

# Transition superfluide et potentiels géométriques dans le gaz de Bose bidimensionnel

**Marc Cheneau**

soutenance de thèse de doctorat  
de l'université Pierre et Marie Curie

3 juillet 2009

# Phases fortement corrélées dans les gaz dilués

*Importance des interactions renforcées...*



Nature **415** (2002)

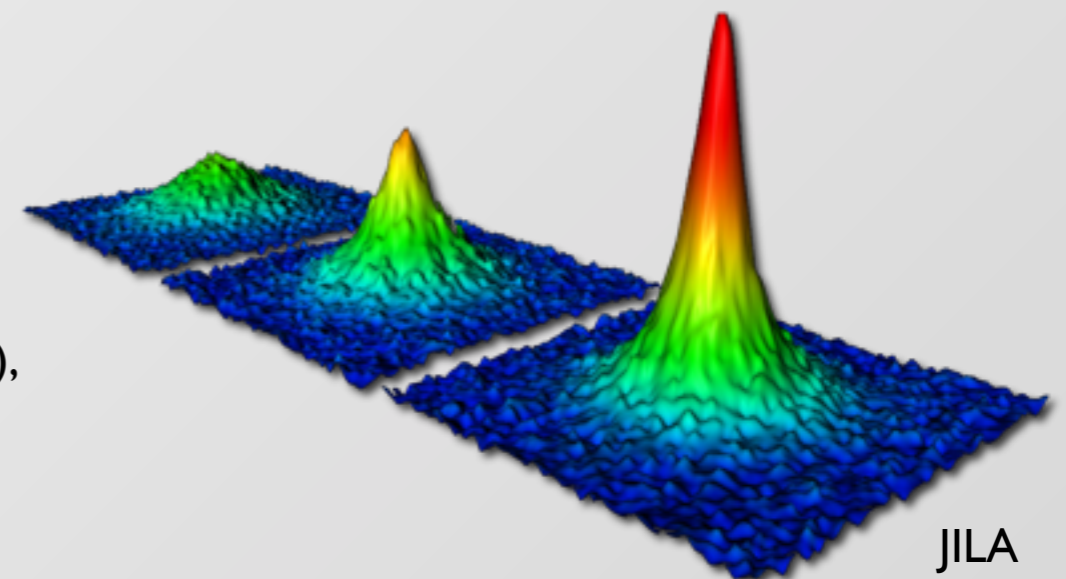
- *Potentils optiques*

- ✓ Transition superfluide / isolant de Mott  
Greiner *et al.* (2002)
- ✓ Gaz de Tonks-Girardeau  
Kinoshita *et al.* (2004), Paredes *et al.* (2004)

également :  
*micro-pièges sur puce*  
*pièges « habillés »*

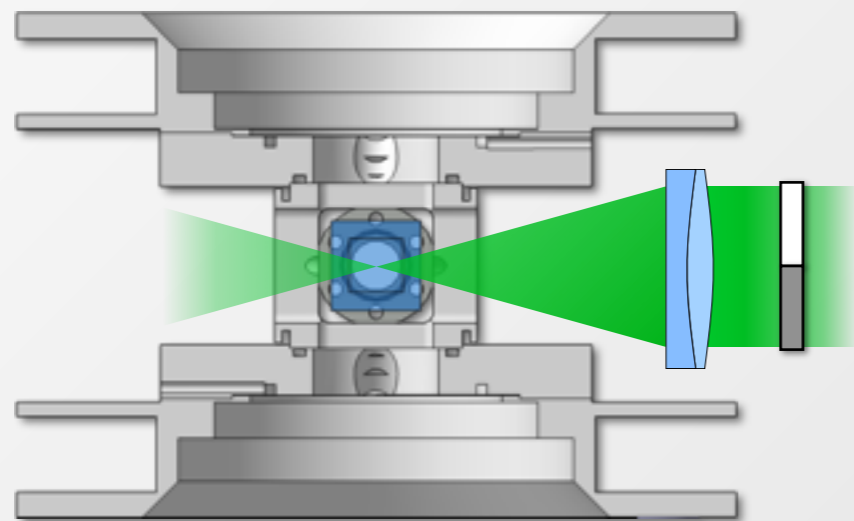
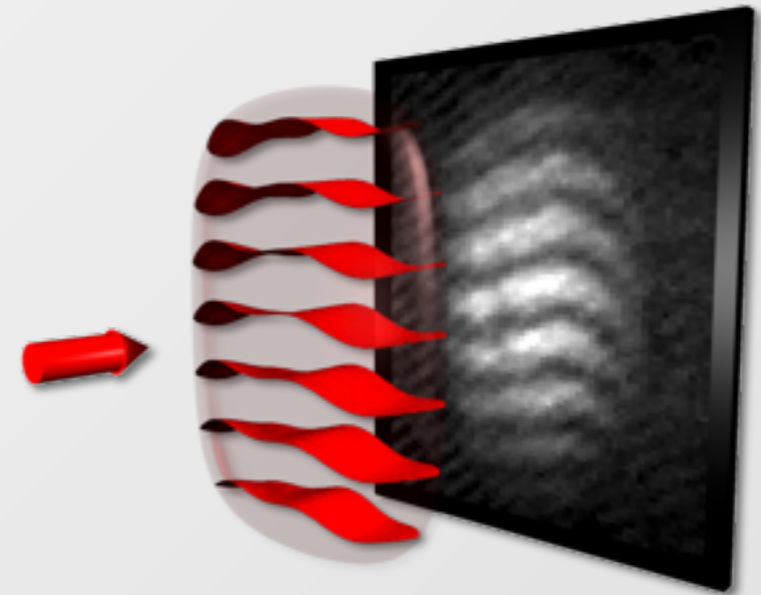
- *Résonances de Feshbach*

- ✓ Transition BEC-BCS  
Bartenstein *et al.* (2004), Bourdel *et al.* (2004),  
Regal *et al.* (2004), Zwierlein *et al.* (2004)



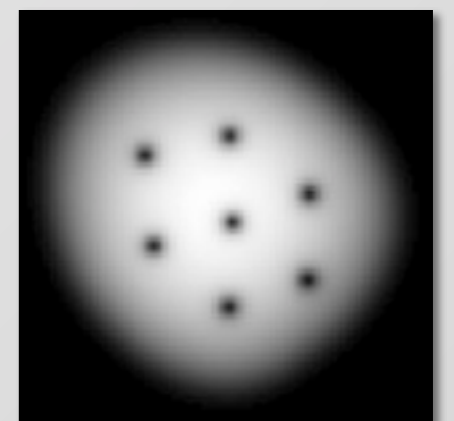
JILA

## I. Point critique du gaz de Bose 2D



## II. Nouveau montage expérimental

## III. Potentiels géométriques en optique quantique



**I. Le point critique  
du gaz de Bose bidimensionnel**



ystème  
homogène et infini

- *Gaz parfait*

- ✓ Pas de condensation de Bose-Einstein ( $T \neq 0$ )
- ✓ Ordre à courte portée :  $g^{(1)}(\vec{r}) = \langle \hat{\Psi}^\dagger(\vec{r}) \hat{\Psi}(0) \rangle$  décroît exponentiellement

ystème  
homogène et infini

- *Gaz parfait*

- ✓ Pas de condensation de Bose-Einstein ( $T \neq 0$ )
- ✓ Ordre à courte portée :  $g^{(1)}(\vec{r}) = \langle \hat{\Psi}^\dagger(\vec{r}) \hat{\Psi}(0) \rangle$  décroît exponentiellement

- *Gaz en interaction*

- ✓ Pas de condensation de Bose-Einstein ( $T \neq 0$ )
- ✓ *Transition de phase* :
  - haute température  $\rightarrow$  ordre à courte portée
  - basse température  $\rightarrow$  ordre partiel à longue portée :  $g^{(1)}(\vec{r})$  décroît algébriquement

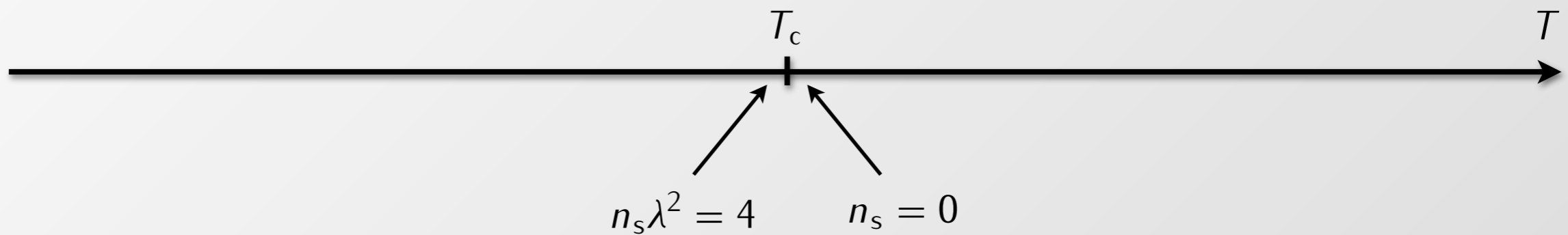
- *État superfluide*

✓ Ordre partiel à longue portée

$$g^{(1)} \sim r^{-\alpha}, \quad \alpha = 1/n_s \lambda^2$$

- *État normal*

✓ Ordre à courte portée



Berezinskii (1971)

Kosterlitz & Thouless (1972, 1973)

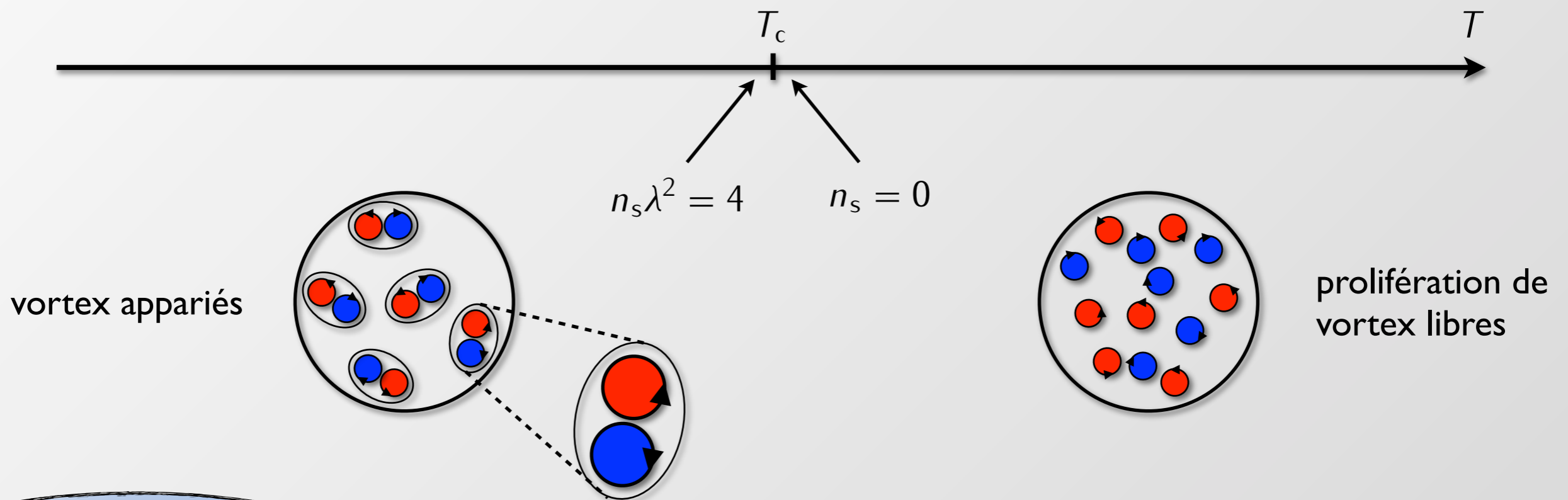
- *État superfluide*

✓ Ordre partiel à longue portée

$$g^{(1)} \sim r^{-\alpha}, \quad \alpha = 1/n_s \lambda^2$$

- *État normal*

✓ Ordre à courte portée



vortex → « défaut » ponctuel :

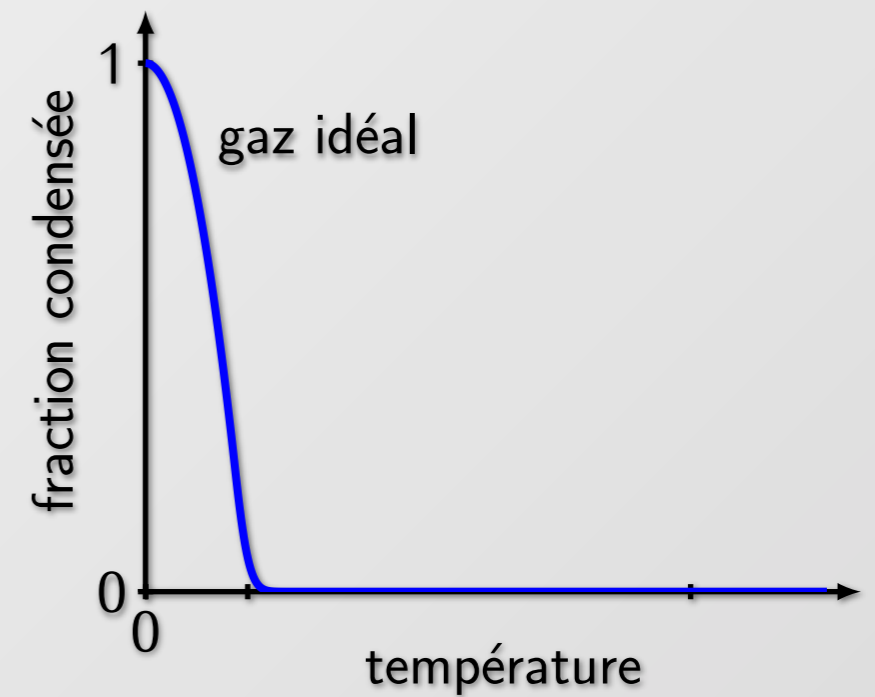
- densité nulle
- phase tourne de  $2\pi$

Berezinskii (1971)  
Kosterlitz & Thouless (1972, 1973)

- *Gaz parfait*

✓ Condensation de Bose-Einstein à  $T \neq 0$

- dans une boîte de côté  $L$  :  $N_c^{\text{id}} \sim -(L^2/\lambda^2) \ln(\lambda^2/L^2)$
- dans un piège harmonique :  $N_c^{\text{id}} \sim (k_B T / \hbar \omega_{\perp})^2$





- **Gaz parfait**

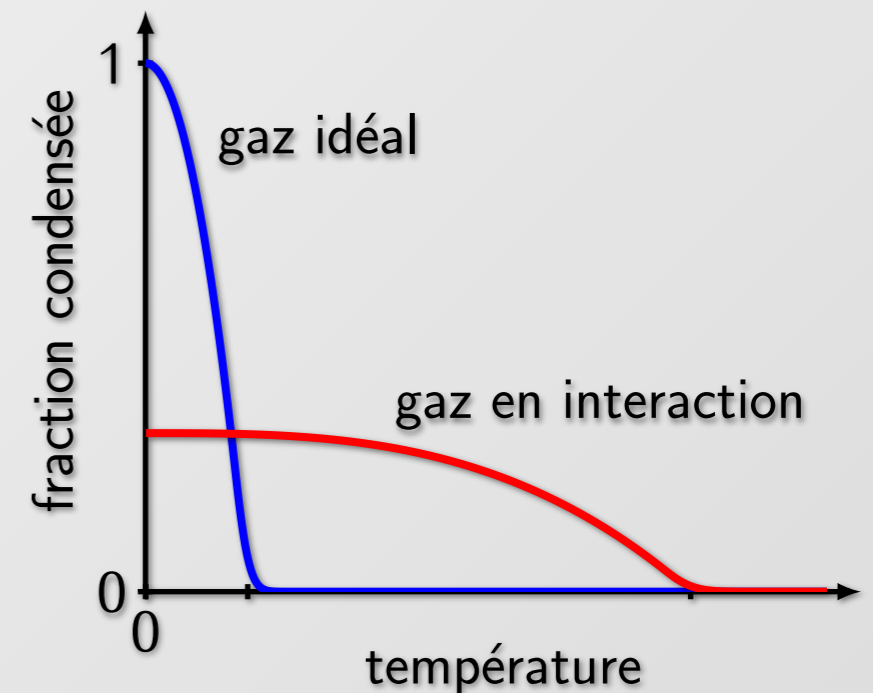
- ✓ Condensation de Bose-Einstein à  $T \neq 0$

- dans une boîte de côté  $L$  :  $N_c^{\text{id}} \sim -(L^2/\lambda^2) \ln(\lambda^2/L^2)$
    - dans un piège harmonique :  $N_c^{\text{id}} \sim (k_B T / \hbar \omega_{\perp})^2$

- **Gaz en interaction**

- ✓ Fraction condensée finie dans la phase superfluide

- dans une boîte de côté  $L$  :  $g^{(1)}(r) \sim r^{-\alpha}$
    - $g^{(1)}(L) \sim L^{-\alpha}$  ← fraction condensée



« une caractéristique de la transition BKT » Bramwell & Holdsworth (1994)

- **Gaz parfait**

- ✓ Condensation de Bose-Einstein à  $T \neq 0$

- dans une boîte de côté  $L$  :  $N_c^{\text{id}} \sim -(L^2/\lambda^2) \ln(\lambda^2/L^2)$

- dans un piège harmonique :  $N_c^{\text{id}} \sim (k_B T / \hbar \omega_{\perp})^2$

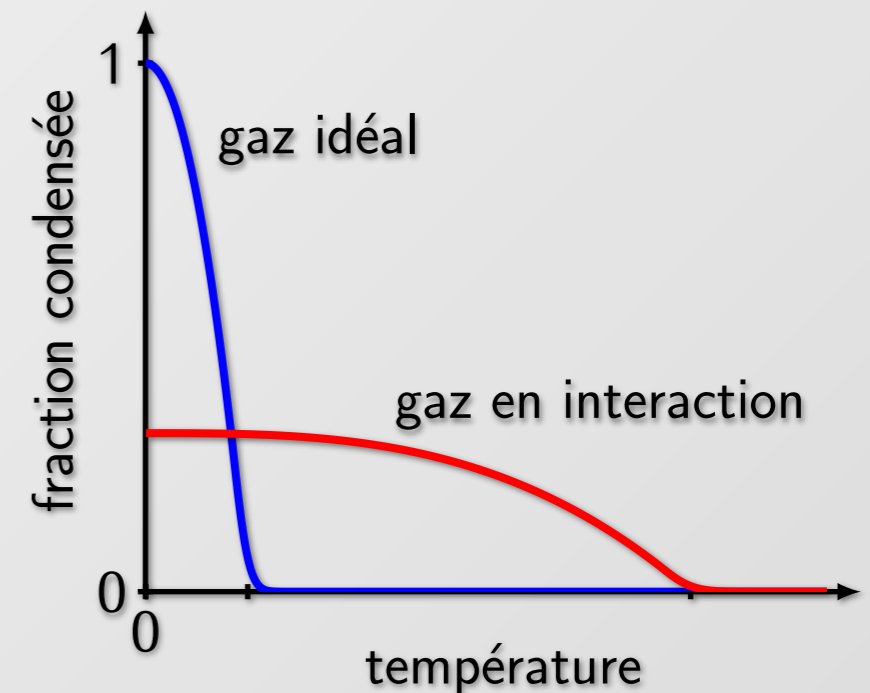
- **Gaz en interaction**

- ✓ Fraction condensée finie dans la phase superfluide

- dans une boîte de côté  $L$  :  $g^{(1)}(r) \sim r^{-\alpha}$

- $g^{(1)}(L) \sim L^{-\alpha}$  ← fraction condensée

« une caractéristique de la transition BKT » Bramwell & Holdsworth (1994)

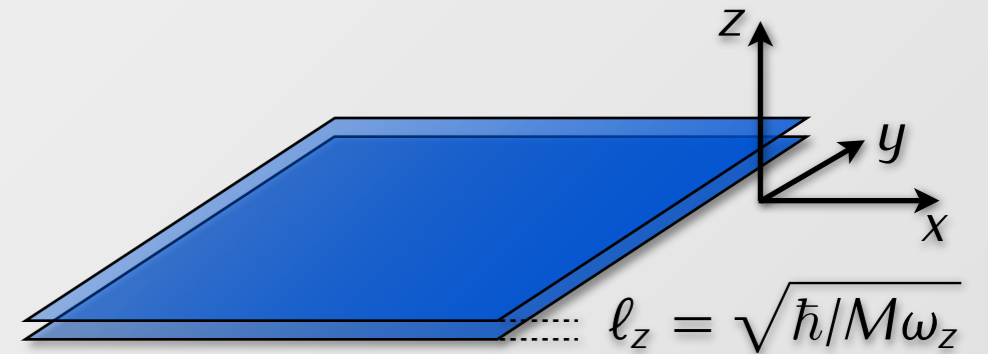


Dans les expériences, la transition superfluide apparaît comme intermédiaire entre la condensation de Bose-Einstein et la transition BKT

- *Potentiel de confinement*

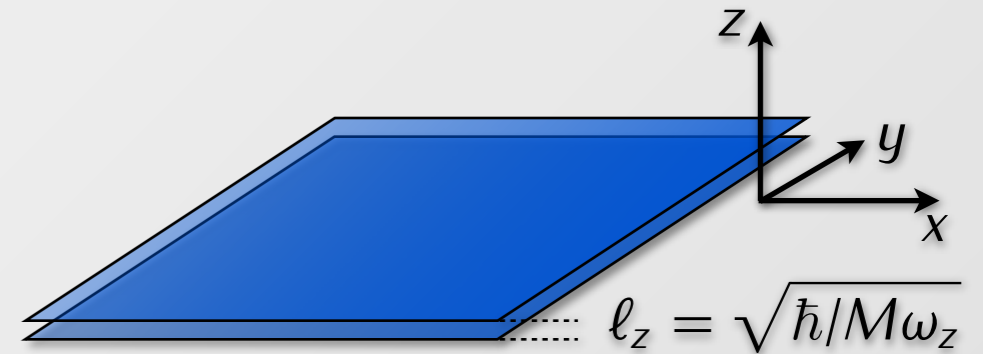
- ✓ Confinement axial :  $V_z(z) = \frac{M}{2} \omega_z^2 z^2$

