

# SUPERFLUIDITÉ ET CONDENSATION DE BOSE-EINSTEIN

Sébastien Giraud

Encadré par Yvan Castin

27 novembre 2006

- 1 La Superfluidité
  - Définition qualitative, historique
  - Argument de Landau
  - Définition quantitative
- 2 Liens entre Superfluidité et Condensation de Bose-Einstein
  - Cas du gaz parfait
  - Approximation de Bogoliubov
  - Gaz de Bose 2D et 3D
  - Une spécificité 1D : un grand nombre de minima locaux
- 3 Réalisation expérimentale
  - Description du dispositif
  - Résultats

## Définition qualitative, historique

**1927** : pour  $T = 2.17 \text{ K}$ , la chaleur spécifique de l'  $^4\text{He}$  liquide présente une transition en  $\lambda$  (W. Keesom).

**1935-1938** : pour  $T < 2.17 \text{ K}$ , l'  $^4\text{He}$  conduit très bien la chaleur, l'écoulement dans un tube devient indépendant de la pression et de la section du tube (E.F. Burton, P. Kapitsa, J.F. Allen et A.D. Misener).

→ **absence totale de viscosité = superfluidité**

**1938** :

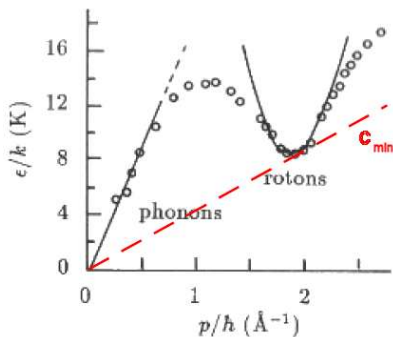
- ▶ F. London - La superfluidité est liée à la condensation de Bose-Einstein.
- ▶ L. Tisza - Modèle phénoménologique : l'Helium superfluide est un mélange de deux composantes, composante normale et composante superfluide

**1941** : argument de Landau.

**1971** : pour  $T < 2.65 \text{ mK}$ , l'  $^3\text{He}$  est superfluide.

# Argument de Landau

- ▶ La viscosité s'interprète par la création d'excitations élémentaires d'énergie  $\varepsilon(\mathbf{k})$ .

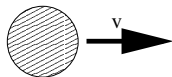
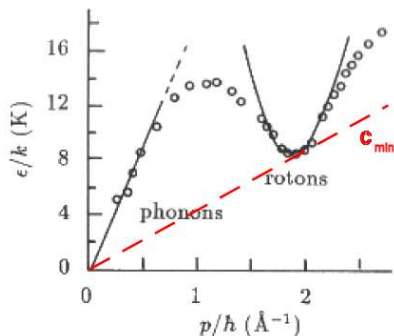


La conservation de l'énergie et de l'impulsion impose

$$v \geq c_{min} = \min \frac{\varepsilon(k)}{\hbar k}$$

# Argument de Landau

- ▶ La viscosité s'interprète par la création d'excitations élémentaires d'énergie  $\varepsilon(\mathbf{k})$ .



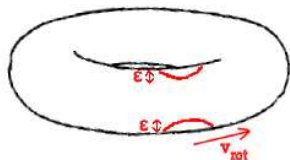
La conservation de l'énergie et de l'impulsion impose

$$v \geq c_{min} = \min \frac{\varepsilon(k)}{\hbar k}$$

# Le Hamiltonien

- ▶ Système de  $N$  particules dans un tore.

"Défaut" de taille  $\varepsilon$  se déplaçant à la vitesse  $v_{rot}$ .



$$H_\varepsilon = H_0 + \sum_{i=1}^N V_\varepsilon(x_i - v_{rot}t)$$

$$H_0 = \sum_{i=1}^N \left( \frac{\mathbf{p}_i^2}{2m} + U(\mathbf{r}_i) \right) + \frac{g}{2} \sum_{i \neq j} V_{int}(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)$$

- ▶ En appliquant la transformation unitaire :

$$U(t) = e^{i\hat{P}_x v_{rot}t/\hbar} \quad \text{avec} \quad \hat{P}_x = \sum_{i=1}^N \hat{p}_{x_i},$$

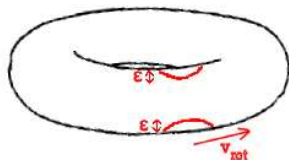
on obtient

$$H'_\varepsilon = H_0 + \sum_{i=1}^N V_\varepsilon(x_i) - v_{rot}P_x$$

# Le Hamiltonien

- ▶ Système de  $N$  particules dans un tore.

