

CONDENSAT DE BOSE-EINSTEIN DE SODIUM DANS UN PIÈGE MÉSOSCOPIQUE

Thèse de doctorat de l'Université Pierre et Marie Curie - Paris VI

Mardi 28 septembre 2010

Emmanuel MIMOUN

sous la direction de Jean Dalibard et Fabrice Gerbier

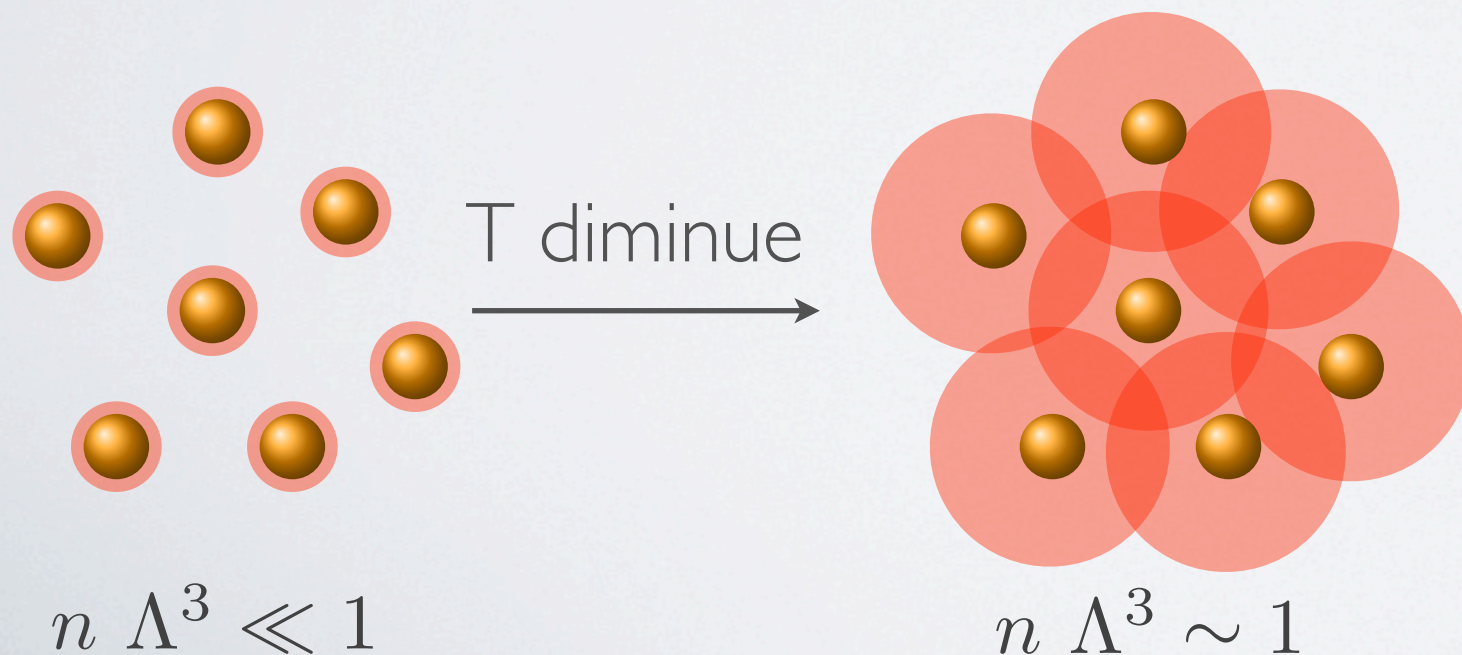


La condensation de Bose-Einstein

- Ensemble **macroscopique** de bosons dans l'état fondamental **quantique** du système
- Prédit en 1925 par Einstein d'après les travaux de Bose sur la statistique des photons
- Observée expérimentalement dans un gaz dilué en 1995