- ✓ Dynamique axiale gelée si  $\hbar\omega_z \gg k_B T, \mu$



- *Potentiel de confinement*

- ✓ Confinement axial :  $V_z(z) = \frac{M}{2} \omega_z^2 z^2$
- ✓ Dynamique axiale gelée si  $\hbar\omega_z \gg k_B T, \mu$

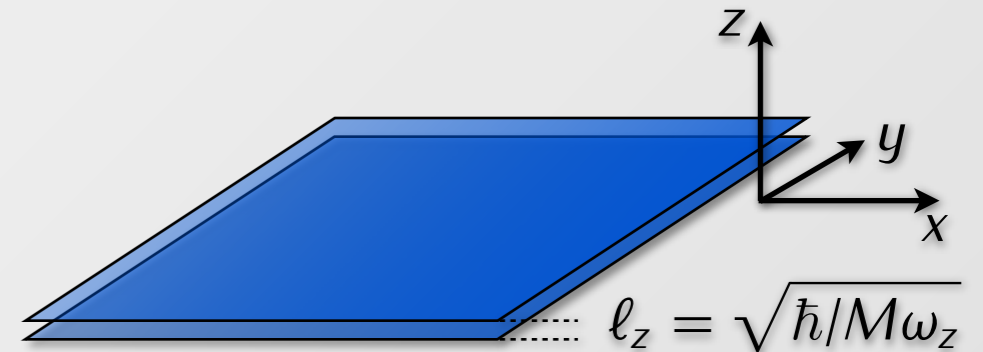


- *Interactions à 2D*

- ✓ Potentiel de contact  $\rightarrow$  énergie d'interaction :  $\frac{1}{2} \kappa \int dx dy n^2(x, y)$
- ✓  $l_z \gg a_s \rightarrow$  collisions 3D :  $\kappa = \hbar^2 \tilde{\kappa} / M$ ,  $\tilde{\kappa} = \sqrt{8\pi} a_s / l_z$

- **Potentiel de confinement**

- ✓ Confinement axial :  $V_z(z) = \frac{M}{2} \omega_z^2 z^2$
- ✓ Dynamique axiale gelée si  $\hbar\omega_z \gg k_B T, \mu$



- **Interactions à 2D**

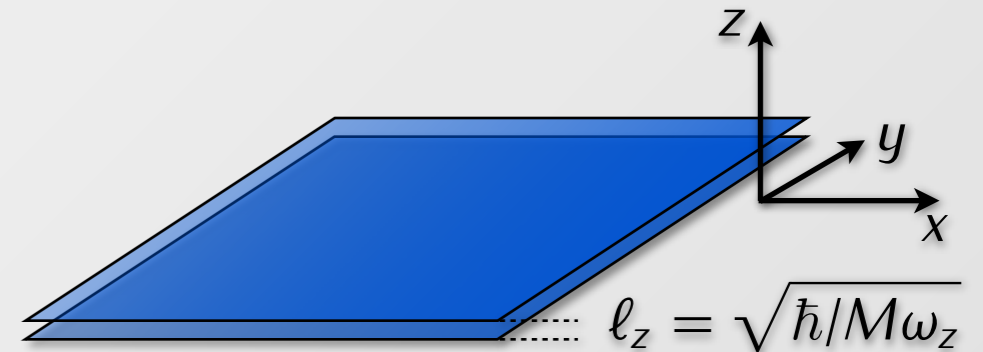
- ✓ Potentiel de contact  $\rightarrow$  énergie d'interaction :  $\frac{1}{2} \kappa \int dx dy n^2(x, y)$
- ✓  $l_z \gg a_s \rightarrow$  collisions 3D :  $\kappa = \hbar^2 \tilde{\kappa} / M$ ,  $\tilde{\kappa} = \sqrt{8\pi} a_s / l_z$

divergences UV  
coupure en énergie  
universalité ?



- **Potentiel de confinement**

- ✓ Confinement axial :  $V_z(z) = \frac{M}{2} \omega_z^2 z^2$
- ✓ Dynamique axiale gelée si  $\hbar\omega_z \gg k_B T, \mu$



- **Interactions à 2D**

- ✓ Potentiel de contact  $\rightarrow$  énergie d'interaction :  $\frac{1}{2} \kappa \int dx dy n^2(x, y)$
- ✓  $\ell_z \gg a_s \rightarrow$  collisions 3D :  $\kappa = \hbar^2 \tilde{\kappa} / M$ ,  $\tilde{\kappa} = \sqrt{8\pi} a_s / \ell_z$

- **Point critique**

- ✓ Simulations Monte-Carlo « classiques » :  $n_c \lambda^2 = \ln(380/\tilde{\kappa})$   
Prokof'ev, Ruebenacker & Svistunov (2001)

divergences UV  
coupure en énergie  
universalité ?

- *Piège mixte*

- ✓ Confinement transverse : piège magnétique

$$\omega_x/2\pi = 11 \text{ Hz}, \quad \omega_y/2\pi = 130 \text{ Hz}$$

- ✓ Confinement axial : réseau optique 1D

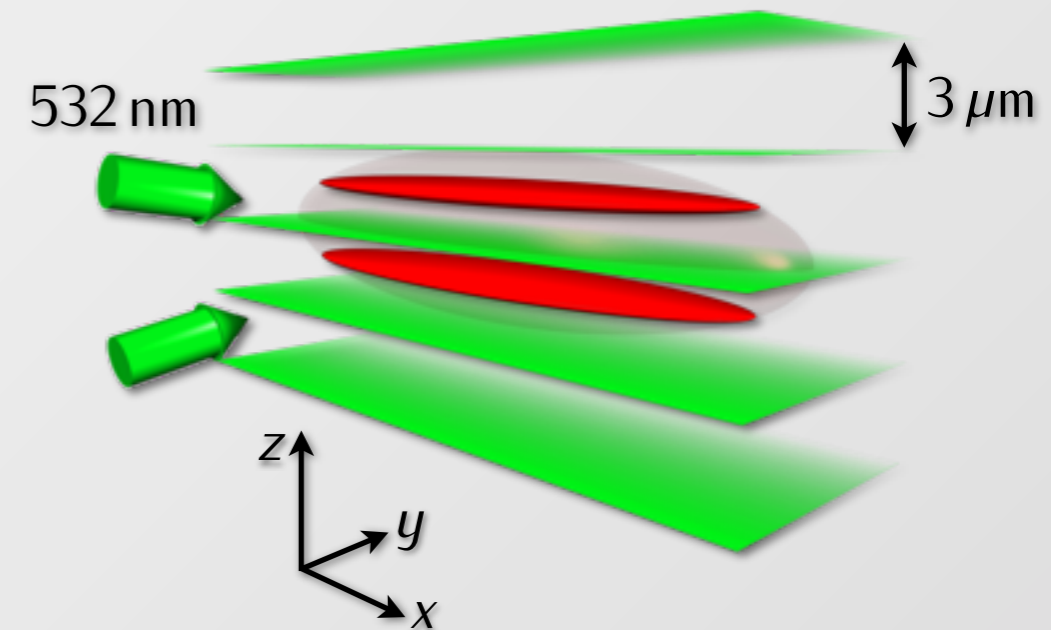
$$\omega_z/2\pi = 3,6 \text{ kHz} \leftrightarrow 170 \text{ nK}$$

- *Deux plans indépendants dans le régime 2D*

- ✓  $\sim 10^5$  atomes par plan  $\leftrightarrow \mu = 1,7 \text{ kHz}$

- ✓ Température variée entre 0 et 150 nK

- ✓  $\tilde{\kappa} = 0,13 \rightarrow n_c \lambda^2 = \ln(380/\tilde{\kappa}) = 8,0$



- *Piège mixte*

- ✓ Confinement transverse : piège magnétique

$$\omega_x/2\pi = 11 \text{ Hz}, \quad \omega_y/2\pi = 130 \text{ Hz}$$

- ✓ Confinement axial : réseau optique 1D

$$\omega_z/2\pi = 3,6 \text{ kHz} \leftrightarrow 170 \text{ nK}$$

- *Deux plans indépendants dans le régime 2D*

- ✓  $\sim 10^5$  atomes par plan  $\leftrightarrow \mu = 1,7 \text{ kHz}$

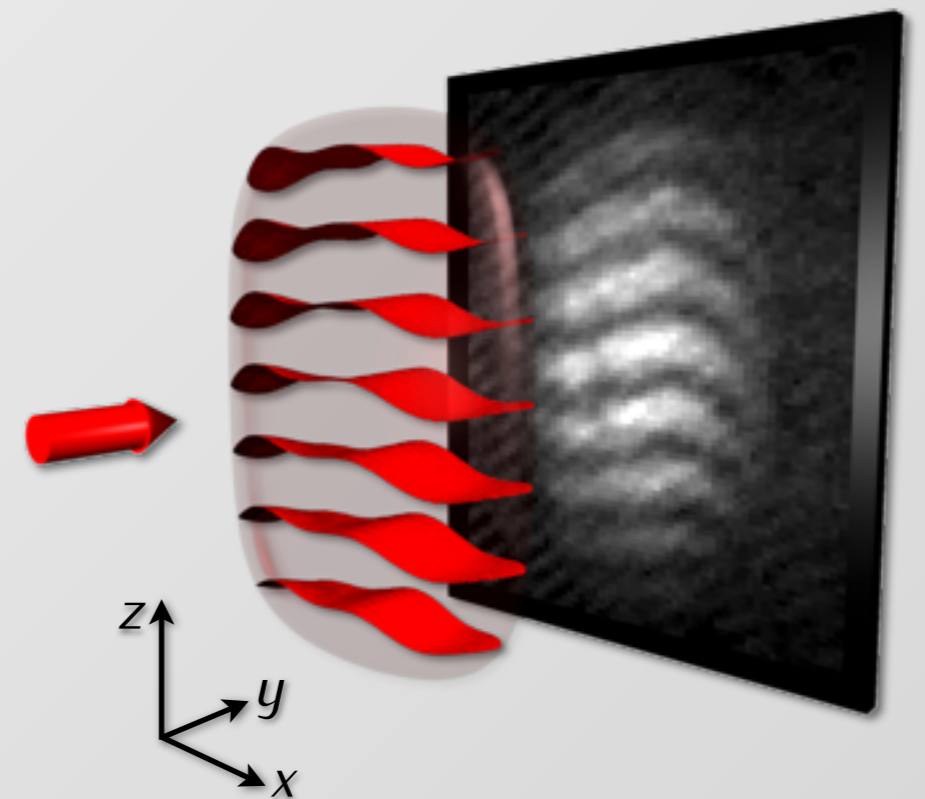
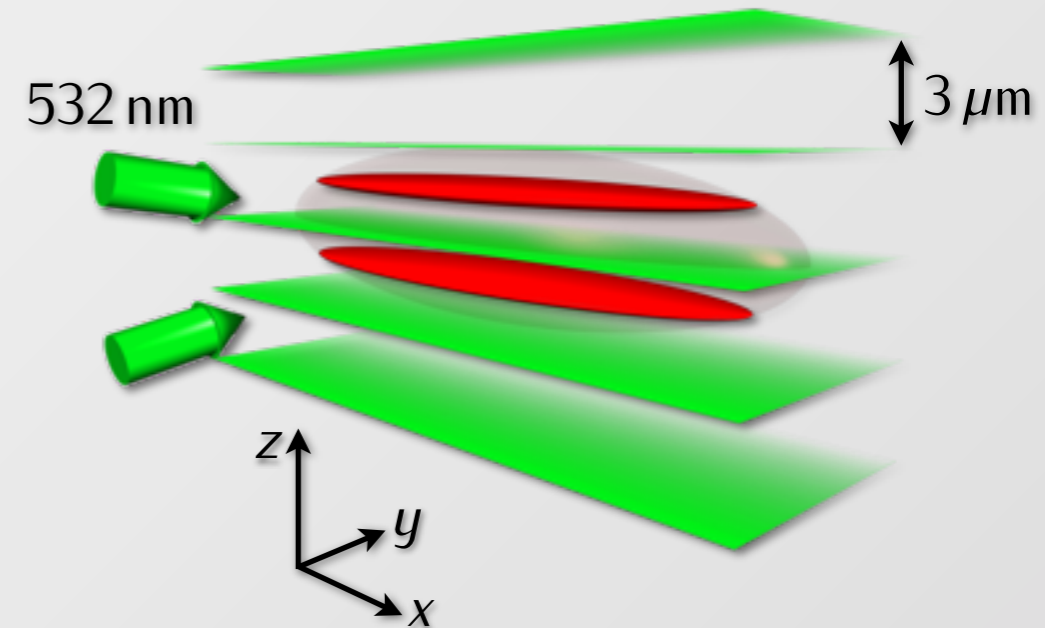
- ✓ Température variée entre 0 et 150 nK

- ✓  $\tilde{\kappa} = 0,13 \rightarrow n_c \lambda^2 = \ln(380/\tilde{\kappa}) = 8,0$

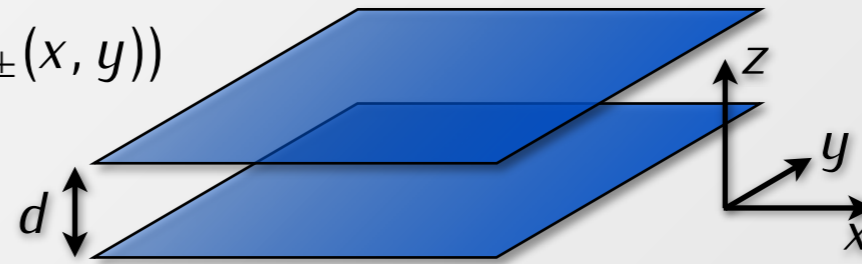
- *Imagerie après temps de vol*

- ✓ Interférences entre les deux nuages

- ✓ Profil de densité :  $n(x, z, \tau) \propto \int dy n(x, y, z, \tau)$



$$\psi_{\pm}(x, y) = \sqrt{n(x, y)} \exp(i\varphi_{\pm}(x, y))$$



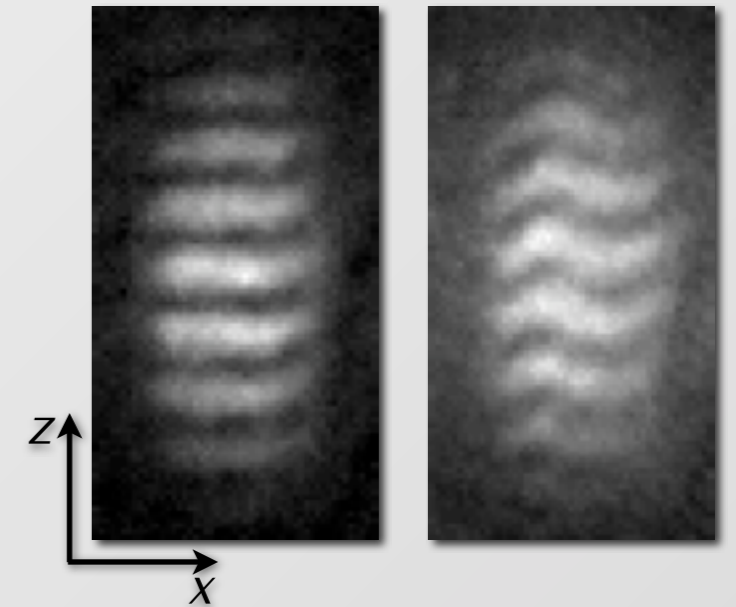
- *Caractérisation de l'ordre à longue portée*

Polkovnikov, Altman & Demler (2006)

$$C(L_x) = \frac{1}{2L_x} \int_{-L_x}^{L_x} dx c(x) \exp(i\varphi(x)) \quad \rightarrow \quad \langle |C(L_x)|^2 \rangle \propto L_x^{-2\alpha}$$

✓ Ordre à courte portée :  $\alpha = 1/2$

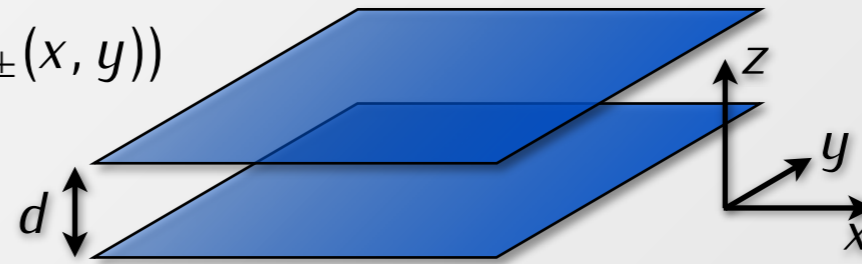
✓ Ordre partiel à longue portée :  $\alpha = 1/n_s \lambda^2 < 1/4$



$$n(x, z, \tau) \propto 1 + c(x) \cos(Mzd/\hbar\tau + \varphi(x))$$



$$\psi_{\pm}(x, y) = \sqrt{n(x, y)} \exp(i\varphi_{\pm}(x, y))$$



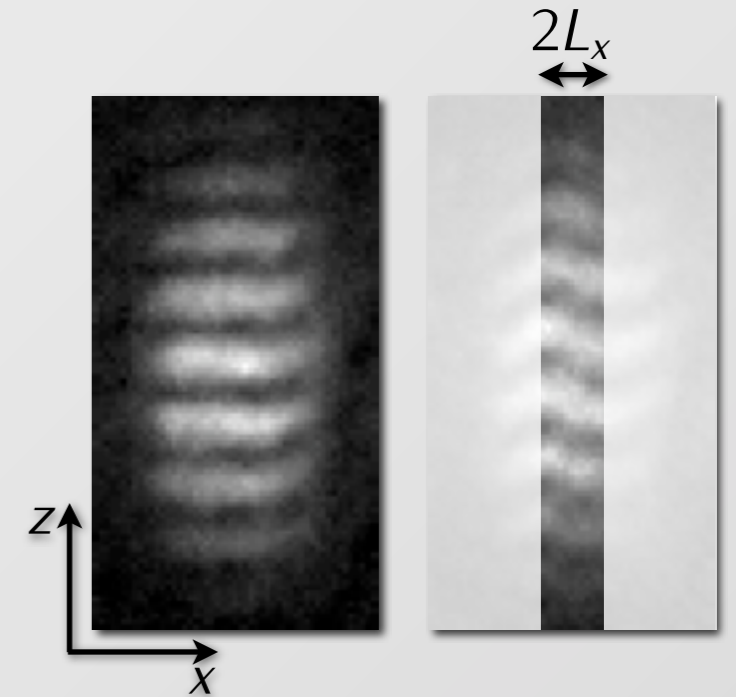
- *Caractérisation de l'ordre à longue portée*

Polkovnikov, Altman & Demler (2006)

$$C(L_x) = \frac{1}{2L_x} \int_{-L_x}^{L_x} dx c(x) \exp(i\varphi(x)) \quad \rightarrow \quad \langle |C(L_x)|^2 \rangle \propto L_x^{-2\alpha}$$

✓ Ordre à courte portée :  $\alpha = 1/2$

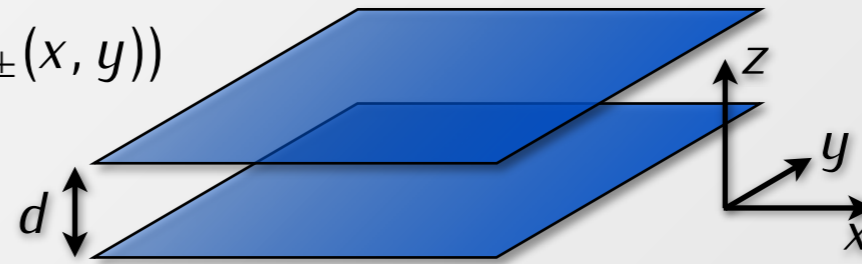
✓ Ordre partiel à longue portée :  $\alpha = 1/n_s \lambda^2 < 1/4$



$$n(x, z, \tau) \propto 1 + c(x) \cos(Mzd/\hbar\tau + \varphi(x))$$



$$\psi_{\pm}(x, y) = \sqrt{n(x, y)} \exp(i\varphi_{\pm}(x, y))$$



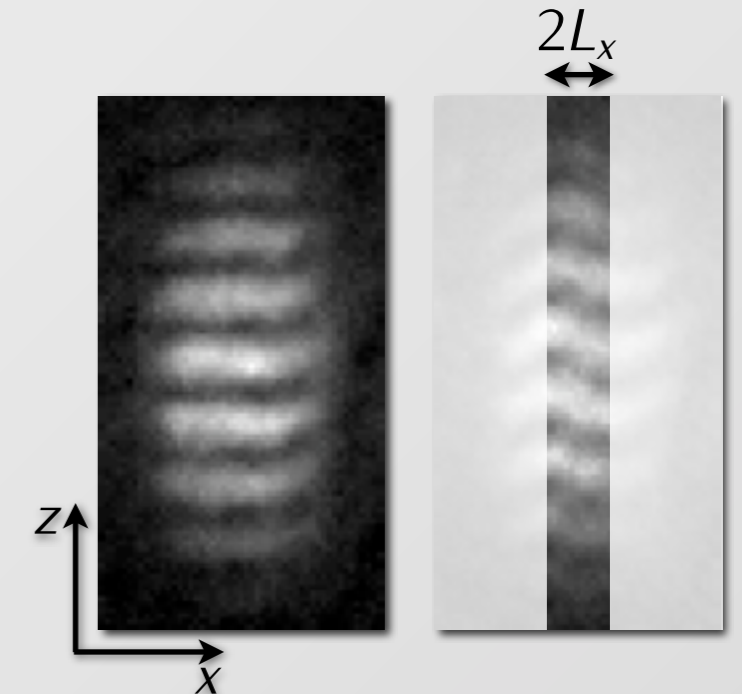
- **Caractérisation de l'ordre à longue portée**

