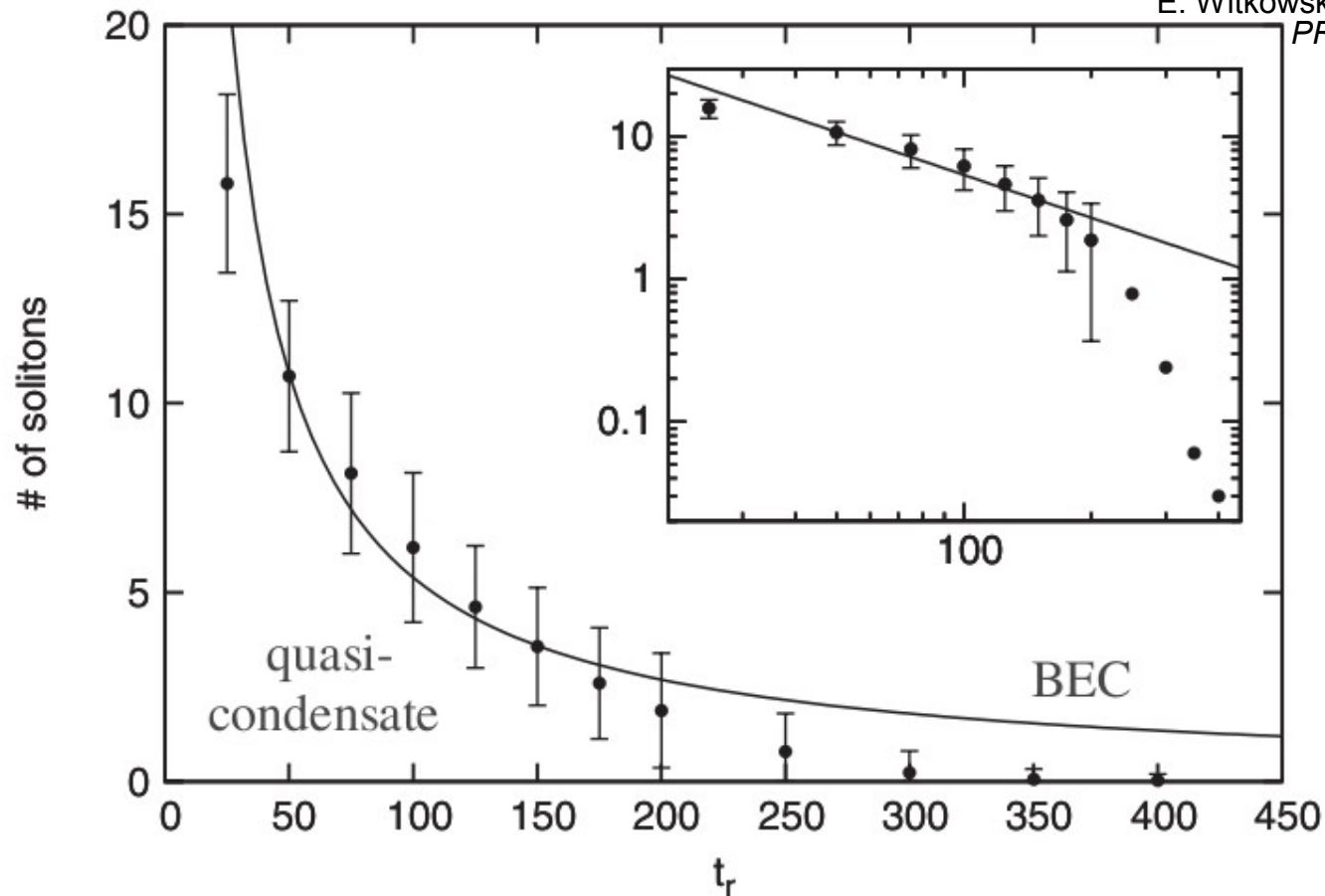


E. Witkowska, PD, M. Gajda, K. Rzażewski  
*PRL* **106**, 135301 (2011)c

# Mechanizm Kibble-Żurka

Skalowanie liczby solitonów obecnych po końcu rampy

E. Witkowska, PD, M. Gajda, K. Rzażewski  
PRL **106**, 135301 (2011)



przewidziane:

$$N \approx \frac{2\hat{X}}{f\hat{\xi}} = \frac{2\Delta^2}{f\lambda_{dB}^2} \left( \frac{\tau_0}{\tau_Q} \right)^{(1+2\nu)/(1+\nu z)}$$

Quench time  
~ czas rampy  $t_r$ ?

