

Chłodzenie 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)

Spis treści

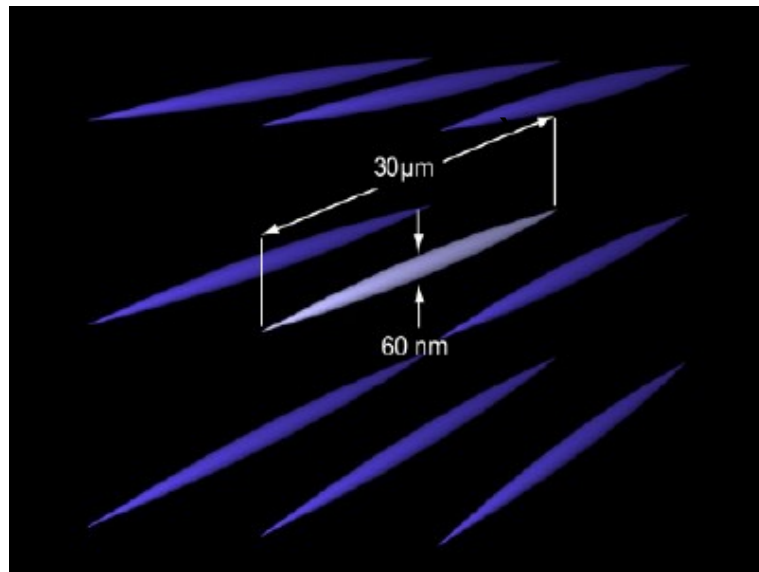
Pytanie: jak właściwie wygląda to chłodzenie?

1. Jedno-wymiarowy gaz bozonów i kwazikondensat
2. Chłodzenie przez odparowywanie
3. Ale jak to chłodzenie przebiega naprawdę?
→ Mechanizm Kibble-Żurka, solitony, kwazikondensat...
4. Śledzenie dynamiki metodą pól klasycznych
5. Solitony jako wczesny etap formacji kwazikondensatu
6. Jak wyglądają załączki (kwazi)kondensacji?

Jedno-wymiarowy gaz bozonów

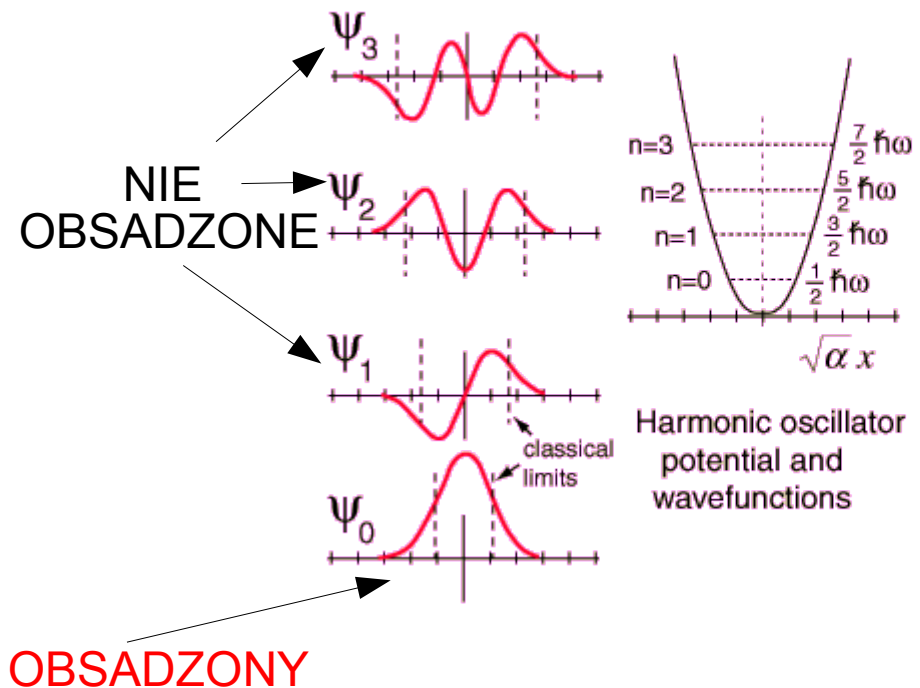
$$\hat{H} = \int dx \left\{ \hat{\Psi}^\dagger(x) \left[V(x) - \frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \right] \hat{\Psi}(x) + \frac{g}{2} \hat{\Psi}^\dagger(x)^2 \hat{\Psi}(x)^2 \right\}$$

$g > 0 \rightarrow$ odpychający



H. Moritz, M. Kohl, T. Esslinger, PRL **91**, 250402 (2003)

Wąskie wymiary

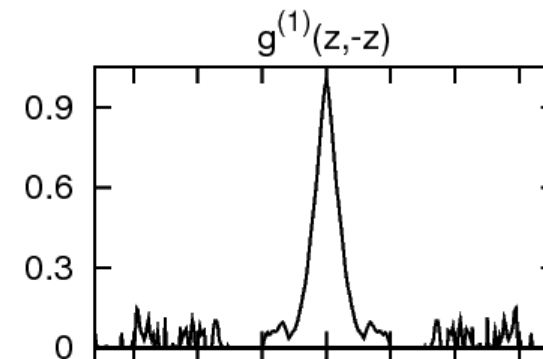
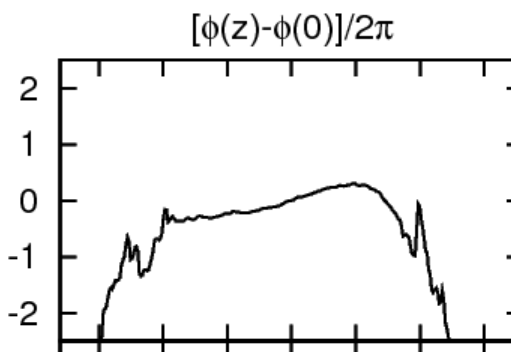
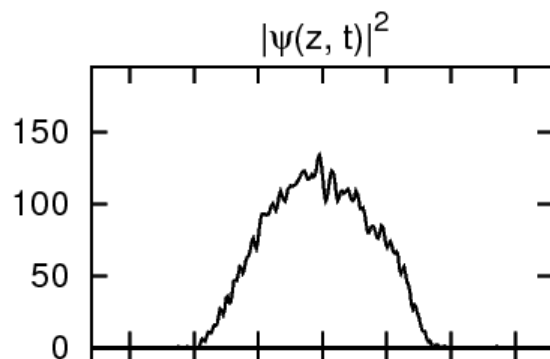


Kwazikondensat

Gaz idealny w wolnej przestrzeni:
Prawdziwy kondensat nie występuje

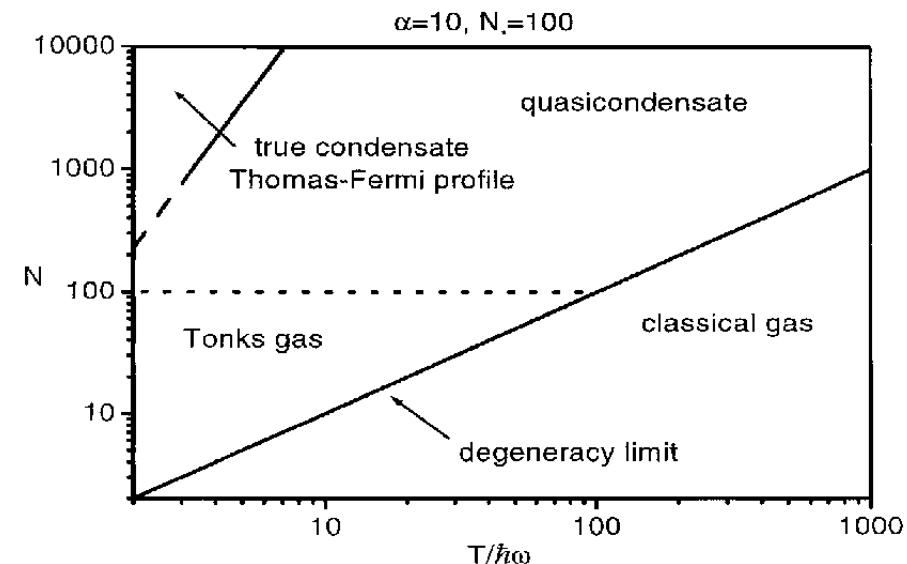
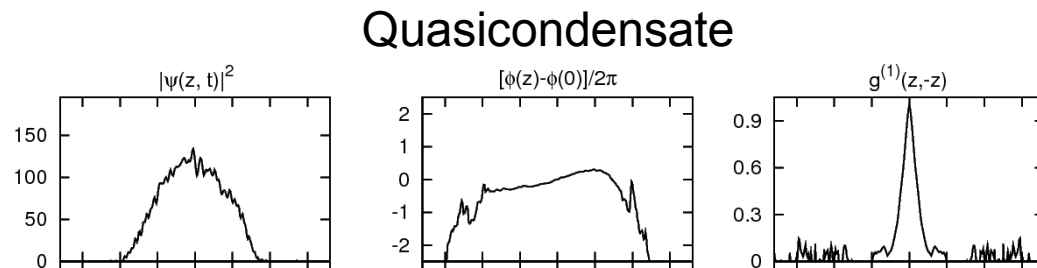
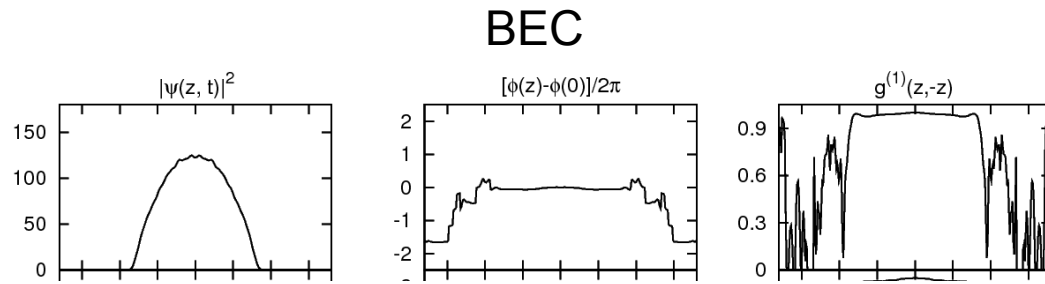
Długość koherencji