M. H. Anderson *et al.*, Science **269** 5221 (1995) (NIST/JILA)

K. B. Davis *et al.*, Phys. Rev. Lett. **75** 3969 (1995) (MIT)

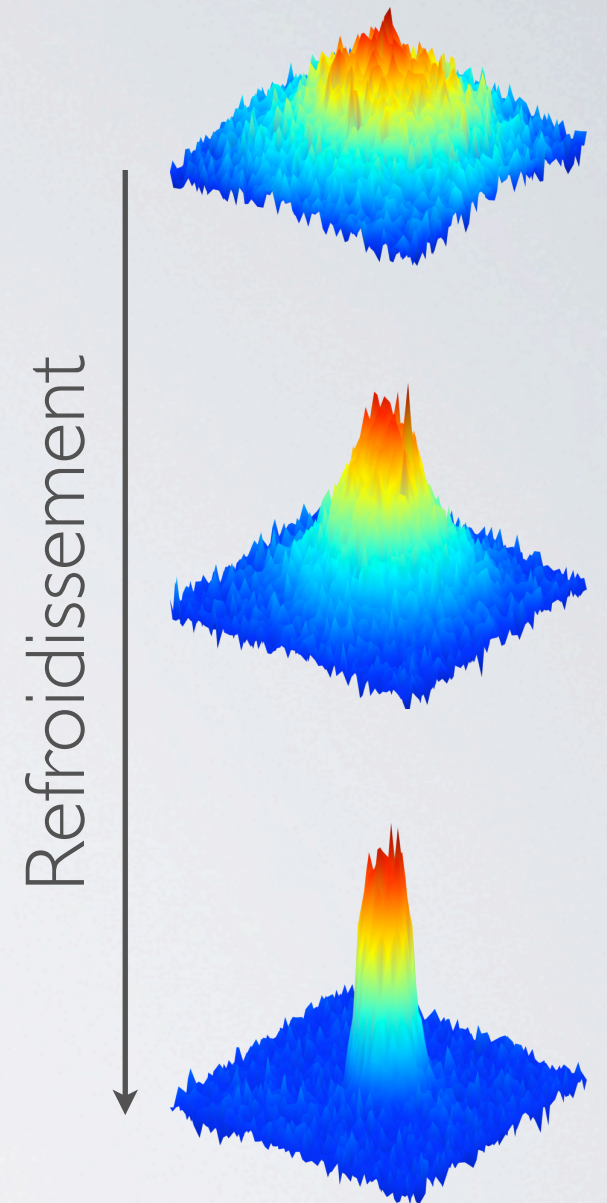


Longueur d'onde de de Broglie

$$\Lambda = \left(\frac{2\pi\hbar^2}{mk_B T} \right)^{1/2}$$

Densité dans l'espace des phases

$$n \Lambda^3$$



$N \sim 10^4$ atomes

Etats quantiques fortement corrélés

Etats corrélés

$$\begin{array}{ccc} \text{Paire de Bell} & \neq & \text{Etat séparable} \\ | \uparrow \uparrow \rangle + | \downarrow \downarrow \rangle & & (| \uparrow \rangle + | \downarrow \rangle) \otimes (| \uparrow \rangle + | \downarrow \rangle) \end{array}$$

Etats corrélés macroscopiques



«Chat de Schrödinger» :
superposition
macroscopique d'états



Etats quantiques fortement corrélés

- Pourquoi des états fortement corrélés ?

- Frontière classique/quantique

- Métrologie quantique : précision des mesures $1/\sqrt{N} \rightarrow 1/N$

M. J. Holland and K. Burnett, PRL **71** 1355 (1993)

- A partir de quoi les former ?

- Photons

A. Ourjoumtsev *et al.*, Nature **448** 784 (2007)

S. Deléglise *et al.*, Nature **455** 510 (2008)

- Ions piégés

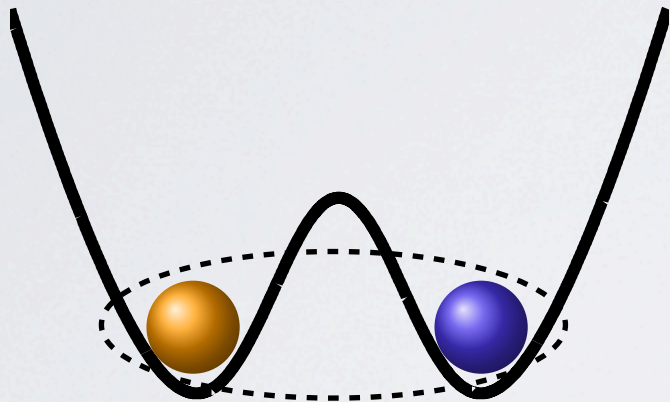
D. Leibfried *et al.*, Nature **438** 639 (2005)

- Atomes froids

Etats corrélés avec des atomes froids

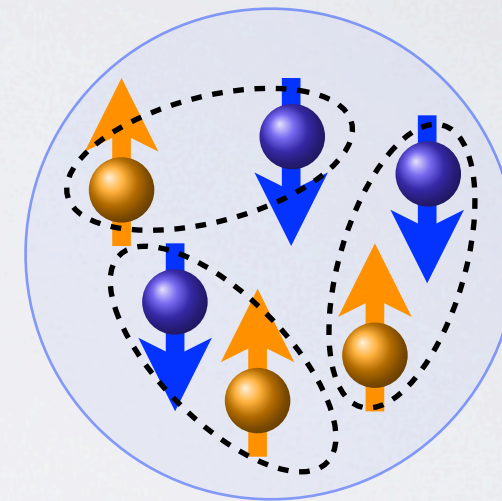
Quelles observables corréler ?

- **Variable externe** : Double puits
Corrélations en position
- **Etat interne** : Condensat spinoriel
Corrélations entre composantes de spin



J. Esteve *et al.*, Nature **455** 1216 (2008)

K. Maussang *et al.*, Phys. Rev. Lett. **105** 080403 (2010)



C. Gross *et al.*, Nature **464** 1165 (2010)

- **Survivre à la décohérence**
 - Petit nombre d'atomes
 - Eviter les pertes d'atomes
 - Contrôler les perturbations dues à l'environnement

Plan de l'exposé

I. Motivations pour la création de l'expérience

II. Travail expérimental

1. Laser solide à 589 nm pour le refroidissement du sodium

2. Chargement d'un PMO par désorption induite par la lumière

3. Condensation tout-optique dans un piège mésoscopique

Plan de l'exposé

I. Motivations pour la création de l'expérience

II. Travail expérimental

1. Laser solide à 589 nm pour le refroidissement du sodium

2. Chargement d'un PMO par désorption induite par la lumière

3. Condensation tout-optique dans un piège mésoscopique

Chat de Schrödinger spinoriel

- Ensemble de N atomes occupant 2 modes, notés $|a\rangle$ et $|b\rangle$
- Couplage non linéaire entre ces deux modes de la forme

$$H_{\text{int}} = \hbar\chi(N_a - N_b)^2$$

B.Yurke and D. Stoler, Phys. Rev. Lett. **57** 13 (1986)

