



HAL
open science

Contrôle optimal de condensats de Bose-Einstein dans un réseau optique

Nathan Dupont

► **To cite this version:**

Nathan Dupont. Contrôle optimal de condensats de Bose-Einstein dans un réseau optique. 2022. hal-04000756

HAL Id: hal-04000756

<https://hal.science/hal-04000756v1>

Submitted on 22 Feb 2023

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



Distributed under a Creative Commons Attribution 4.0 International License

LCAR



FERMI



UNIVERSITÉ
TOULOUSE III
PAUL SABATIER



La Région
Occitanie
Pyrénées - Méditerranée

Contrôle optimal de condensats de Bose-Einstein dans un réseau optique

Nathan Dupont

15 décembre 2022

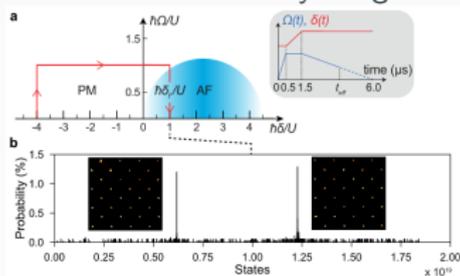
Laboratoire Collisions Agrégats et Réactivité, Toulouse

Thèse encadrée par David Guéry-Odelin

Introduction

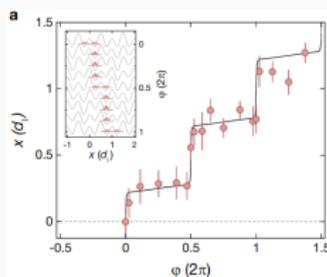
- **Thèse expérimentale** dans le domaine des gaz quantiques :
 - accès immédiat au comportement quantique de la matière,
 - réalisation de potentiels lumineux sans défauts,
 - grand degré de contrôle sur le système.
- Systèmes idéaux pour la **simulation quantique**. Réalisations récentes :

Antiferromagnétisme avec des atomes de Rydberg



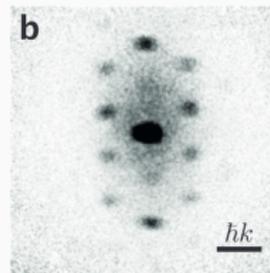
Nature, 595 233 (2021)

Pompage de Thouless dans un super-réseau



Nat. Phys., 12 350 (2016)

Supersolidité en cavité

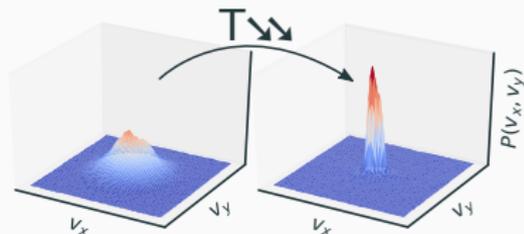


Nature, 543 7643 (2017)

Introduction

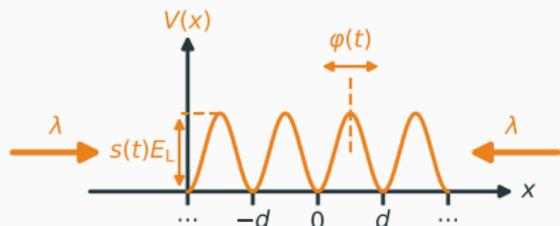
Notre système :

- Condensat de Bose-Einstein (CBE)



→ Onde de matière "géante" ($\sim 1 \mu\text{m}$) peuplée de manière cohérente par un nombre macroscopique d'atomes.

- Réseau optique uni-dimensionnel



→ Potentiel sinusoïdal contrôlable créé par l'interférence de deux faisceaux laser.

Ma thèse : étude de la dynamique de ces ondes de matière dans ce potentiel de lumière

- **Introduction**
 - Système expérimental
 - Résumé des travaux
- **Contrôle optimal quantique**
 - Introduction et méthode
 - Expériences de contrôle
- **Application à la simulation quantique** : effet tunnel dynamique
- **Conclusion et perspectives**

→ **Introduction**

- Système expérimental
- Résumé des travaux

● **Contrôle optimal quantique**

- Introduction et méthode
- Expériences de contrôle

● **Application à la simulation quantique** : effet tunnel dynamique

● **Conclusion et perspectives**

Notre système : condensats de Bose-Einstein

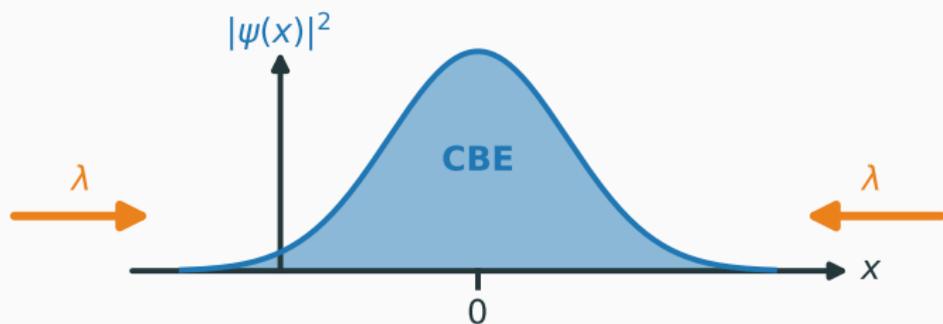


Refroidissement séquentiel d'un gaz de ^{87}Rb :

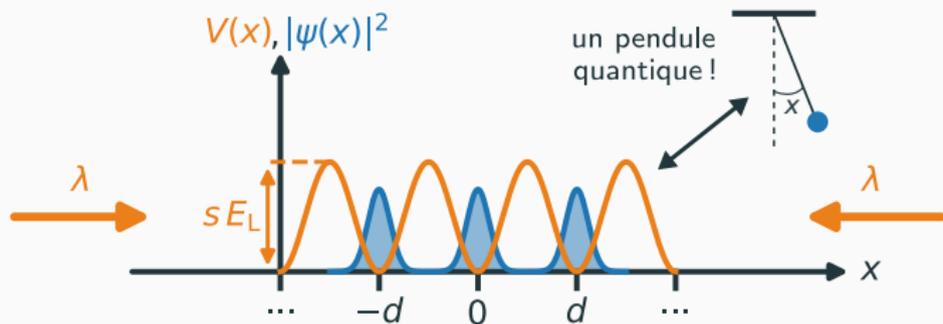
- Pièges magnéto-optiques (2D et 3D)
- Évaporation micro-onde dans un piège magnétique
- Évaporation dans un piège optique

→ CBE de $\sim 5 \cdot 10^5$ atomes toutes les 22 secondes

Notre système : réseau optique 1D contrôlable



Notre système : réseau optique 1D contrôlable

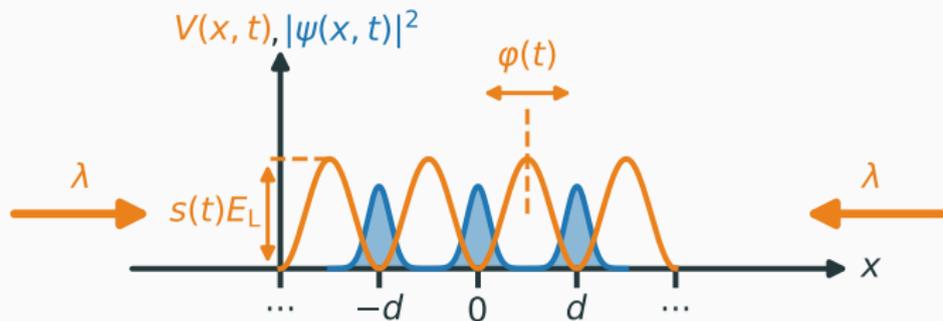


$$H(x, p) = \frac{p^2}{2m} - s \frac{E_L}{2} \cos(k_L x)$$

avec :

- la masse atomique m du ^{87}Rb
- la périodicité $d = \lambda/2 = 532 \text{ nm}$
- le nombre d'onde $k_L = 2\pi/d$
- l'énergie caractéristique
 $E_L = \hbar^2 k_L^2 / 2m = 4E_r$

Notre système : réseau optique 1D contrôlable



$$H(x, p, t) = \frac{p^2}{2m} - s(t) \frac{E_L}{2} \cos(k_L x + \varphi(t))$$

avec :