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



BEC w pułapce

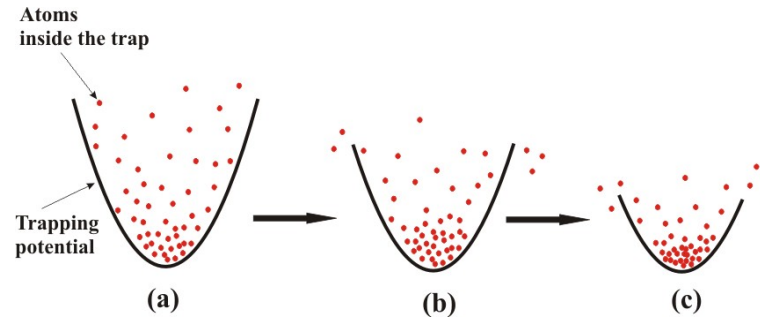
- Jeśli długość koherencji $>$ rozmiar chmury
- \rightarrow Jednak BEC



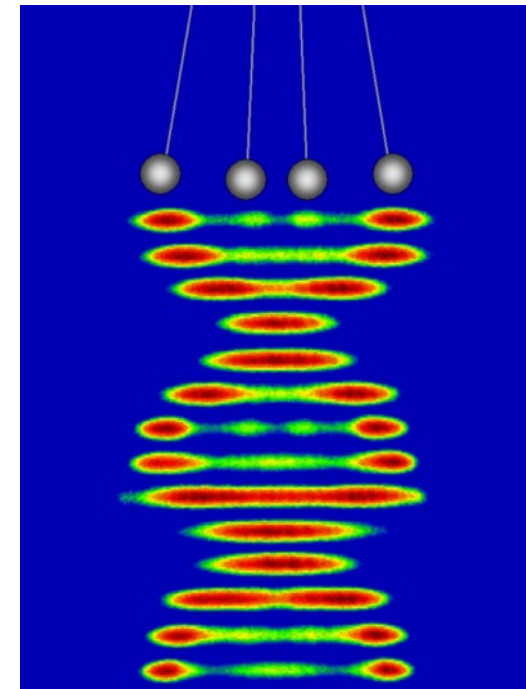
D. Petrov, G. Shlyapnikov, J. Walraven,
PRL **85**, 3745 (2000)

Chłodzenie

Przez odparowywanie



- W wolnej przestrzeni nie ma termalizacji
- W pułapce może być, ale słaba



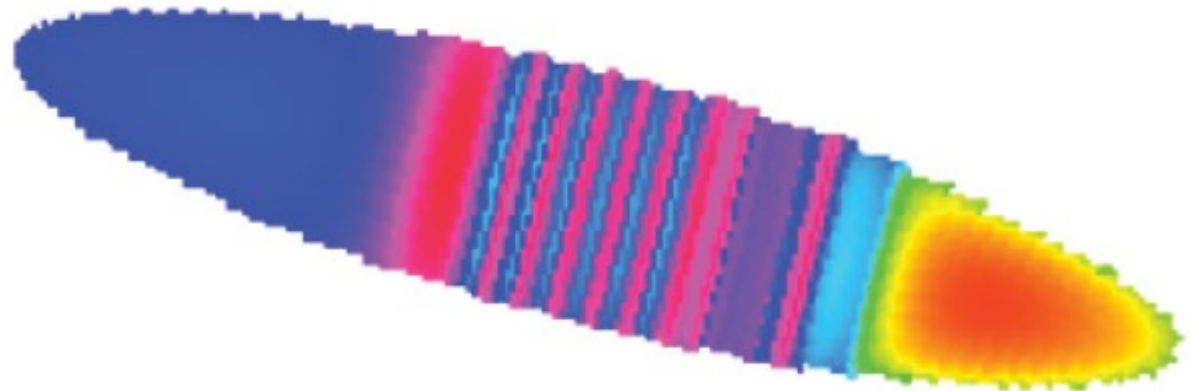
T. Kinoshita, T. Wegner, D. Weiss, Nature **440**, 900 (2006)

Opis 1: Mechanizm Kibble-Żurka

- Skalowanie ilości defektów (solitonów) zależnie od prędkości przekraczania T_c

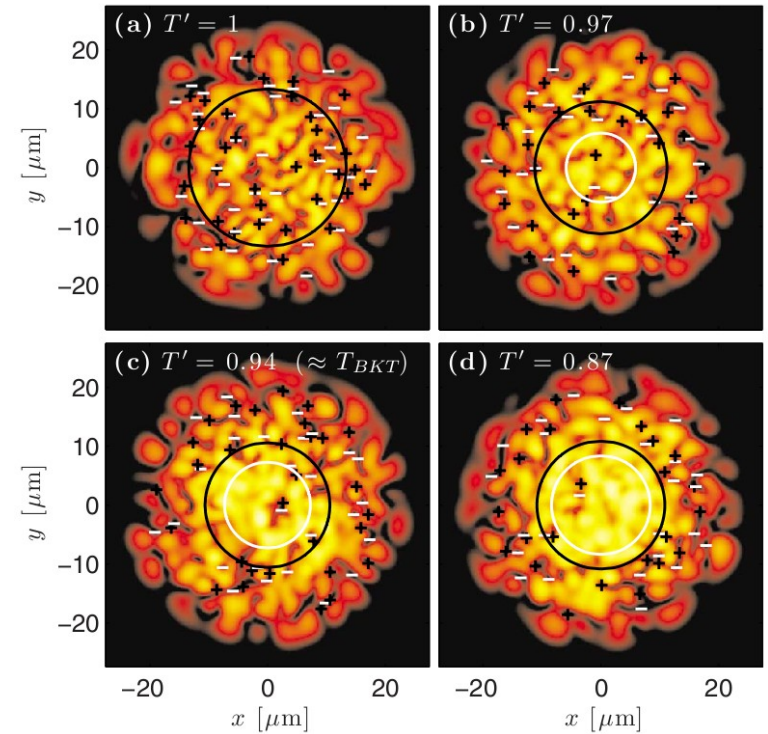
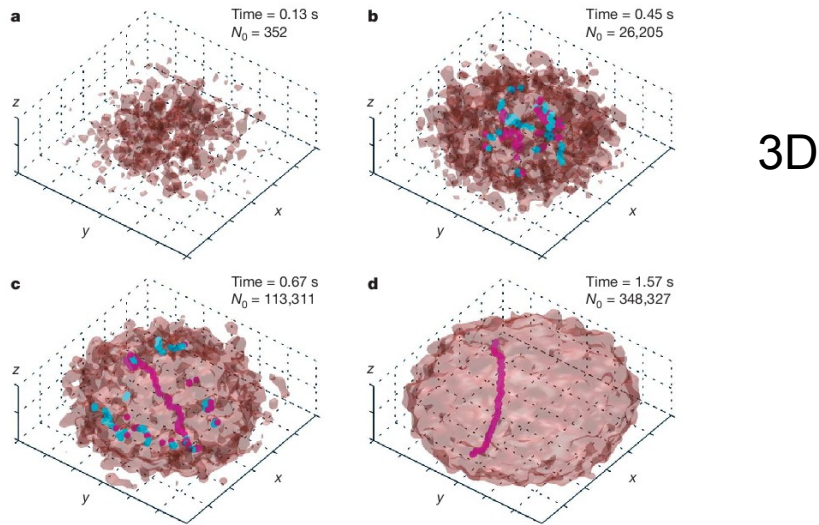
$$N \approx \frac{2\hat{X}}{f\hat{\xi}} = \frac{2\Delta^2}{f\lambda_{\text{dB}}^2} \left(\frac{\tau_0}{\tau_Q} \right)^{(1+2\nu)/(1+\nu z)}$$

- W pułapce, skoro $T_c \sim n(x)$,
 T_c zostaje przekroczona najpierw w centrum
→ front kondensacji