- Ces deux modes peuvent par exemple représenter deux composantes de spin $m=\pm 1$ d'un condensat d'atomes dans $F=1$
- Etant données les longueurs de diffusion mesurées pour le sodium :

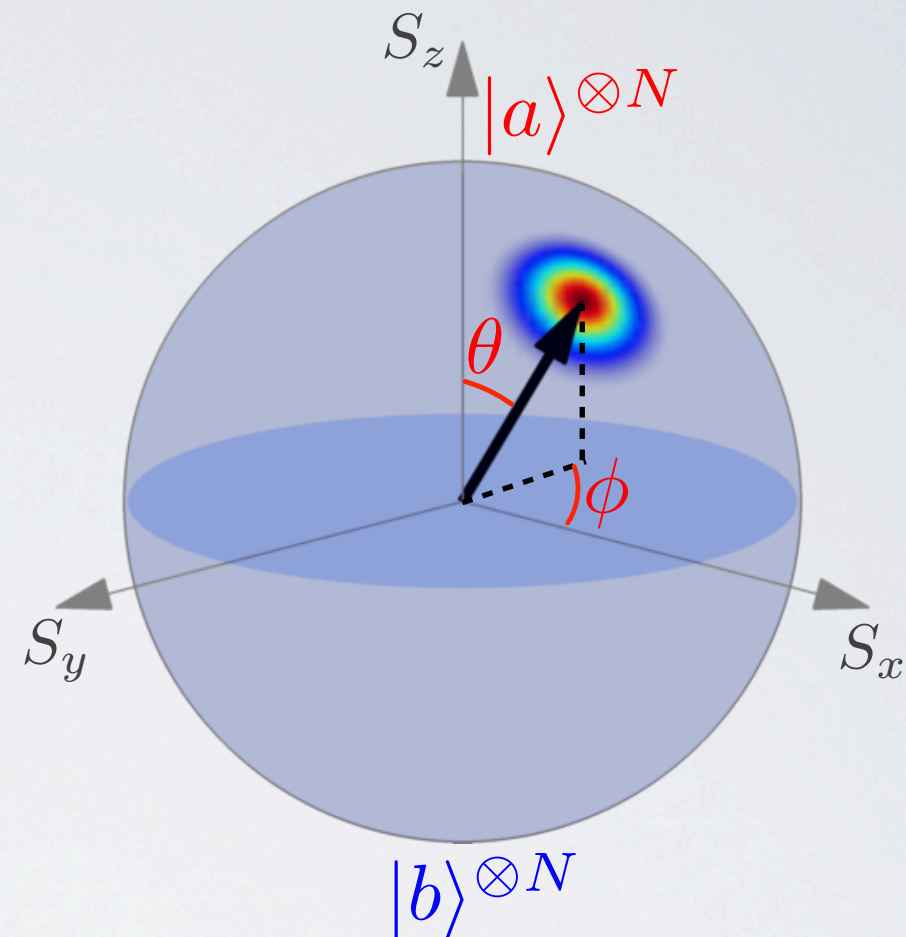
Pour $N=100$ atomes et une densité de 10^{14} atomes/cm³ : $1/\chi \sim 300$ ms

A. Black *et al.*, Phys. Rev. Lett. **99** 070403 (2007)

Chat de Schrödinger spinoriel

- Condensat à deux modes analogue à un ensemble de spin 1/2 :