- la masse atomique m du ^{87}Rb
- la périodicité $d = \lambda/2 = 532 \text{ nm}$
- le nombre d'onde $k_L = 2\pi/d$
- l'énergie caractéristique $E_L = \hbar^2 k_L^2 / 2m = 4E_r$

$s(t)$ et $\varphi(t)$: contrôlés par l'**intensité** et la **phase relative** des faisceaux laser via trois modulateurs acousto-optiques (AOM)

Degrés de liberté externes du CBE et mesure

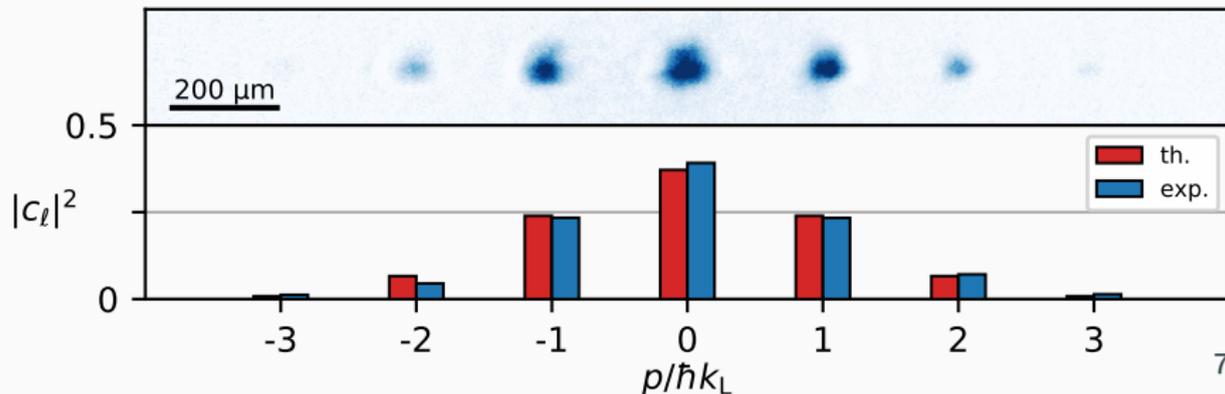
$$|\psi(t)\rangle = \sum_{\ell \in \mathbb{Z}} c_{\ell}(t) |\chi_{\ell}\rangle$$

- ondes planes $\chi_{\ell}(x) \propto e^{i(\ell k_L + q)x}$
- ici : quasi-moment $q = 0$
- $c_{\ell} \in \mathbb{C}$, $\sum_{\ell \in \mathbb{Z}} |c_{\ell}|^2 = 1$

Chargement adiabatique de l'état fondamental $|\phi_0\rangle$:

$$|\phi_n\rangle = \sum_{\ell \in \mathbb{Z}} c_{\ell}^{(n)} |\chi_{\ell}\rangle \quad \text{avec} \quad \hat{H} |\phi_n\rangle = E_n |\phi_n\rangle$$

Imagerie après temps de vol : mesure de la distribution en impulsion ($|c_{\ell}|^2$)

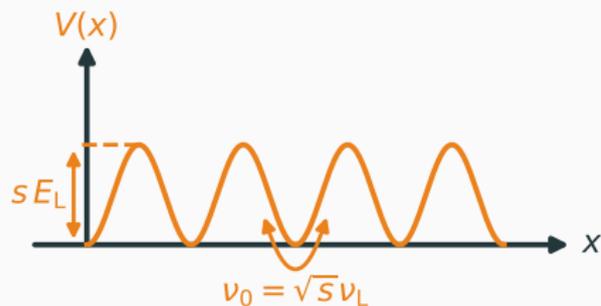


Une hiérarchie d'échelles de temps

Remarque : Un système en réalité tridimensionnel

$$U_{\text{tot.}}(x, y, z, t) = -s(t) \frac{E_L}{2} \cos(k_L x + \varphi(t)) + U_{\text{ext.}}(x, y, z),$$

où $U_{\text{ext.}}(x, y, z) \approx \frac{1}{2} m (\Omega_x^2 x^2 + \Omega_y^2 y^2 + \Omega_z^2 z^2)$ avec $(\Omega_x, \Omega_y, \Omega_z) \approx 2\pi(10, 66, 68)$ Hz



avec $\nu_L = E_L/h \approx 8111$ kHz.

- $\nu_0 \gg (\Omega_x, \Omega_y, \Omega_z)/2\pi$:

on néglige $U_{\text{ext.}}(x, y, z)$ (système 1D)

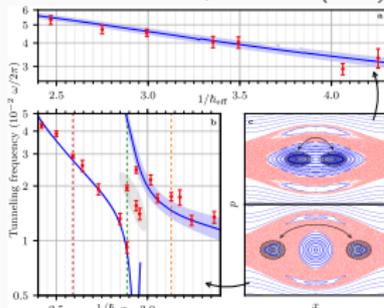
- Faible confinement transverse, atomes très dilués dans les puits :

on néglige les interactions interatomiques

Ma thèse - travaux auxquels j'ai contribué

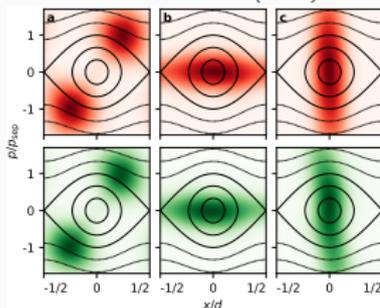
Effet tunnel assisté par le chaos

Science Advances **6**, eabc4486 (2020)



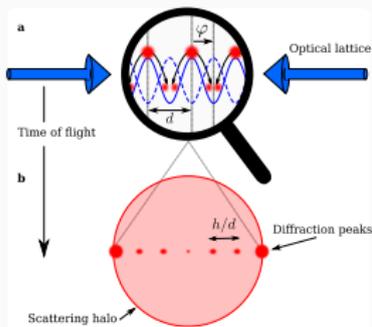
Contrôle optimal dans l'espace des phases

arXiv 2210.11112 (2022)

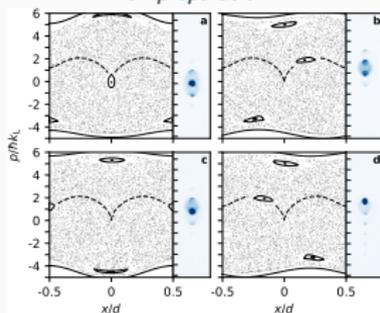


Halos de collision

New J. Phys. **22**, 123032 (2020)

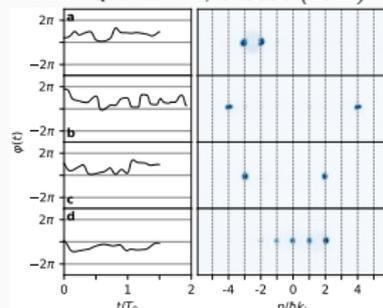


Effet ratchet régulier en préparation

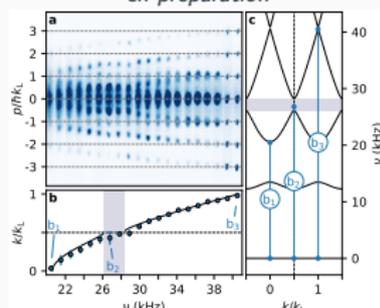


Contrôle optimal dans l'espace réciproque

PRX Quantum **2**, 040303 (2021)

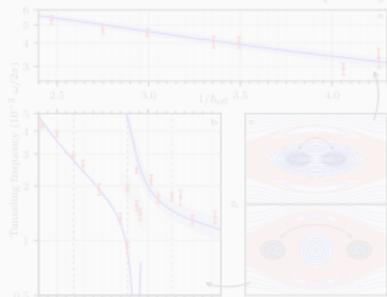


Émergence d'un ordre supercristallin contrôlable en préparation



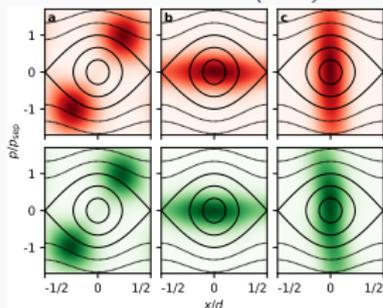
Effet tunnel assisté par le chaos

Science Advances 6, eabc4486 (2020)