"Défaut" de taille  $\varepsilon$  se déplaçant à la vitesse  $v_{rot}$ .



$$H_\varepsilon = H_0 + \sum_{i=1}^N V_\varepsilon(x_i - v_{rot}t)$$

$$H_0 = \sum_{i=1}^N \left( \frac{\mathbf{p}_i^2}{2m} + U(\mathbf{r}_i) \right) + \frac{g}{2} \sum_{i \neq j} V_{int}(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)$$

- ▶ En appliquant la transformation unitaire :

$$U(t) = e^{i\hat{P}_x v_{rot}t/\hbar} \quad \text{avec} \quad \hat{P}_x = \sum_{i=1}^N \hat{p}_{x_i},$$

on obtient

$$H'_\varepsilon = H_0 + \sum_{i=1}^N V_\varepsilon(x_i) - v_{rot}P_x$$

## Définition quantitative

- ▶ On suppose que l'équilibre thermodynamique est atteint dans le référentiel tournant.

Pour un système entièrement superfluide :  $\langle P_x \rangle = 0$ .

Pour un système non superfluide :  $\langle P_x \rangle = Nmv_{rot}$ .

- ▶ La fraction normale pour le Hamiltonien  $H'_\varepsilon$  est donc :

$$f_n = \frac{\langle P_x \rangle_\varepsilon}{Nmv_{rot}}.$$

Dans la limite  $\varepsilon \rightarrow 0$ ,

$$f_n = \frac{\langle P_x \rangle}{Nmv_{rot}}$$

avec  $\langle P_x \rangle = \mathcal{N} \text{tr} \left( e^{-\beta H'_0} P_x \right)$

$$H'_0 = H_0 - v_{rot} P_x$$



## Définition quantitative

- ▶ On suppose que l'équilibre thermodynamique est atteint dans le référentiel tournant.

Pour un système entièrement superfluide :  $\langle P_x \rangle = 0$ .

Pour un système non superfluide :  $\langle P_x \rangle = Nmv_{rot}$ .

- ▶ La fraction normale pour le Hamiltonien  $H'_\varepsilon$  est donc :

$$f_n = \frac{\langle P_x \rangle_\varepsilon}{Nmv_{rot}}.$$

Dans la limite  $\varepsilon \rightarrow 0$ ,

$$f_n = \frac{\langle P_x \rangle}{Nmv_{rot}}$$

avec  $\langle P_x \rangle = \mathcal{N} \text{tr} \left( e^{-\beta H'_0} P_x \right)$

$$H'_0 = H_0 - v_{rot} P_x$$

## Définition quantitative

- ▶ Si  $L$  est le périmètre du tore et  $v_1 = \frac{2\pi\hbar}{mL}$ ,

$$\langle P_x \rangle \left( v_{rot} = \frac{v_1}{2} \right) = Nm \frac{v_1}{2} \quad f_n \left( \frac{v_1}{2} \right) = 1$$

- ▶ On introduit donc

$$f_n^0 = \lim_{v_{rot} \rightarrow 0} f_n, \quad \text{ie } v_{rot} \ll v_1$$

→ Le système a un comportement superfluide si  $f_n^0 < 1$ .

- ▶ Autre expression de  $f_n^0$  :

$$e^{-\beta(H_0 - v_{rot}P_x)} \simeq e^{-\beta H_0} (1 + \beta v_{rot} P_x)$$

$$f_n^0 = \frac{\langle P_x^2 \rangle_0}{Nm k_B T}$$

## Définition quantitative

- ▶ Si  $L$  est le périmètre du tore et  $v_1 = \frac{2\pi\hbar}{mL}$ ,

$$\langle P_x \rangle \left( v_{rot} = \frac{v_1}{2} \right) = Nm \frac{v_1}{2} \quad f_n \left( \frac{v_1}{2} \right) = 1$$

- ▶ On introduit donc

$$f_n^0 = \lim_{v_{rot} \rightarrow 0} f_n, \quad \text{ie } v_{rot} \ll v_1$$

→ Le système a un comportement superfluide si  $f_n^0 < 1$ .