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

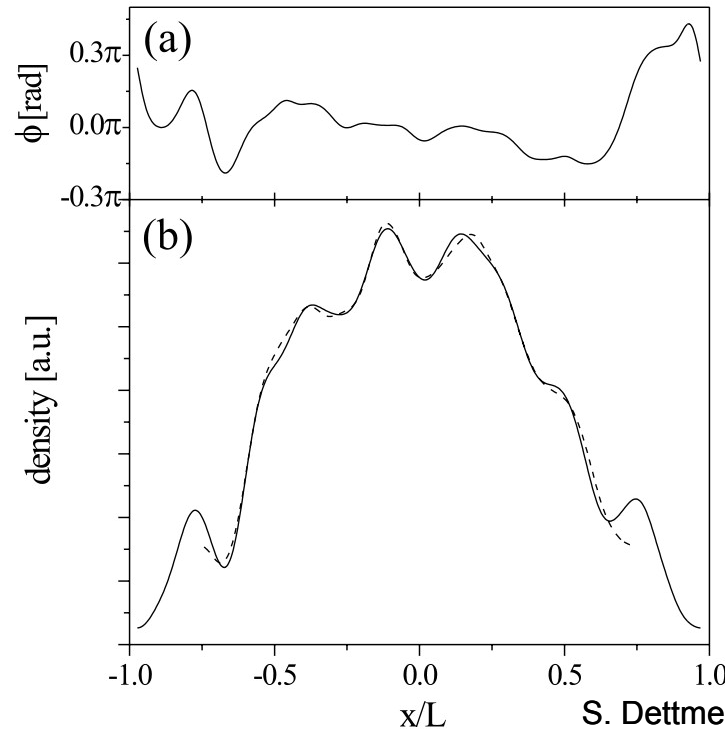
Opis 2: Stan termiczny



Wiry w stanie termicznym

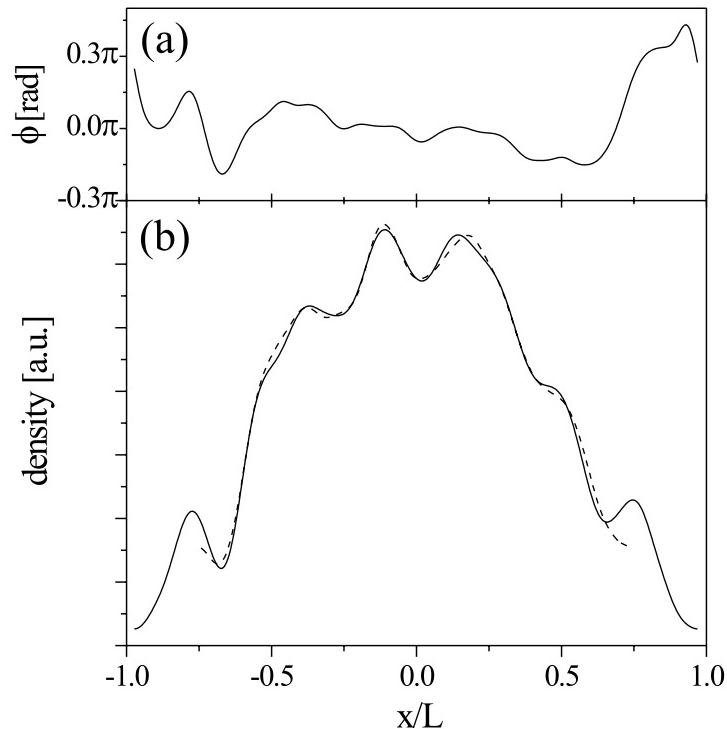
R. Bisset, M. Davis, T. Simula, P. Blakie,
PRA **79**, 033626 (2009)

1D
Brak defektów



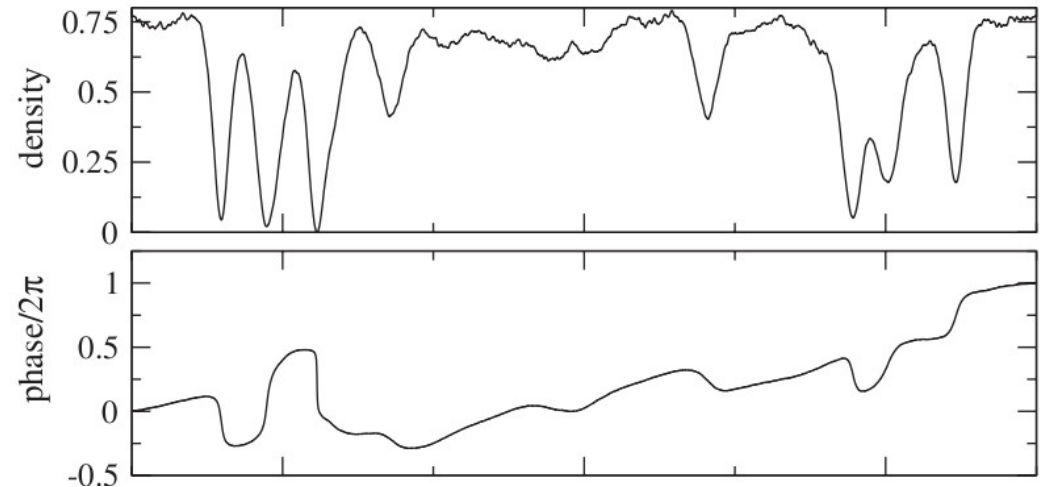
Wątpliwości – jak to jest naprawdę?

POJEDYNCZE REALIZACJE



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

Stan termiczny
Kwazikondensatu
→ Solitonów BRAK



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

Po przejściu KZM → Solitony

Ale to był bardzo uproszczony model:
- przejście w u nie T
- wolna przestrzeń
- stały kontakt z rezerwuarem o stałej T

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

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

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

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 rzędu 1

- Spontaniczne procesy
- Wysokie energie / k
- Za krótki dystans (< 1 cząstka w okolicy)

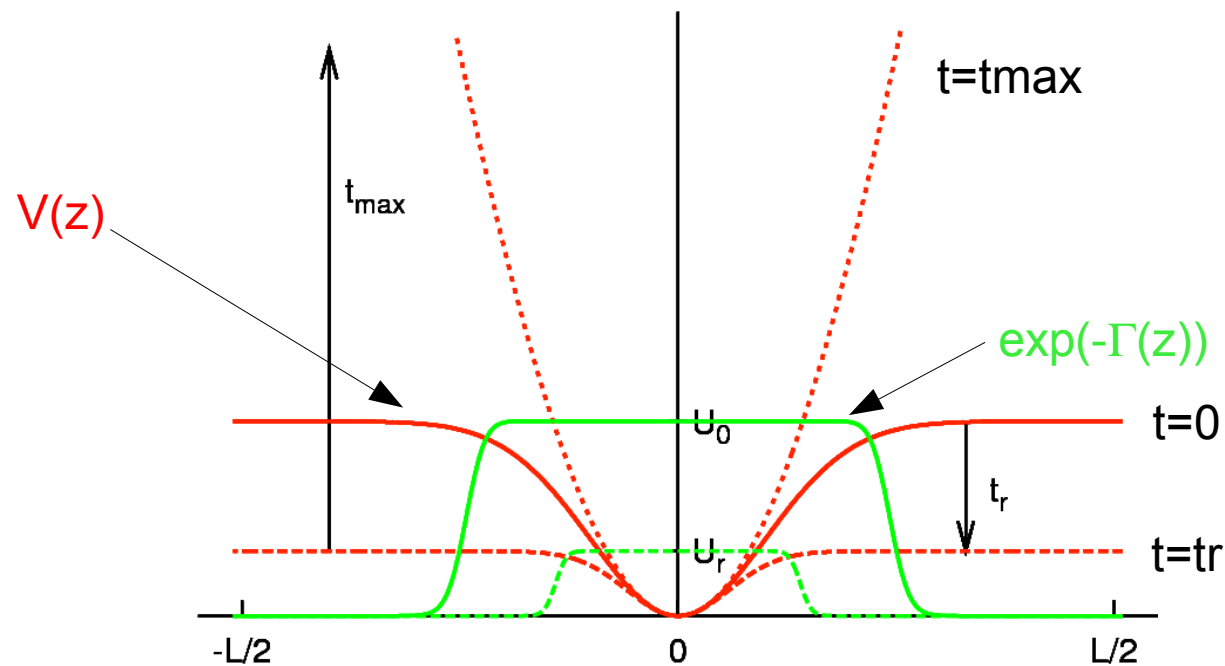
- Inaczej będzie dobrze.