Polkovnikov, Altman & Demler (2006)

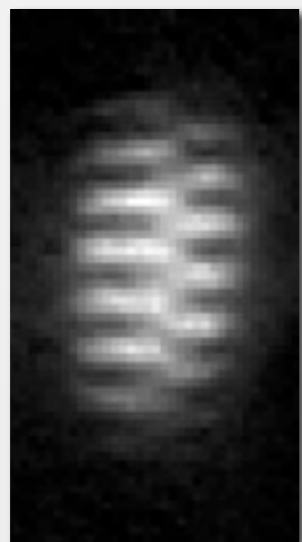
$$C(L_x) = \frac{1}{2L_x} \int_{-L_x}^{L_x} dx c(x) \exp(i\varphi(x)) \quad \rightarrow \quad \langle |C(L_x)|^2 \rangle \propto L_x^{-2\alpha}$$

✓ Ordre à courte portée :  $\alpha = 1/2$

✓ Ordre partiel à longue portée :  $\alpha = 1/n_s \lambda^2 < 1/4$

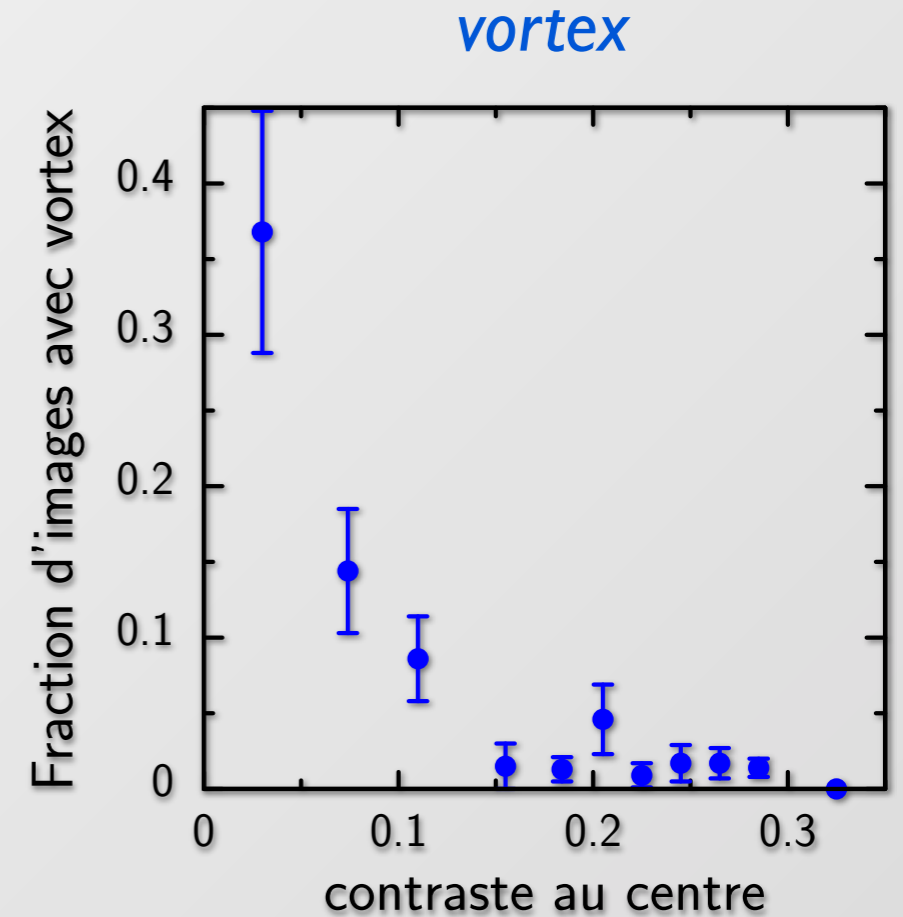
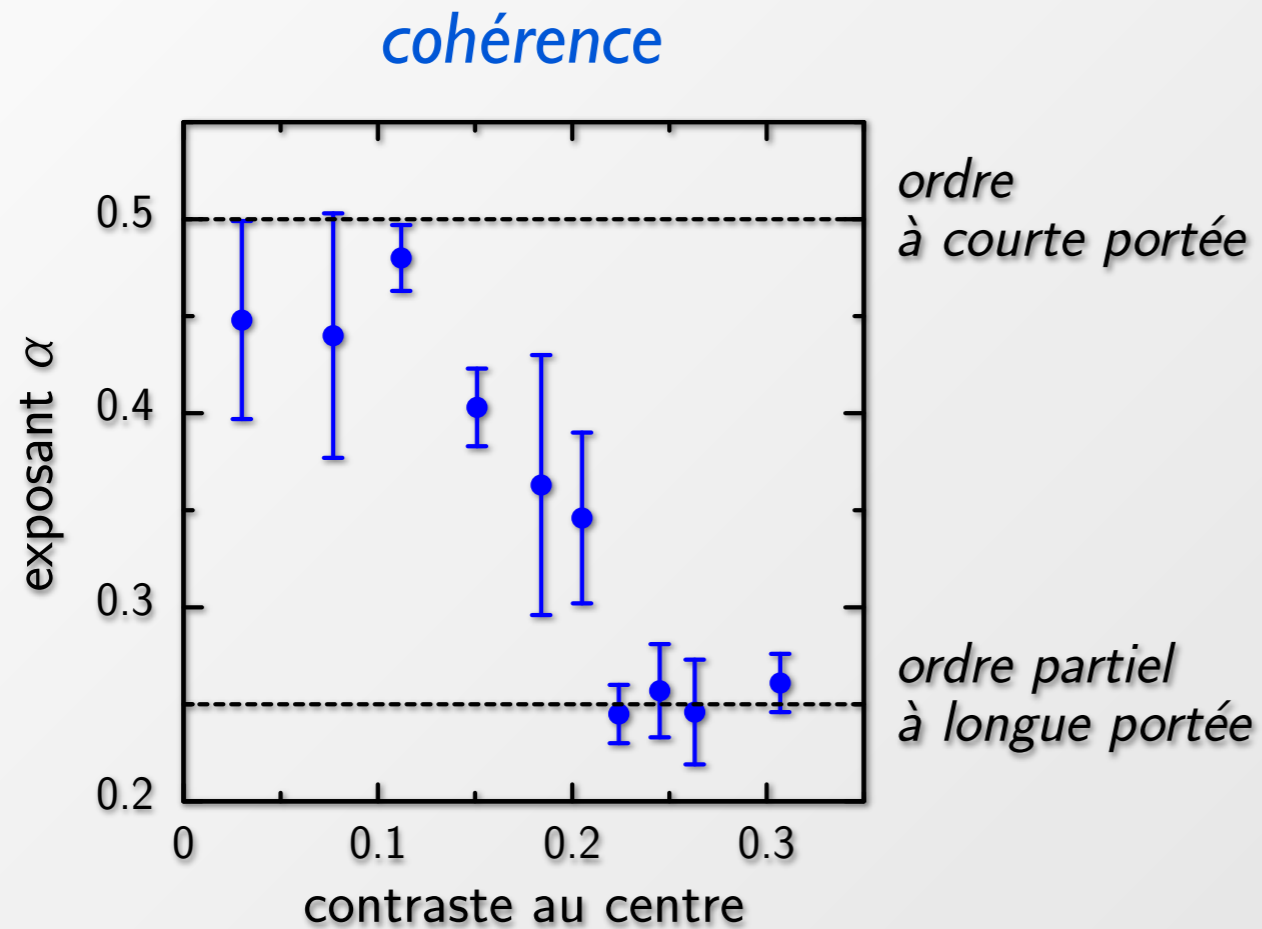


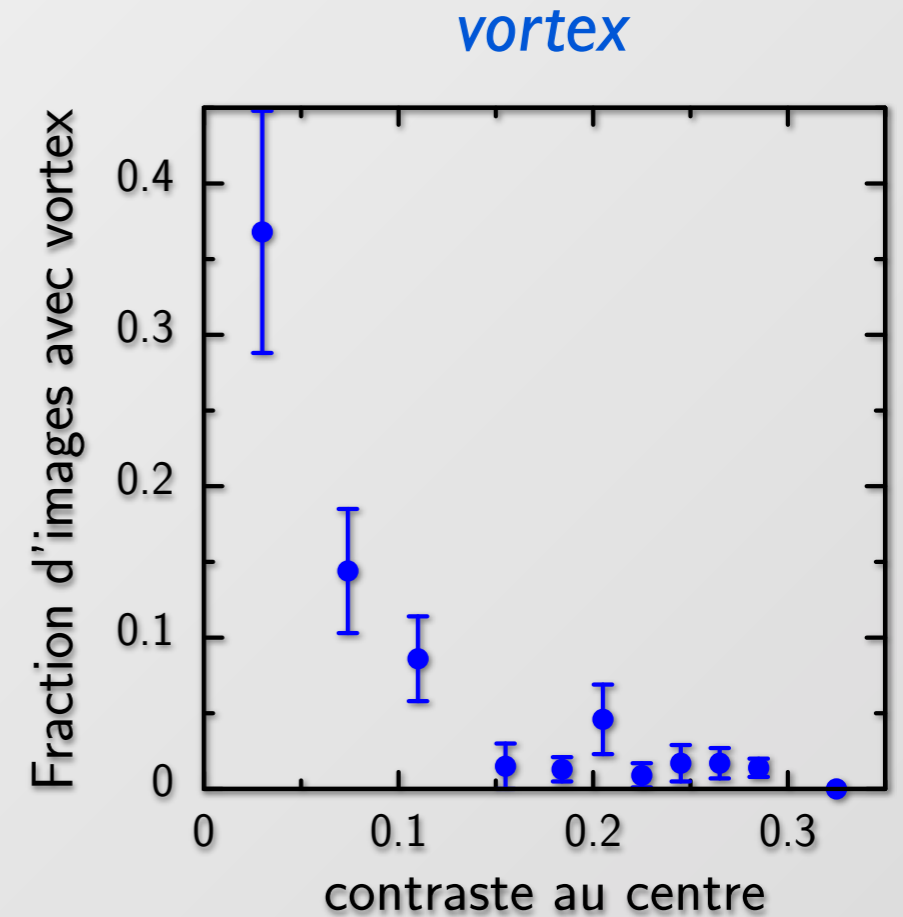
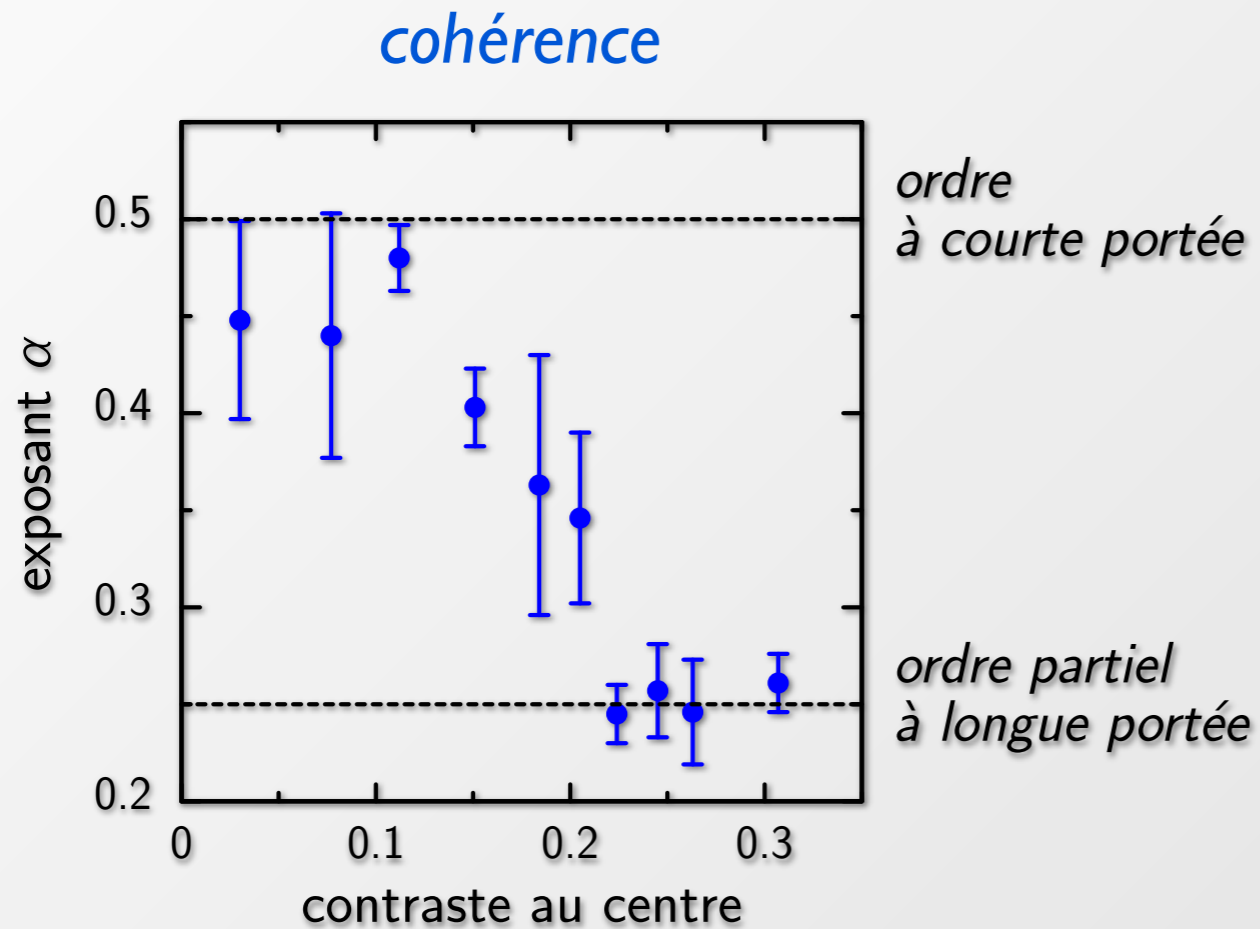
$$n(x, z, \tau) \propto 1 + c(x) \cos(Mzd/\hbar\tau + \varphi(x))$$



- **Dénombrement des vortex**

✓ Les vortex apparaissent comme des dislocations dans le profil d'interférence

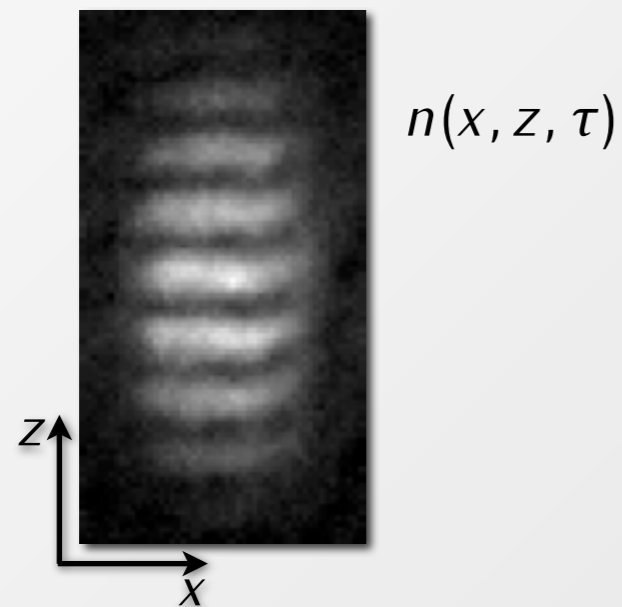




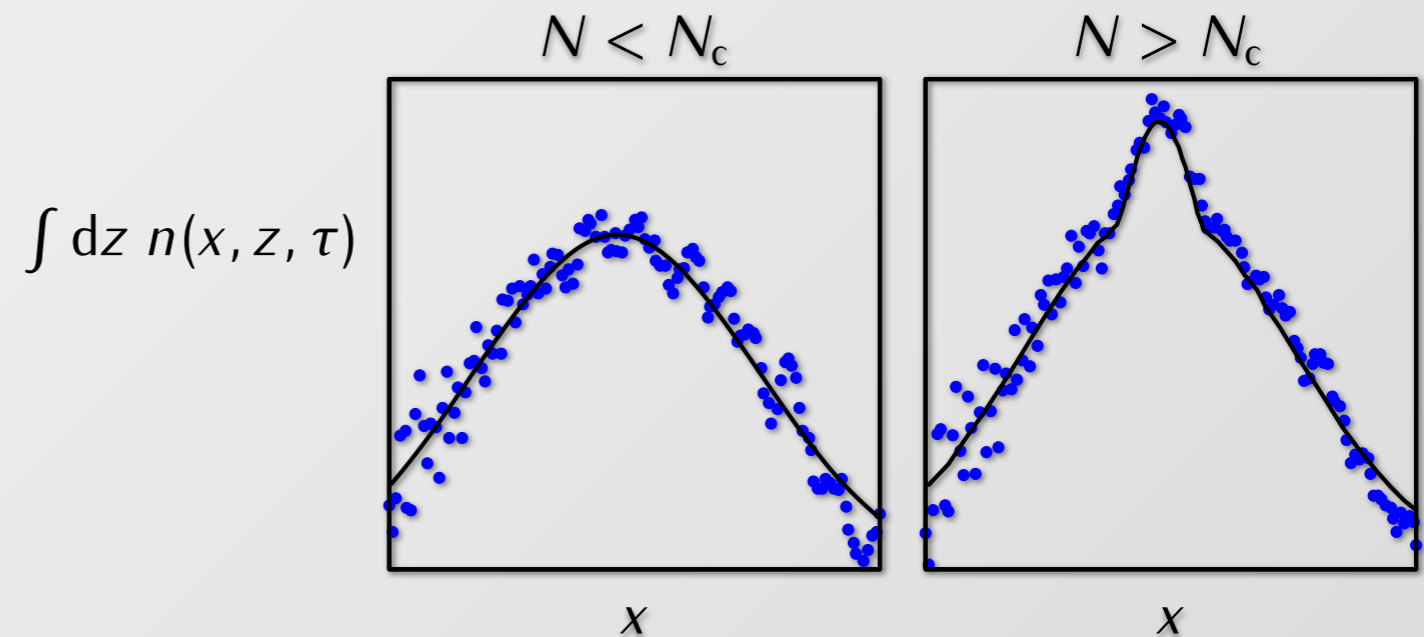
*La transition observée correspond au mécanisme BKT*

Au point critique apparaissent simultanément...