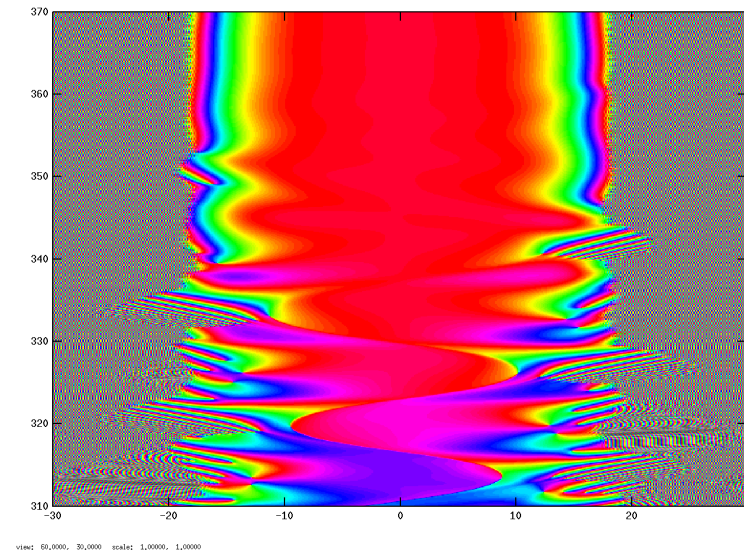
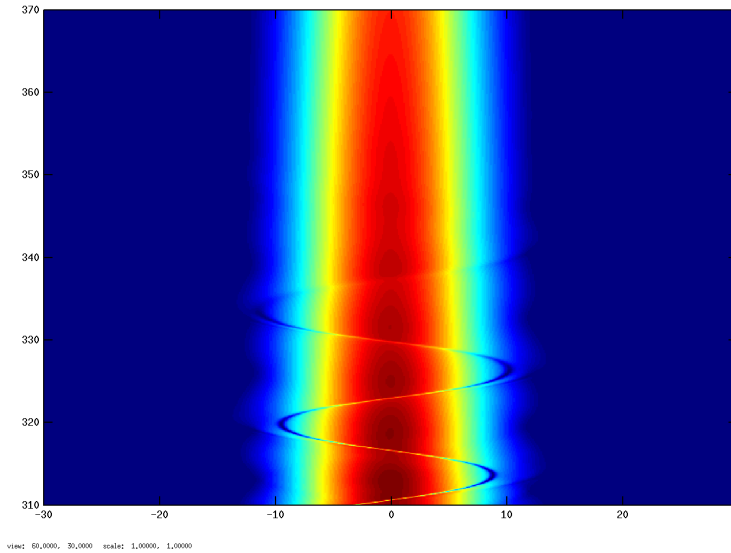
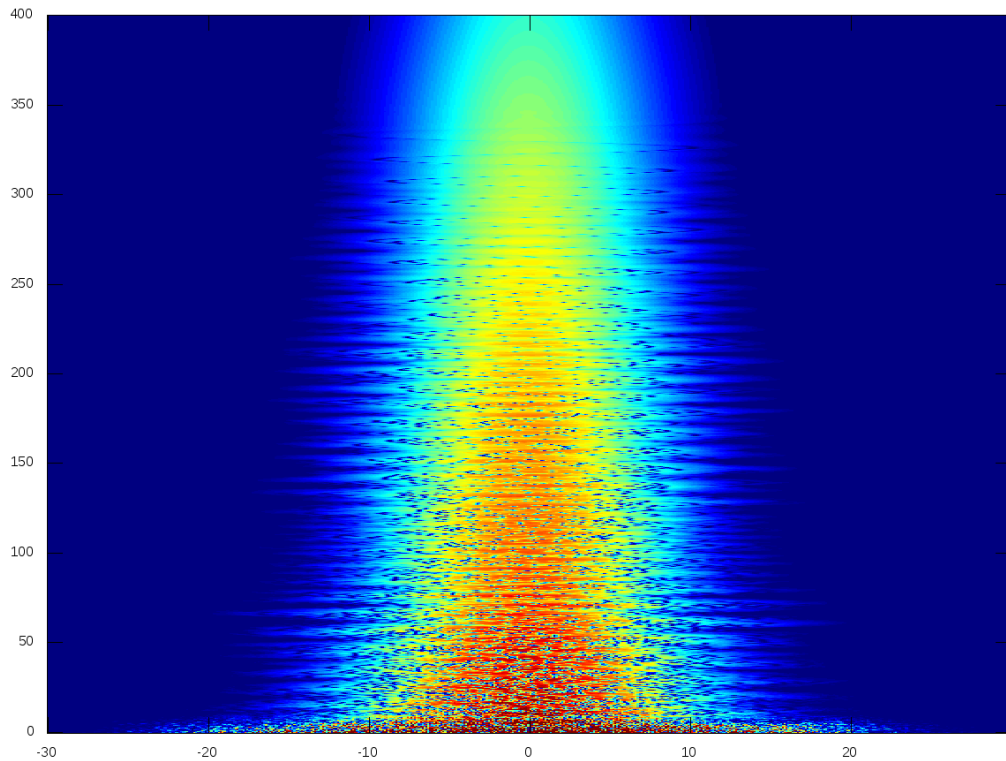
~1