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

Nasz bardziej realistyczny model chłodzenia

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

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

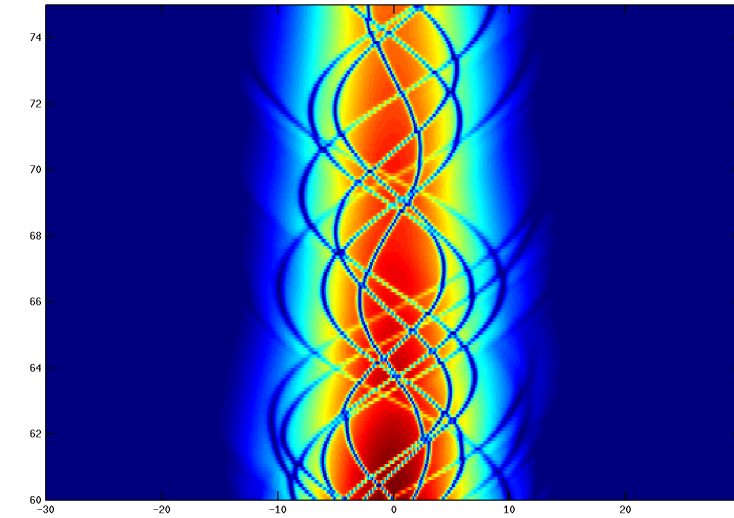
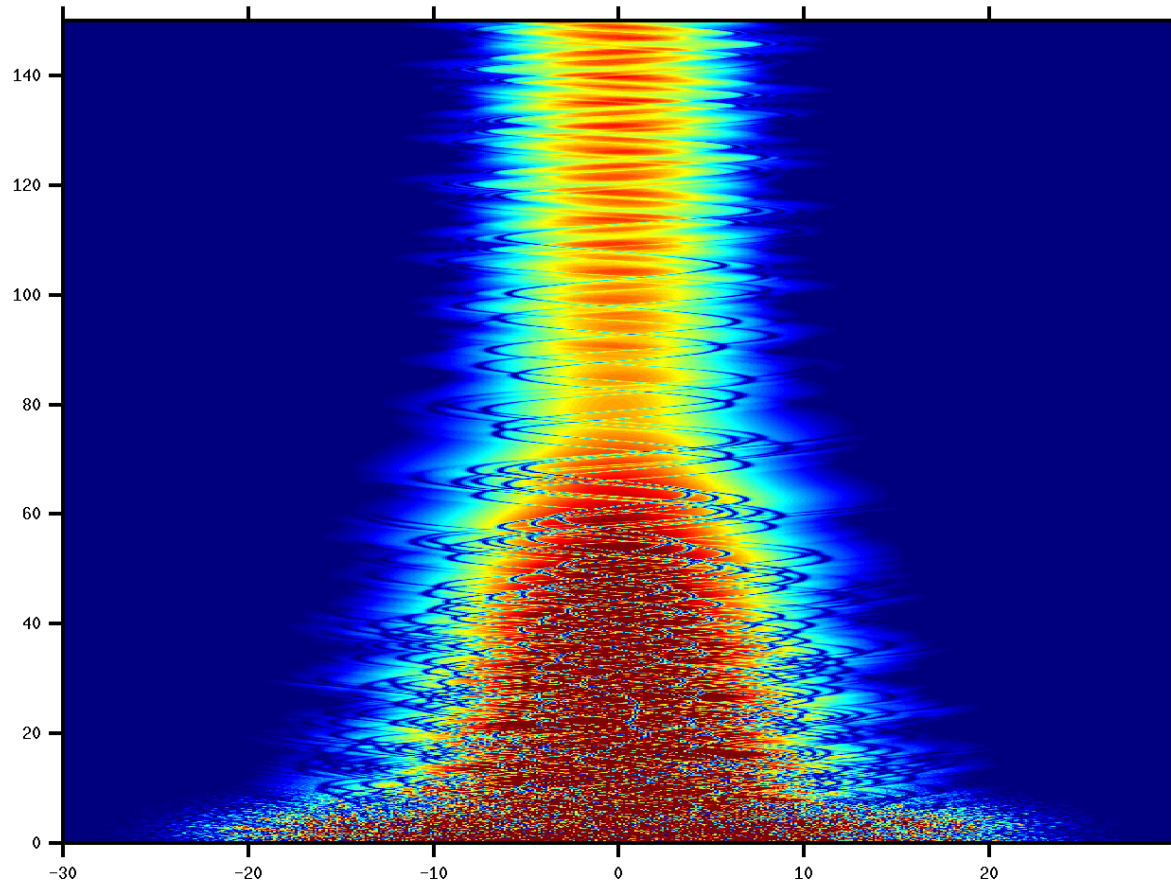


$$\Gamma(z, t) = \Gamma_{\infty} [V(z, t)/U(t)]^{\gamma} \quad \text{with } \Gamma_{\infty} = 10, \gamma = 50.$$

Ewolucja – do kwazikondensatu

Czas rampy $t_r=75$

F



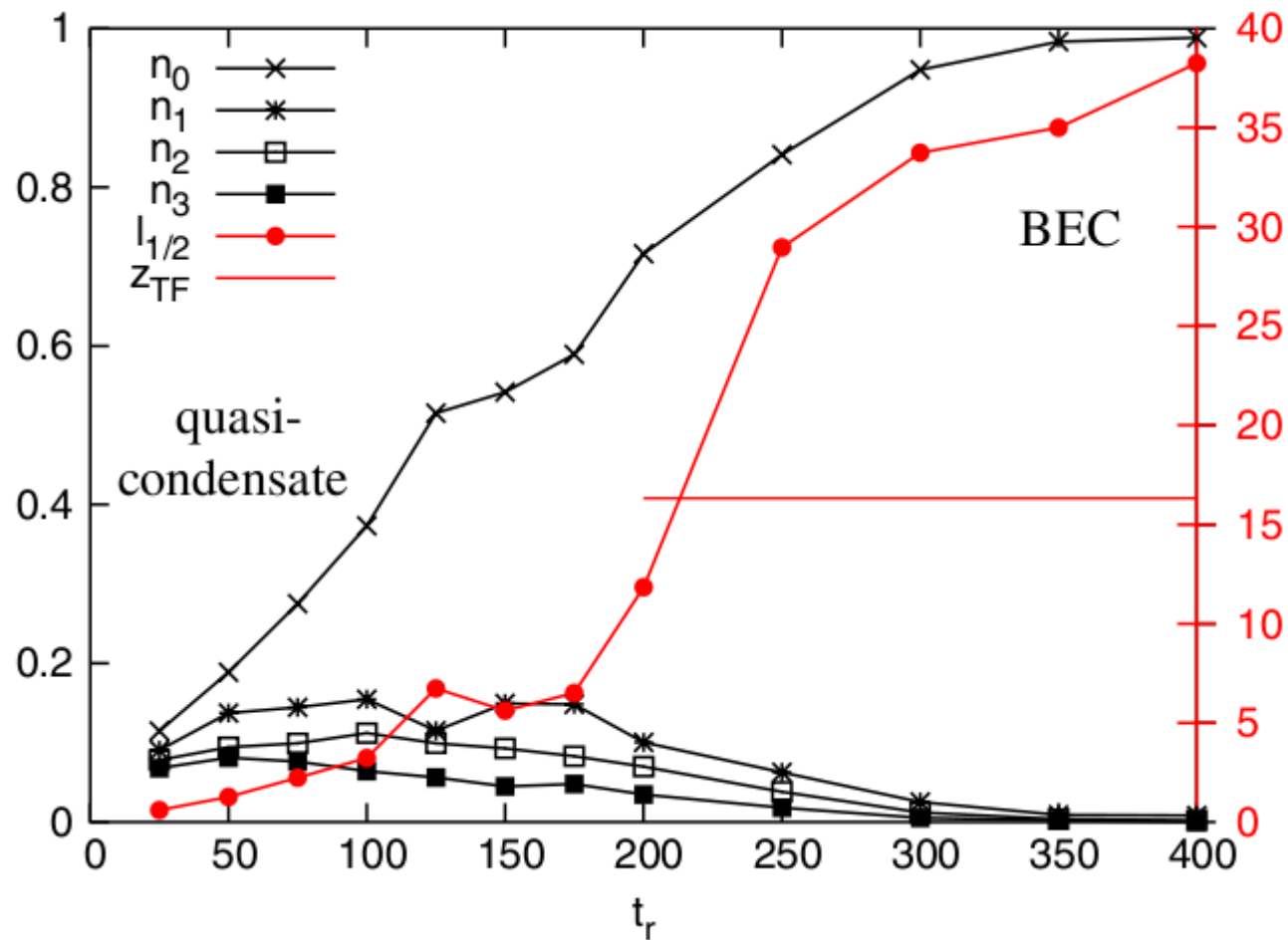
view: 60,0000, 30,0000 scale: 1,00000, 1,00000