- des interférences



- une structure bimodale



ajustement des ailes par une gaussienne  
→ température effective

- *Simulations Monte-Carlo quantiques 3D*

Holzmann & Krauth (2008)

- ✓ Confirme le rôle crucial du mécanisme BKT
- ✓ Indique un biais dans la mesure de la température :  $T_{\text{eff}} < T_{\text{réelle}}$



- *Simulations Monte-Carlo quantiques 3D*

Holzmann & Krauth (2008)

- ✓ Confirme le rôle crucial du mécanisme BKT
- ✓ Indique un biais dans la mesure de la température :  $T_{\text{eff}} < T_{\text{réelle}}$

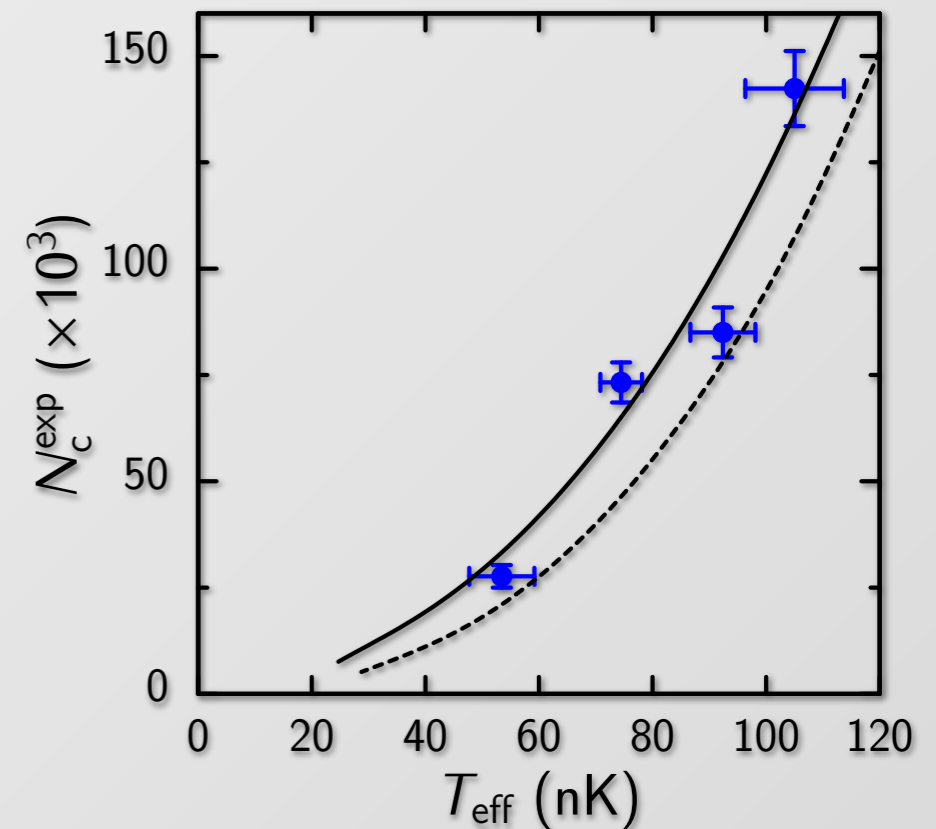
- *Modèle simple jusqu'au point critique*

✓ Profil de densité 3D du gaz normal :

- x-y semi-classique
- z quantique
- interactions en champ moyen

✓ Point critique :  $n_c \lambda^2 = \ln(380/\tilde{\kappa})$  au centre du nuage

voir également : Holzmann, Chevallier & Krauth (2008)



*aucun paramètre ajustable*

- *Simulations Monte-Carlo quantiques 3D*

Holzmann & Krauth (2008)

- ✓ Confirme le rôle crucial du mécanisme BKT
- ✓ Indique un biais dans la mesure de la température :  $T_{\text{eff}} < T_{\text{réelle}}$

- *Modèle simple jusqu'au point critique*

✓ Profil de densité 3D du gaz normal :

- x-y semi-classique
- z quantique
- interactions en champ moyen

✓ Point critique :  $n_c \lambda^2 = \ln(380/\tilde{\kappa})$  au centre du nuage

voir également : Holzmann, Chevallier & Krauth (2008)

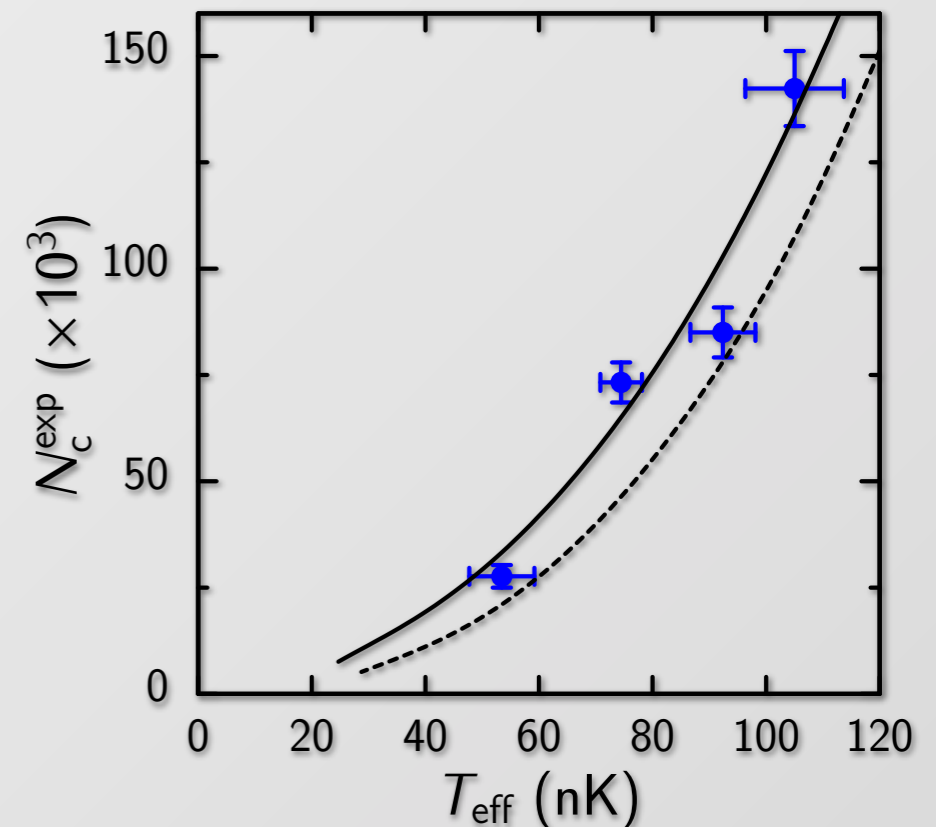
- *Expériences similaires au NIST*

Cladé et al. (2009)

✓ Constante de couplage plus faible :  $\tilde{\kappa} = 0,02$

✓ Observations de trois phases distinctes

voir également : Bisset et al. (2009)



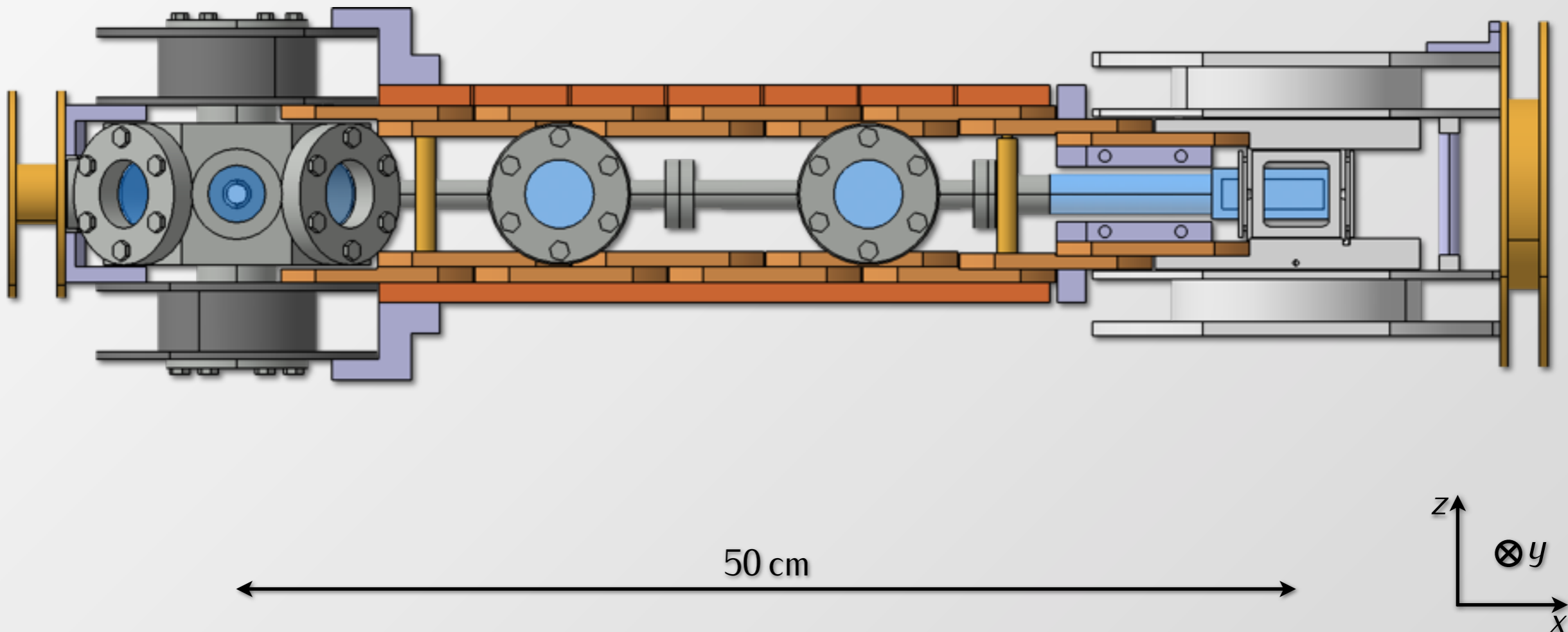
*aucun paramètre ajustable*

## **II. Nouveau montage expérimental**

- **Principe du montage**

- ✓ PMO chargé à partir d'une vapeur ambiante
- ✓ Transport magnétique du PMO vers la cellule en verre
- ✓ Condensation dans un piège TOP  $\omega_{\perp}/2\pi = 35 \text{ Hz}$  ,  $\omega_z/2\pi = 100 \text{ Hz}$

Réalisé en grande partie dans  
les ateliers de l'ENS et du LKB

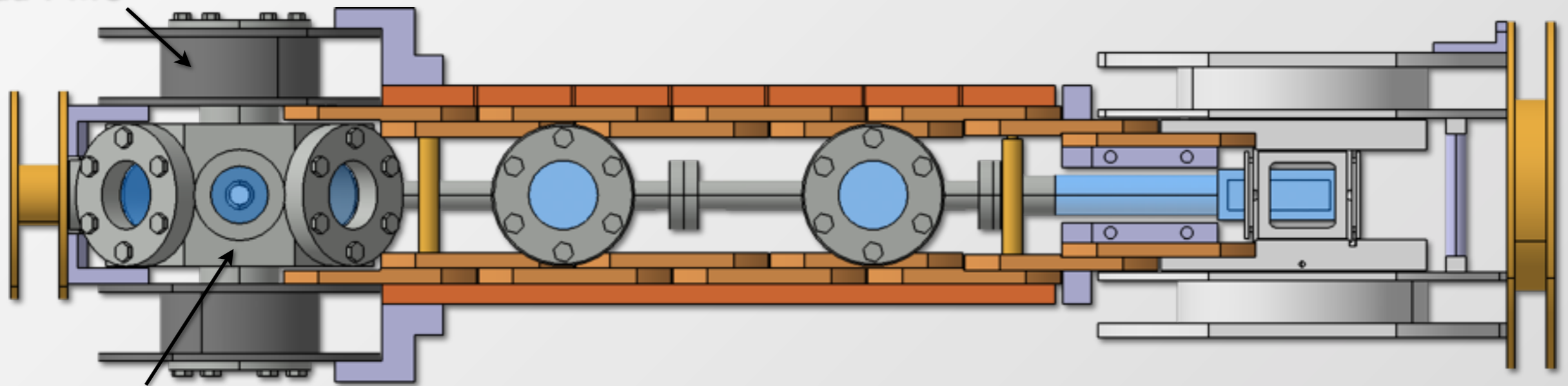


- **Principe du montage**

- ✓ PMO chargé à partir d'une vapeur ambiante
- ✓ Transport magnétique du PMO vers la cellule en verre
- ✓ Condensation dans un piège TOP  $\omega_{\perp}/2\pi = 35 \text{ Hz}$  ,  $\omega_z/2\pi = 100 \text{ Hz}$

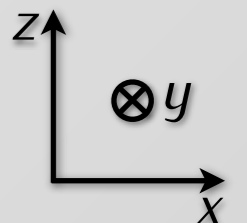
Réalisé en grande partie dans  
les ateliers de l'ENS et du LKB

bobine  
du PMO



chambre  
du PMO

50 cm

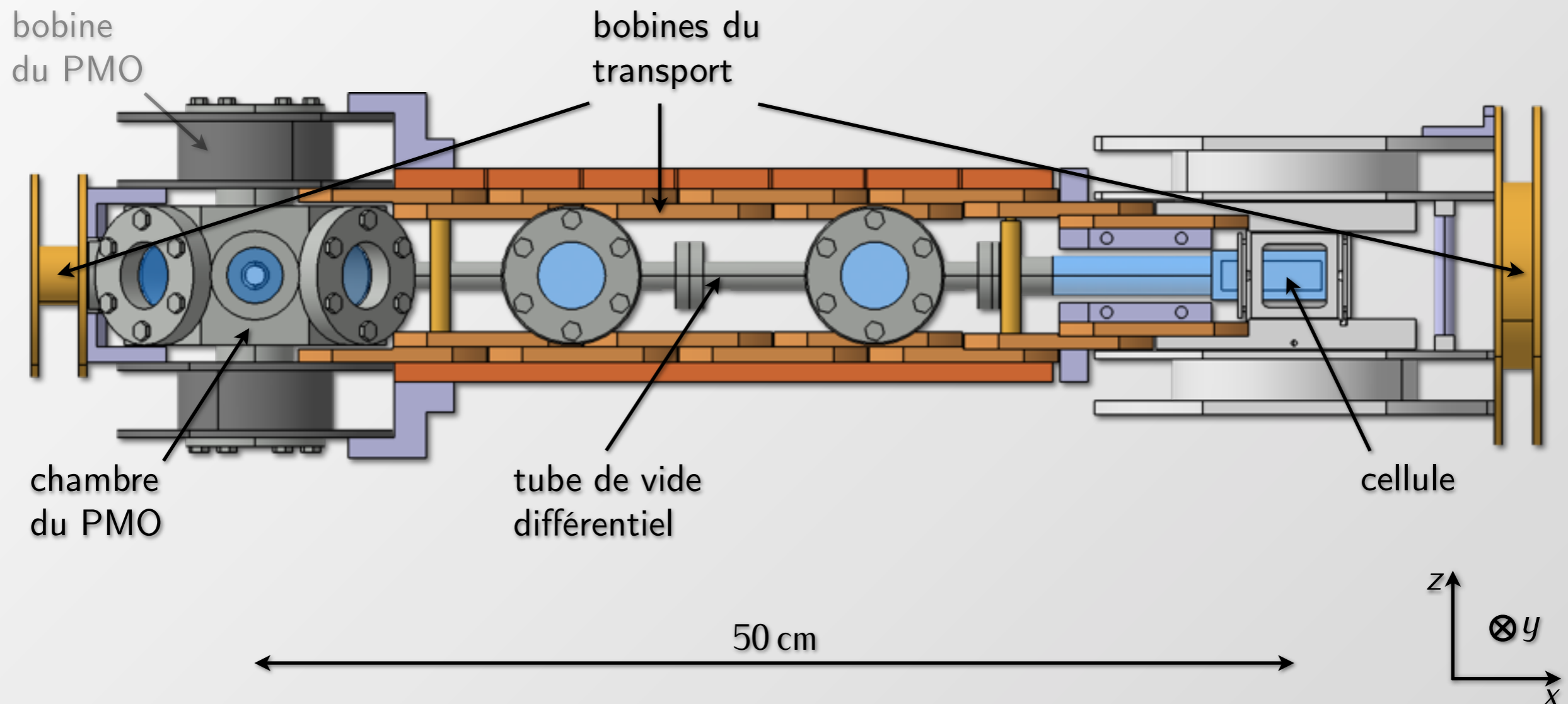




- **Principe du montage**

- ✓ PMO chargé à partir d'une vapeur ambiante
- ✓ Transport magnétique du PMO vers la cellule en verre
- ✓ Condensation dans un piège TOP  $\omega_{\perp}/2\pi = 35 \text{ Hz}$ ,  $\omega_z/2\pi = 100 \text{ Hz}$