W. Zurek, PRL **102**, 105702 (2009)

# Ewolucja – do kondensatu

Długi czas rampy  $t_r=400$

F



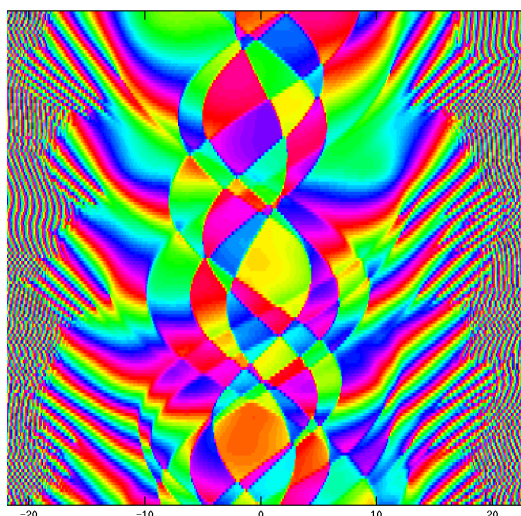
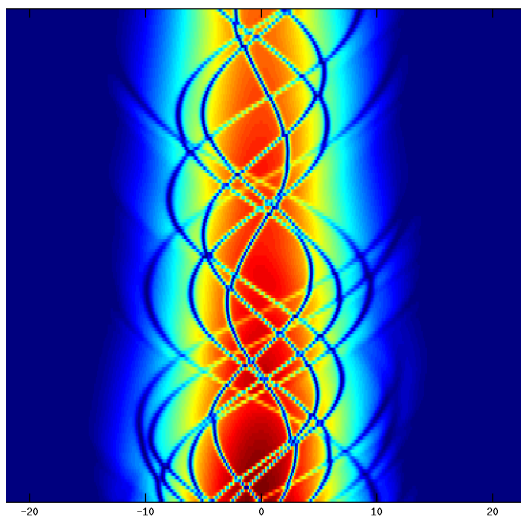
# Termalizacja kwazikondensatu

F

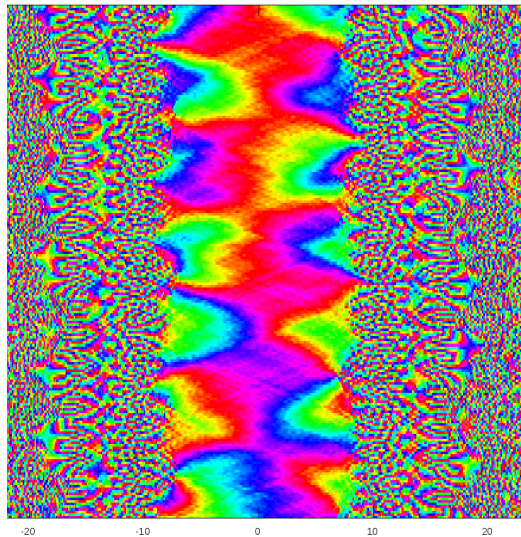
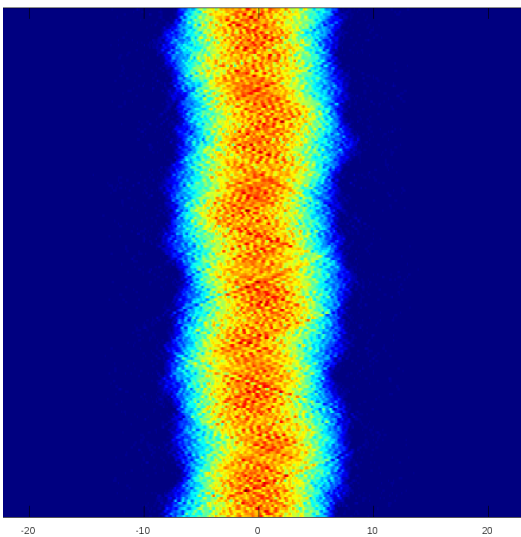
GĘSTOŚĆ