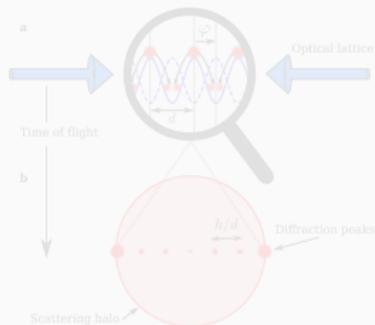
Contrôle optimal dans l'espace des phases

arXiv 2210.11112 (2022)

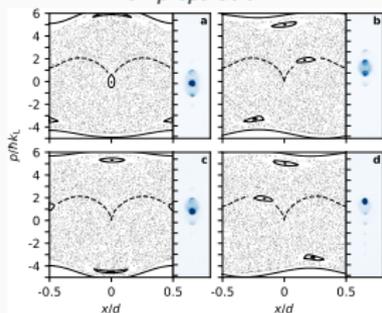


Halos de collision

New J. Phys. 22, 123032 (2020)

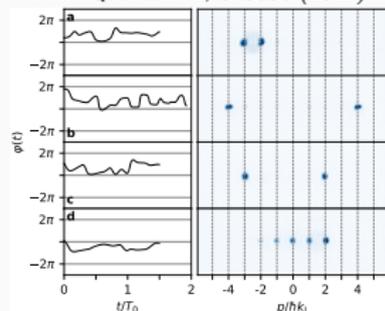


Effet ratchet régulier en préparation

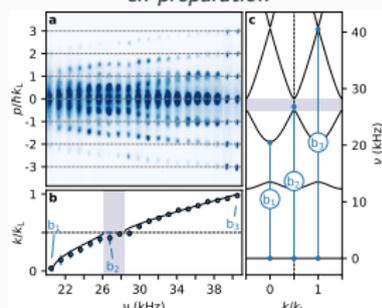


Contrôle optimal dans l'espace réciproque

PRX Quantum 2, 040303 (2021)



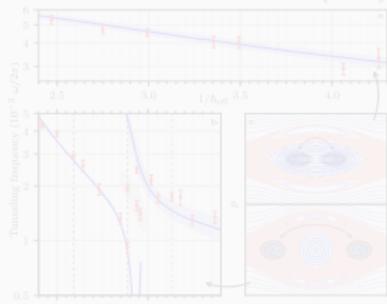
Émergence d'un ordre supercristallin contrôlable en préparation



Ma thèse - cette présentation

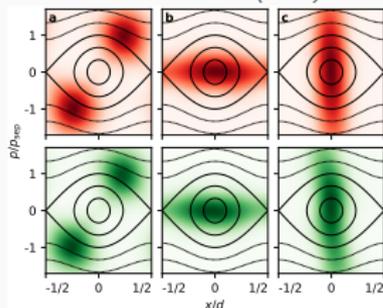
Effet tunnel assisté par le chaos

Science Advances 6, eabc4486 (2020)



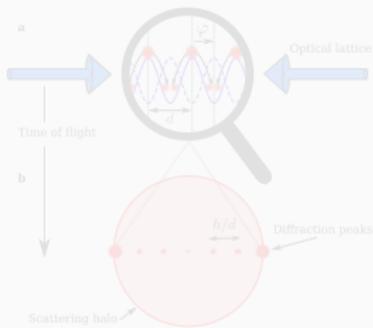
Contrôle optimal dans l'espace des phases

arXiv 2210.11112 (2022)

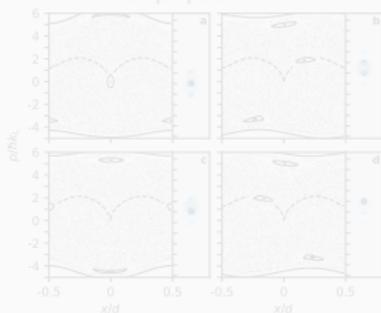


Halos de collision

New J. Phys. 22, 123032 (2020)

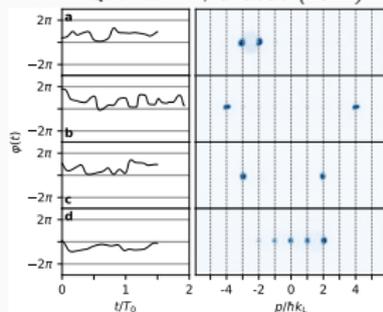


Effet ratchet régulier en préparation

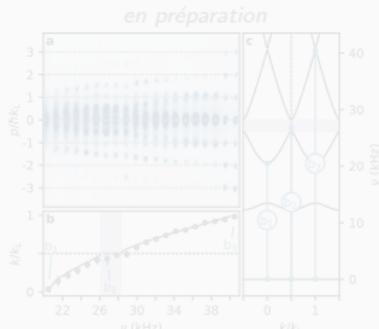


Contrôle optimal dans l'espace réciproque

PRX Quantum 2, 040303 (2021)



Émergence d'un ordre supercristallin contrôlable en préparation



- **Introduction** ✓

- Système expérimental
- Résumé des travaux

→ **Contrôle optimal quantique**

- Introduction et méthode
- Expériences de contrôle :
 - A. distributions en impulsion
 - B. phase relative entre deux composantes d'impulsion
 - C. distributions dans l'espace des phases et reconstruction d'état

- **Application à la simulation quantique** : effet tunnel dynamique

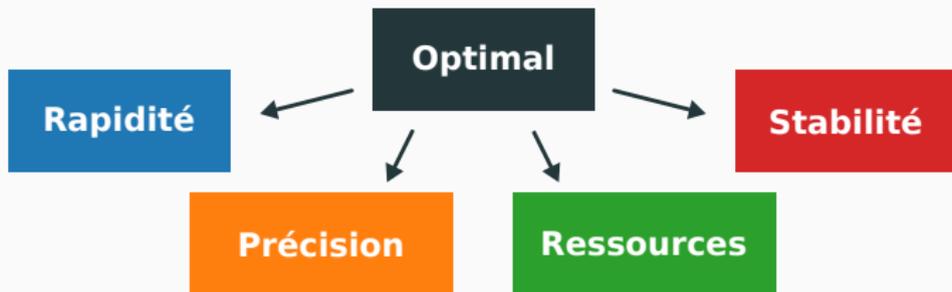
- **Conclusion et perspectives**

Introduction au contrôle optimal

Système dynamique $\vec{x}(t)$ contrôlable via un ensemble de paramètres $\vec{u}(t)$:

$$\dot{\vec{x}}(t) = \vec{f}(\vec{x}(t), \vec{u}(t), t)$$

Théorie du contrôle optimal : *formalisme mathématique* pour déterminer $\vec{u}(t)$ afin de contrôler “optimalement” le système.



→ **Fonction de coût** à minimiser.

Introduction au contrôle optimal

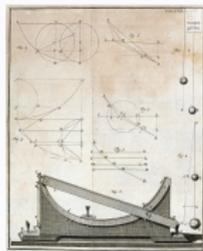
Survol historique :

- Brachistochrone de Bernoulli (1696)
- Multiplicateurs de Lagrange (1766)
- **Principe du maximum de Pontryagin** (1956) :
→ le champ de contrôle $\vec{u}(t)$ optimal extrémalise l'**hamiltonien de Pontryagin** H_P

Utilisé dans les programmes Spoutnik, Apollo...



J. Bernoulli



brachistochrone



J.-L. Lagrange



L. Pontryagin



Sputnik 1

Introduction au contrôle optimal

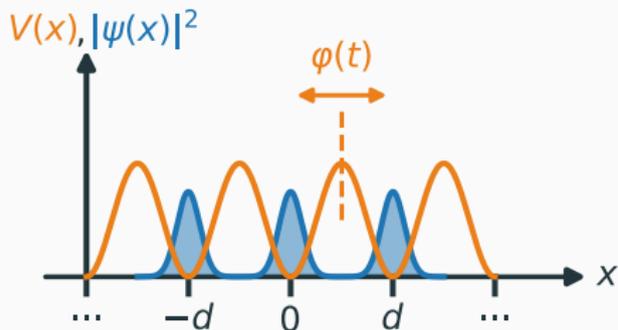
- **Contrôle optimal quantique** : application aux systèmes quantiques
- **Applications** en :
 - résonance magnétique nucléaire
 - chimie quantique
 - technologies quantiques : centres NV, photons en cavité, gaz quantique...