E. Witkowska *et al.* PRL **106**, 135301 (2011)



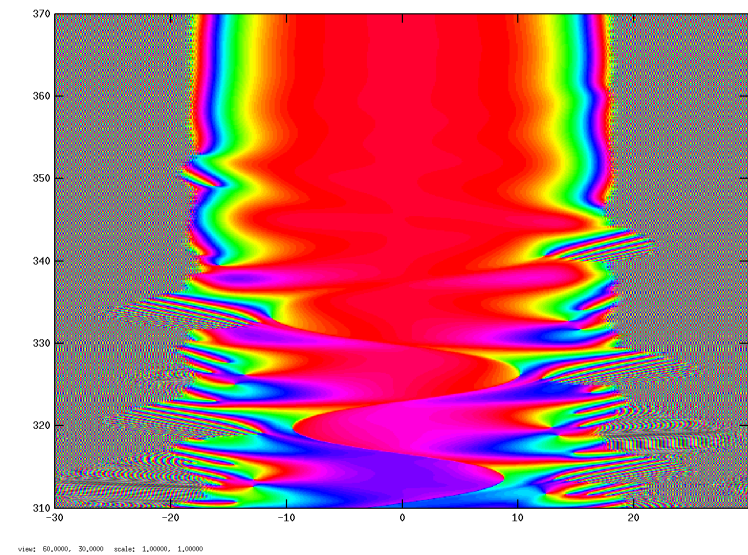
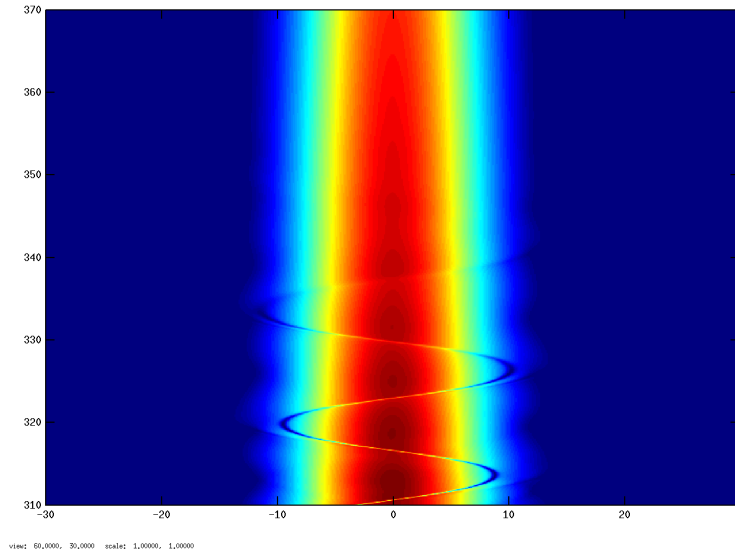
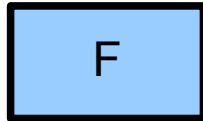
view: 60,0000, 30,0000 scale: 1,00000, 1,00000

Przejsiecie BEC / kwazikondensat



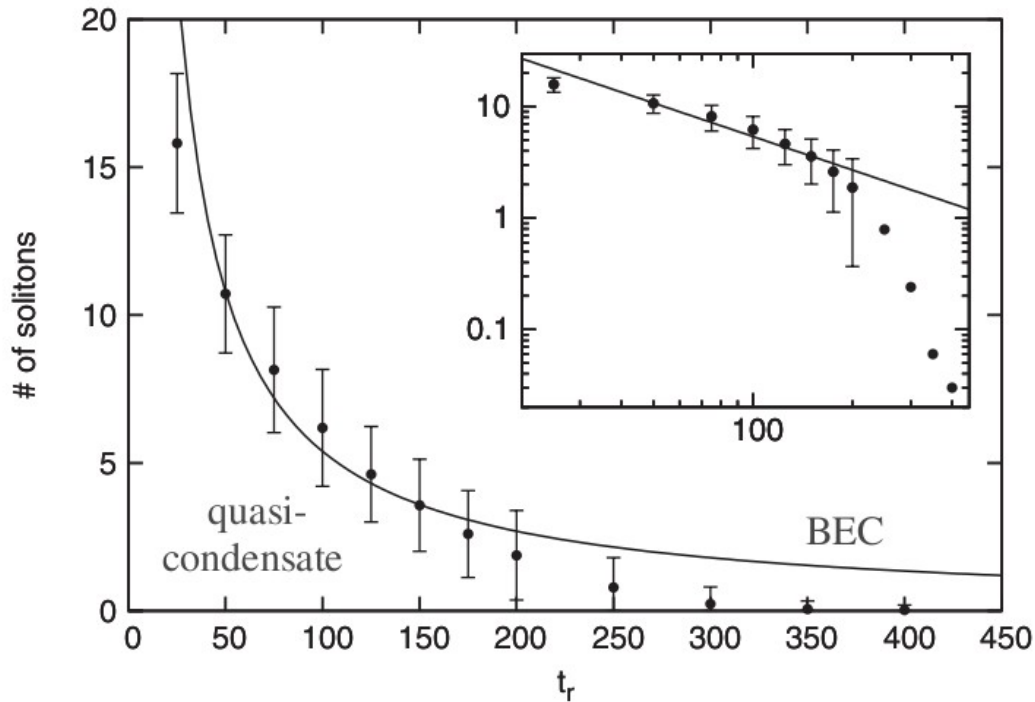
Ewolucja – do kondensatu

Czas rampy $t_r=400$



Mechanizm Kibble-Żurka

Skalowanie liczby solitonów po rampie

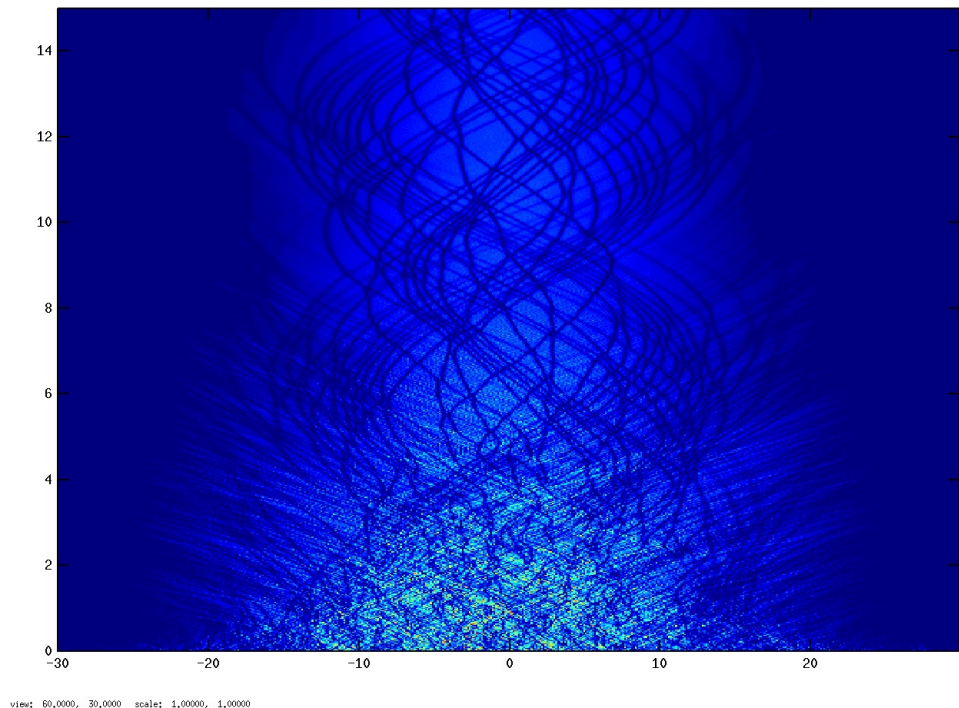


$$N \approx \frac{2\hat{X}}{f\hat{\xi}} = \frac{2\Delta^2}{f\lambda_{dB}^2} \left(\frac{\tau_0}{\tau_Q} \right)^{(1+2\nu)/(1+\nu z)}$$

~ 1

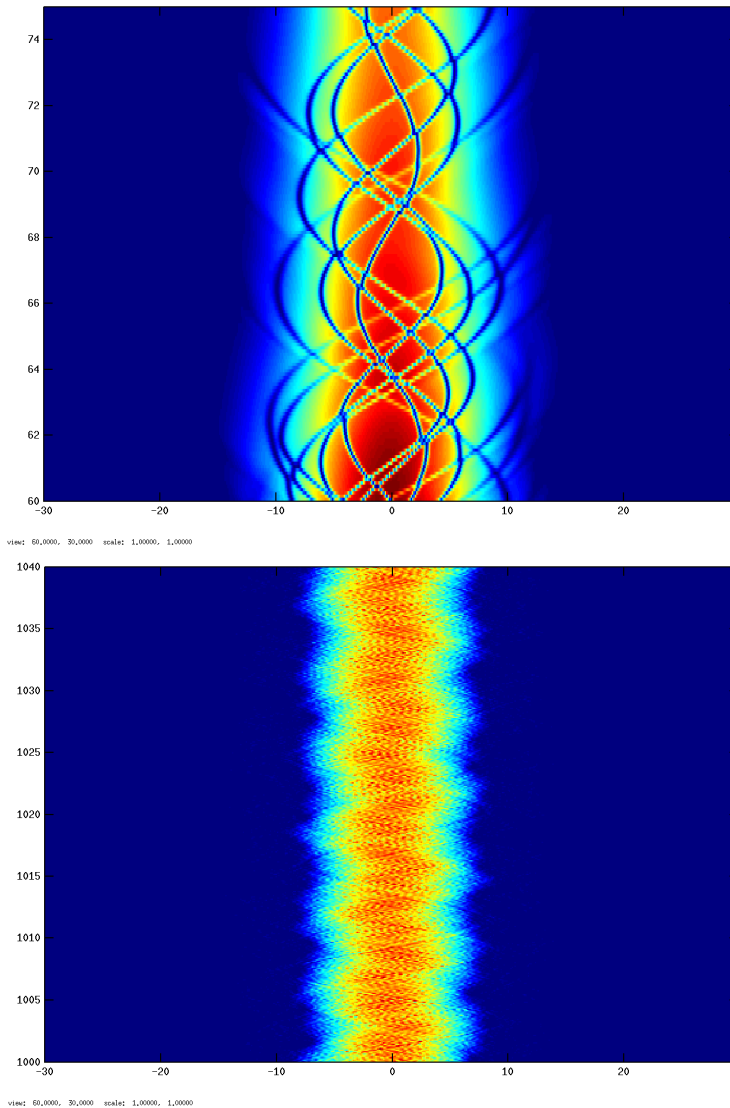
Quench time
~ czas rampy t_r ?