$$S_z \leftrightarrow N_a - N_b$$

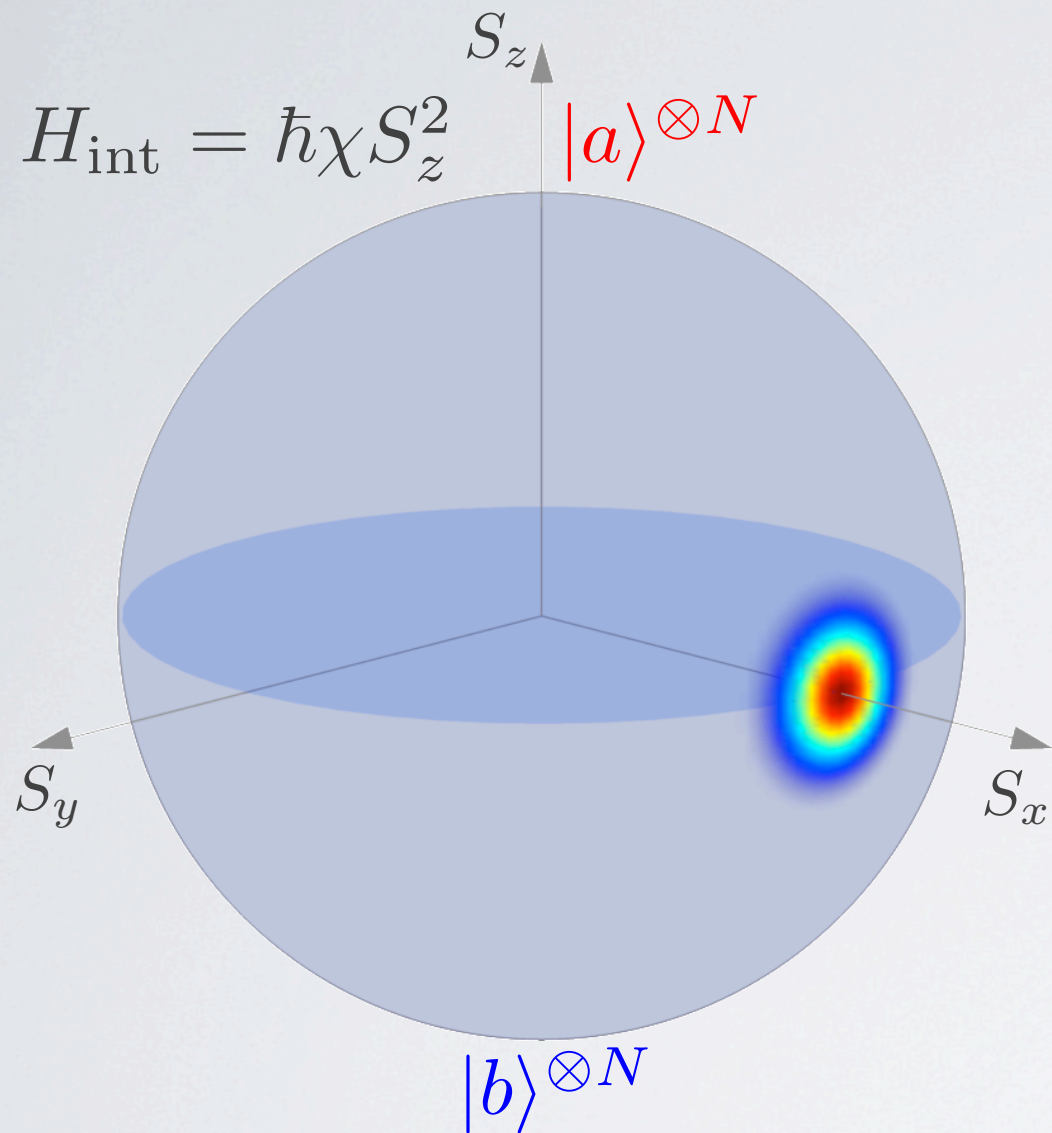


- Représentation d'un **état cohérent de spin**

$$|\theta, \phi\rangle = 2^{-N/2} \left[\cos(\theta/2) e^{-i\phi/2} |a\rangle + \sin(\theta/2) e^{i\phi/2} |b\rangle \right]^{\otimes N}$$

par un vecteur sur la sphère de Bloch

Chat de Schrödinger spinoriel



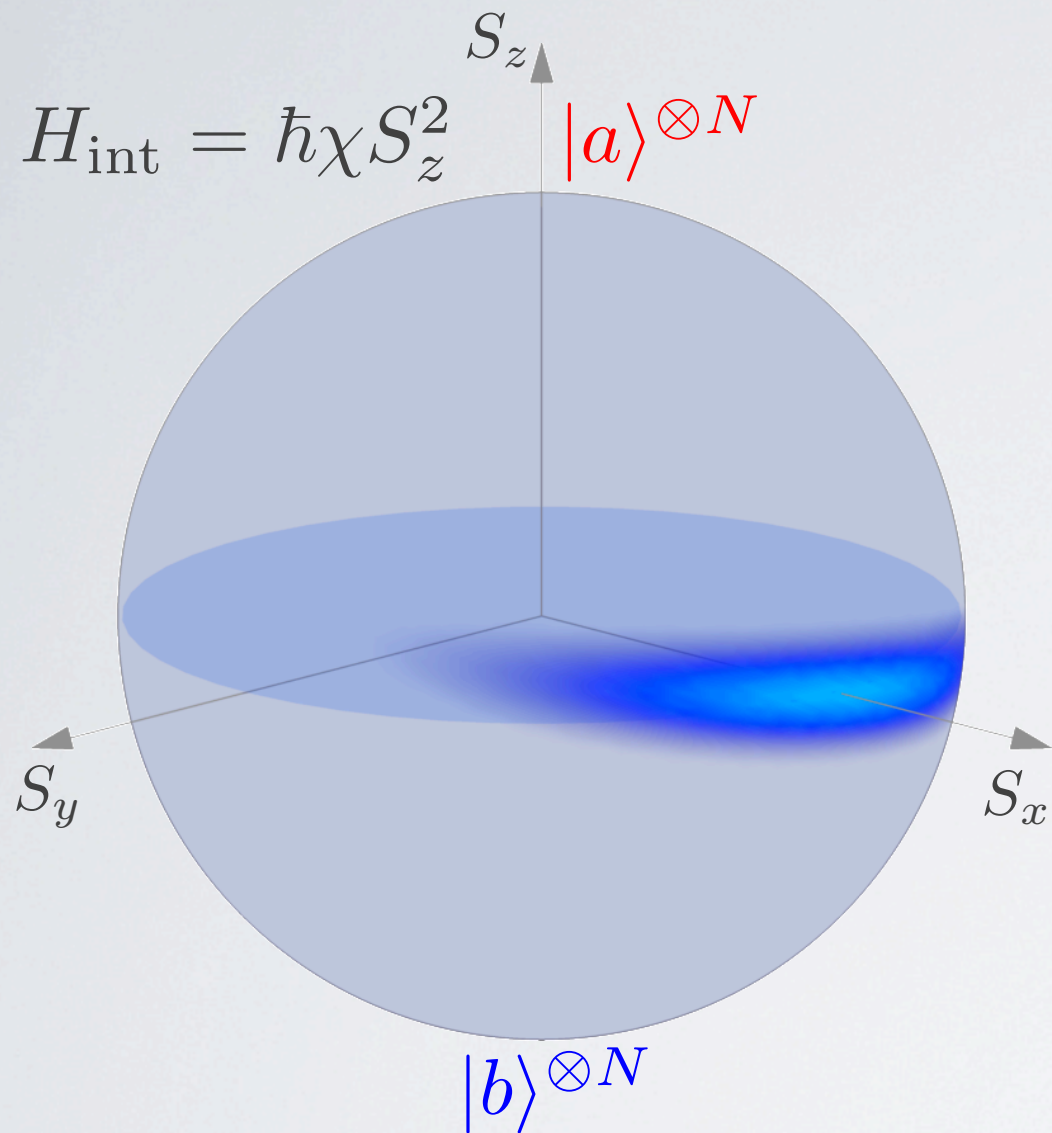
- Etat initial $(|a\rangle + |b\rangle)^{\otimes N}$, $\Delta^2 S_z = N/4$