Réalisé en grande partie dans  
les ateliers de l'ENS et du LKB

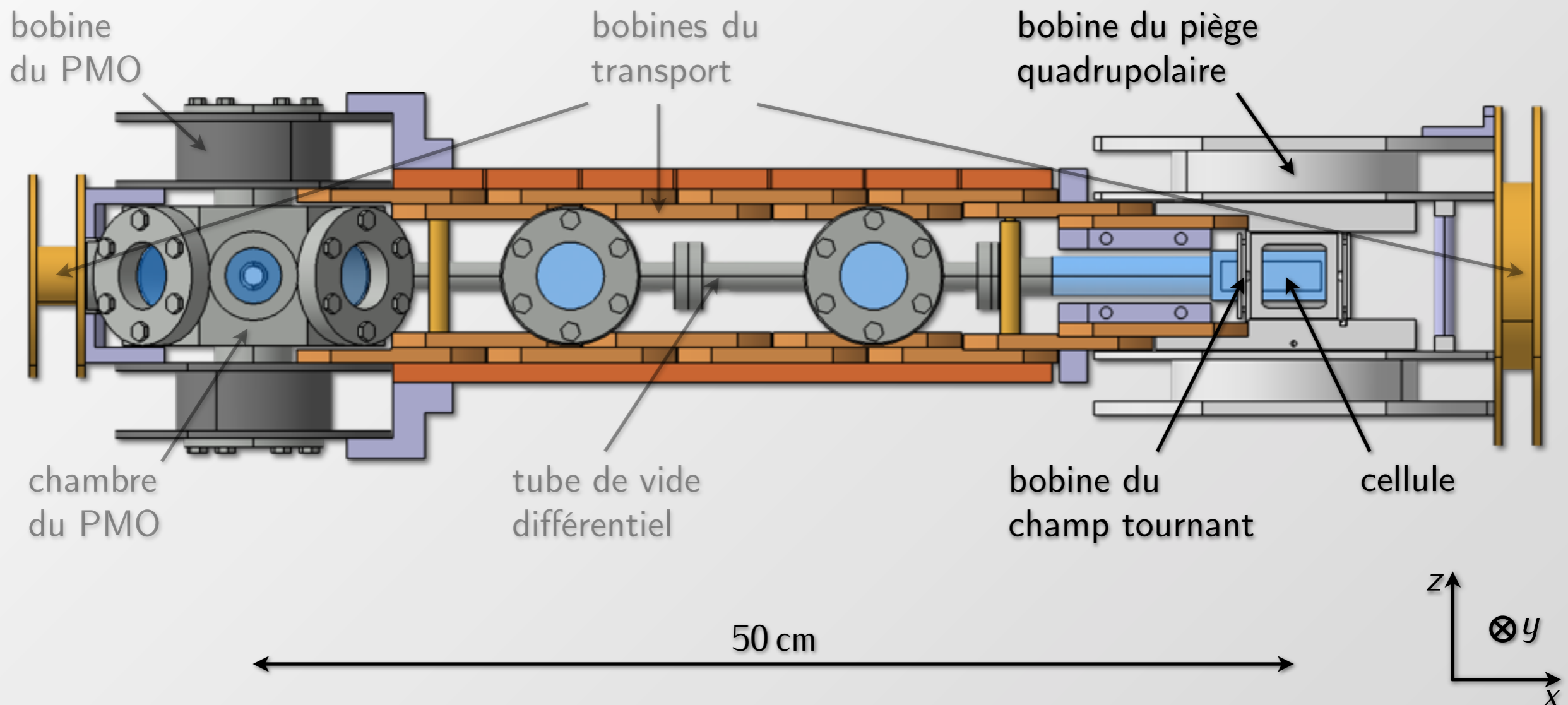


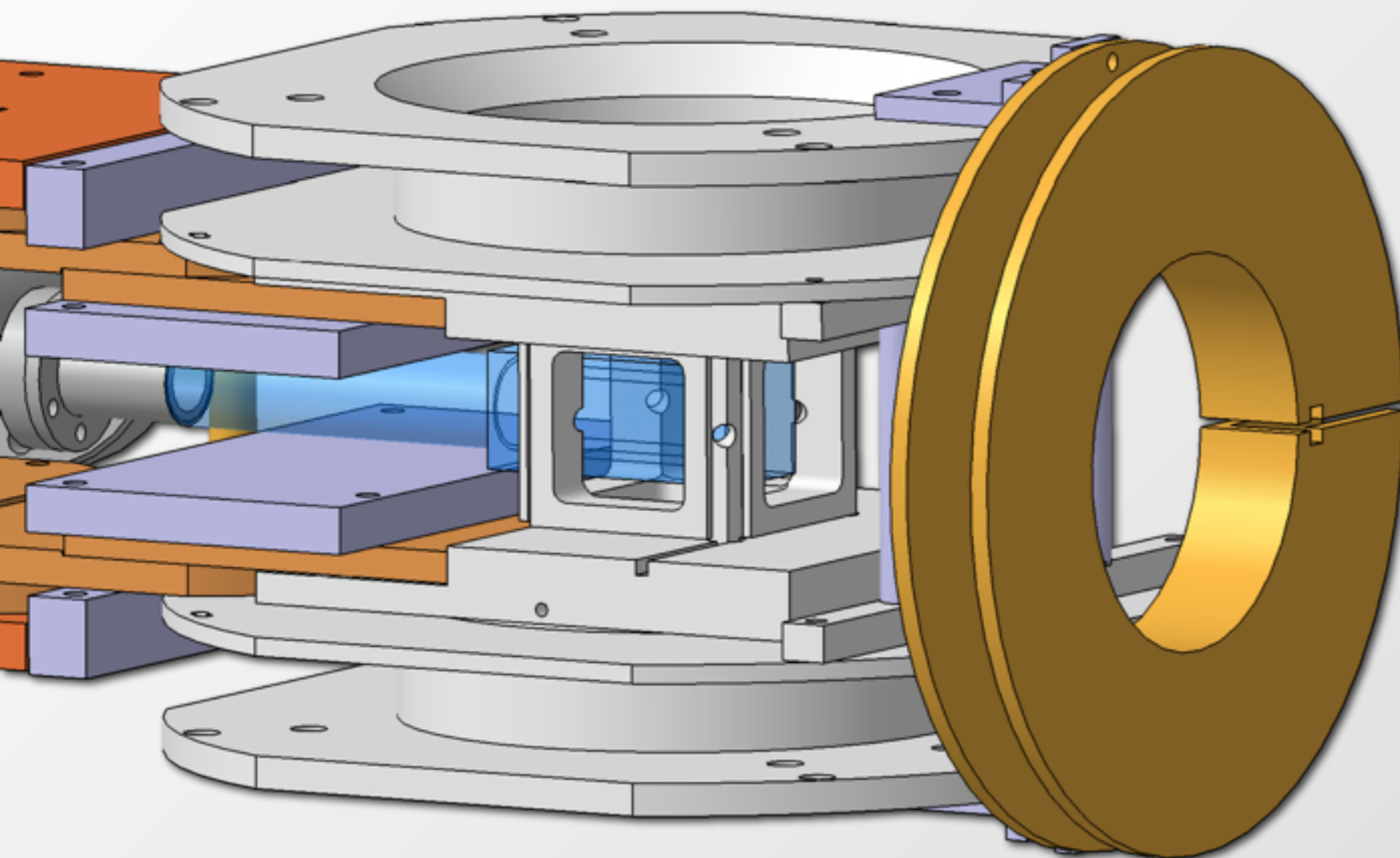


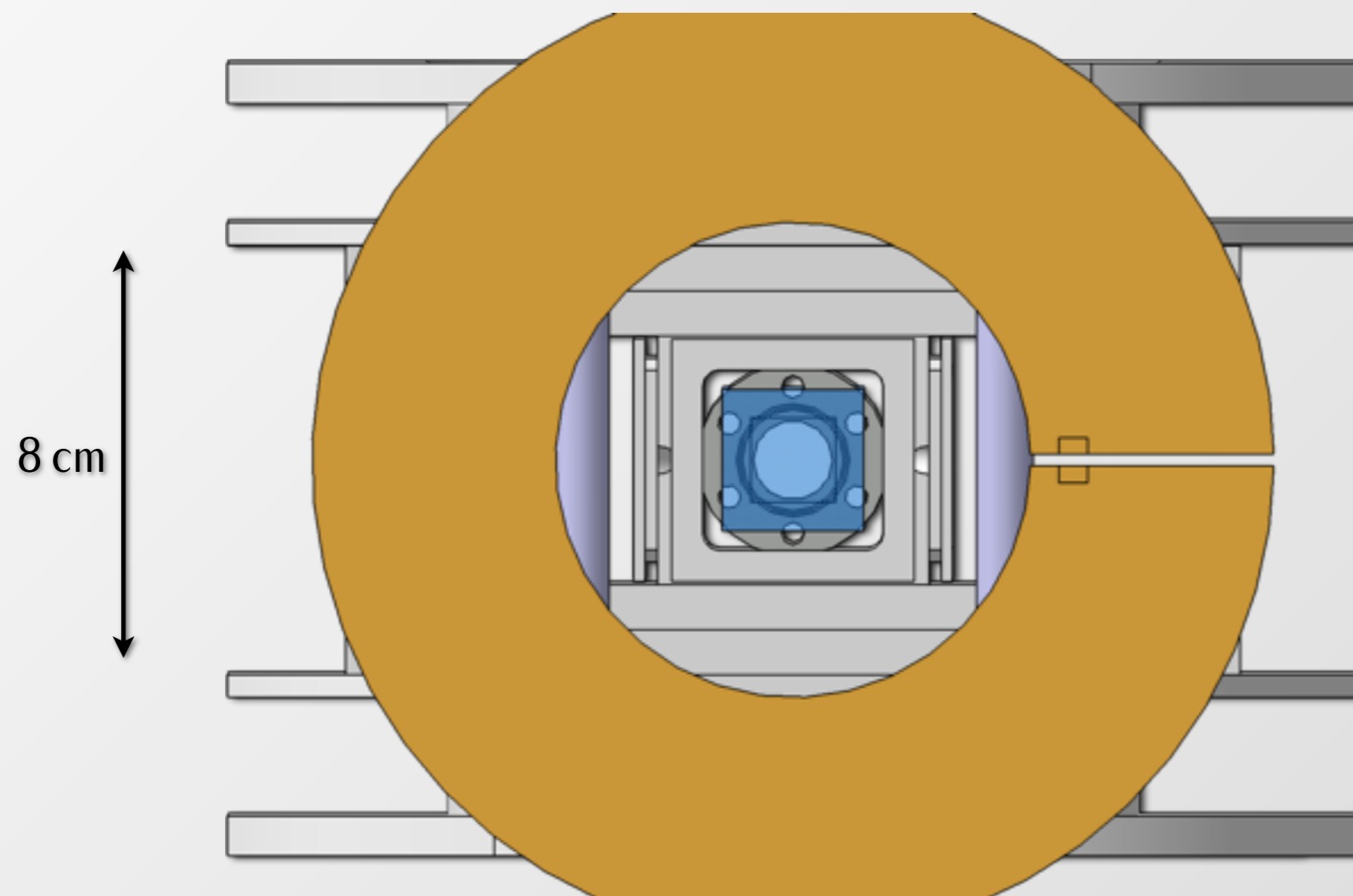
- **Principe du montage**

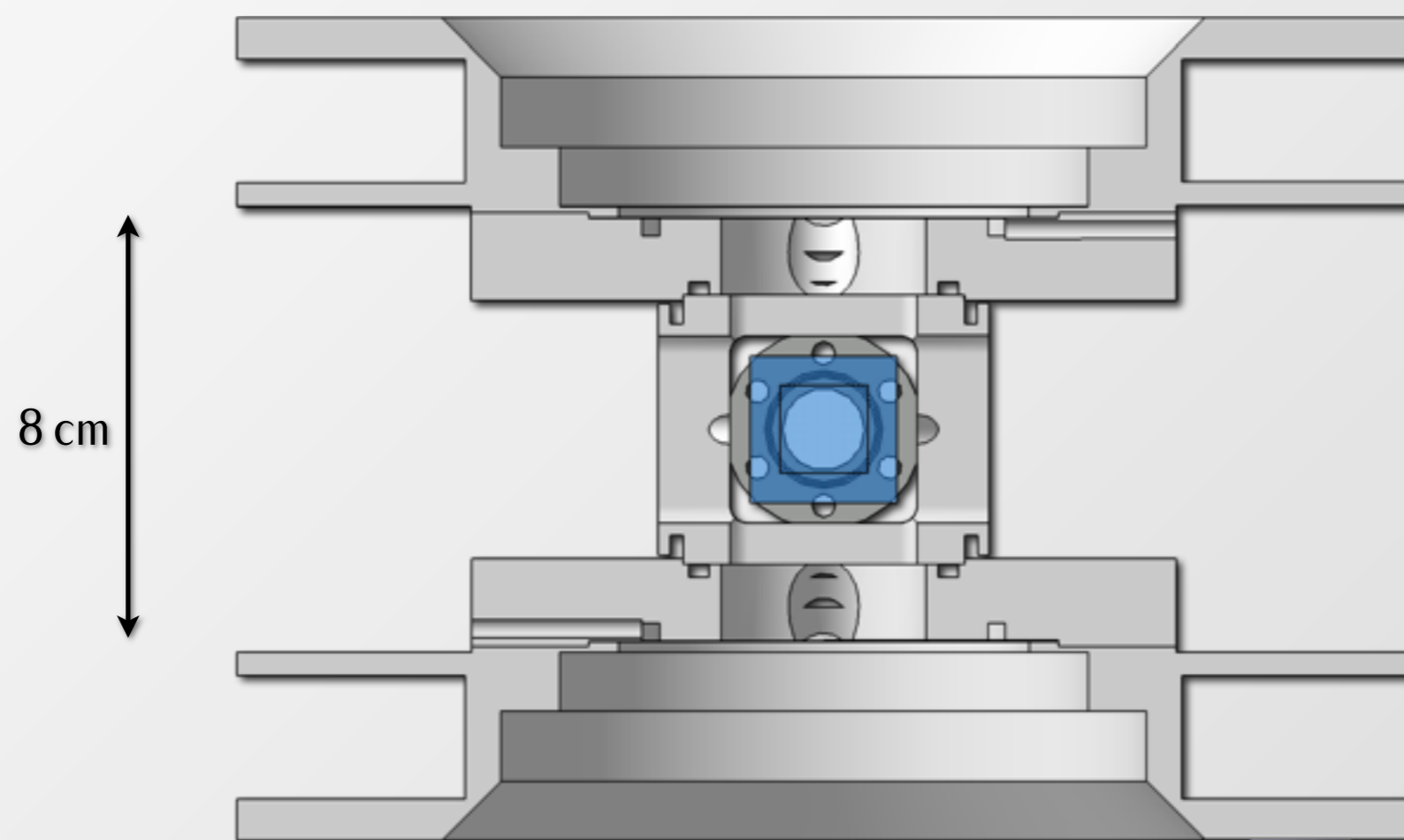
- ✓ PMO chargé à partir d'une vapeur ambiante
- ✓ Transport magnétique du PMO vers la cellule en verre
- ✓ Condensation dans un piège TOP  $\omega_{\perp}/2\pi = 35 \text{ Hz}$ ,  $\omega_z/2\pi = 100 \text{ Hz}$

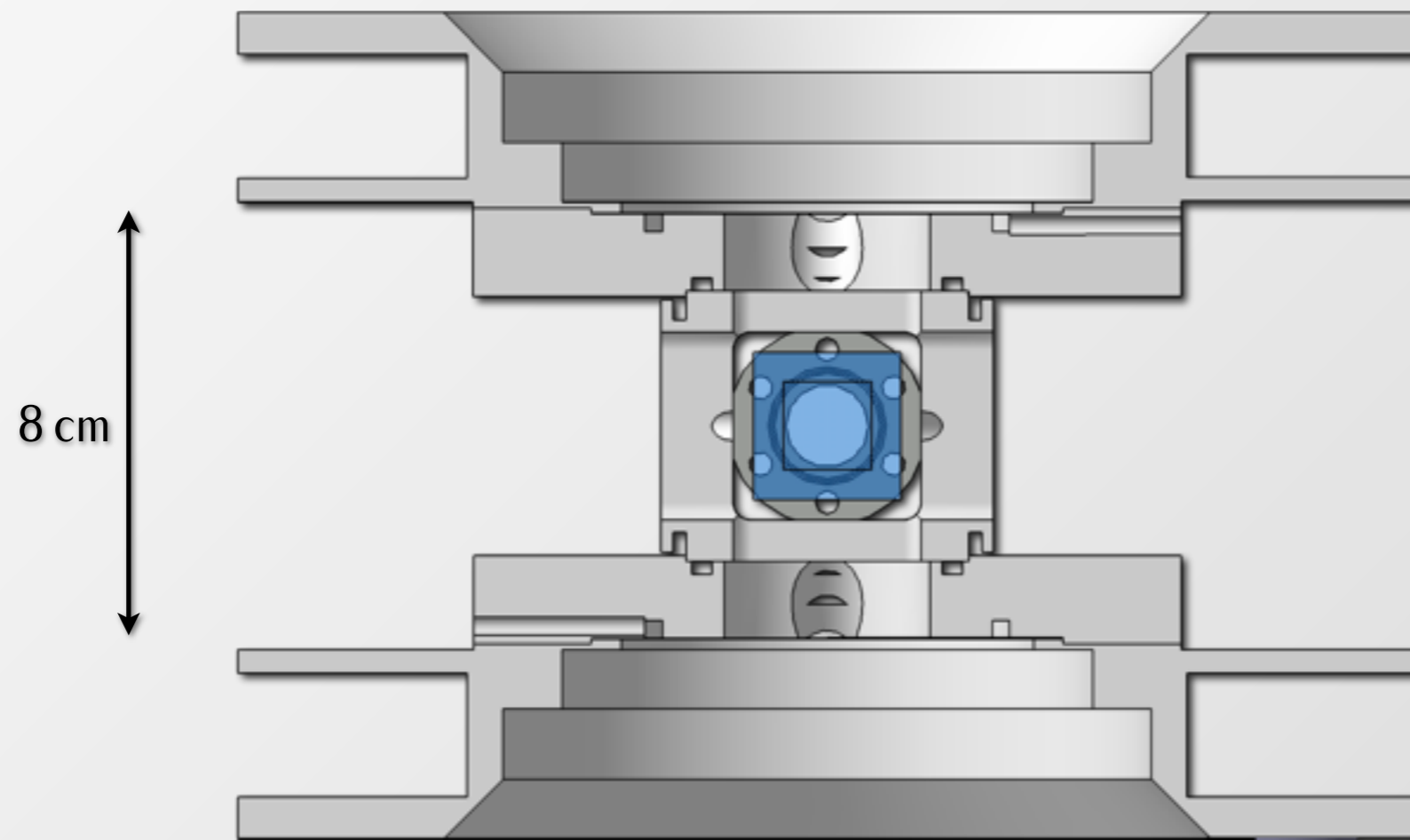
Réalisé en grande partie dans  
les ateliers de l'ENS et du LKB

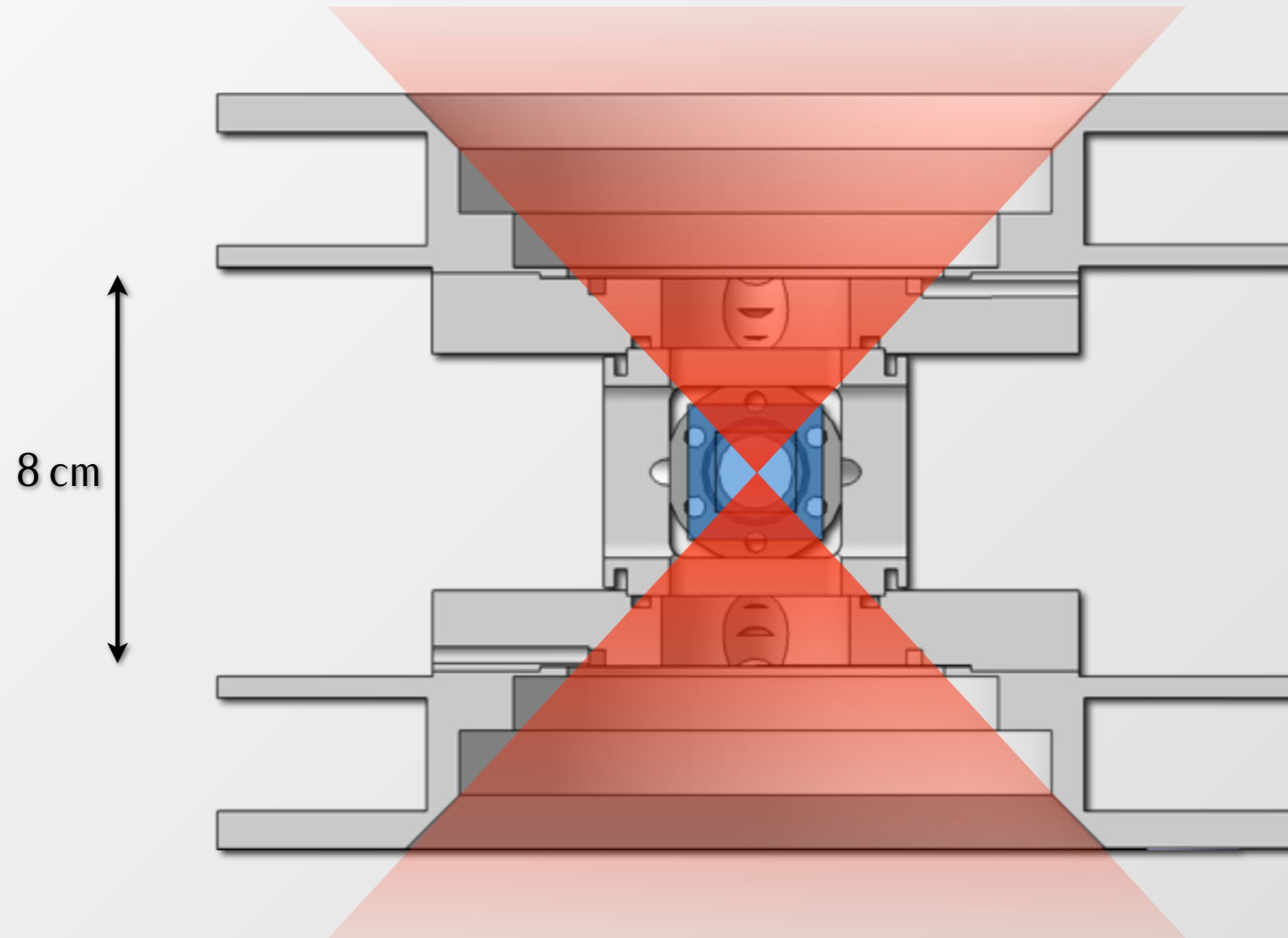




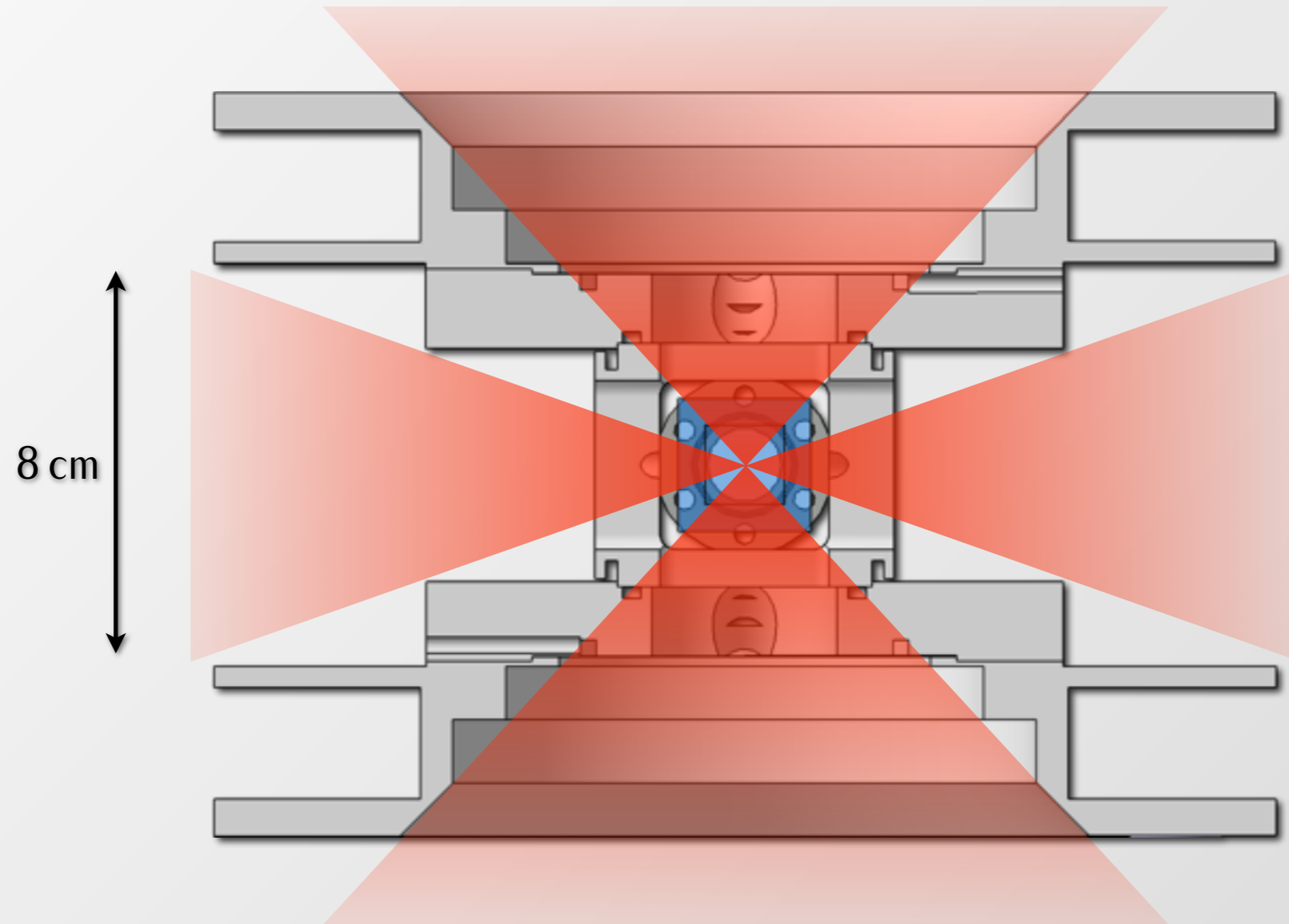




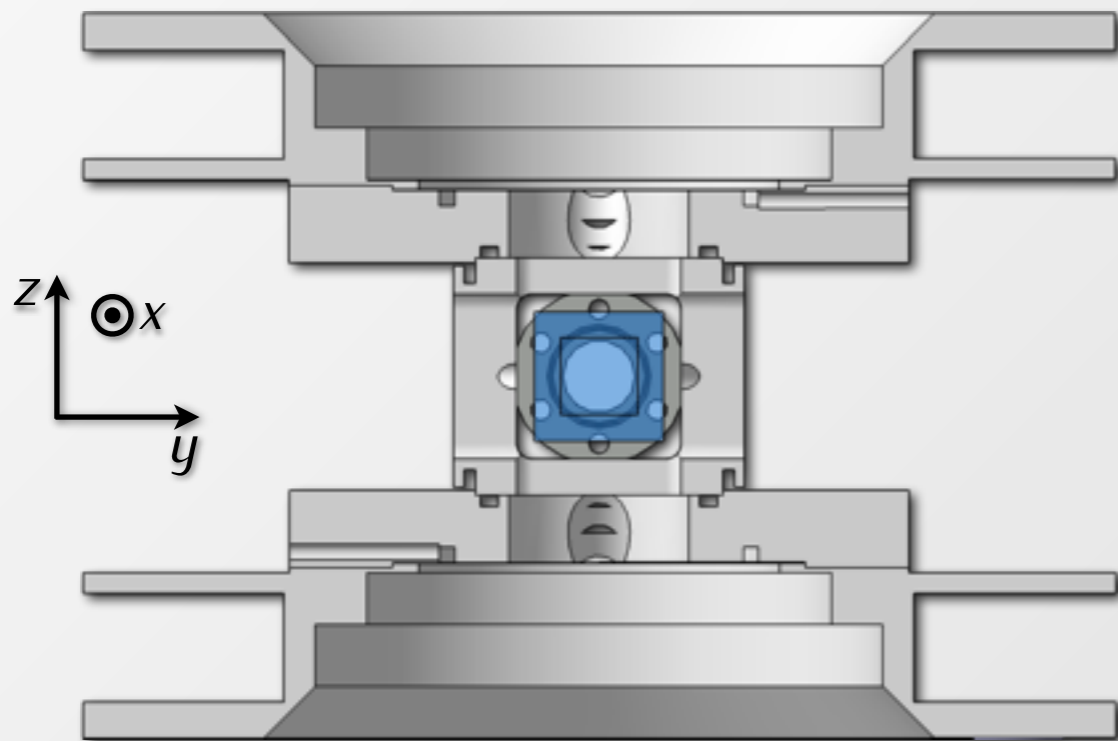








- *Piège mixte*
  - ✓ *Confinement transverse* : piège magnétique
  - ✓ *Confinement axial* : image optique d'une lame de phase