→ Koch et al., *EPJ Quantum Technology* **9**, 19 (2021)

- **Exemples récents** avec des CBE :
 - Déplacement d'atomes sur puces et transition de Mott en réseau 1D :
Sci. Rep. **6**, 34187 (2016)
 - Chargement accéléré de réseau optique 1D, 2D et 3D :
New J. Phys. **20**, 055005 (2018)

Contrôle optimal quantique dans notre système

- **Notre objectif** : contrôle optimal des degrés de liberté externes du CBE dans le réseau optique via sa phase : $\vec{u}(t) \rightarrow \varphi(t)$



- $i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\psi(t)\rangle = \hat{H}(\varphi(t)) |\psi(t)\rangle$
- $\hat{H}(\varphi(t)) = \frac{\hat{p}^2}{2m} - s \frac{E_L}{2} \cos(k_L \hat{x} + \varphi(t))$

- Calcul de $\varphi(t)$ pour amener un état initial ($|\phi_0\rangle$) vers un état cible $|\psi_{\text{cible}}\rangle$ le plus fidèlement possible \rightarrow **fidélité** à maximiser, e.g. :

$$\mathcal{F}(|\psi_{\text{cible}}\rangle, |\psi_{\text{final}}\rangle) = |\langle \psi_{\text{cible}} | \psi_{\text{final}} \rangle|^2$$

Méthode : montée de gradient

Champ d'essai discrétisé $\varphi_j^{(0)}$:

- $\varphi_j^{(0)}$ donne une certaine fidélité $\mathcal{F}^{(0)}$
- Variation de la fidélité pour $\varphi_j \rightarrow \varphi_j + \delta\varphi_j$:
- **Corrections** calculées à l'aide de H_P pour $\delta\mathcal{F} \geq 0$:

$$\delta\mathcal{F} = \sum_{j=1}^N \frac{\partial\mathcal{F}}{\partial\varphi_j} \delta\varphi_j$$

$$\delta\varphi_j = \varepsilon \frac{\partial\mathcal{F}}{\partial\varphi_j}, \quad \text{avec } \varepsilon > 0$$

Méthode : montée de gradient

Champ d'essai discrétisé $\varphi_j^{(0)}$:

PRX Quantum, 2, 030203 (2021)

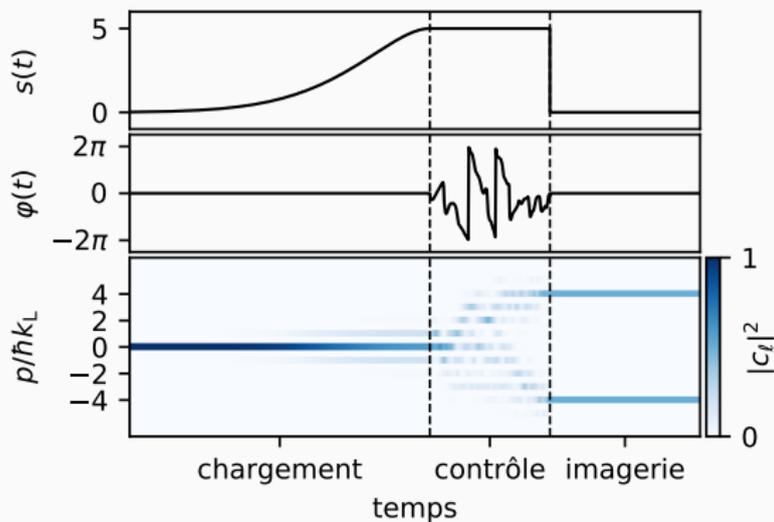
- $\varphi_j^{(0)}$ donne une certaine fidélité $\mathcal{F}^{(0)}$
- Variation de la fidélité pour $\varphi_j \rightarrow \varphi_j + \delta\varphi_j$:
- **Corrections** calculées à l'aide de H_P pour $\delta\mathcal{F} \geq 0$:
- Champ de contrôle optimisé itérativement

$$\delta\mathcal{F} = \sum_{j=1}^N \frac{\partial\mathcal{F}}{\partial\varphi_j} \delta\varphi_j$$

$$\delta\varphi_j = \varepsilon \frac{\partial\mathcal{F}}{\partial\varphi_j}, \quad \text{avec } \varepsilon > 0$$

Méthode : protocole expérimental

- Exemple numérique de préparation de la superposition $|\chi_{-4}\rangle + |\chi_4\rangle$

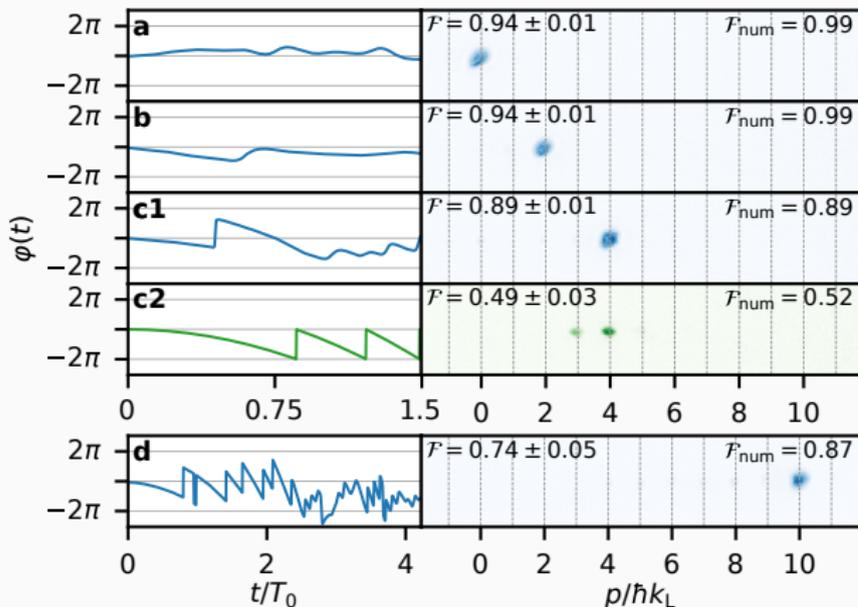


- Durée du contrôle : quelques T_0 , avec $T_0 = h/(E_1 - E_0) \approx 60 \mu\text{s}$ pour $s = 5$

Contrôle hautement non-adiabatique

A. Contrôle de la distribution en impulsion

A.1 Préparation de composantes d'impulsion uniques :



Comparaison entre
 contrôle optimal et
 accélération du réseau

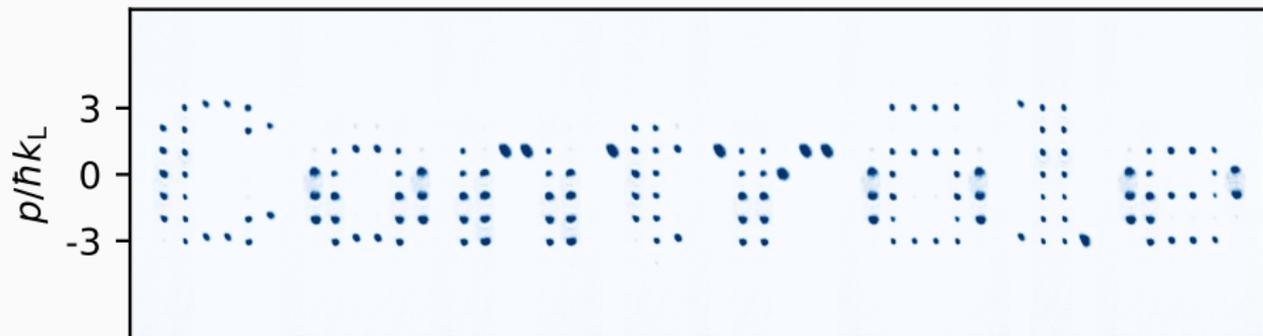
Accélération
 non-adiabatique

À performance similaire,
 le contrôle optimal est
 4 à 20 fois plus rapide

$$\text{avec } \mathcal{F} = \left(\sum_{\ell} |c_{\ell}^{(\text{exp})}| |c_{\ell}^{(\text{cible})}| \right)^2 \text{ et } \mathcal{F}_{num} = \left(\sum_{\ell} |c_{\ell}^{(\text{num})}| |c_{\ell}^{(\text{cible})}| \right)^2$$