Ale, brak frontu kondensacji

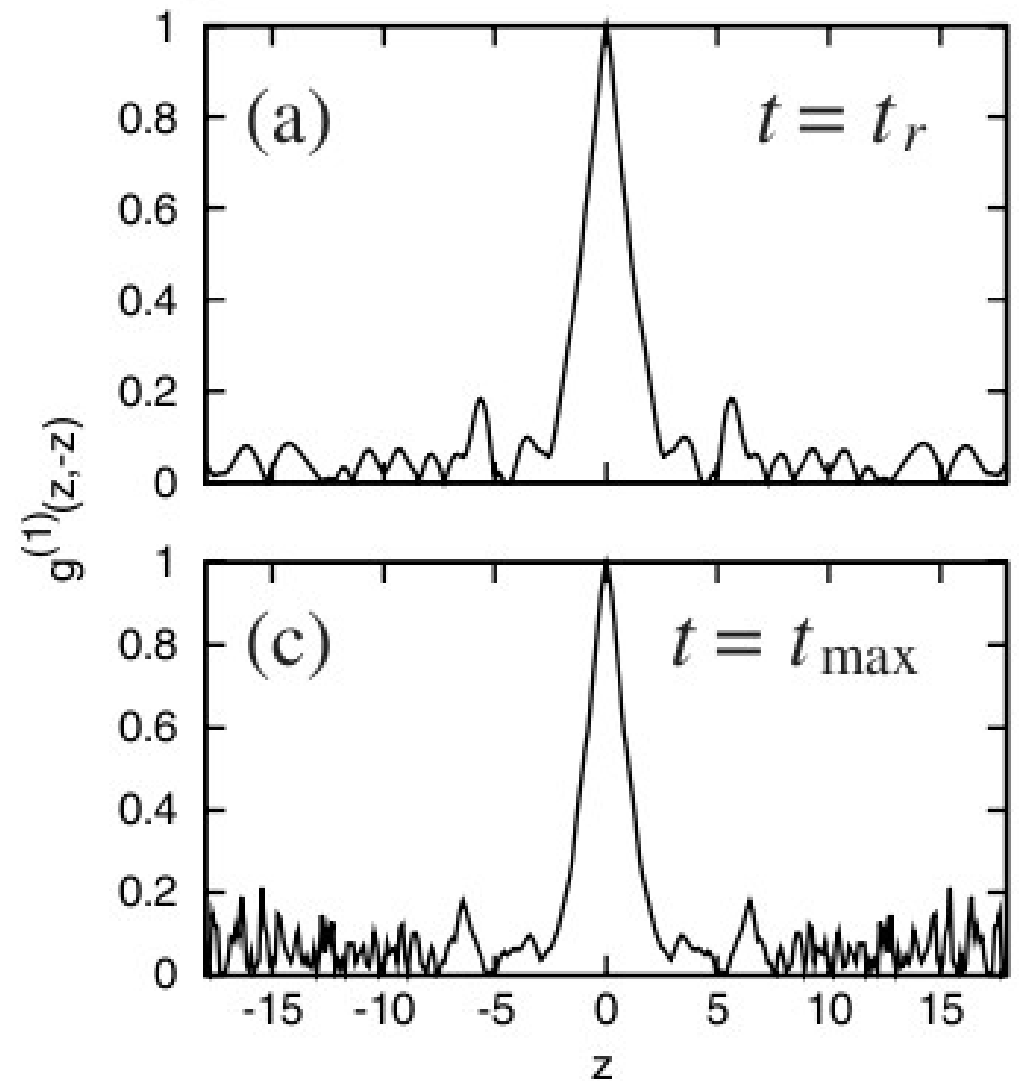


Termalizacja kwazikondensatu

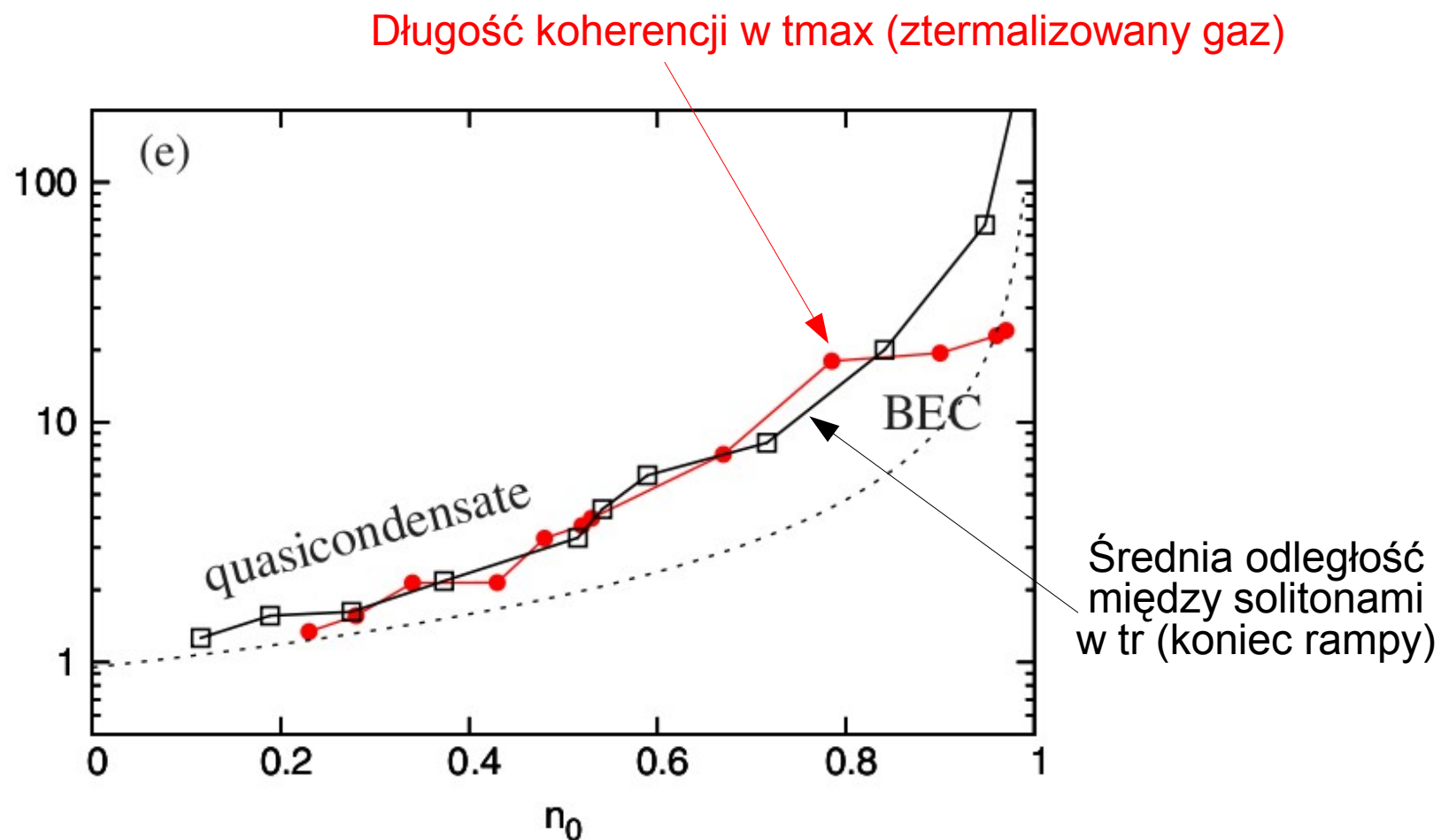
F



quasicondensate: $t_r = 75$

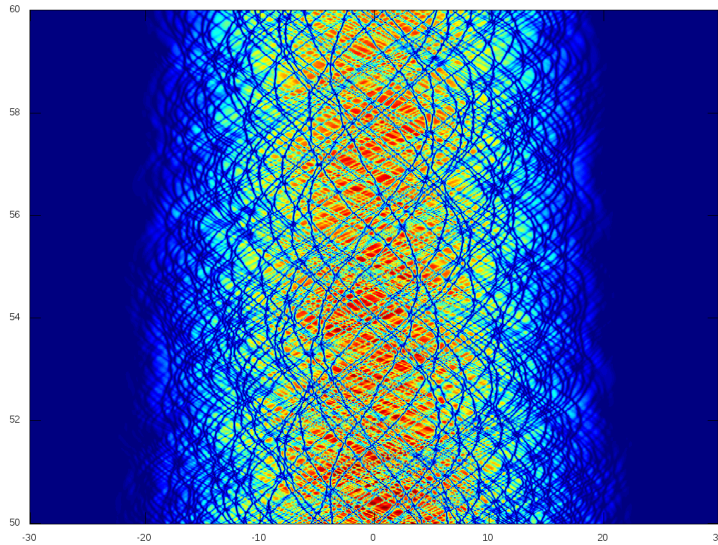


Solitony jako prekursorzy fluktuacji termicznych

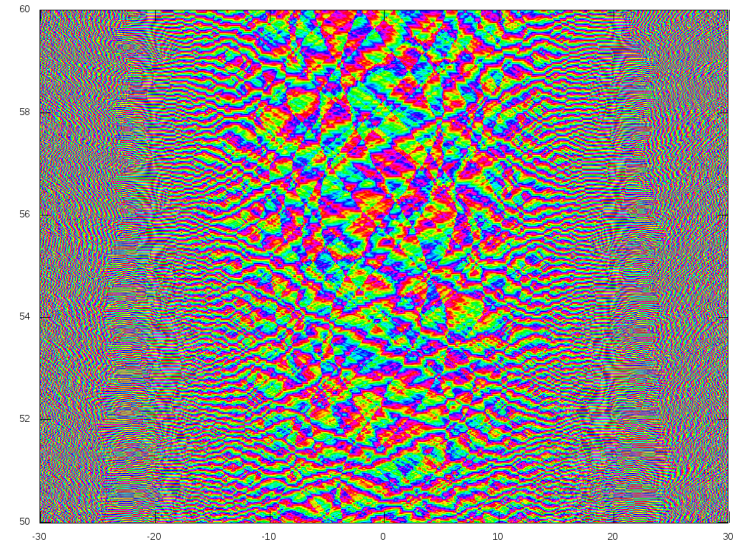
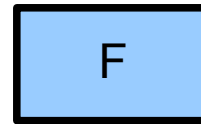


Powstawanie kwazikondensatu

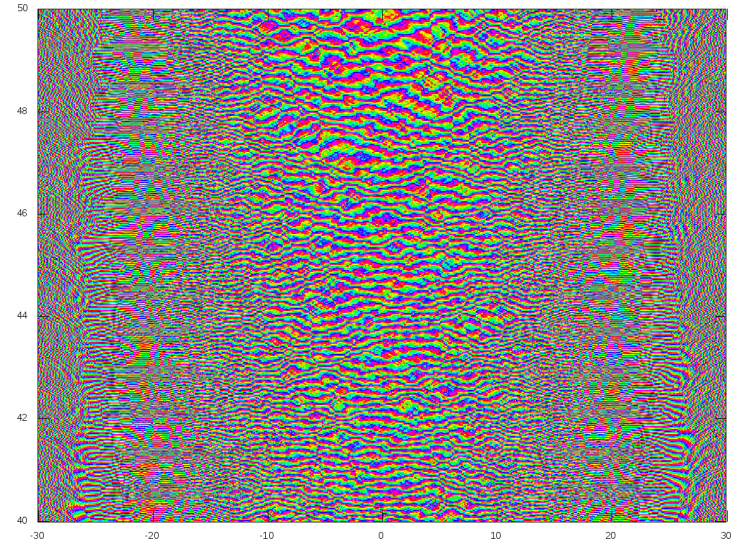