- ▶ Autre expression de  $f_n^0$  :

$$e^{-\beta(H_0 - v_{rot}P_x)} \simeq e^{-\beta H_0} (1 + \beta v_{rot} P_x)$$

$$f_n^0 = \frac{\langle P_x^2 \rangle_0}{Nm k_B T}$$

## Définition quantitative

- ▶ Si  $L$  est le périmètre du tore et  $v_1 = \frac{2\pi\hbar}{mL}$ ,

$$\langle P_x \rangle \left( v_{rot} = \frac{v_1}{2} \right) = Nm \frac{v_1}{2} \quad f_n \left( \frac{v_1}{2} \right) = 1$$

- ▶ On introduit donc

$$f_n^0 = \lim_{v_{rot} \rightarrow 0} f_n, \quad \text{ie } v_{rot} \ll v_1$$

→ Le système a un comportement superfluide si  $f_n^0 < 1$ .

- ▶ Autre expression de  $f_n^0$  :

$$e^{-\beta(H_0 - v_{rot}P_x)} \simeq e^{-\beta H_0} (1 + \beta v_{rot} P_x)$$

$$f_n^0 = \frac{\langle P_x^2 \rangle_0}{Nm k_B T}$$

## Cas du gaz parfait

Pour un gaz de Bose sans interaction, dans l'ensemble grand canonique,

$$n_{\mathbf{k}} = \frac{1}{e^{\beta(\varepsilon_{\mathbf{k}} - \mu)} - 1}$$

avec  $\mathbf{k} = \frac{2\pi\hbar}{L} \begin{vmatrix} n_x \\ n_y \\ n_z \end{vmatrix}$   $\varepsilon_{\mathbf{k}}(v_{rot}) = \frac{\hbar^2 \mathbf{k}^2}{2m} - \hbar k_x v_{rot}$

- ▶ 3D : en présence d'un condensat,  $\mu = 0$ . Dans la limite thermodynamique,

$$f_n^0 = f_{nc}$$

→ En contradiction avec les observations expérimentales pour l'<sup>4</sup>He.

- ▶ 1D : en présence d'un condensat,

$$f_n^0 = 2f_{nc}$$

## Cas du gaz parfait

Pour un gaz de Bose sans interaction, dans l'ensemble grand canonique,

$$n_{\mathbf{k}} = \frac{1}{e^{\beta(\varepsilon_{\mathbf{k}} - \mu)} - 1}$$

$$\text{avec } \mathbf{k} = \frac{2\pi\hbar}{L} \begin{vmatrix} n_x \\ n_y \\ n_z \end{vmatrix} \quad \varepsilon_{\mathbf{k}}(v_{rot}) = \frac{\hbar^2 \mathbf{k}^2}{2m} - \hbar k_x v_{rot}$$

- ▶ 3D : en présence d'un condensat,  $\mu = 0$ . Dans la limite thermodynamique,

$$f_n^0 = f_{nc}$$

→ En contradiction avec les observations expérimentales pour l'<sup>4</sup>He.

- ▶ 1D : en présence d'un condensat,

$$f_n^0 = 2f_{nc}$$

## Cas du gaz parfait

Pour un gaz de Bose sans interaction, dans l'ensemble grand canonique,

$$n_{\mathbf{k}} = \frac{1}{e^{\beta(\varepsilon_{\mathbf{k}} - \mu)} - 1}$$

$$\text{avec } \mathbf{k} = \frac{2\pi\hbar}{L} \begin{vmatrix} n_x \\ n_y \\ n_z \end{vmatrix} \quad \varepsilon_{\mathbf{k}}(v_{rot}) = \frac{\hbar^2 \mathbf{k}^2}{2m} - \hbar k_x v_{rot}$$

- ▶ 3D : en présence d'un condensat,  $\mu = 0$ . Dans la limite thermodynamique,

$$f_n^0 = f_{nc}$$

→ En contradiction avec les observations expérimentales pour l'<sup>4</sup>He.

- ▶ 1D : en présence d'un condensat,

$$f_n^0 = 2f_{nc}$$

## Approximation de Bogoliubov

A partir d'un condensat de Bose Einstein homogène, pour des interactions faibles, on obtient

$$H_{Bog} = E_0 + \sum_{\mathbf{k}} \varepsilon_{\mathbf{k}} b_{\mathbf{k}}^{\dagger} b_{\mathbf{k}}$$

avec  $\varepsilon_{\mathbf{k}}(v_{rot}) = \left\{ \frac{\hbar^2 \mathbf{k}^2}{2m} \left[ \frac{\hbar^2 \mathbf{k}^2}{2m} + 2\rho g \right] \right\}^{1/2} - \hbar k_x v_{rot}$ .