FAZA

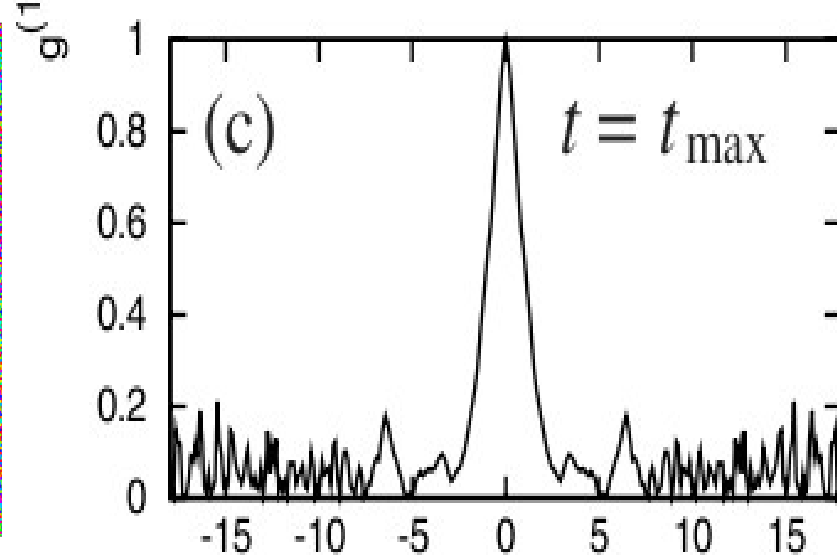
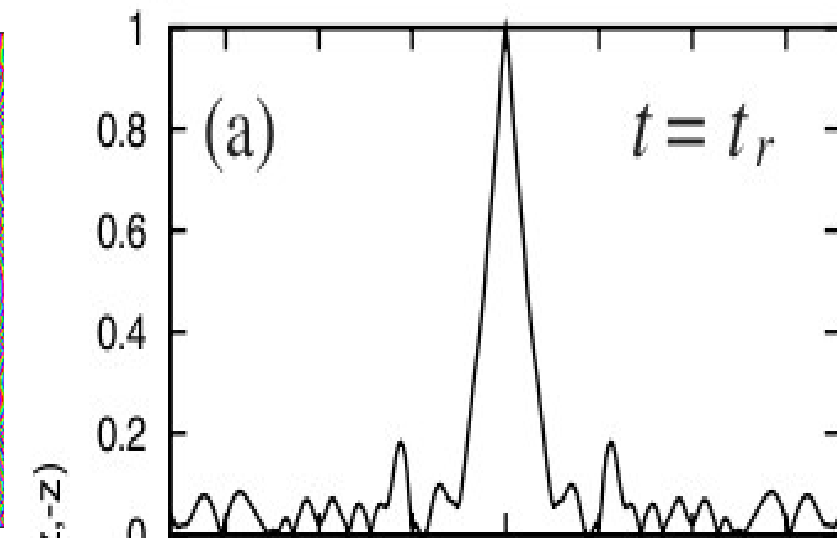
KONIEC RAMPY