- $\chi t \ll 1$: Compression de spin

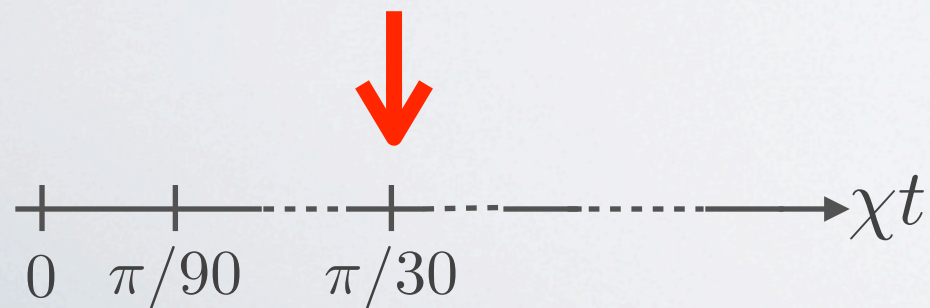
$$\Delta^2 S_z < N/4$$



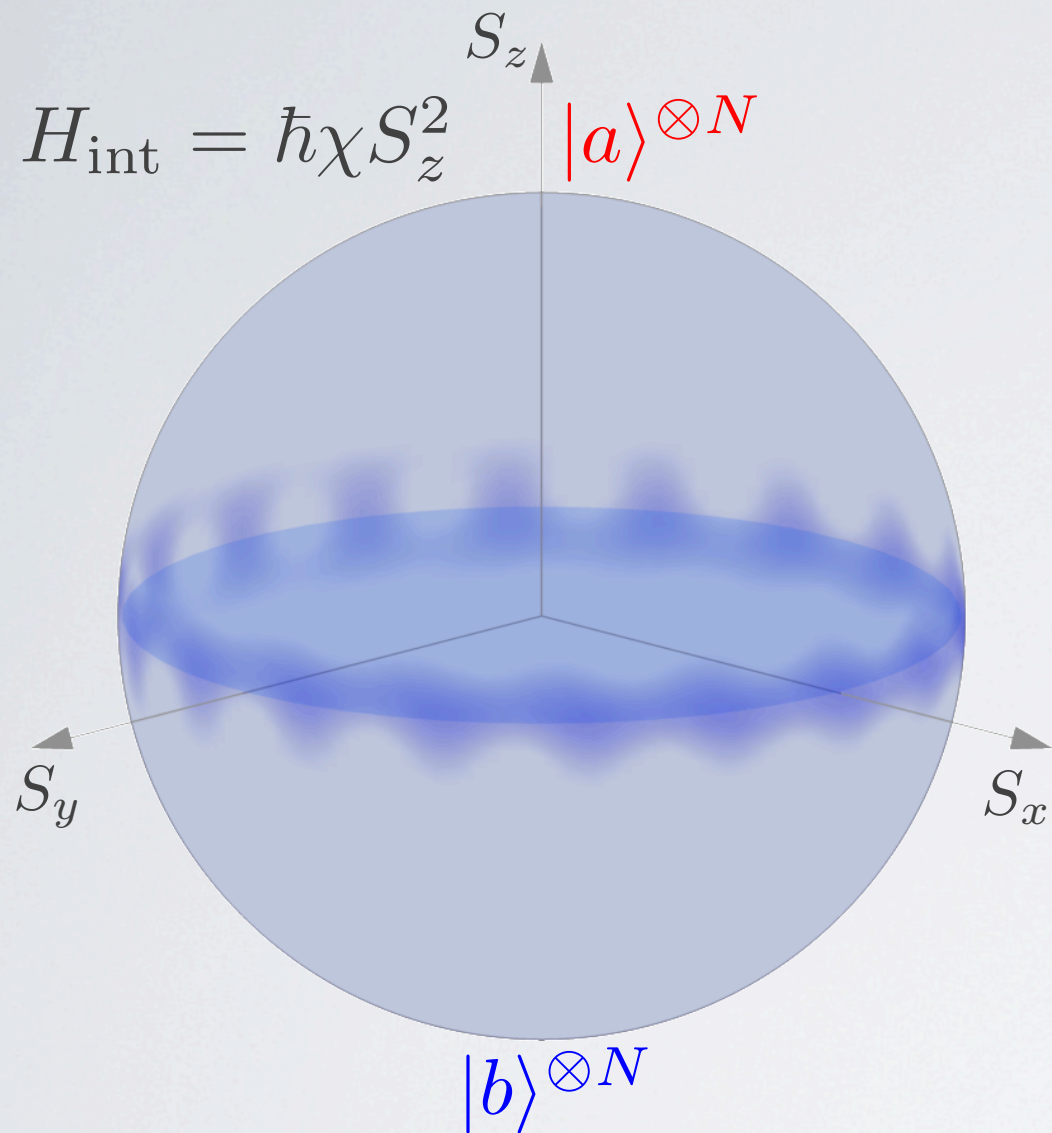
Chat de Schrödinger spinoriel



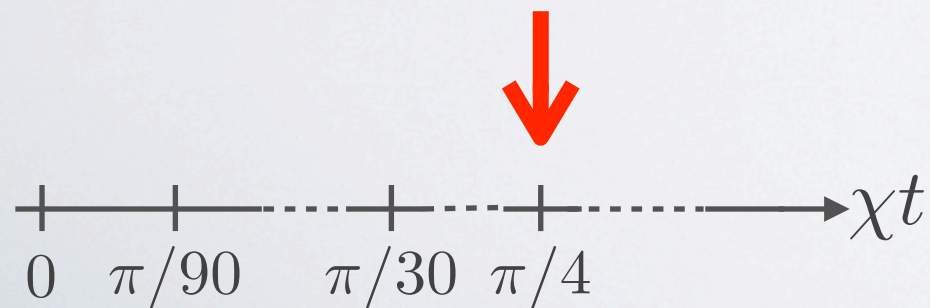
- Etat initial $(|a\rangle + |b\rangle)^{\otimes N}$, $\Delta^2 S_z = N/4$
- $\chi t \ll 1$: Compression de spin
 $\Delta^2 S_z < N/4$
- $\chi t \gtrsim 1/\sqrt{N}$: Brouillage de la phase