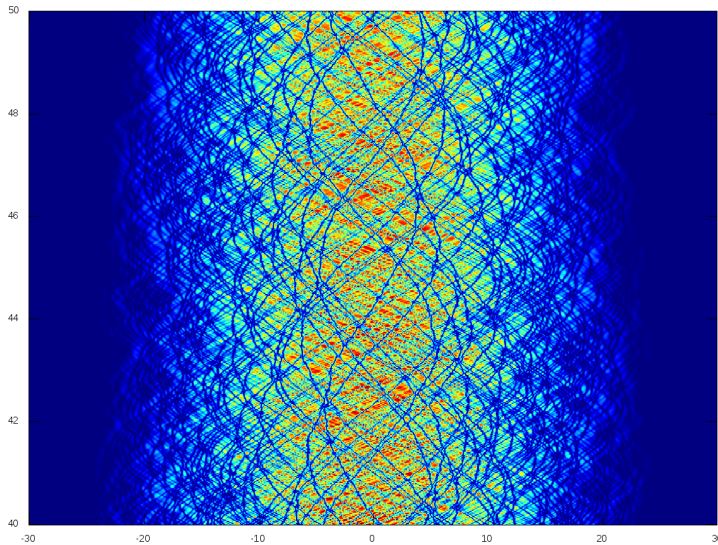
Wolniejszy typ rampy – RF knife na brzegu



Tu nic nie widać właściwie!



Frontu też nie widać



Lokalna termodynamika

Lokalna macierz gęstości

$$\rho_1(x, t) = \frac{1}{m} \sum_{\delta, \delta_t} \rho'_1(y, y', t')$$

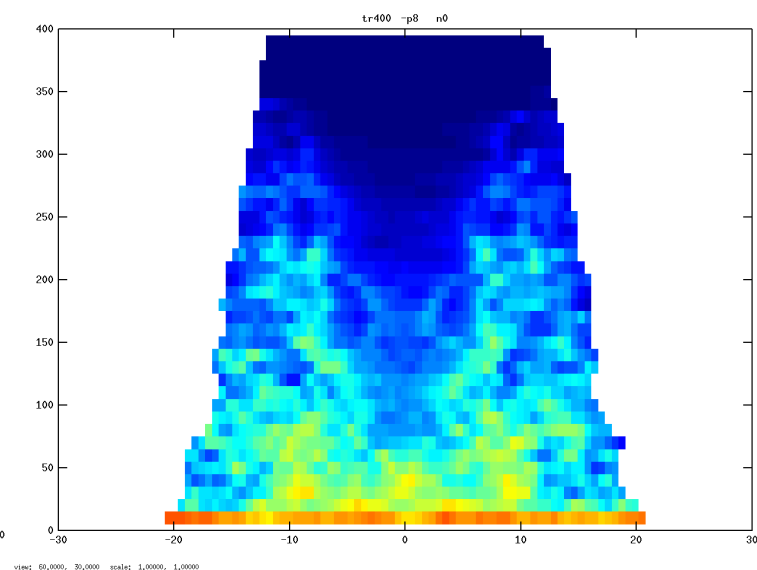
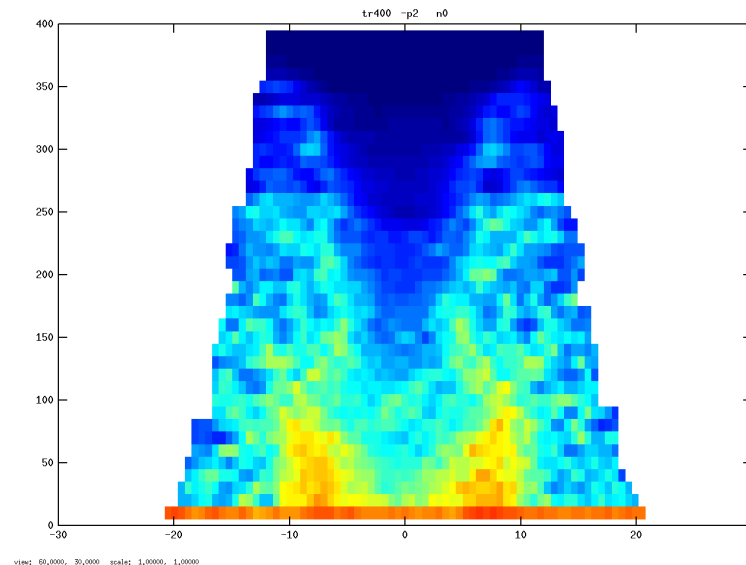
$$\rho'_1(y, y', t') = \psi^*(y, t) \psi(y', t')$$