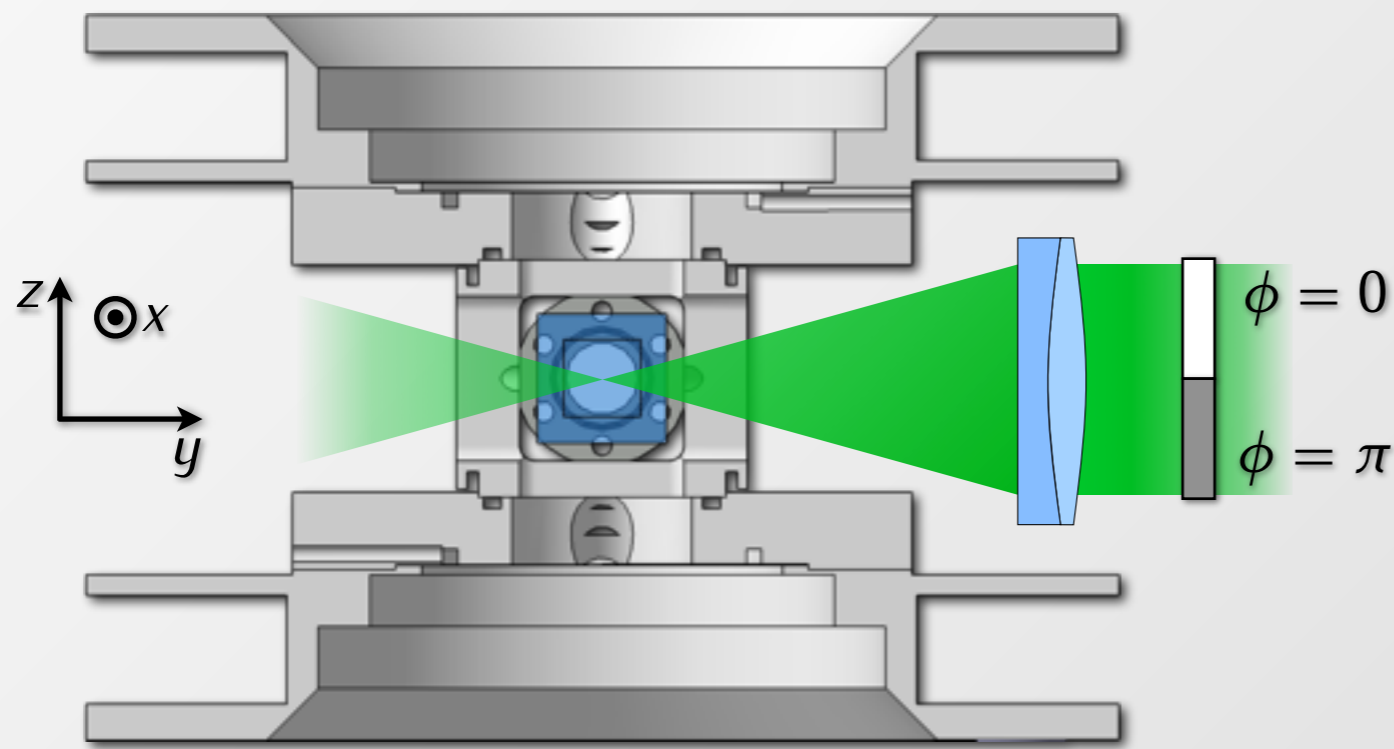


également à Oxford  
Smith et al. (2005)

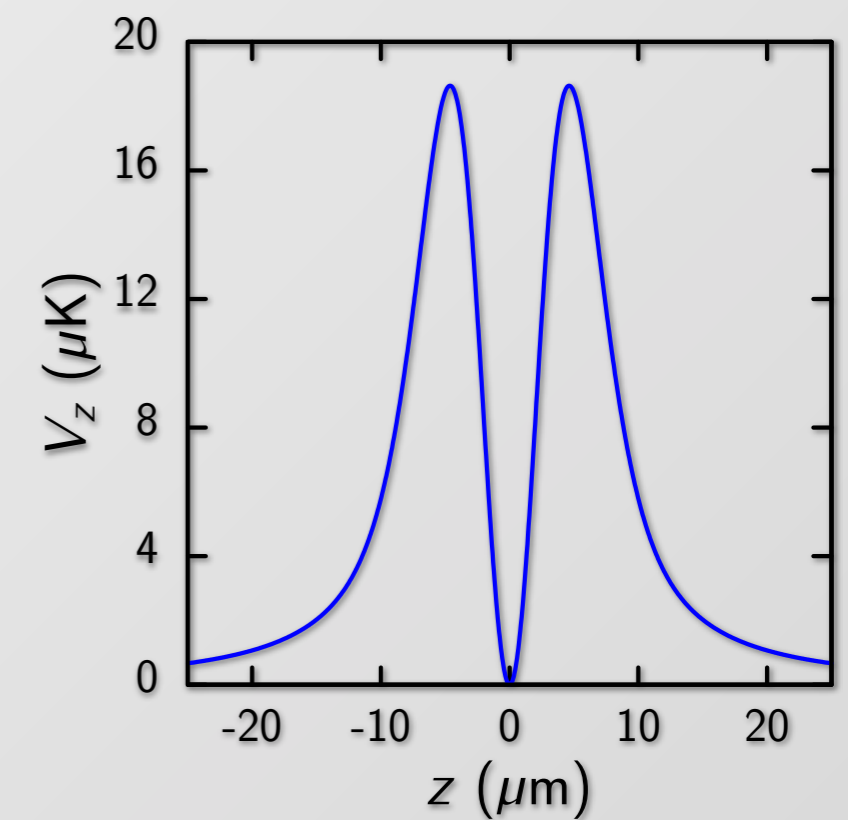
- *Piège mixte*

- ✓ Confinement transverse : piège magnétique
- ✓ Confinement axial : image optique d'une lame de phase

$$\omega_z/2\pi = 3,4 \text{ kHz (1W)}$$



*simple puits*

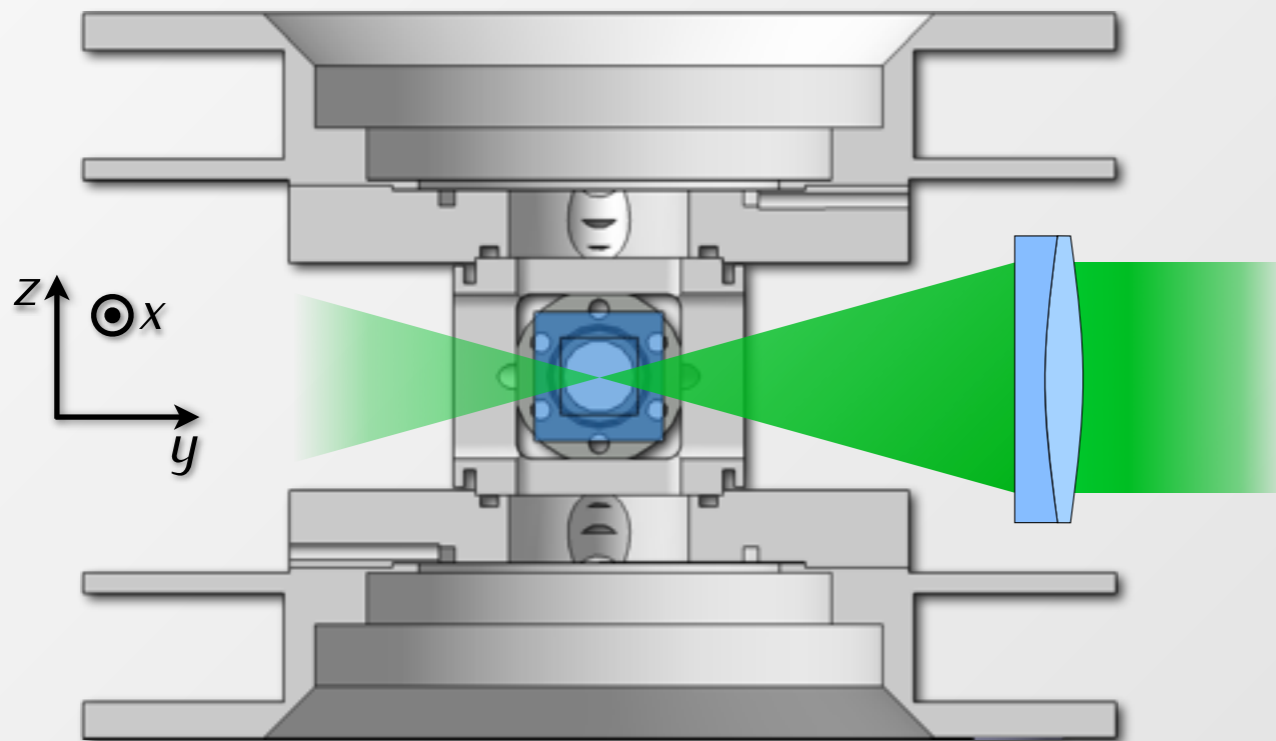


également à Oxford  
Smith et al. (2005)

- *Piège mixte*

- ✓ *Confinement transverse* : piège magnétique

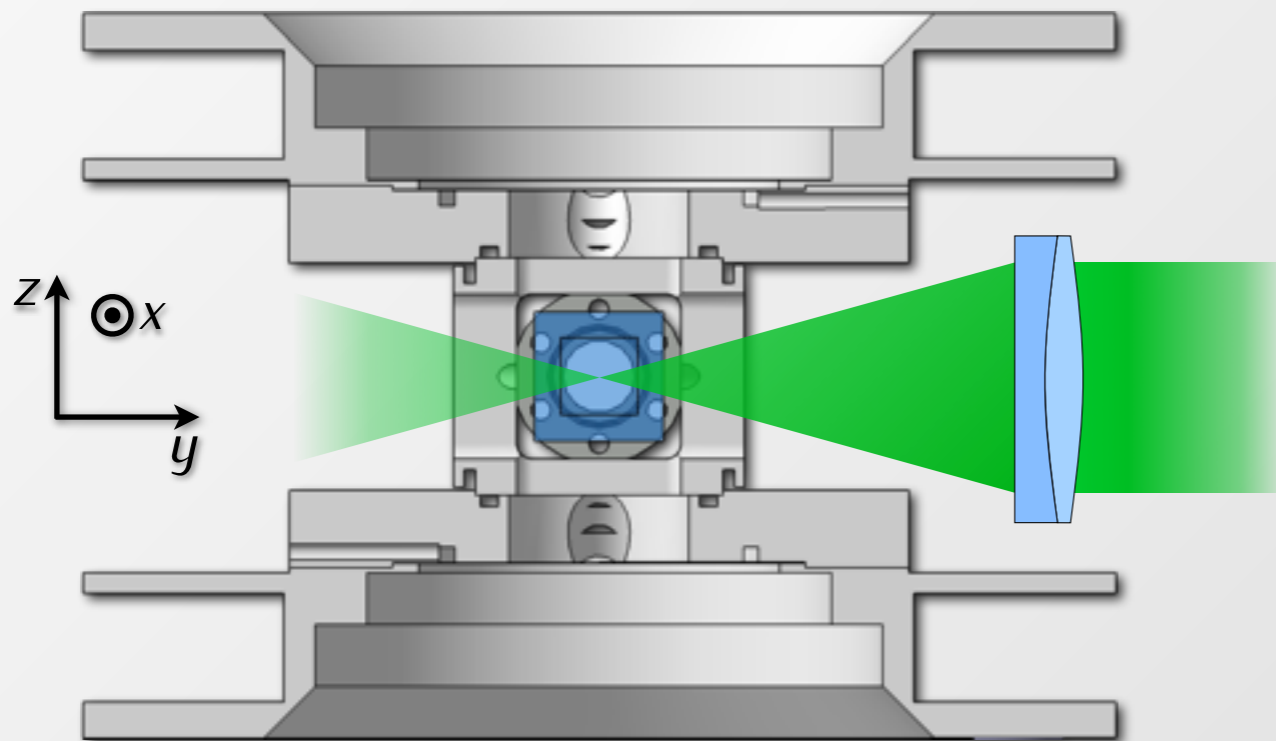
- ✓ *Confinement axial* : image optique d'une lame de phase



également à Oxford  
Smith et al. (2005)

- *Piège mixte*

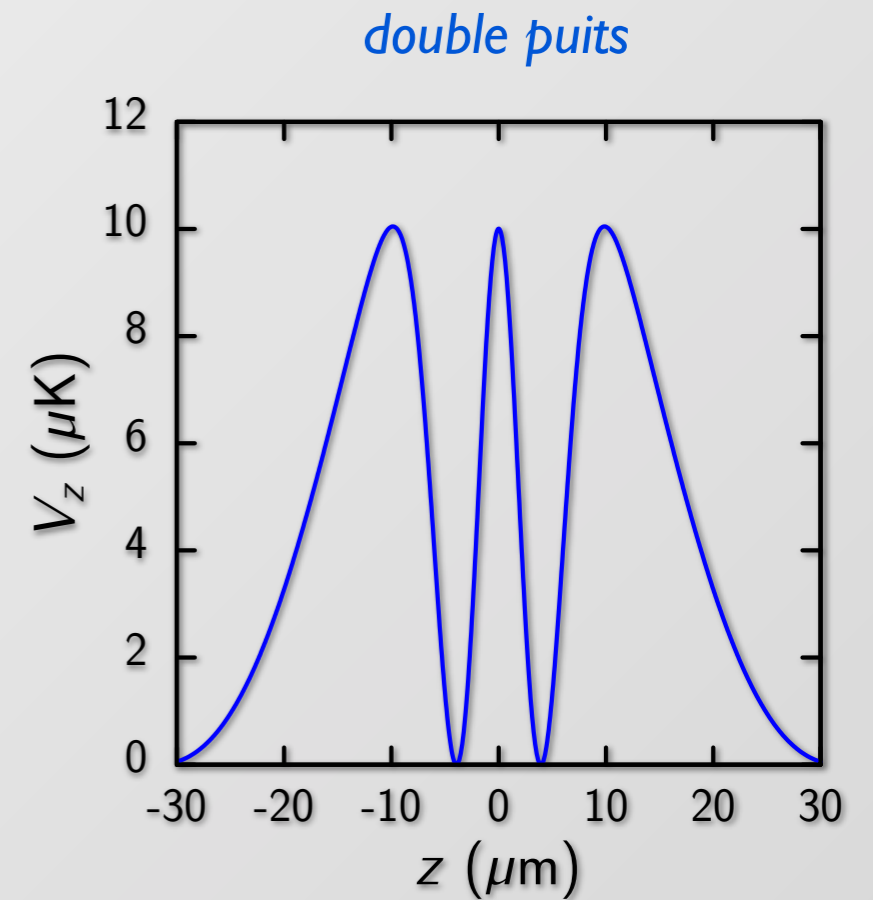
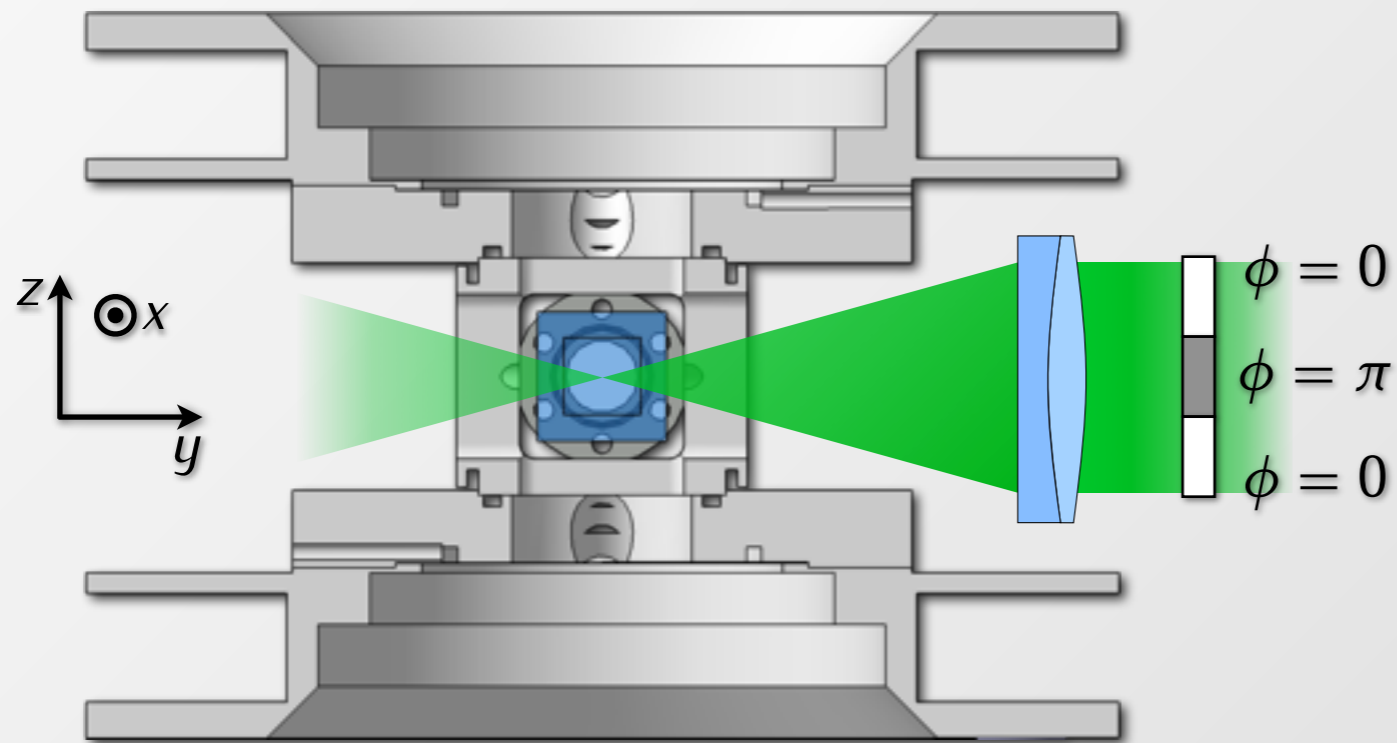
- ✓ *Confinement transverse* : piège magnétique
- ✓ *Confinement axial* : image optique d'une lame de phase



également à Oxford  
Smith et al. (2005)

- *Piège mixte*

- ✓ *Confinement transverse* : piège magnétique
- ✓ *Confinement axial* : image optique d'une lame de phase



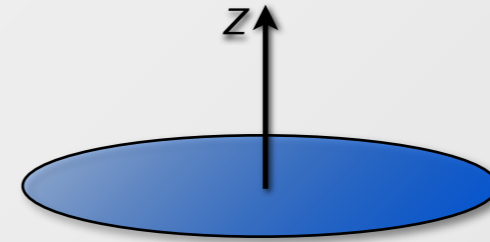
également à Oxford  
Smith et al. (2005)



- *Expansion bidimensionnelle*

confinement :  $V_{\perp}(x, y) + V_z(z)$

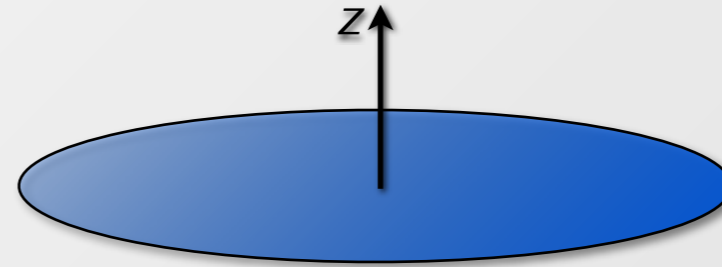
état initial :  $\psi_0(\vec{r})$



- *Expansion bidimensionnelle*

confinement :  $V_{\perp}(x, y) + V_z(z)$

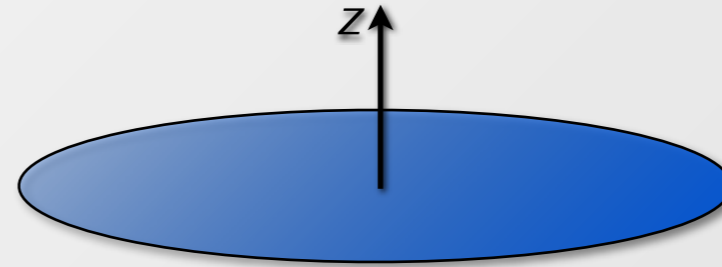
expansion :  $\psi(\vec{r}, t)$



- *Expansion bidimensionnelle*

confinement :  $V_{\perp}(x, y) + V_z(z)$

expansion :  $\psi(\vec{r}, t)$



- *Invariance d'échelle dans l'expansion*

✓ Si le potentiel d'interaction vérifie la loi d'échelle :  $U(\lambda \vec{r}) = \lambda^{-2} U(\vec{r})$ ,

alors l'expansion est donnée par :  $n(\vec{r}, t) \simeq \lambda^{-2}(t) n_0(\vec{r}/\lambda(t))$

✓ Condition vérifiée par le potentiel de contact  $\delta^{2D}(\vec{r})$

fraction superfluide  
ET thermique

Kagan, Surkov & Shlyapnikov (1996)

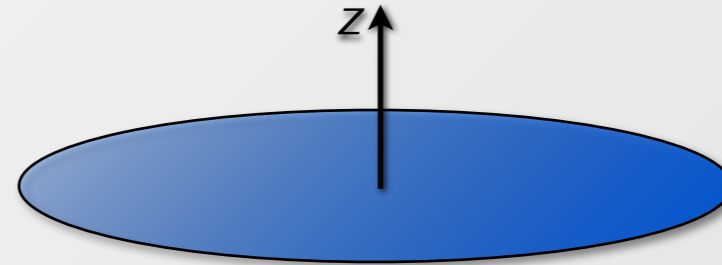
Pitaevskii & Rosch (1997)