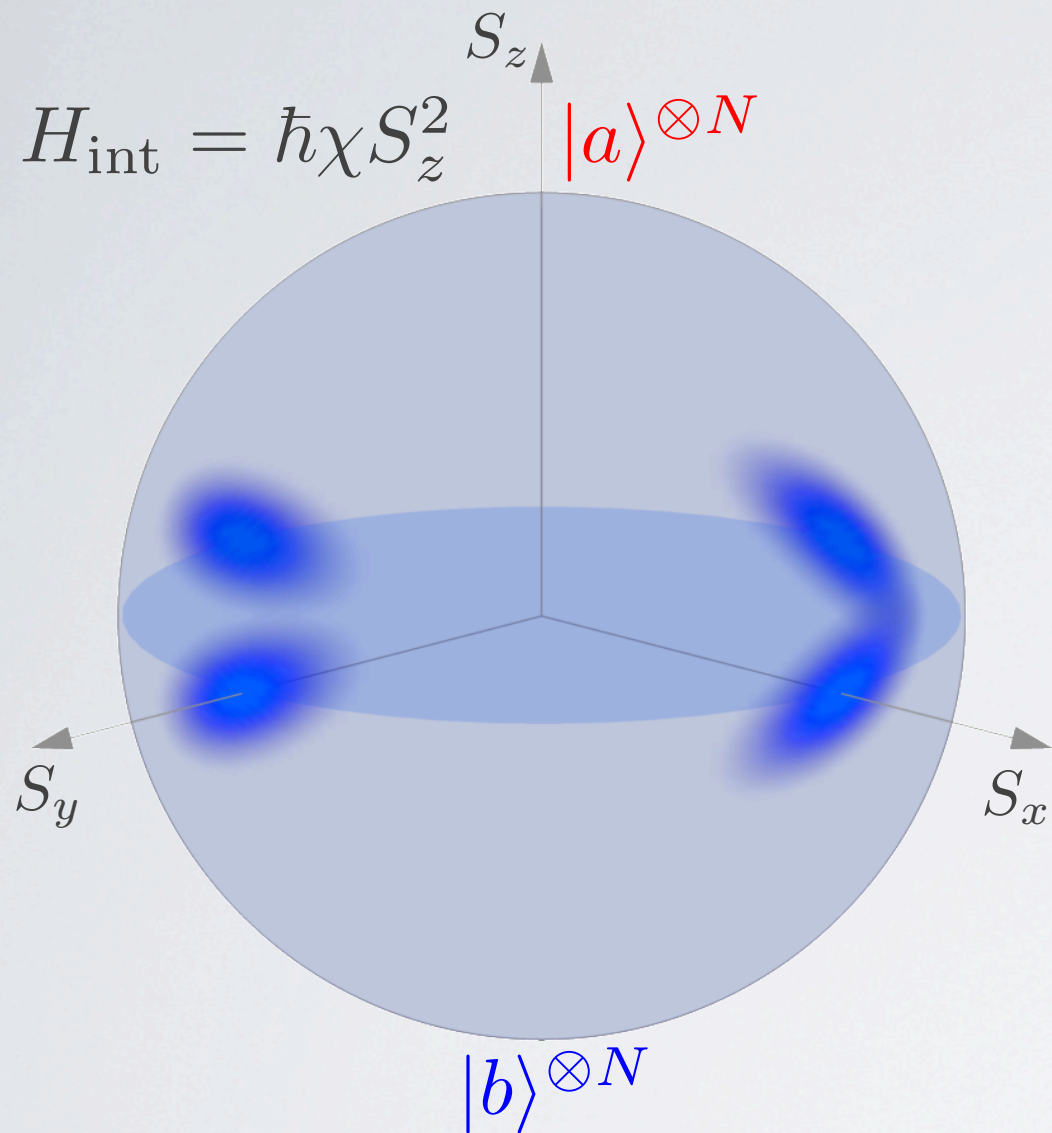
Chat de Schrödinger spinoriel



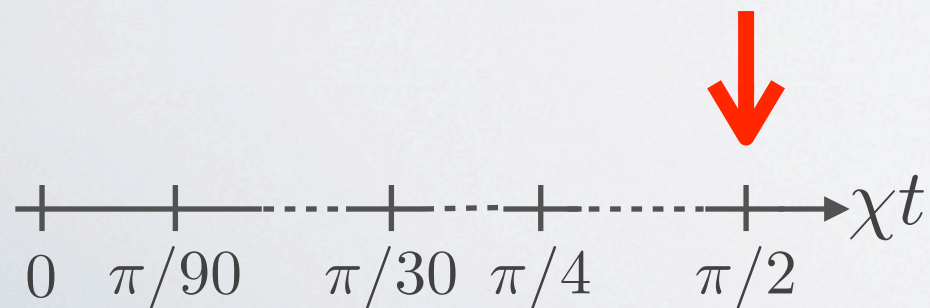
- Etat initial $(|a\rangle + |b\rangle)^{\otimes N}$, $\Delta^2 S_z = N/4$
- $\chi t \ll 1$: Compression de spin
 $\Delta^2 S_z < N/4$
- $\chi t \gtrsim 1/\sqrt{N}$: Brouillage de la phase
- $\chi t = \pi/p$, $N = 0[p]$: Résurgences partielles
 \Rightarrow superposition de p états cohérents