$$y = x + \delta, \quad y' = x' + \delta, \quad t' = t + \delta_t$$

δ, δ_t są małe $|x - x'|$ są małe

Lokalna frakcja kondensatu
Z wartości własnych lokalnej macierzy gęstości

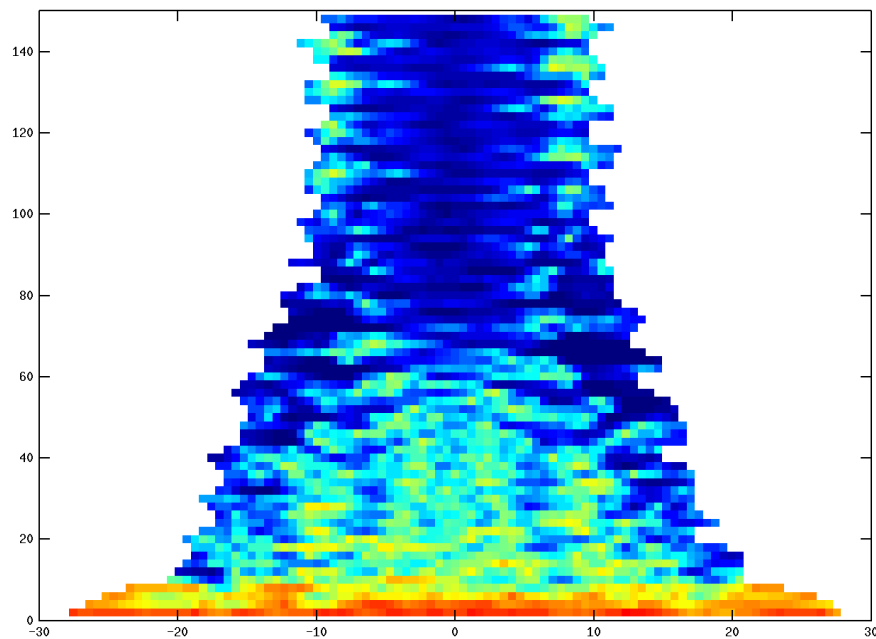
$n_0(x)$
Lokalna frakcja kondensatu



Powstawanie kwazikondensatu 2

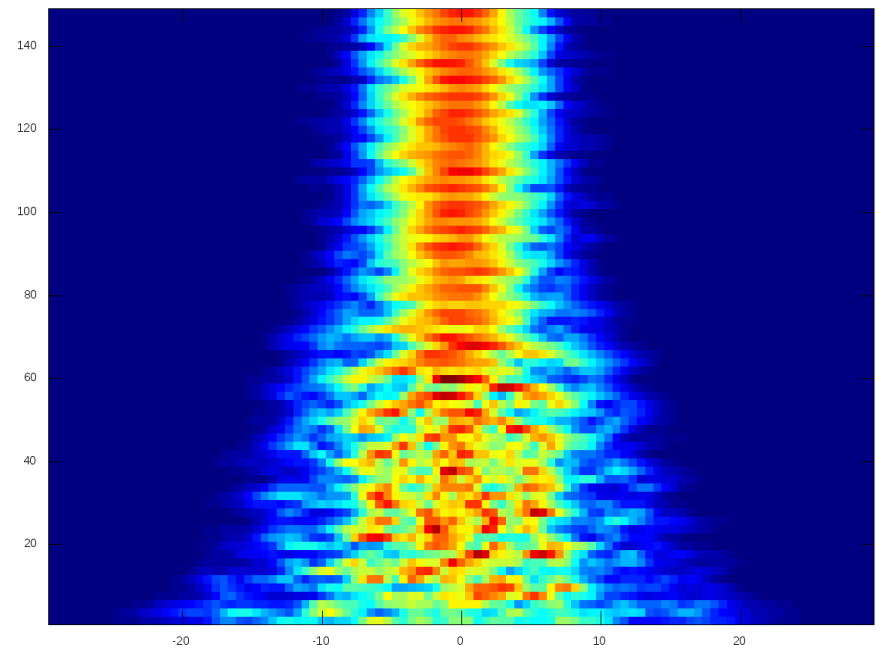
$t_r = 75$
 $t=0 \rightarrow 150$

$n_0(x)$
Lokalna frakcja kondensatu



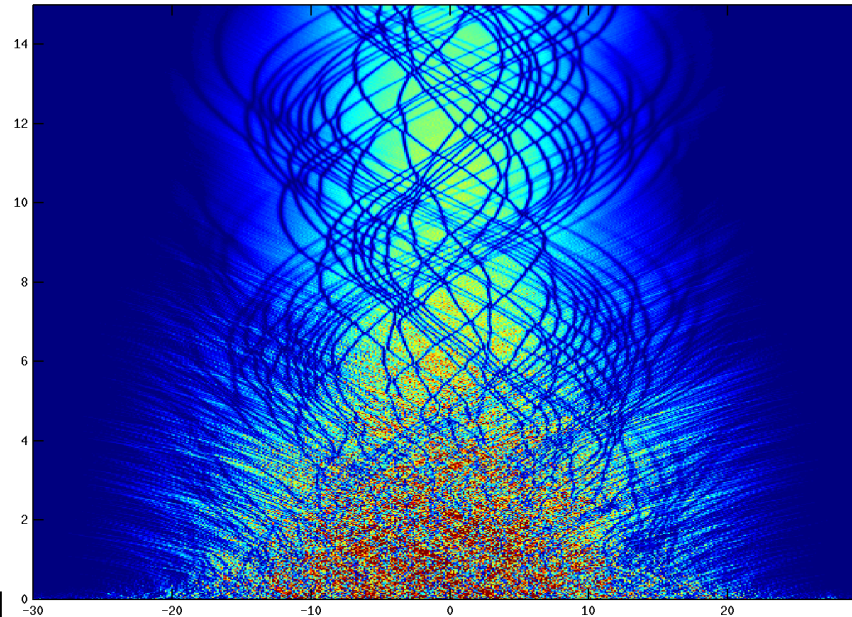
view: 50,000, 30,000 scale: 1,0000, 1,0000

$N_0(x)$
Obsadzenie lokalnego kondensatu



Zaczątki kwazikondensatu

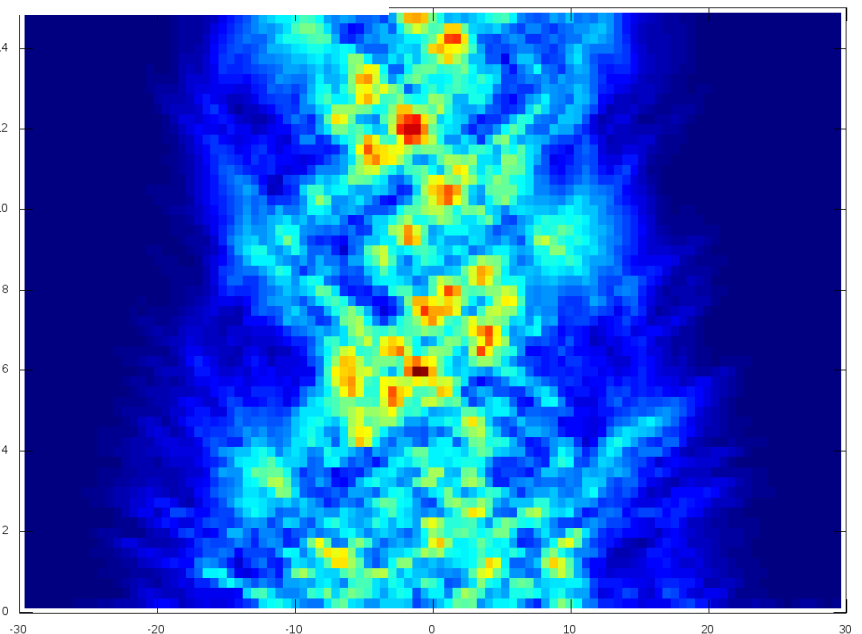
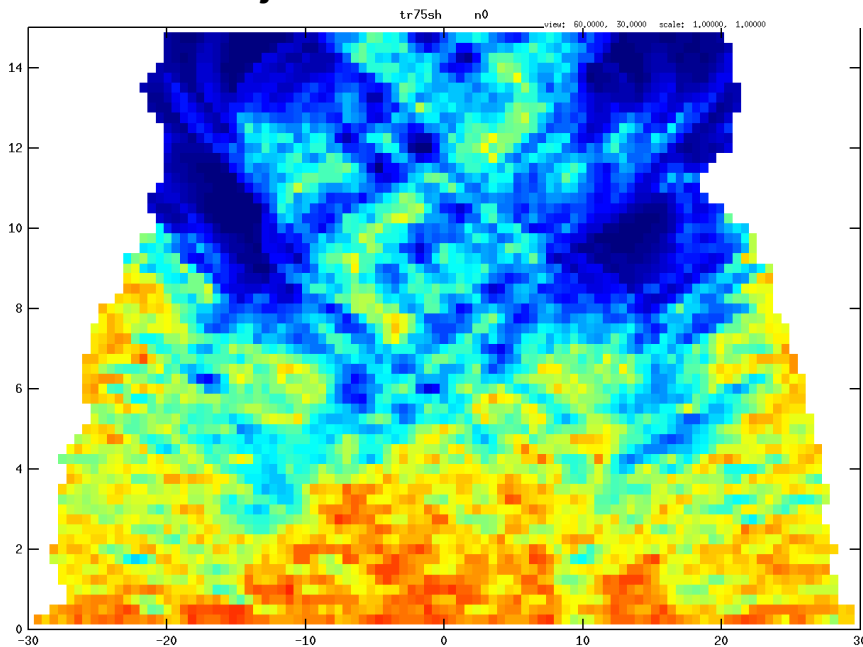
$t_r = 75$
 $t=0 \rightarrow 15$



$n(x)$
Lokalna gęstość

$n_0(x)$
Lokalna frakcja kondensatu

$N_0(x)$
Obsadzenie lokalnego kondensatu



Wnioski

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

Plany na przyszłość

- Zrozumieć dobrze co się dzieje u załączku (kwazi) kondensacji
- Jaka jest przyczyna braku frontu kondensacji?
- Oddziaływania przyciągające
- Chłodzenie gazem buforowym → front kondensacji Żurka?