La fraction non-condensée est

$$f_{nc} = \frac{1}{N} \left\{ \sum_{\mathbf{k} \neq 0} (U_{\mathbf{k}}^2 + V_{\mathbf{k}}^2) \langle b_{\mathbf{k}}^{\dagger} b_{\mathbf{k}} \rangle + \sum_{\mathbf{k} \neq 0} V_{\mathbf{k}}^2 \right\}$$

L'impulsion totale est

$$P_x = \sum_{\mathbf{k} \neq 0} \hbar k_x b_{\mathbf{k}}^{\dagger} b_{\mathbf{k}}$$

→ A  $T = 0$ ,  $f_n^0 = 0$ , le système est superfluide.



# Gaz de Bose 2D et 3D

Pour  $T > 0$  et  $k\xi \ll 1$  ( $\xi = \hbar/m\sqrt{\rho g}$  - longueur de cohérence),

$$(U_{\mathbf{k}}^2 + V_{\mathbf{k}}^2)n_{\mathbf{k}} \sim \frac{1}{k^2}$$

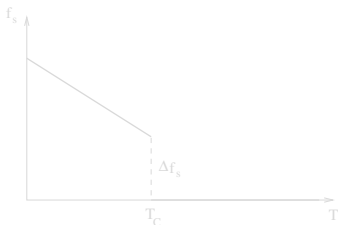
► A 3D :  $\langle N_{nc} \rangle \propto N$  et à  $T = 0$ ,  $f_{nc} = \frac{8}{3} \sqrt{\frac{na^3}{\pi}}$

→ système superfluide avec une fraction condensée  $< 1$

► A 2D :  $\langle N_{nc} \rangle \propto N \ln(L/\xi)$

→ il n'y a pas de condensat dans la limite thermodynamique

Mais le système présente une transition de phase :



$$\left(\frac{\hbar}{m}\right)^2 k_B T_C \Delta f_s = \frac{2}{\pi}$$

Transition de Berezinsky-Kosterlitz-Thouless

## Gaz de Bose 2D et 3D

Pour  $T > 0$  et  $k\xi \ll 1$  ( $\xi = \hbar/m\sqrt{\rho g}$  - longueur de cohérence),

$$(U_{\mathbf{k}}^2 + V_{\mathbf{k}}^2)n_{\mathbf{k}} \sim \frac{1}{k^2}$$

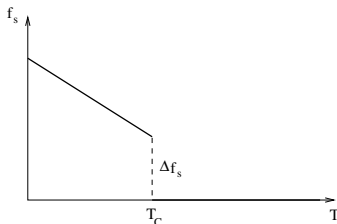
► A 3D :  $\langle N_{nc} \rangle \propto N$  et à  $T = 0$ ,  $f_{nc} = \frac{8}{3} \sqrt{\frac{na^3}{\pi}}$

→ système superfluide avec une fraction condensée  $< 1$

► A 2D :  $\langle N_{nc} \rangle \propto N \ln(L/\xi)$

→ il n'y a pas de condensat dans la limite thermodynamique

Mais le système présente une transition de phase :



$$\left(\frac{\hbar}{m}\right)^2 k_B T_C \Delta f_s = \frac{2}{\pi}$$

Transition de Berezinsky-Kosterlitz-Thouless

## Une spécificité 1D : plusieurs minima locaux

Si les fréquences de piégeage vérifient  $\hbar\omega_{\rho,z} \gg k_B T, \rho g$ , le système est décrit par le Hamiltonien :

$$H_0 = \sum_{i=1}^N \frac{p_{x_i}^2}{2m} + \frac{g}{2} \sum_{i \neq j} \delta(x_i - x_j) - v_{rot} P_x$$

L'équation de Gross-Pitaevskii correspondante est :

$$\mu\phi = \left[ -\frac{\hbar^2}{2m} \partial_x^2 + Ng|\phi|^2 + i\hbar v_{rot} \partial_x \right] \phi$$

qui admet pour solution

$$\phi_0(x) = \frac{1}{\sqrt{L}} e^{ik_0 x}, \quad k_0 = \frac{2\pi}{L} w_0 \quad w_0 \in \mathbb{Z}$$

Rq : puisque  $d = 1$ ,  $E_c[\phi_0] \rightarrow 0$  dans la limite thermodynamique

## Une spécificité 1D : plusieurs minima locaux

- ▶ L'approximation de Bogoliubov donne alors :

$$\varepsilon_k(\mathbf{v}_{rot}, \mathbf{v}_0) = \varepsilon_k^0 + \hbar k(\mathbf{v}_0 - \mathbf{v}_{rot})$$

$$P = Nm\mathbf{v}_0 + \sum_{k \neq 0} \hbar k b_k^\dagger b_k$$

où  $\mathbf{v}_0 = w_0 \mathbf{v}_1$  est la vitesse associée à  $\phi_0$ .