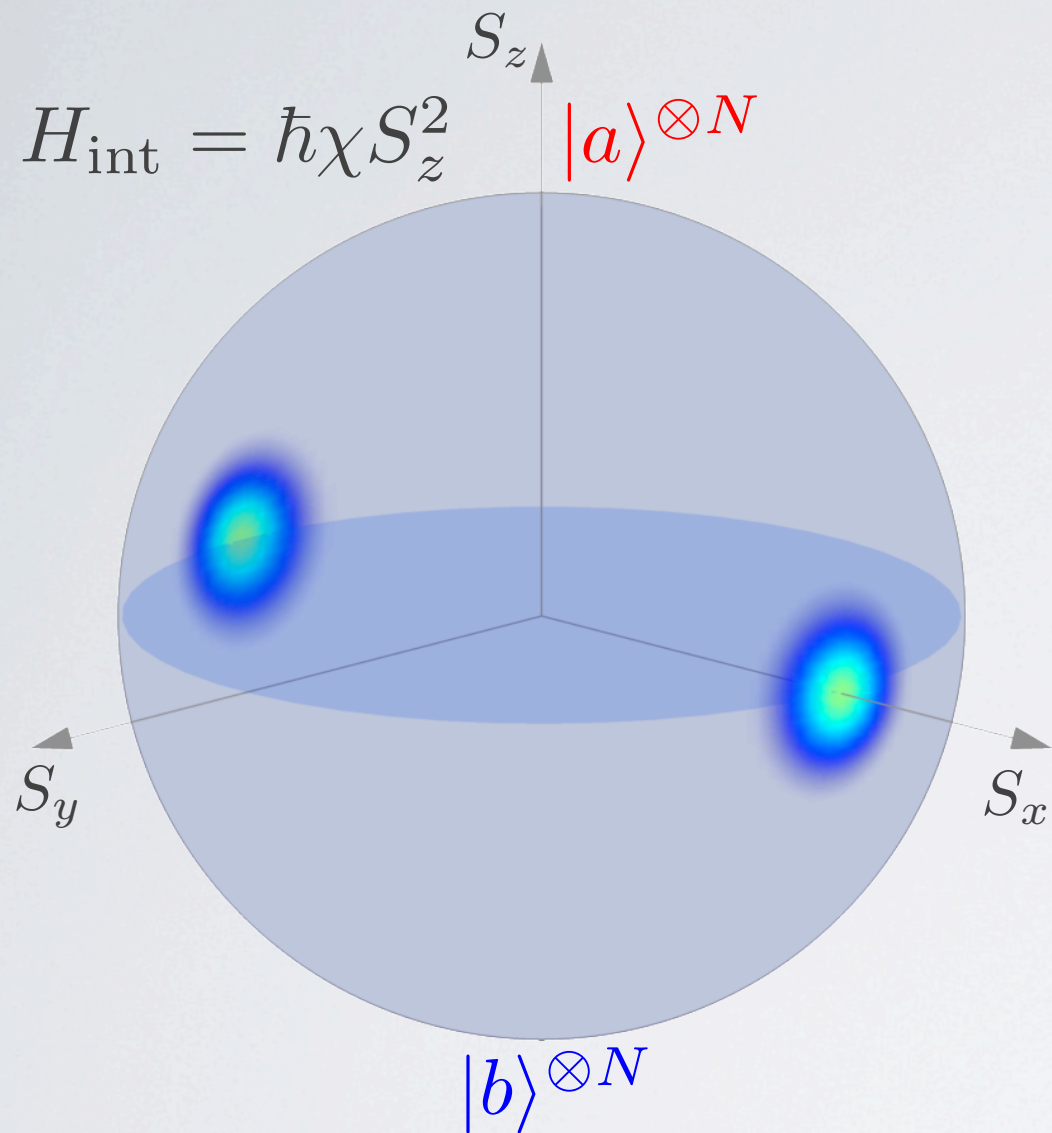
Chat de Schrödinger spinoriel



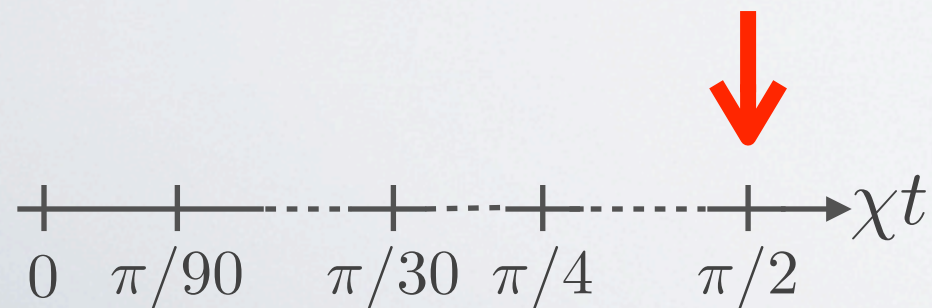
- Etat initial $(|a\rangle + |b\rangle)^{\otimes N}$, $\Delta^2 S_z = N/4$
- $\chi t \ll 1$: Compression de spin
 $\Delta^2 S_z < N/4$
- $\chi t \gtrsim 1/\sqrt{N}$: Brouillage de la phase
- $\chi t = \pi/p$, $N = 0[p]$: Résurgences partielles