A. Contrôle de la distribution en impulsion

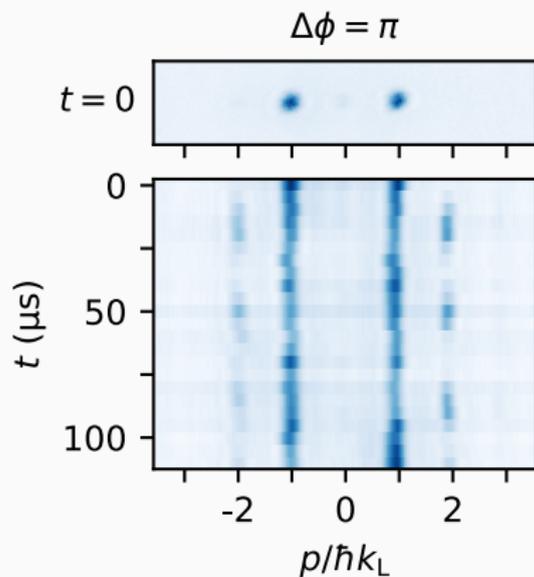
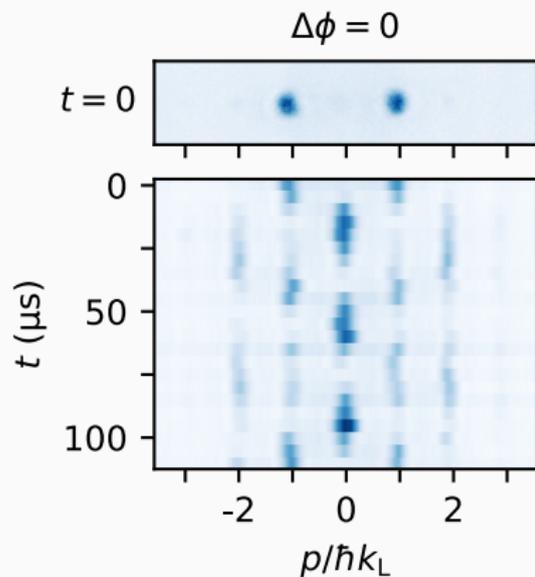
A.2 Préparation des $2^7 = 128$ superpositions à poids égal entre $p = -3$ et $+3 \hbar k_L$.



- colonnes = réalisations indépendantes concaténées horizontalement,
- grande versatilité de cibles atteignables,
- réalisations de séparatrices (d'intérêt pour l'interférométrie atomique).

B. Phase relative entre deux composantes d'impulsion

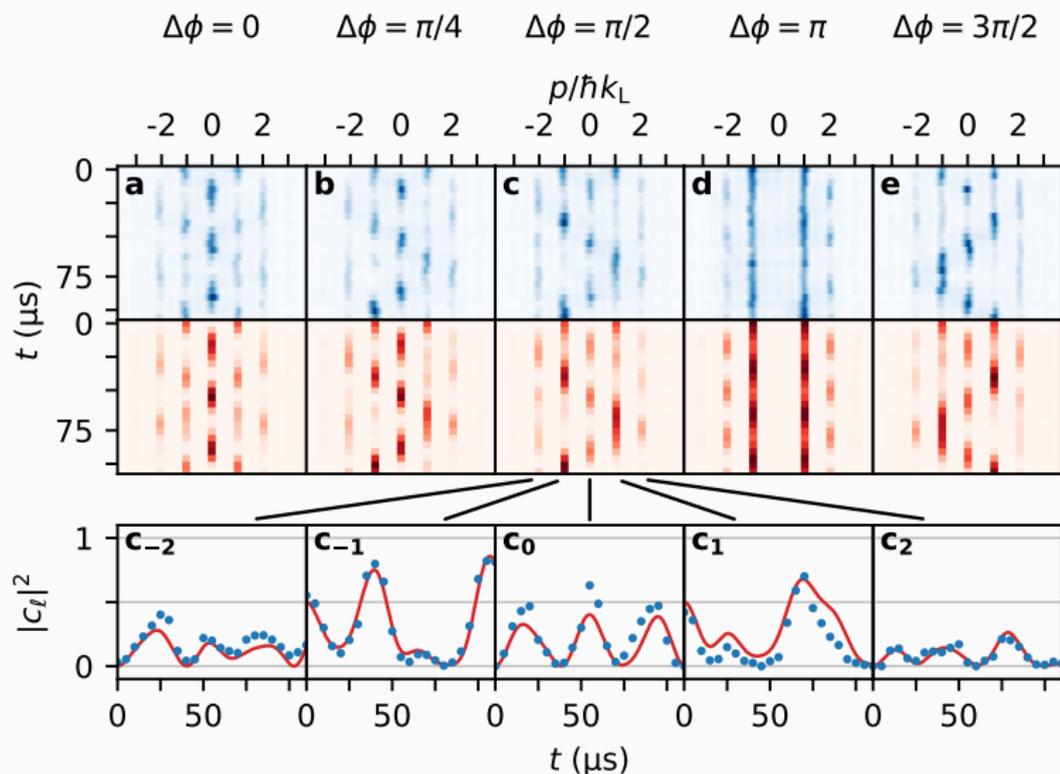
$$\text{États étudiés : } |\psi_{\Delta\phi}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|\chi_1\rangle + e^{i\Delta\phi} |\chi_{-1}\rangle)$$



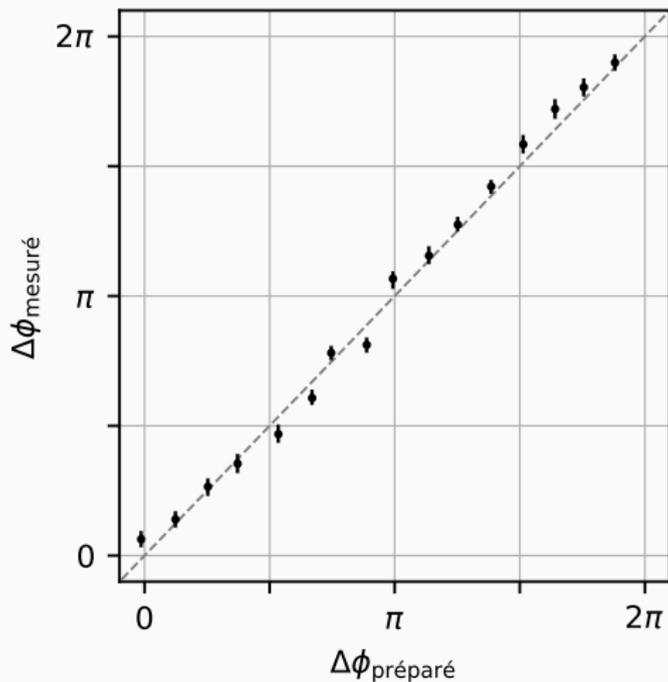
Stratégie : déduction de l'état préparé à partir de son évolution dans le réseau statique

B. Phase relative entre deux composantes d'impulsion

Fit de l'évolution avec pour paramètre ajustable $\Delta\phi$: $|\psi_{\Delta\phi}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|\chi_1\rangle + e^{i\Delta\phi} |\chi_{-1}\rangle)$



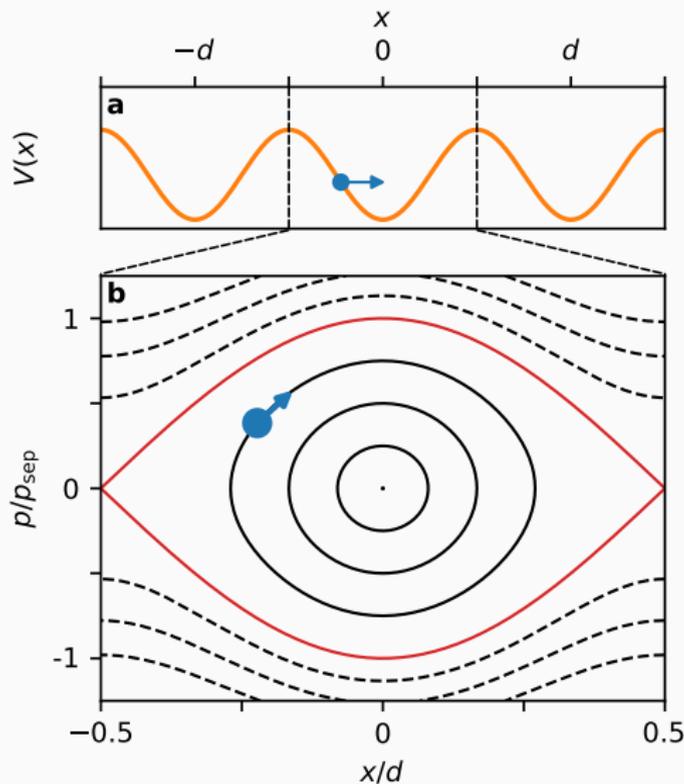
B. Phase relative entre deux composantes d'impulsion