- ▶  $\phi_0$  est un minimum local de l'énergie de Gross-Pitaevskii si  $\varepsilon_k \geq 0$  :

$$|\mathbf{v}_0 - \mathbf{v}_{rot}| \leq \min \frac{\varepsilon_k^0}{\hbar k} = c_{min}$$

- ▶ La matrice densité du système est donc un mélange statistique des différents états  $\phi_0$  correspondant à des vallées de  $E_{GP}$  et les fluctuations autour de ces états sont traitées par l'approximation de Bogoliubov

## Une spécificité 1D : plusieurs minima locaux

- ▶ L'approximation de Bogoliubov donne alors :

$$\varepsilon_k(\mathbf{v}_{rot}, \mathbf{v}_0) = \varepsilon_k^0 + \hbar k(\mathbf{v}_0 - \mathbf{v}_{rot})$$

$$P = Nm\mathbf{v}_0 + \sum_{k \neq 0} \hbar k b_k^\dagger b_k$$

où  $\mathbf{v}_0 = w_0 \mathbf{v}_1$  est la vitesse associée à  $\phi_0$ .

- ▶  $\phi_0$  est un minimum local de l'énergie de Gross-Pitaevskii si  $\varepsilon_k \geq 0$  :

$$|\mathbf{v}_0 - \mathbf{v}_{rot}| \leq \min \frac{\varepsilon_k^0}{\hbar k} = c_{min}$$

- ▶ La matrice densité du système est donc un mélange statistique des différents états  $\phi_0$  correspondant à des vallées de  $E_{GP}$  et les fluctuations autour de ces états sont traitées par l'approximation de Bogoliubov

## Une spécificité 1D : plusieurs minima locaux

- ▶ L'approximation de Bogoliubov donne alors :

$$\varepsilon_k(\mathbf{v}_{rot}, \mathbf{v}_0) = \varepsilon_k^0 + \hbar k(\mathbf{v}_0 - \mathbf{v}_{rot})$$

$$P = Nm\mathbf{v}_0 + \sum_{k \neq 0} \hbar k b_k^\dagger b_k$$

où  $\mathbf{v}_0 = w_0 \mathbf{v}_1$  est la vitesse associée à  $\phi_0$ .

- ▶  $\phi_0$  est un minimum local de l'énergie de Gross-Pitaevskii si  $\varepsilon_k \geq 0$  :

$$|\mathbf{v}_0 - \mathbf{v}_{rot}| \leq \min \frac{\varepsilon_k^0}{\hbar k} = c_{min}$$

- ▶ La matrice densité du système est donc un mélange statistique des différents états  $\phi_0$  correspondant à des vallées de  $E_{GP}$  et les fluctuations autour de ces états sont traitées par l'approximation de Bogoliubov

## Fraction normale locale

- ▶ On définit une fraction normale locale au voisinage de la vallée  $v_0$  par

$$\langle P \rangle_{v_0} = Nm v_{rot} f_n^{v,0} + Nm v_0 (1 - f_n^{v,0})$$

- ▶ En sommant les contributions des différentes vallées accessibles :

$$\langle P \rangle = Nm v_{rot} f_n^{v,0} + N(1 - f_n^{v,0}) \sum_{v_0} q(v_0) m v_0$$

$$\text{où } q(v_0) = \mathcal{N} \exp \left[ -\frac{mN(1 - f_n^{v,0})}{2k_B T} (v_{rot} - v_0)^2 \right].$$