Werner & Castin (2006)

- *Expansion bidimensionnelle*

confinement :  $V_{\perp}(x, y) + V_z(z)$

expansion :  $\psi(\vec{r}, t)$



- *Invariance d'échelle dans l'expansion*

✓ Si le potentiel d'interaction vérifie la loi d'échelle :  $U(\lambda \vec{r}) = \lambda^{-2} U(\vec{r})$ ,

alors l'expansion est donnée par :  $n(\vec{r}, t) \simeq \lambda^{-2}(t) n_0(\vec{r}/\lambda(t))$

✓ Condition vérifiée par le potentiel de contact  $\delta^{2D}(\vec{r})$

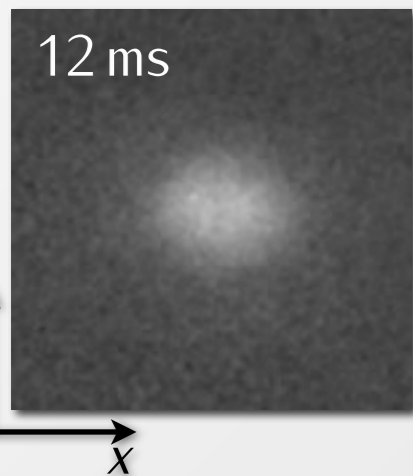
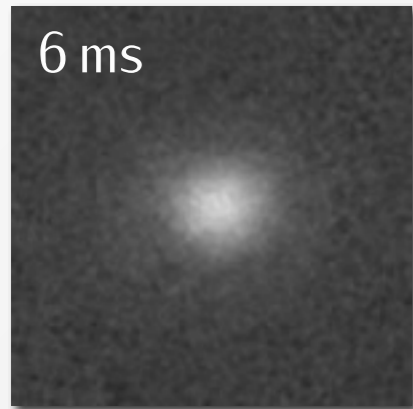
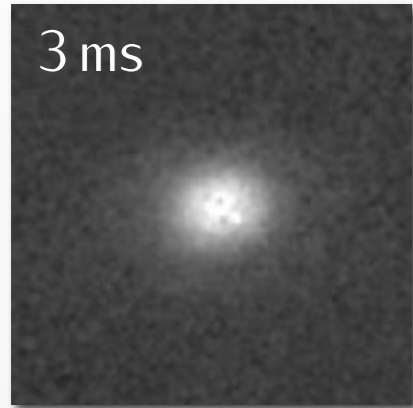
fraction superfluide  
ET thermique

Kagan, Surkov & Shlyapnikov (1996)

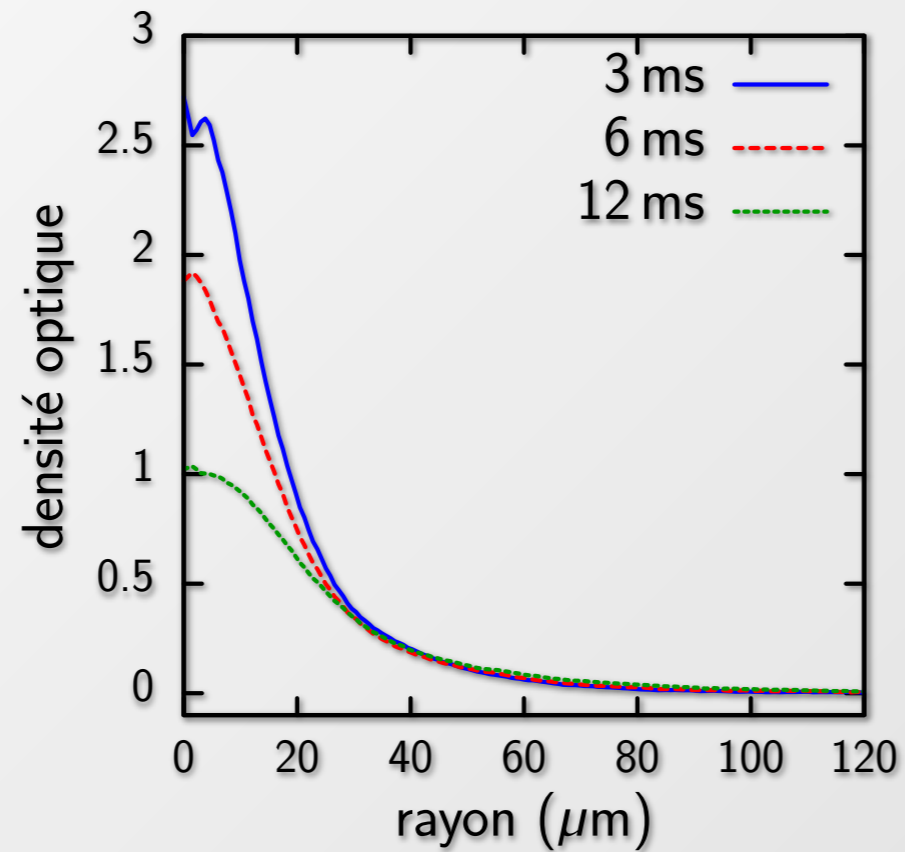
Pitaevskii & Rosch (1997)

Werner & Castin (2006)

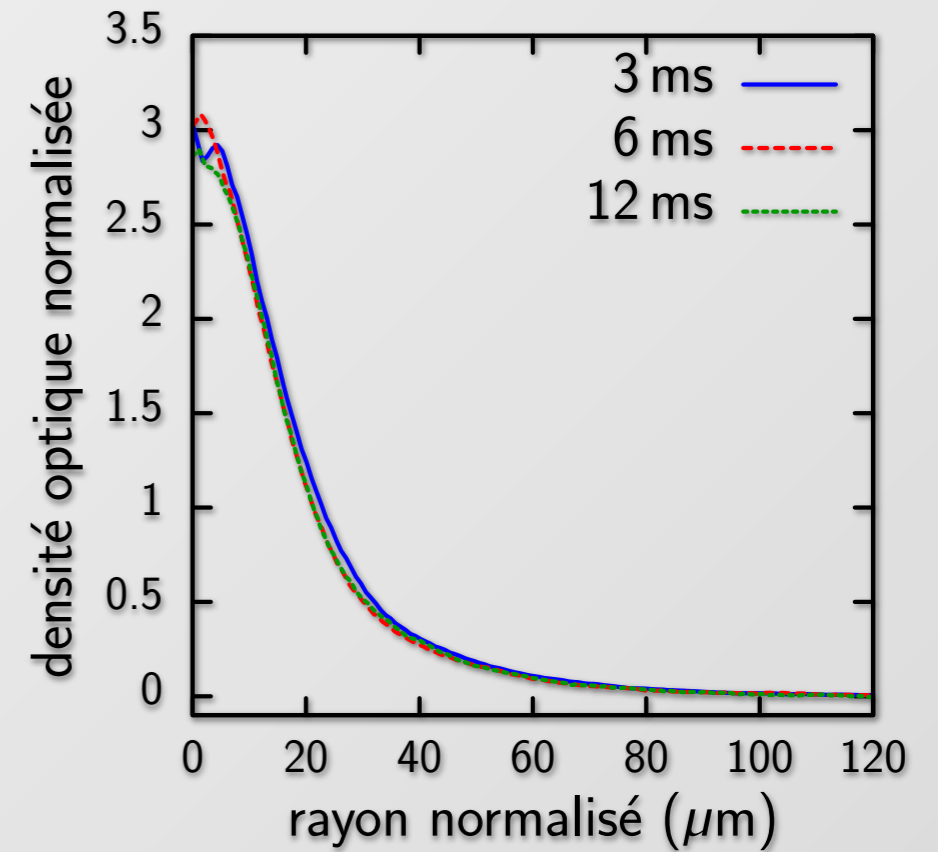
*Les régularisations du potentiel de contact à 2D  
ont-elle une importance pratique ?*



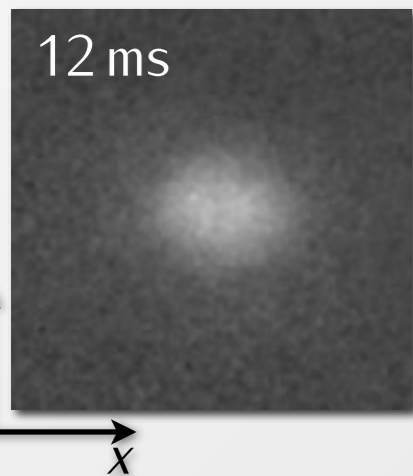
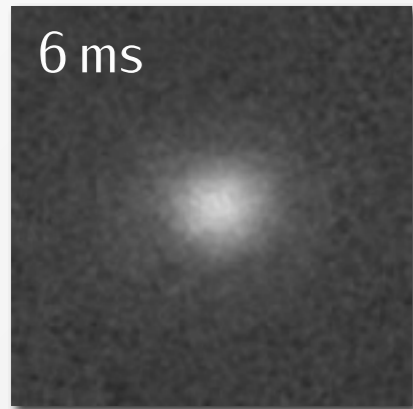
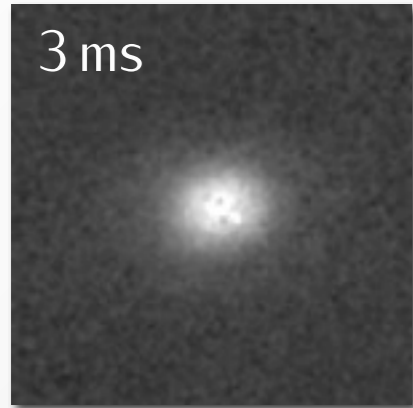
Profils « bruts »



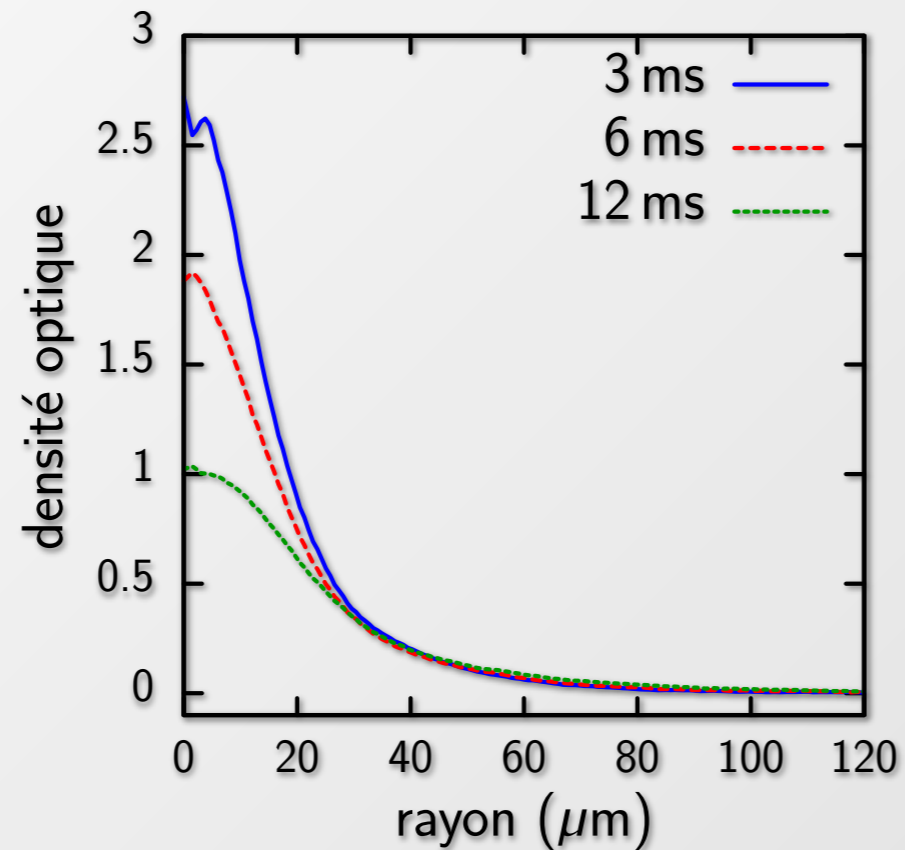
Profils après homothétie



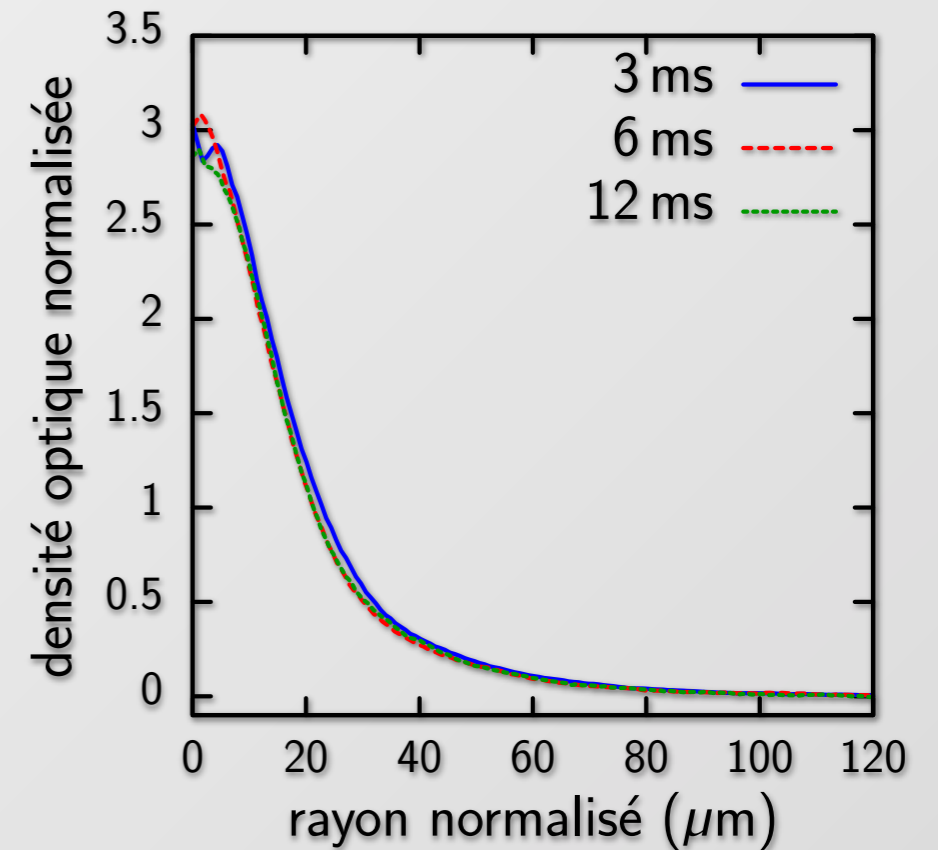




*Profils « bruts »*



*Profils après homothétie*



*Modélisation des interactions par un potentiel de contact justifiée*



### **III. Potentiels géométriques en optique quantique**

- *Gaz d'électrons 2D dans un champ magnétique*

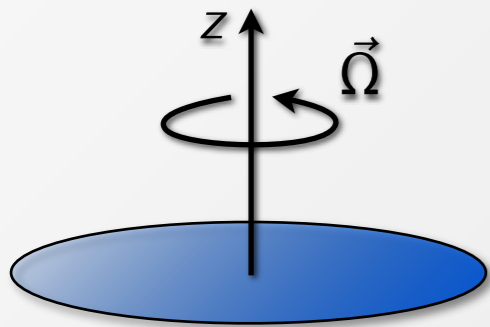
$$H = \frac{1}{2M}(\vec{p} - q\vec{A})^2, \quad \vec{\nabla} \wedge \vec{A} = \vec{B}$$

- ✓ Nombreux phénomènes associés : effet Hall quantique (fractionnaire)
- ✓ *Hamiltonien analogue pour des atomes neutres ?*

- *Gaz d'électrons 2D dans un champ magnétique*

$$H = \frac{1}{2M}(\vec{p} - q\vec{A})^2, \quad \vec{\nabla} \wedge \vec{A} = \vec{B}$$

- ✓ Nombreux phénomènes associés : effet Hall quantique (fractionnaire)
- ✓ *Hamiltonien analogue pour des atomes neutres ?*



- *Atomes dans un piège en rotation*

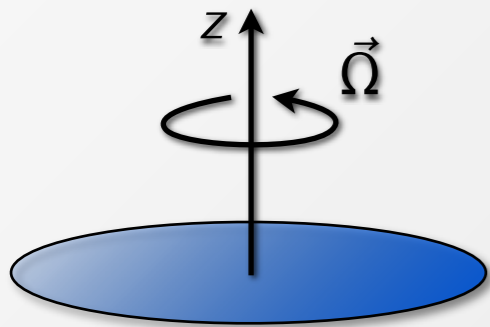
$$H = \frac{1}{2M}(\vec{p} - \vec{A})^2 + \frac{1}{2}M(\omega_{\perp}^2 - \Omega^2)r^2, \quad \vec{A} = M\vec{\Omega} \wedge \vec{r}$$

- ✓ Champ magnétique artificiel :  $\vec{B} = 2M\vec{\Omega}$
- ✓ Force de Coriolis  $\leftrightarrow$  Force de Lorentz

- *Gaz d'électrons 2D dans un champ magnétique*

$$H = \frac{1}{2M}(\vec{p} - q\vec{A})^2, \quad \vec{\nabla} \wedge \vec{A} = \vec{B}$$

- ✓ Nombreux phénomènes associés : effet Hall quantique (fractionnaire)
- ✓ Hamiltonien analogue pour des atomes neutres ?



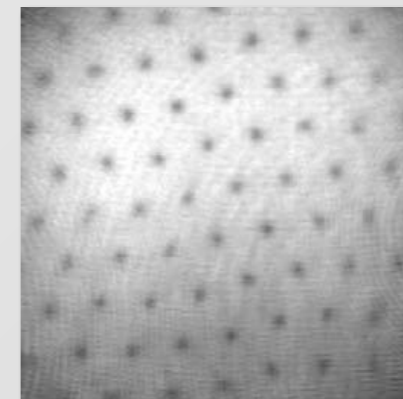
- *Atomes dans un piège en rotation*

$$H = \frac{1}{2M}(\vec{p} - \vec{A})^2 + \frac{1}{2}M(\omega_{\perp}^2 - \Omega^2)r^2, \quad \vec{A} = M\vec{\Omega} \wedge \vec{r}$$

- ✓ Champ magnétique artificiel :  $\vec{B} = 2M\vec{\Omega}$
- ✓ Force de Coriolis  $\leftrightarrow$  Force de Lorentz

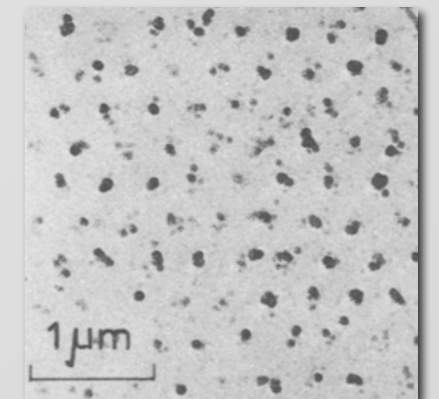
*Avec interactions répulsives : réseau de vortex*

*CBE en rotation*



Abo-Shaeer et al. (2001)

*supraconducteur*



Essmann & Träuble (1967)

- *Couplage entre état interne et position*

- ✓ États propres internes dépendent de la position :  $|m(\vec{r})\rangle$ ,  $\varepsilon_m(\vec{r})$

- ✓ Exemple : atome dans un champ magnétique non-uniforme

- *Couplage entre état interne et position*

- ✓ États propres internes dépendent de la position :  $|m(\vec{r})\rangle$  ,  $\varepsilon_m(\vec{r})$
- ✓ Exemple : atome dans un champ magnétique non-uniforme

- *Suivi adiabatique de l'état interne*

- ✓ Description du système :  $|\Psi(\vec{r})\rangle = \sum_m \psi_m(\vec{r}) |m(\vec{r})\rangle$
- ✓ Atome polarisé dans un état  $|n\rangle$
- ✓ Pas de transitions  $|n\rangle \rightarrow |m \neq n\rangle$



- *Couplage entre état interne et position*

- ✓ États propres internes dépendent de la position :  $|m(\vec{r})\rangle$ ,  $\varepsilon_m(\vec{r})$
- ✓ Exemple : atome dans un champ magnétique non-uniforme

- *Suivi adiabatique de l'état interne*

- ✓ Description du système :  $|\Psi(\vec{r})\rangle = \sum_m \psi_m(\vec{r}) |m(\vec{r})\rangle$
- ✓ Atome polarisé dans un état  $|n\rangle$
- ✓ Pas de transitions  $|n\rangle \rightarrow |m \neq n\rangle$

- *Hamiltonien effectif*

$$H(\vec{r}) = \frac{1}{2M} (\vec{p} - \vec{A}(\vec{r}))^2 + \varepsilon_n(\vec{r}) + U(\vec{r})$$

- ✓ Potentiel vecteur :  $\vec{A}(\vec{r}) = i\hbar \langle n | \vec{\nabla} | n \rangle$  (charge effective  $q = 1$ )
- ✓ Potentiel scalaire :  $U(\vec{r}) = \frac{\hbar^2}{2M} \sum_{m \neq n} |\langle m | \vec{\nabla} | n \rangle|^2$

- *Couplage entre état interne et position*

- ✓ États propres internes dépendent de la position :  $|m(\vec{r})\rangle$ ,  $\varepsilon_m(\vec{r})$
- ✓ Exemple : atome dans un champ magnétique non-uniforme

- *Suivi adiabatique de l'état interne*

- ✓ Description du système :  $|\Psi(\vec{r})\rangle = \sum_m \psi_m(\vec{r}) |m(\vec{r})\rangle$
- ✓ Atome polarisé dans un état  $|n\rangle$
- ✓ Pas de transitions  $|n\rangle \rightarrow |m \neq n\rangle$

- Réalisation en optique quantique ?
- Mécanisme en jeu ?
- Génération de vortex ?