ZTERMALIZOWANY



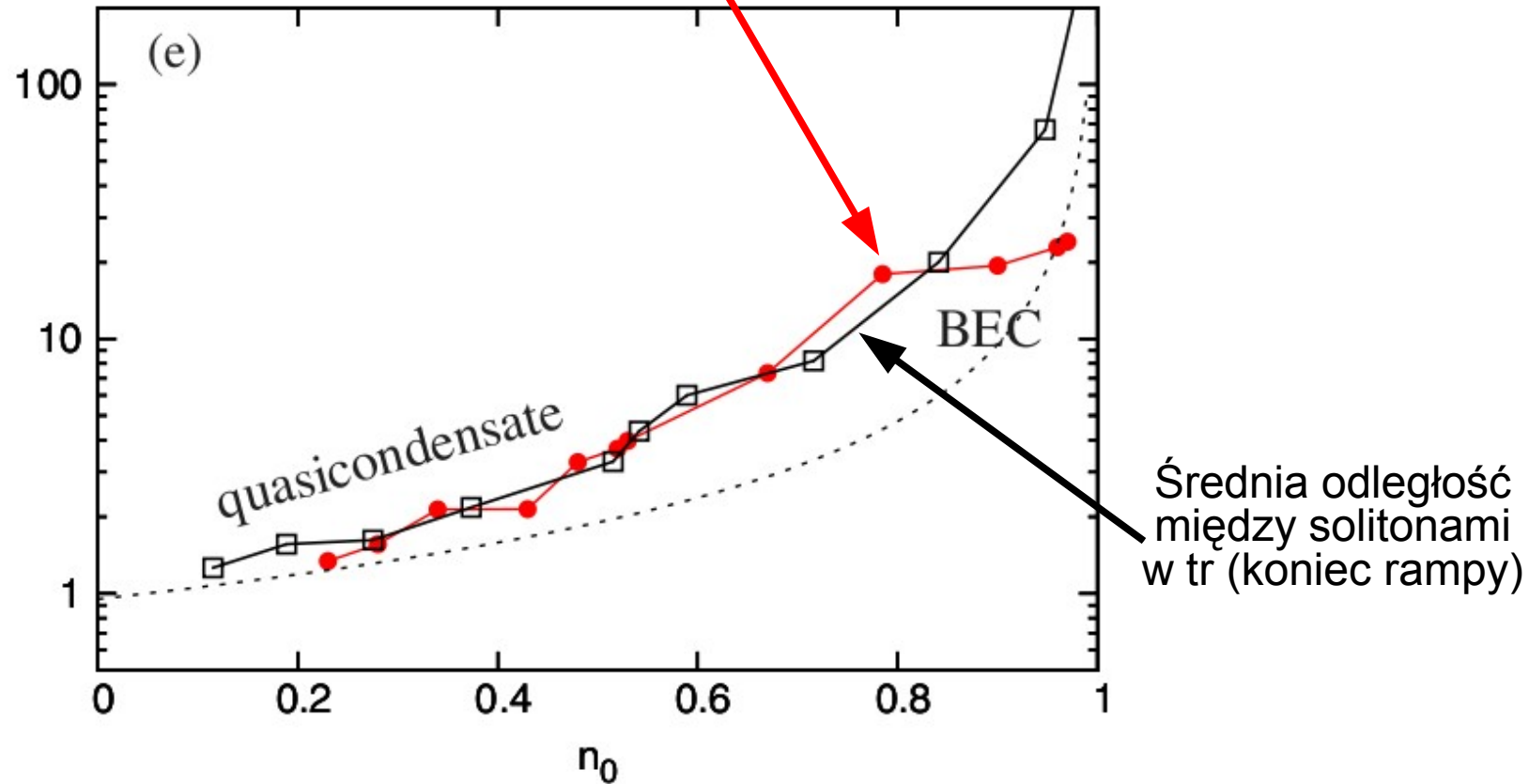
quasicondensate:  $t_r = 75$



# Solitony jako prekursorzy fluktuacji termicznych

GĘSTOŚĆ

Długość koherencji w  $t_{max}$  (ztermalizowany gaz)



E. Witkowska, PD, M. Gajda, K. Rzażewski  
*PRL* **106**, 135301 (2011)c

## Wnioski

- Solitony ustalone pod koniec rampy są prekursorami fluktuacji równowagowych
- Solitony przystają jakościowo do opisu mechanizmem Kibble-Żurka
- Potrafimy szczegółowo śledzić proces chłodzenia

## Plany na przyszłość

- Zrozumieć dobrze co się dzieje u załączku (kwazi) kondensacji
- Identyfikacja załączek domen: lokalna temperatura, frakcja kondensatu itp
- Oddziaływania przyciągające
- Chłodzenie gazem buforowym  
→ różni się bo jest dobrze ustalona temperatura