→ Précis à 2.3%

C. Distributions dans l'espace des phases

Vision à l'échelle d'un site du réseau : espace des phases (EP)



Impulsion de la séparatrice
en $x = 0$:

$$p_{sep} = \sqrt{s} \hbar k_L$$

C. Distributions dans l'espace des phases

États ciblés et représentation :

- État quantique gaussien $|g(u, v)\rangle$, centré en (u, v) dans l'EP :

$$|g(u, v)\rangle = \sum_{\ell \in \mathbb{Z}} c_{\ell}(u, v) |\chi_{\ell}\rangle$$

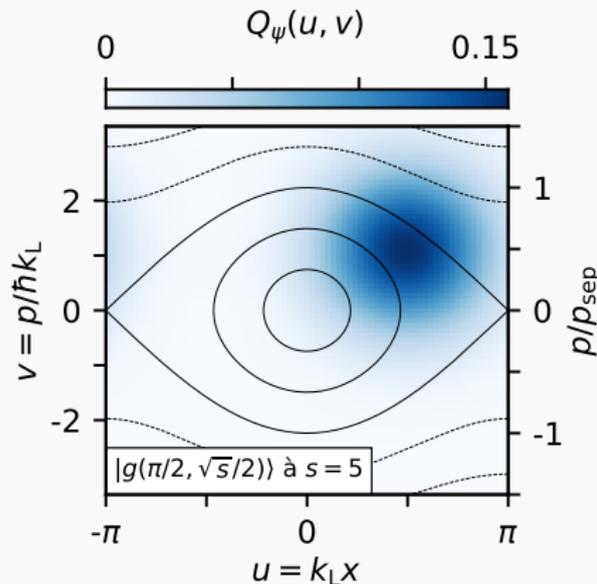
avec

$$c_{\ell}(u, v) \propto e^{-i\ell u} e^{-(\ell-v)^2/\sqrt{s}}$$

→ écart-type Δp_0 de l'état **fondamental**

- Représentation de Husimi dans l'EP :

$$Q_{\psi}(u, v) = \frac{1}{2\pi} |\langle g(u, v) | \psi \rangle|^2$$



C. Distribution dans l'EP et reconstruction d'état

Comment certifier la préparation de tels états ?

Méthode d'ajustement précédente ?

- ✓ efficace dans le cas précédent avec 1 seul paramètre ajustable ($\Delta\phi = \arg\{c_{-1}/c_1\}$)
- ✗ inopérant dans le cas général : N ondes planes $\Rightarrow \sim 2N$ paramètres ajustables :

$$|\psi\rangle = \sum_{n=1}^N c_n |\chi_n\rangle = \sum_{n=1}^N |c_n| e^{i \arg\{c_n\}} |\chi_n\rangle$$

C. Distribution dans l'EP et reconstruction d'état

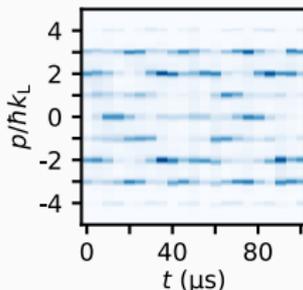
Solution mise en place : reconstruction d'état par **maximisation de vraisemblance** à l'aide d'un **algorithme itératif**.

- On cherche de l'état théorique $\hat{\rho}$ qui **maximise la vraisemblance** $\mathcal{L}(\hat{\rho})$ avec les **mesures expérimentales** :

$$\mathcal{L}(\hat{\rho}) = \prod_i \pi_i^{f_i}$$

où

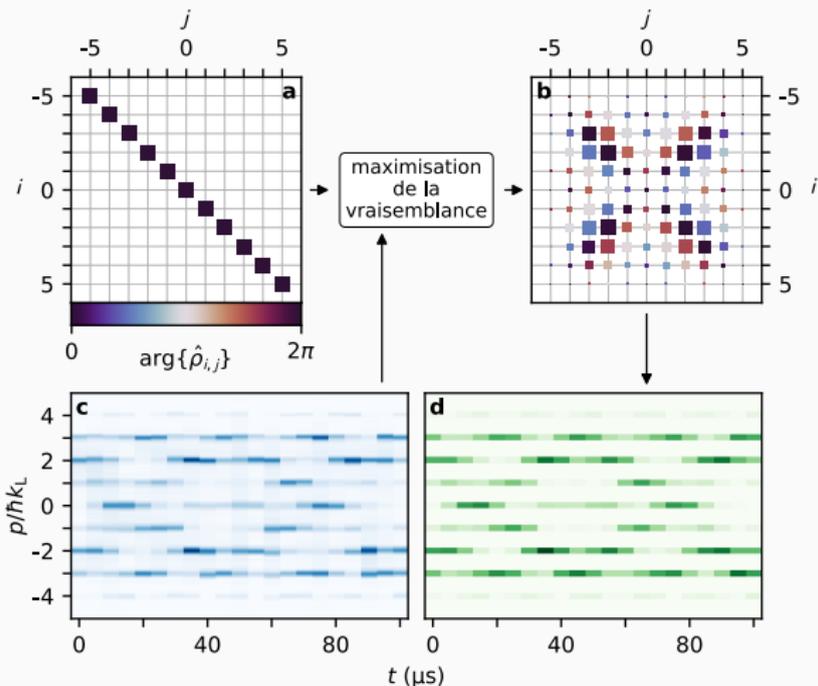
- produit sur les différentes mesures i ,
 - $f_i = f_{\ell,t} = |c_{\ell}(t)|^2 / N_t$: fréquences de mesure des atomes dans l'ordre ℓ au temps t ,
 - π_i sont les probabilités théoriques de ces mêmes mesures effectuées sur $\hat{\rho}$.
- On définit **une transformation** $\hat{\rho}_j \rightarrow \hat{\rho}_{j+1}$ telle que $\mathcal{L}(\hat{\rho}_{j+1}) \geq \mathcal{L}(\hat{\rho}_j)$:
 - Řeháček et al., *Phys. Rev. A* **64** 040303 (2001)
 - Lvovsky, *J. Opt. B : Quantum and Semiclassical Optics* **6**, S556 (2004)



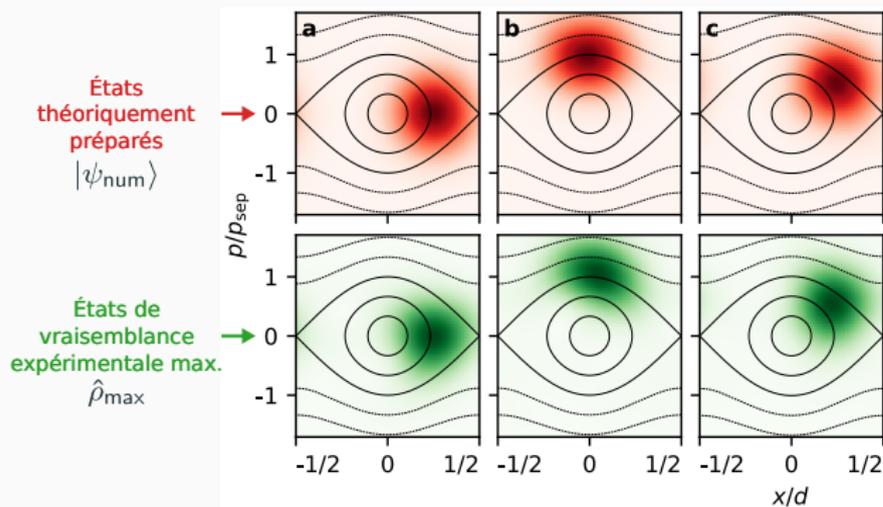
C. Distribution dans l'EP et reconstruction d'état

Algorithme :

1. État d'essai $\hat{\rho}_0$
2. Transformation $\hat{\rho}_0 \rightarrow \hat{\rho}_1$,
 \mathcal{L} augmente
3. Itération jusqu'à $\Delta\mathcal{L} \approx 0$,
 \rightarrow état de plus grande
vraisemblance $\hat{\rho}_{\max}$



C. Distribution dans l'EP : états gaussiens translattés



	a	b	c
u	$\pi/2$	0	$\pi/2$
v	0	\sqrt{s}	$\sqrt{s}/2$
\mathcal{F}_{exp}	0.95	0.86	0.93
γ	0.95	0.96	0.93
s	5.50 ± 0.25	5.49 ± 0.20	5.57 ± 0.20

