T-21

Limite des grandes densités $\frac{aN}{\sigma} \gg 1$

Il est alors légitime de négliger le terme $-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{1}{\sqrt{\rho}}\Delta\sqrt{\rho}$ (terme de "pression quantique")

L'équation du mouvement de $\vec{v}$ devient alors analogue à une équation hydrodynamique

$$m\frac{\partial}{\partial t}\vec{v} = \vec{\nabla}\left[-\frac{1}{2}mv^2 - V_{ext} - \rho g\right]$$

$$m\underbrace{\left(\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \vec{\nabla}\frac{1}{2}\vec{v}^{\,2}\right)}_{\frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v}.\vec{\nabla})\vec{v}} = -\vec{\nabla}\left(V_{ext} + \rho g\right)$$

Equation de la dynamique d'une particule de masse m soumise

- à la force de piégeage $-\vec{\nabla} V_{ext}$
- à la force $-\vec{\nabla}\rho g$ due aux interactions avec les autres particules

T-22

Autre approche valable à haute densité quand $V_{ext}(\vec{r},t)$ est harmonique et ne dépend de t que par l'intermédiaire des fréquences de vibration $\omega_i(t)$

$$V_{ext}(\vec{r},t) = \frac{m}{2}\sum_{i=x,y,z}\omega_i^2(t)\, r_i^2 \qquad r_i = x,y,z$$

Pour $t<0$, $\omega_i(t) = \omega_{i0} = C^{te}$

Les équations hydrodynamiques ont alors une solution

$$r_i(t) = b_i(t)\, r_i(0)$$

correspondant à une simple dilatation

Les $b_i(t)$ satisfont aux équations

$$\ddot{b}_i(t) + \omega_i^2\, b_i(t) - \frac{\omega_{0i}^2}{b_x(t)\, b_y(t)\, b_z(t)\, b_i(t)} = 0$$

Etude à partir de ces équations

- de l'expansion balistique du condensat quand le piège est coupé brusquement
- des modes propres de vibration dans les régimes linéaire (faibles excitations) et non linéaire (fortes excitations)

T-23

B - Thème général du cours 1999-2000

Propriétés de cohérence des condensats de Bose Einstein

- Longueur de cohérence d'un condensat
- Phase relative de 2 condensats
- Fonctions de corrélation
  Cohérences d'ordre supérieur
- Interférences entre condensats
- Lasers à atomes