- *Hamiltonien effectif*

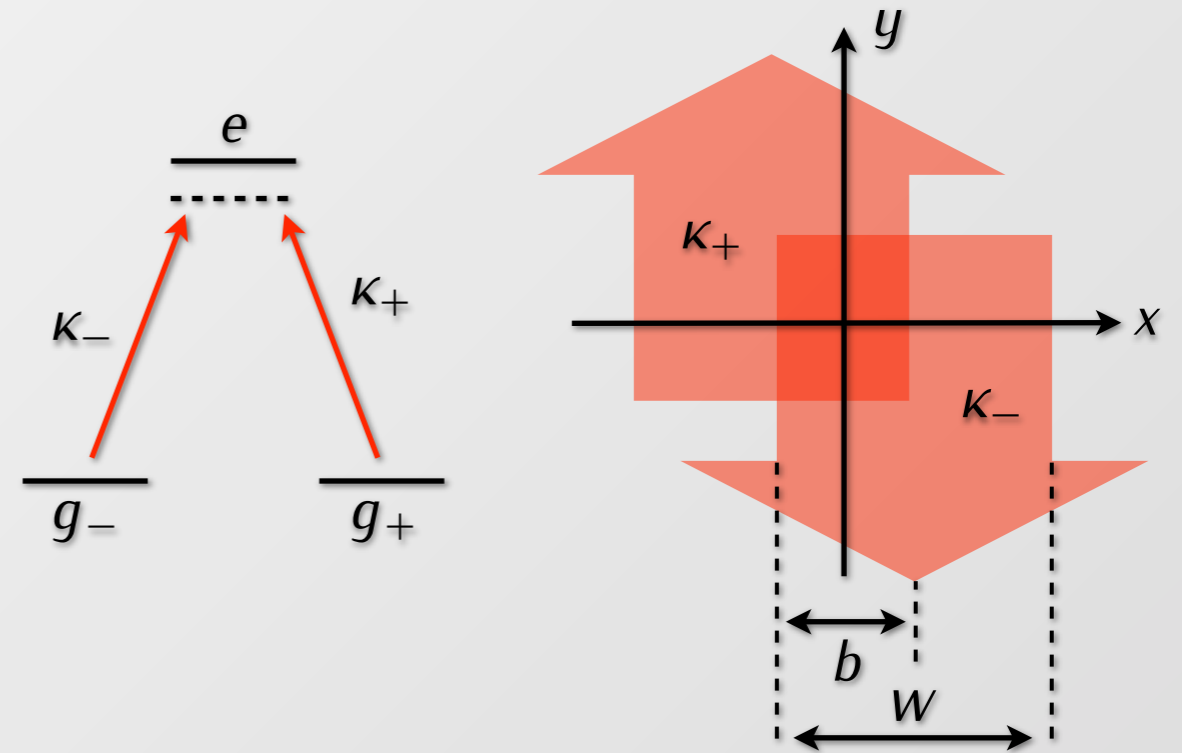
$$H(\vec{r}) = \frac{1}{2M} (\vec{p} - \vec{A}(\vec{r}))^2 + \varepsilon_n(\vec{r}) + U(\vec{r})$$

- ✓ Potentiel vecteur :  $\vec{A}(\vec{r}) = i\hbar \langle n | \vec{\nabla} | n \rangle$  (charge effective  $q = 1$ )
- ✓ Potentiel scalaire :  $U(\vec{r}) = \frac{\hbar^2}{2M} \sum_{m \neq n} |\langle m | \vec{\nabla} | n \rangle|^2$

- **Le système**

- ✓ Transition en  $\Lambda$
- ✓ Excitation Raman résonante
- ✓ Faisceaux contra-propageants et décalés

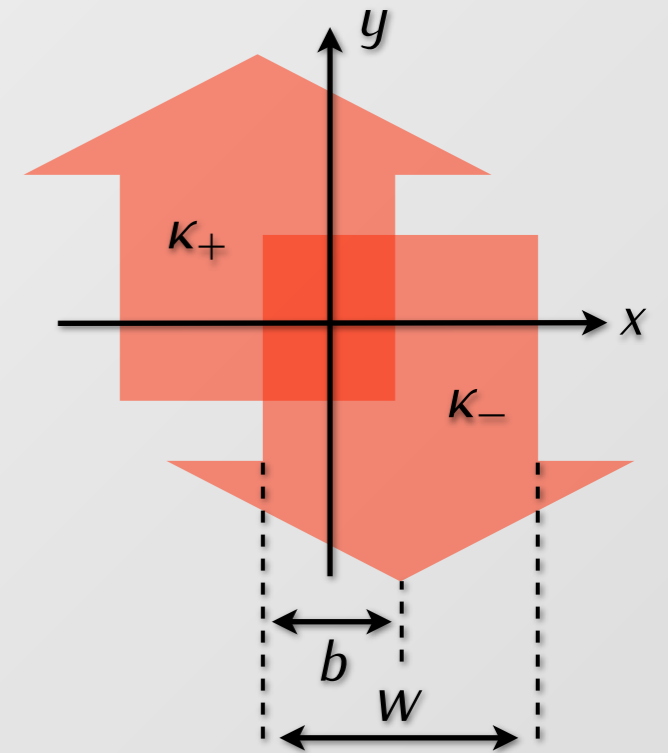
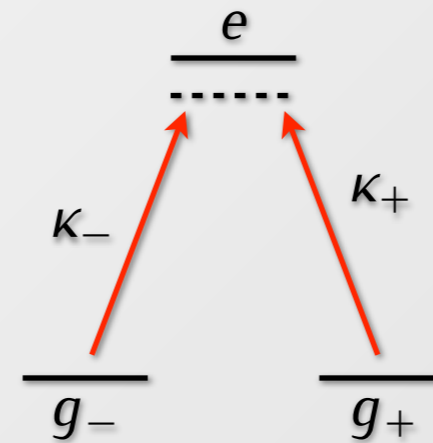
Juzeliūnas *et al.* (2006)



- **Le système**

- ✓ Transition en  $\Lambda$
- ✓ Excitation Raman résonante
- ✓ Faisceaux contra-propageants et décalés

Juzeliūnas et al. (2006)



- **Potentiels géométriques**

- ✓ État interne (état noir) :  $|n(\vec{r})\rangle \propto \kappa_+(\vec{r}) |g_-\rangle - \kappa_-(\vec{r}) |g_+\rangle$
- ✓ Potentiel vecteur  $\rightarrow$  champ magnétique :  $\vec{B}(x) = (2\hbar k b/w^2) G(x) \vec{u}_z$
- ✓ Potentiel scalaire :  $W(x) \simeq (\hbar^2 k^2/2M) G(x)$

faisceaux gaussiens :  
 $G(x) = 1/\cosh^2(2xb/w^2)$

Force de Lorentz :  $\vec{F} = \vec{v} \wedge \vec{B}$

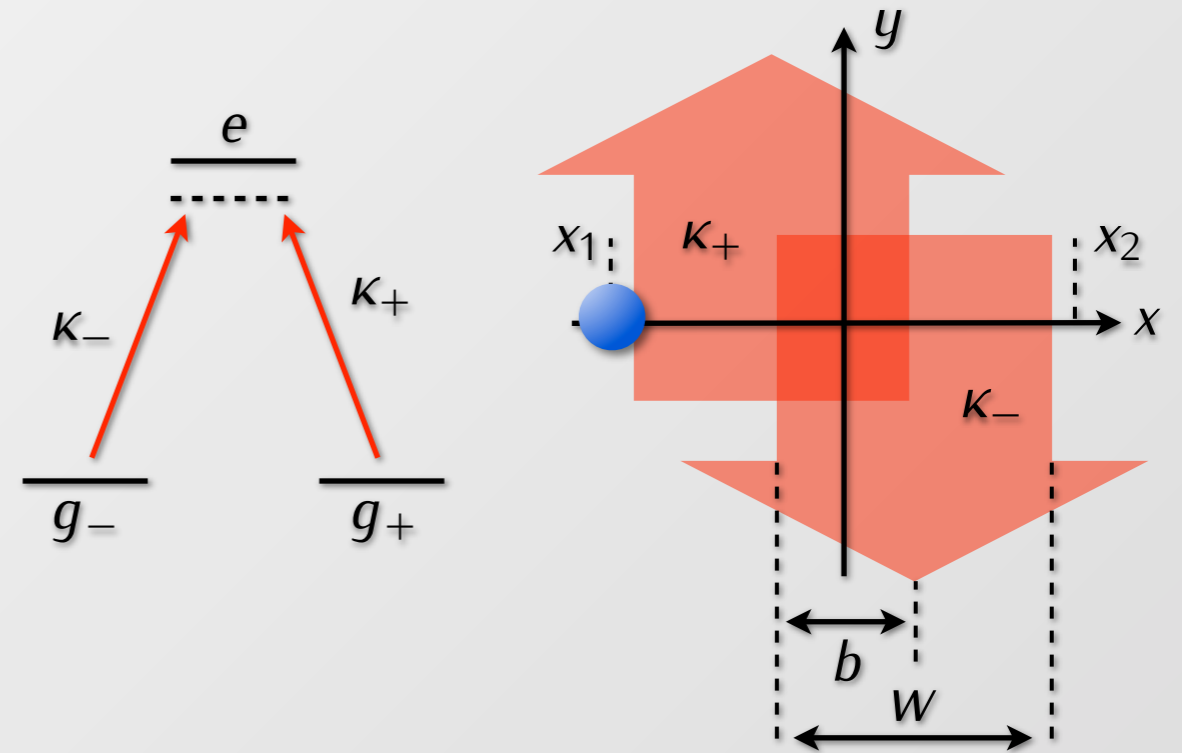
- *Atome en mouvement selon x*

- ✓ Force de Lorentz :  $F_y = -v_x B_z$

- ✓ Transfert d'impulsion :

$$\Delta p_y = -\int_{t_1}^{t_2} B_z v_x dt = -\int_{x_1}^{x_2} B_z(x) dx$$

$$\simeq -2\hbar k$$



Force de Lorentz :  $\vec{F} = \vec{v} \wedge \vec{B}$

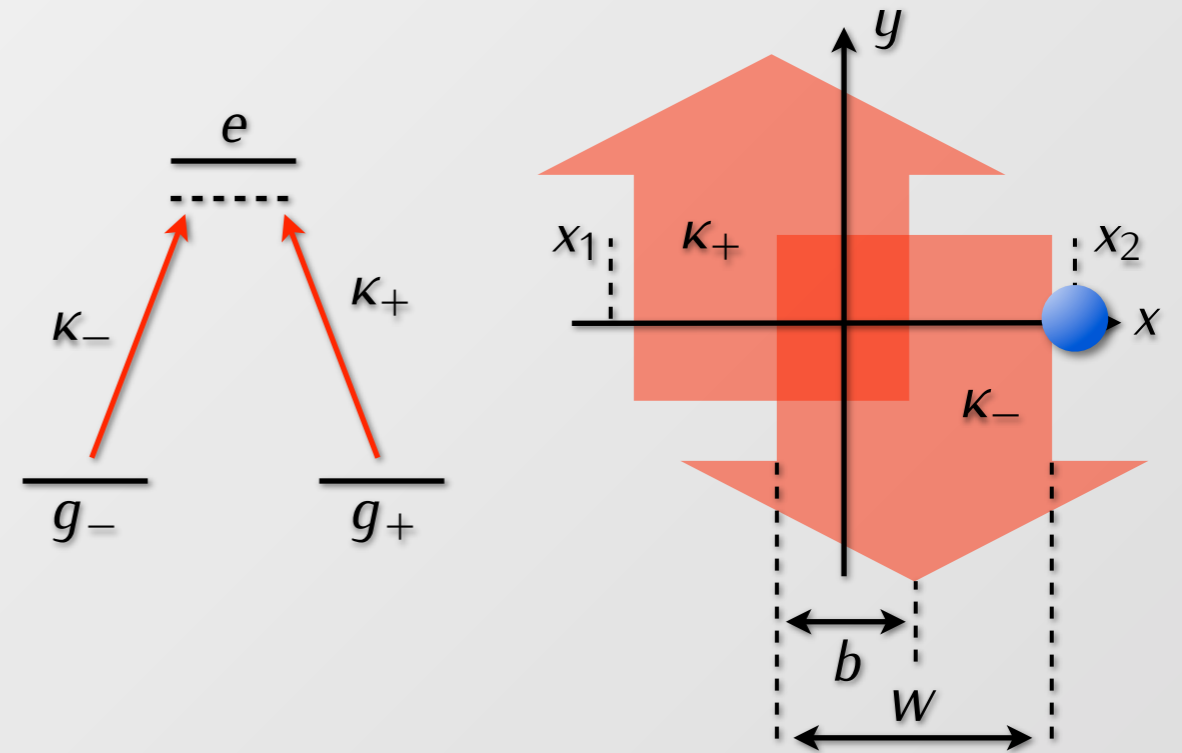
- *Atome en mouvement selon x*

- ✓ Force de Lorentz :  $F_y = -v_x B_z$

- ✓ Transfert d'impulsion :

$$\Delta p_y = -\int_{t_1}^{t_2} B_z v_x dt = -\int_{x_1}^{x_2} B_z(x) dx$$

$$\simeq -2\hbar k$$





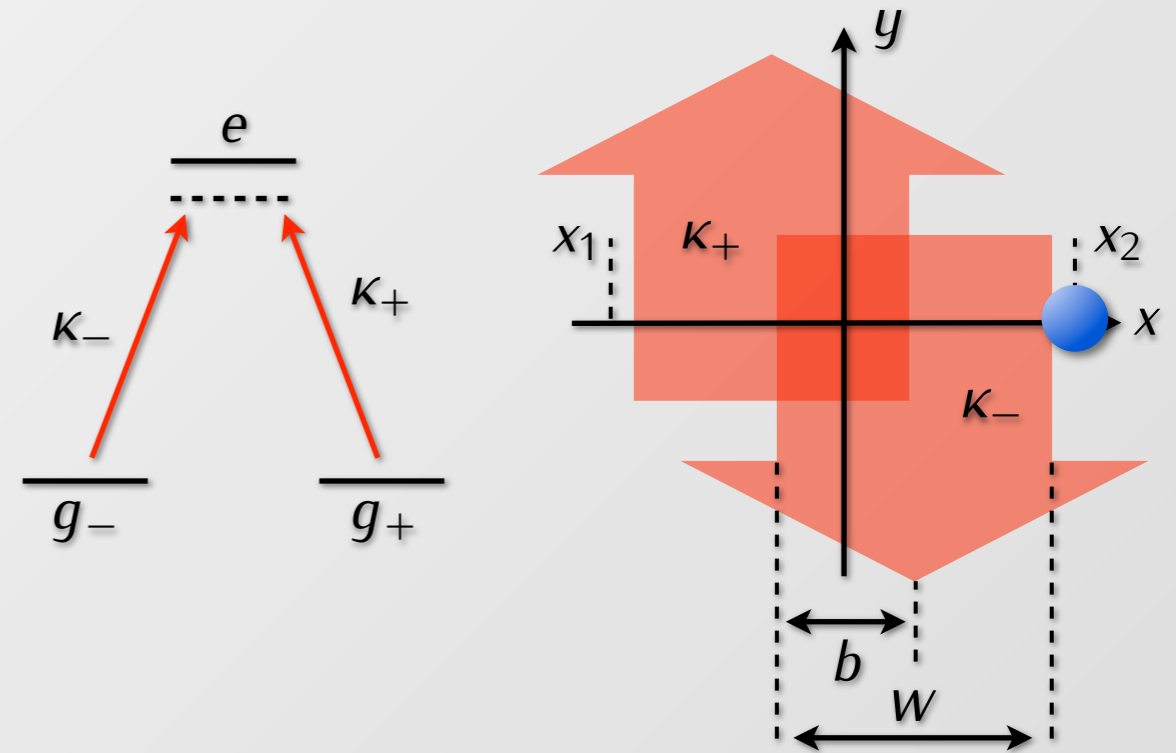
Force de Lorentz :  $\vec{F} = \vec{v} \wedge \vec{B}$

- *Atome en mouvement selon x*

- ✓ Force de Lorentz :  $F_y = -v_x B_z$

- ✓ Transfert d'impulsion :

$$\Delta p_y = -\int_{t_1}^{t_2} B_z v_x dt = -\int_{x_1}^{x_2} B_z(x) dx \simeq -2\hbar k$$



- *Interaction atome-photons*

- ✓ État interne :  $|n(\vec{r})\rangle \propto \kappa_+(\vec{r}) |g_-\rangle - \kappa_-(\vec{r}) |g_+\rangle \rightarrow x_1 : \kappa_+ \gg \kappa_- \rightarrow |n\rangle \simeq |g_-\rangle$   
 $x_2 : \kappa_+ \ll \kappa_- \rightarrow |n\rangle \simeq |g_+\rangle$

- ✓ Le passage de  $g_-$  à  $g_+$  est dû à un processus d'absorption / émission stimulée

- ✓ Transfert d'impulsion :  $-2\hbar k$

STIRAP

*Peut-on réellement observer des vortex ?*

*Peut-on réellement observer des vortex ?*

couplage état interne / position  
+ approximation adiabatique



champ magnétique artificiel  
+ interactions



vortex

*Problème : vitesse divergente au cœur d'un vortex...*

*Peut-on réellement observer des vortex ?*

couplage état interne / position  
+ approximation adiabatique



champ magnétique artificiel  
+ interactions



vortex

*Problème : vitesse divergente au cœur d'un vortex...*

*L'approximation adiabatique est-elle cohérente ?*

- *Recherche de l'état fondamental*

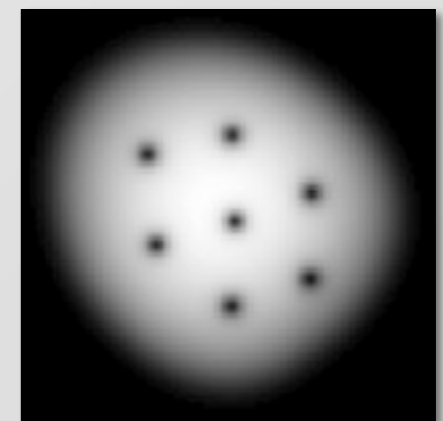
- ✓ Gaz d'atomes à 3 niveaux en interaction (*une seule longueur de diffusion*)
- ✓ Couplage Raman avec faisceaux gaussiens (*configuration adaptée à la structure hyperfine*)
- ✓ Durée de vie finie du niveau excité
- ✓ Résolution numérique des 3 équations de Gross-Pitaevskii couplées

- *Recherche de l'état fondamental*

- ✓ Gaz d'atomes à 3 niveaux en interaction (*une seule longueur de diffusion*)
- ✓ Couplage Raman avec faisceaux gaussiens (*configuration adaptée à la structure hyperfine*)
- ✓ Durée de vie finie du niveau excité
- ✓ Résolution numérique des 3 équations de Gross-Pitaevskii couplées

- *L'état interne correspond bien à l'état noir*
- *L'état fondamental contient bien un réseau de vortex*

*Simulation !*





# Conclusion et perspectives

# Transition vers la superfluidité dans le gaz 2D

- *Le mécanisme BKT est bien présent dans la transition superfluide*
  - ✓ Observation des propriétés caractéristiques : cohérence de phase, prolifération de vortex
  - ✓ Localisation du point critique
- *Modélisation des interactions par un potentiel de contact validée pour l'expansion bidimensionnelle*
  - ✓ Observation de l'invariance d'échelle de l'expansion 2D

# Transition vers la superfluidité dans le gaz 2D

- *Le mécanisme BKT est bien présent dans la transition superfluide*
  - ✓ Observation des propriétés caractéristiques : cohérence de phase, prolifération de vortex
  - ✓ Localisation du point critique
- *Modélisation des interactions par un potentiel de contact validée pour l'expansion bidimensionnelle*
  - ✓ Observation de l'invariance d'échelle de l'expansion 2D
- *Étude quantitative de la région critique : équation d'état ?*
  - ✓ Région particulièrement large dans la transition BKT :  $\Delta T \sim T_c$
  - ✓ Les études théoriques existantes semblent limitées à  $\tilde{\kappa} < 0,1$
  - ✓ Apport essentiel des expériences !

# Potentiels géométriques en optique quantique

- *Mécanismes à l'œuvre dans une vision semi-classique*
  - ✓ Lien avec les forces radiatives
- *Hypothèse de suivi adiabatique validée*
  - ✓ L'état fondamental contient bien un réseau de vortex
- *Proposition de réalisation expérimentale incluant la structure hyperfine*

# Potentiels géométriques en optique quantique

- *Mécanismes à l'œuvre dans une vision semi-classique*
  - ✓ Lien avec les forces radiatives
- *Hypothèse de suivi adiabatique validée*
  - ✓ L'état fondamental contient bien un réseau de vortex
- *Proposition de réalisation expérimentale incluant la structure hyperfine*
  - *Mise en œuvre expérimentale*
    - ✓ Jamais encore réalisée !
    - ✓ Quel est le champ magnétique « maximal » que l'on peut ainsi générer ?

# L'équipe « gaz de Bose 2D »

Sabine Stock

Baptiste Battelier

Steffen Patrick Rath

Tarik Yefsah

Rémi Desbuquois

Zoran Hadzibabic

Peter Krüger

Kenneth Günter

Jean Dalibard