- ▶  $f_n^{v,0} \ll 1$  mais lorsque plusieurs vallées sont thermiquement peuplées (ie  $k_B T \geq k_B T_v = \frac{1}{2} N m v_1^2$ ) :

$$f_n = 1$$

## Fraction normale locale

- ▶ On définit une fraction normale locale au voisinage de la vallée  $v_0$  par

$$\langle P \rangle_{v_0} = Nm v_{rot} f_n^{v,0} + Nm v_0 (1 - f_n^{v,0})$$

- ▶ En sommant les contributions des différentes vallées accessibles :

$$\langle P \rangle = Nm v_{rot} f_n^{v,0} + N(1 - f_n^{v,0}) \sum_{v_0} q(v_0) m v_0$$

$$\text{où } q(v_0) = \mathcal{N} \exp \left[ -\frac{mN(1 - f_n^{v,0})}{2k_B T} (v_{rot} - v_0)^2 \right].$$

- ▶  $f_n^{v,0} \ll 1$  mais lorsque plusieurs vallées sont thermiquement peuplées (ie  $k_B T \geq k_B T_v = \frac{1}{2} N m v_1^2$ ) :

$$f_n = 1$$



## Fraction normale locale

- ▶ On définit une fraction normale locale au voisinage de la vallée  $v_0$  par

$$\langle P \rangle_{v_0} = Nmv_{rot}f_n^{v,0} + Nmv_0(1 - f_n^{v,0})$$

- ▶ En sommant les contributions des différentes vallées accessibles :

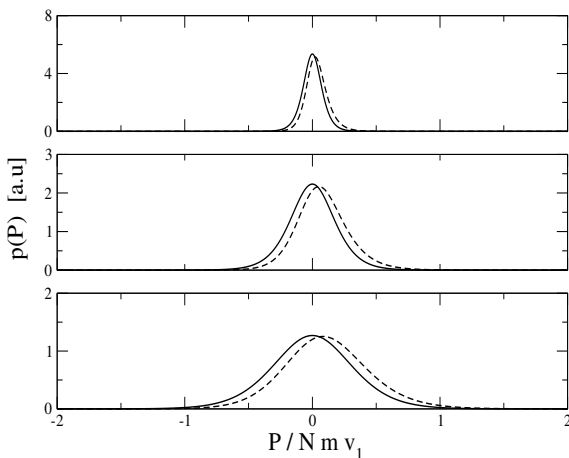
$$\langle P \rangle = Nmv_{rot}f_n^{v,0} + N(1 - f_n^{v,0}) \sum_{v_0} q(v_0)mv_0$$

$$\text{où } q(v_0) = \mathcal{N} \exp \left[ -\frac{mN(1 - f_n^{v,0})}{2k_B T} (v_{rot} - v_0)^2 \right].$$

- ▶  $f_n^{v,0} \ll 1$  mais lorsque plusieurs vallées sont thermiquement peuplées (ie  $k_B T \geq k_B T_v = \frac{1}{2} Nmv_1^2$ ) :

$$f_n = 1$$

## Le gaz parfait 1D



$$k_B T / (N m v_1^2 / 2) = 0.05$$

$$f_n^0 = 0.3$$

$$k_B T / (N m v_1^2 / 2) = 0.125$$

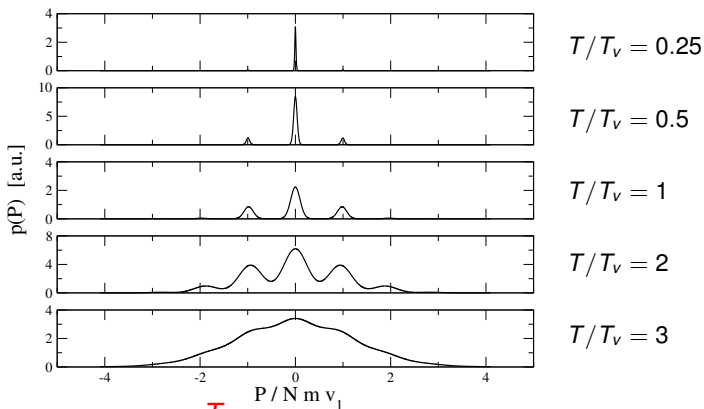
$$f_n^0 = 0.64$$

$$k_B T / (N m v_1^2 / 2) = 0.25$$

$$f_n^0 = 0.92$$

Distribution de probabilité de  $P$  ( $N = 1000$ )  
 $v_{rot}/v_1 = 0$  (trait plein) et  $v_{rot}/v_1 = 0.125$  (pointillés).