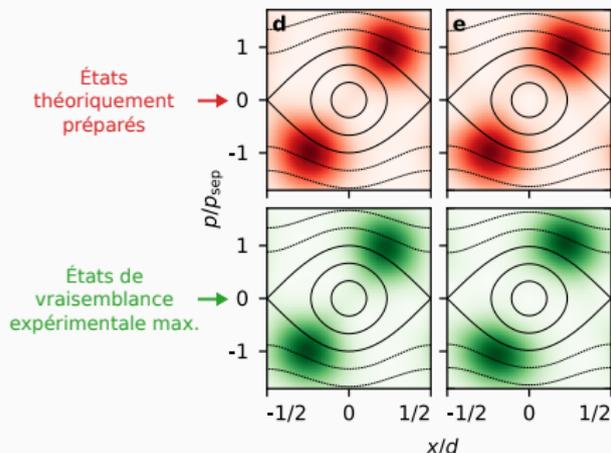
Fidélité

$$\mathcal{F}_{\text{exp}} = \langle \psi_{\text{num}} | \hat{\rho}_{\text{max}} | \psi_{\text{num}} \rangle$$

Pureté

$$\gamma = \text{tr}\{\hat{\rho}_{\text{max}}^2\}$$

C. Distribution dans l'EP : superpositions d'états gaussiens

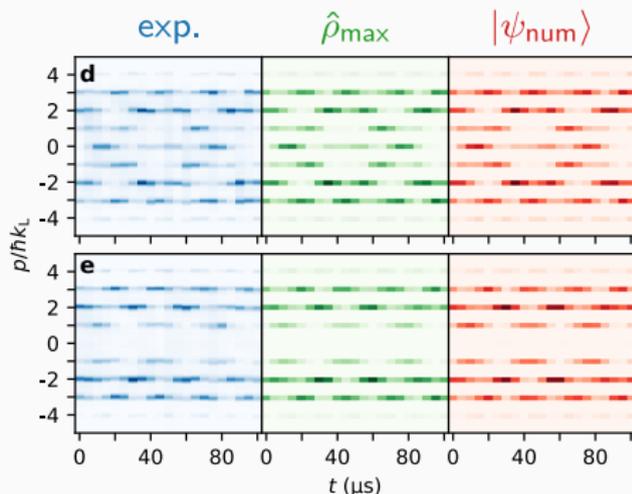


	d	e
u	$\pm\pi/2$	$\pm\pi/2$
v	$\pm\sqrt{s}$	$\pm\sqrt{s}$
\mathcal{F}_{exp}	0.89	0.91
γ	0.82	0.91
s	5.5 ± 0.5	5.30 ± 0.25

États ciblés :

$$|\psi_d\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|g(u, v)\rangle + |g(-u, -v)\rangle)$$

$$|\psi_e\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|g(u, v)\rangle - |g(-u, -v)\rangle)$$



$$\mathcal{F}(d, e) = 0.026 \quad \text{et} \quad \mathcal{F}(e, d) = 0.042$$

C. Distribution dans l'EP : états gaussiens comprimés

Paramètre de compression ξ :

- $\Delta p(\xi) = \Delta p_0/\xi$
- $\xi > 1$: compression en impulsion (a,b)
- $\xi < 1$: compression en position (c,d,e)

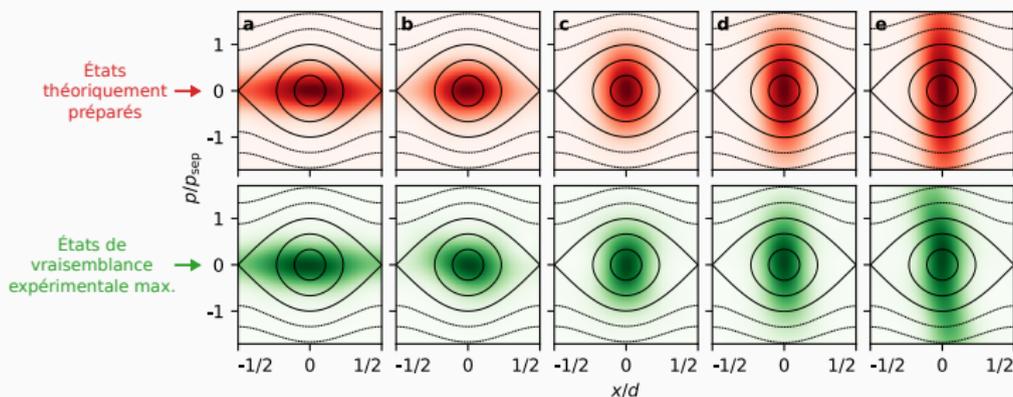
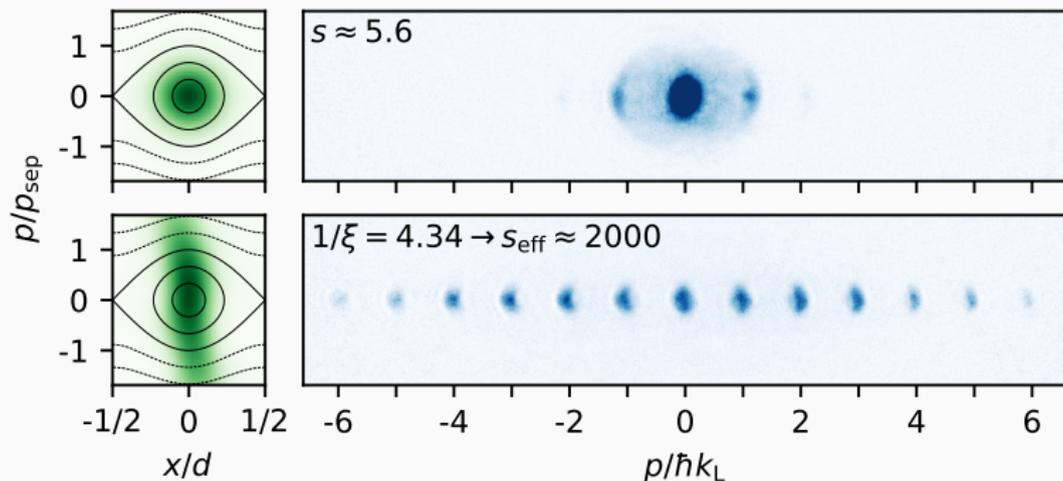


Fig. 3.10	a	b	c	d	e
$1/\xi$	0.44	0.62	1.65	2.75	4.34
\mathcal{F}_{num}	> 0.995			0.980	0.965
\mathcal{F}_{exp}	0.99	0.96	0.98	0.93	0.75
γ	1.00	1.00	1.00	0.92	0.72
s	5.49 ± 0.20	5.49 ± 0.20	5.45 ± 0.40	5.57 ± 0.20	5.62 ± 0.25

États gaussiens comprimés

Une compression ξ à profondeur s équivaut à l'état fondamental à la profondeur effective :

$$s_{\text{eff}} = s/\xi^4$$



→ Nécessiterait ici un laser de puissance $P \approx 750$ W!

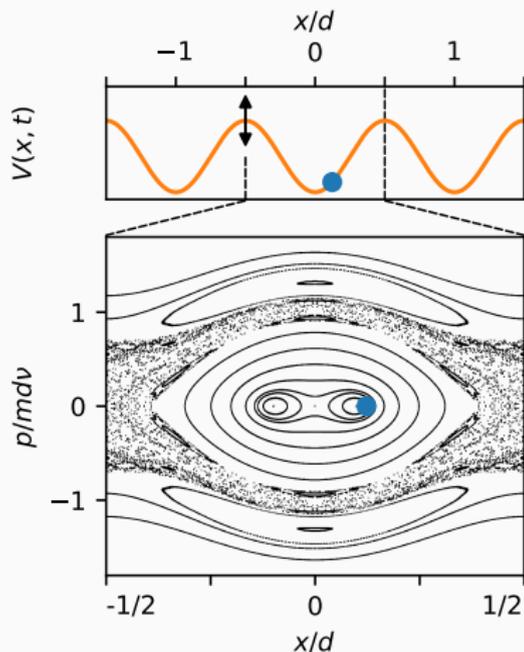
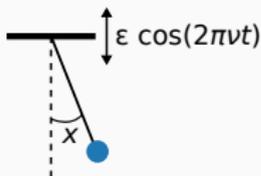
→ **Inatteignable adiabatiquement,**

→ Préparé ici ~ 120 μs .