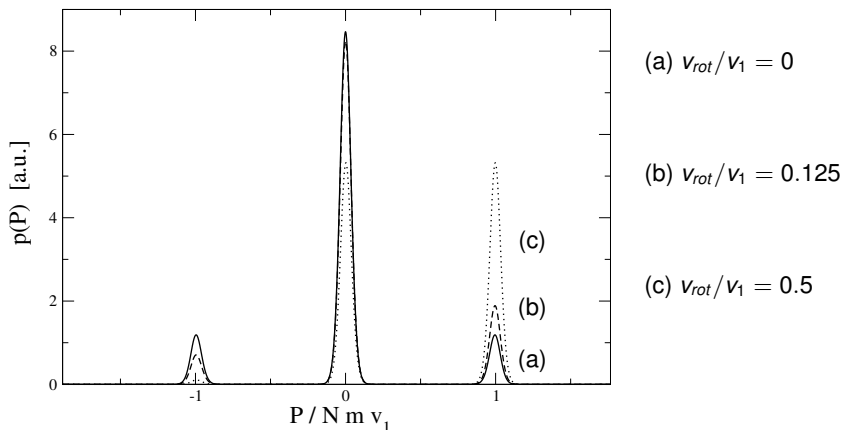
## Le gaz de Bose 1D



→ pour  $T_v \ll T \ll \frac{T_v}{f_n^{v,0}}$ , la définition de  $f_n^0$  ne tient pas compte de la structure en pics

# Les limites de la définition initiale

Pour  $T \gtrsim T_v$  plusieurs vallées sont peuplées.



largeur des pics :  $(f_n^{v,0} N m k_B T)^{1/2}$

pics centrés sur :  $N m v_{rot} f_n^{v,0} + N m v_0 (1 - f_n^{v,0}) \simeq N m v_0$

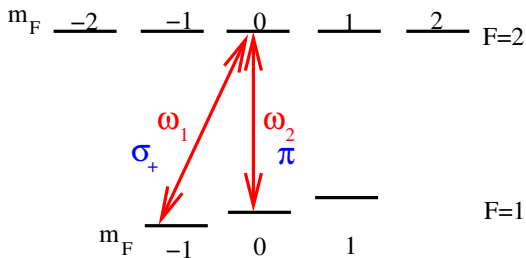
enveloppe centrée sur :  $v_{rot}$

## Dispositif expérimental

- ▶ On prépare un condensat de Bose-Einstein de  $\sim 10^7$  atomes de sodium dans l'état fondamental  $|F = 1, m_F = -1 \rangle$ .
- ▶ On expose le condensat à deux faisceaux laser résonnants sur les transitions  $|F = 1, m_F = -1 \rangle \leftrightarrow |F = 2, m_F = 0 \rangle$  et  $|F = 1, m_F = 0 \rangle \leftrightarrow |F = 2, m_F = 0 \rangle$  :

# Dispositif expérimental

- ▶ On prépare un condensat de Bose-Einstein de  $\sim 10^7$  atomes de sodium dans l'état fondamental  $|F = 1, m_F = -1 \rangle$ .
- ▶ On expose le condensat à deux faisceaux laser résonnants sur les transitions  $|F = 1, m_F = -1 \rangle \leftrightarrow |F = 2, m_F = 0 \rangle$  et  $|F = 1, m_F = 0 \rangle \leftrightarrow |F = 2, m_F = 0 \rangle$  :



# Dispositif expérimental

- ▶ Les atomes transférés dans l'état  $|F = 1, m_F = 0\rangle$  acquièrent une impulsion  $\hbar\mathbf{q} = \hbar\mathbf{k}_1 - \hbar\mathbf{k}_2$ ,

$$\hbar\mathbf{q} = 2\hbar k \sin(\theta/2)$$

- ▶ La conservation de l'énergie impose

$$\omega_1 - \omega_2 = \omega_{Zm} + \frac{\hbar q^2}{2m}$$

- ▶ On peut faire varier la densité du condensat, donc la valeur de  $c_{min}$  et le nombre des impuretés.
- ▶ On effectue alors une mesure de temps de vol en coupant le piège magnéto-optique.

## Dispositif expérimental

- ▶ Les atomes transférés dans l'état  $|F = 1, m_F = 0\rangle$  acquièrent une impulsion  $\hbar\mathbf{q} = \hbar\mathbf{k}_1 - \hbar\mathbf{k}_2$ ,

$$\hbar q = 2\hbar k \sin(\theta/2)$$

- ▶ La conservation de l'énergie impose

$$\omega_1 - \omega_2 = \omega_{Zm} + \frac{\hbar q^2}{2m}$$

- ▶ On peut faire varier la densité du condensat, donc la valeur de  $c_{min}$  et le nombre des impuretés.
- ▶ On effectue alors une mesure de temps de vol en coupant le piège magnéto-optique.



# Dispositif expérimental

- ▶ Les atomes transférés dans l'état  $|F = 1, m_F = 0\rangle$  acquièrent une impulsion  $\hbar\mathbf{q} = \hbar\mathbf{k}_1 - \hbar\mathbf{k}_2$ ,

$$\hbar q = 2\hbar k \sin(\theta/2)$$

- ▶ La conservation de l'énergie impose

$$\omega_1 - \omega_2 = \omega_{Zm} + \frac{\hbar q^2}{2m}$$

- ▶ On peut faire varier la densité du condensat, donc la valeur de  $c_{min}$  et le nombre des impuretés.
- ▶ On effectue alors une mesure de temps de vol en coupant le piège magnéto-optique.

## Dispositif expérimental

- ▶ Les atomes transférés dans l'état  $|F = 1, m_F = 0\rangle$  acquièrent une impulsion  $\hbar\mathbf{q} = \hbar\mathbf{k}_1 - \hbar\mathbf{k}_2$ ,

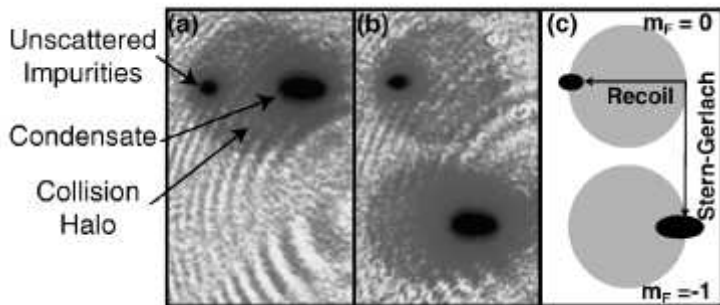
$$\hbar q = 2\hbar k \sin(\theta/2)$$

- ▶ La conservation de l'énergie impose

$$\omega_1 - \omega_2 = \omega_{Zm} + \frac{\hbar q^2}{2m}$$

- ▶ On peut faire varier la densité du condensat, donc la valeur de  $c_{min}$  et le nombre des impuretés.
- ▶ On effectue alors une mesure de temps de vol en coupant le piège magnéto-optique.

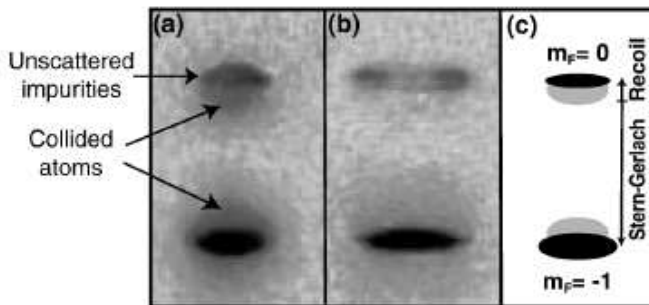
# Résultats



Mesure de temps de vol pour des impuretés  
de vitesse  $v = 6 \text{ cm/s} > c_{min}$ .

En (b), les deux populations sont séparées en appliquant un  
champ magnétique uniforme.

# Résultats



Mesure de temps de vol pour des impuretés  
de vitesse  $v = 7 \text{ mm/s}$ .

Pour (a),  $v/c_{min} = 2.7$  et  $f_n = 20\%$ .

Pour (b),  $v/c_{min} = 1.6$  et  $f_n = 0$ .

# Conclusion

- ▶ Difficulté pour donner une définition quantitative décrivant tous les phénomènes associés à la notion de superfluidité.
- ▶ Lien étroit entre superfluidité et condensation de Bose-Einstein, même s'il n'y a aucune implication entre ces deux phénomènes.

# Références

- [1] K. Huang, Bose-Einstein Condensation and Superfluidity, *in* Bose-Einstein Condensation edited by A. Griffin, D.W. Snoke et S. Stringari, Cambridge University Press (1995).
- [2] A.P. Chikkatur, A. Görlitz, D.M. Stamper-Kurn, S. Inouye, S. Gupta, and W. Ketterle, Suppression and Enhancement of Impurity Scattering in a Bose-Einstein Condensate, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 483 (2000).
- [3] I. Carusotto and Y. Castin, Superfluidity of the 1D Bose gas, *Comptes Rendus Physique* **5**, 107-127 (2004).