- **Introduction**
 - Système expérimental
 - Résumé des travaux
 - **Contrôle optimal quantique**
 - Introduction et méthode
 - Expériences de contrôle
- **Application à la simulation quantique** : effet tunnel dynamique
- **Conclusion et perspectives**

Application à la simulation quantique : effet tunnel dynamique

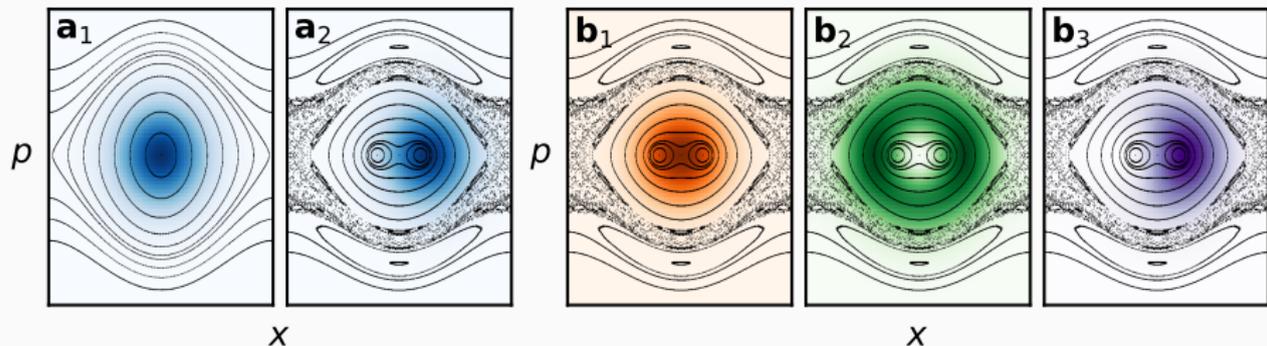
Le système : $V(x, t) = -s \frac{E_L}{2} (1 + \varepsilon \cos(2\pi\nu t)) \cos(k_L x)$



- Portrait de phase stroboscopique *mixte*.
- Système analogue au double puits de potentiel
- Toutes les deux périodes, la particule classique est **toujours mesurée** dans l'îlot de droite
- Un fonction d'onde peut "tunneler" d'un îlot à l'autre lorsque 2 états de Floquet non-dégénérés recouvrent les îlots

Effet tunnel dynamique

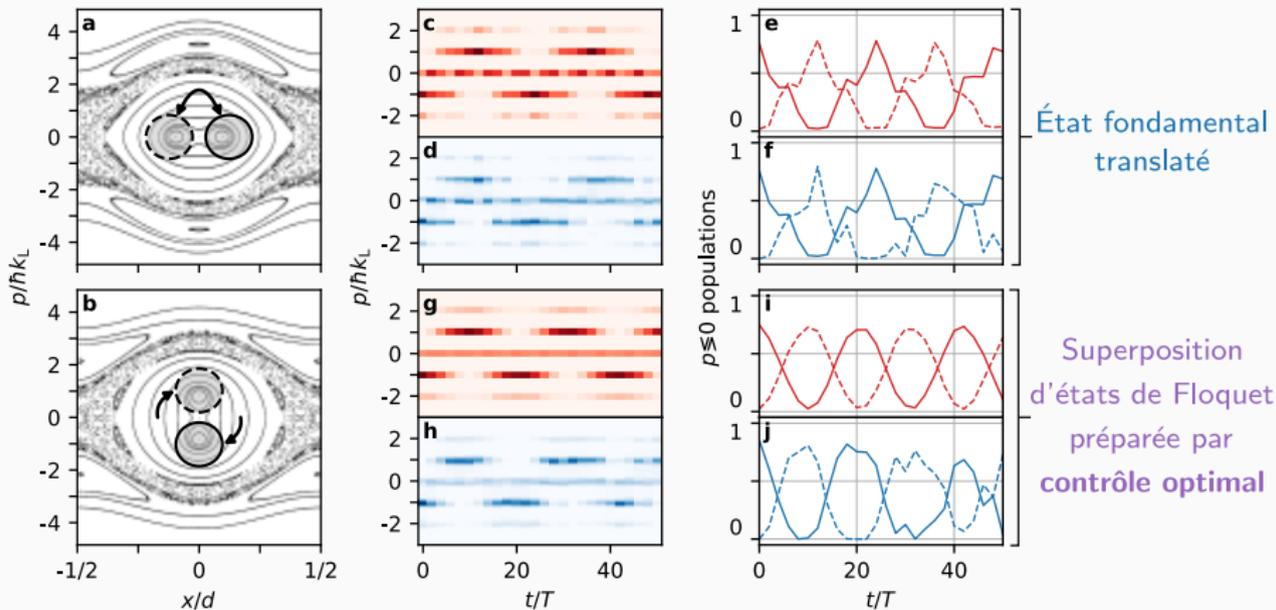
Application à la simulation quantique : effet tunnel dynamique



- **Technique traditionnelle** : translation du réseau pour charger l'état fondamental dans l'îlot :
 - projection **partielle** et **inéga**le sur les états de Floquet d'intérêt $|\psi_{b1}\rangle$ et $|\psi_{b2}\rangle$,
 - limite la visibilité du signal tunnel.
- **Proposition** : contrôle optimal de la superposition idéale d'états de Floquet :

$$|\psi_{\text{cible}}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|\psi_{b1}\rangle + |\psi_{b2}\rangle)$$

Application à la simulation quantique : effet tunnel dynamique



→ net raffinement du signal d'oscillation tunnel grâce au contrôle optimal ✓

Conclusion : récapitulatif

- Système expérimental : condensats de Bose-Einstein (CBE) dans un réseau optique 1D contrôlable.
- Contrôle *arbitraire* de l'état quantique externe des CBE dans le réseau à l'aide du **contrôle optimal quantique** :
 - Méthode **efficace**, **versatile** et **simple** : un seul paramètre de contrôle $\varphi(t)$
 - Robustesse malgré des effets non pris en compte :
 - confinement extérieur,
 - dimensions transverses,
 - interactions interatomiques.
 - Préparations plus **rapides** que les méthodes adiabatiques (quand elles existent).
- Application à la simulation quantique dans un système de Floquet.

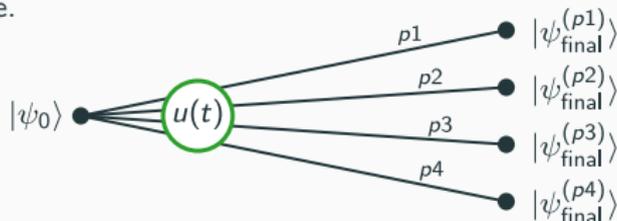
Conclusion : trois perspectives

- Préparation d'états initiaux pour la **simulation quantique**.
- **Calcul quantique** sur un *qudit* : extension du contrôle de 1 état à 1 état ($|\psi_a\rangle \xrightarrow{u(t)} |\psi_b\rangle$) vers un contrôle d'un ensemble d'états à un autre :

$$\left\{ \begin{array}{c} |\psi_{a,1}\rangle \\ \vdots \\ |\psi_{a,N}\rangle \end{array} \right\} \xrightarrow{u(t)} \left\{ \begin{array}{c} |\psi_{b,1}\rangle \\ \vdots \\ |\psi_{b,N}\rangle \end{array} \right\}$$

→ transformations unitaires permettant la réalisation de portes quantiques.

- **Quantum sensing** : augmenter la précision d'une mesure en tirant parti des propriétés quantiques d'un système.



e.g. : force uniforme, variation de la profondeur du réseau...

Remerciements

Équipe Atomes Froids



N.Ombredane N.Dupont L.Gabardos B.Peaudecerf J.Billy D.Guéry-Odelin F.Arrouas

Anciens doctorants



M.Arnal



G.Chatelain

Collaborateurs

LICB (Dijon)



D.Sugny

LPT (Toulouse)



M.Martinez



B.Georgeot



G.Lemarié

Au **LCAR** : J.-M.L'Hermite, C.Soucasse, A.Soler, C.Lecinana, S.Faure, J.-P.Loisel, L.Polizzi, E.Panader, W.Volondat, P.Paquier, E.Kierbel

À la **FERMI** : X.Bouju, S.Capponi, P.Bordais, S.Le Magoarou, N.Elefantis

LPTMS (Paris)



O.Giraud



D.Ullmo

CESAM (Liège)



P.Schlagheck

Financement de ma thèse