 \Rightarrow superposition de p états cohérents
- $\chi t = \pi/2$: Superposition $\pm S_x$



Chat de Schrödinger spinoriel

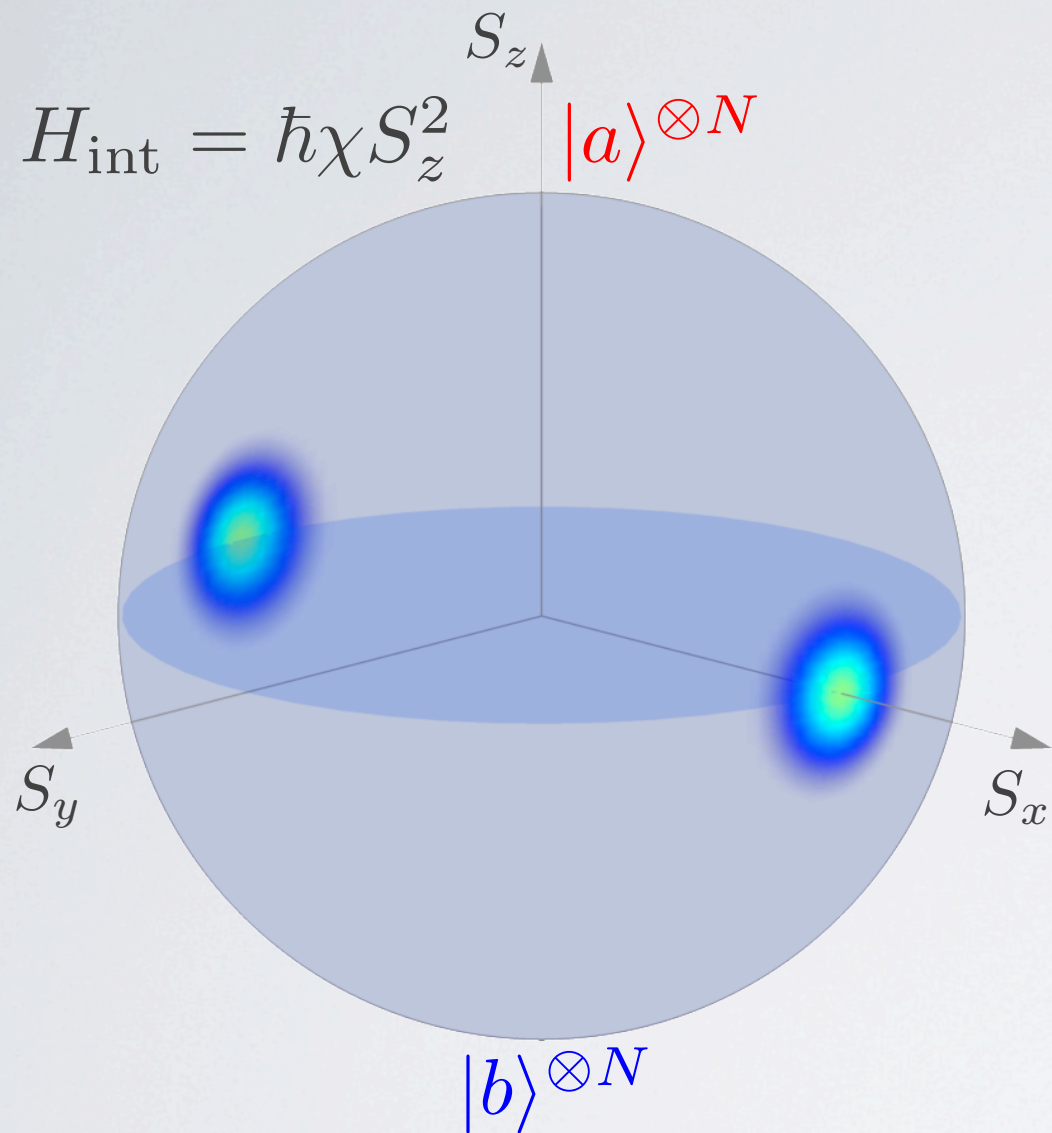


- Etat initial $(|a\rangle + |b\rangle)^{\otimes N}$, $\Delta^2 S_z = N/4$
- $\chi t \ll 1$: Compression de spin
 $\Delta^2 S_z < N/4$
- $\chi t \gtrsim 1/\sqrt{N}$: Brouillage de la phase
- $\chi t = \pi/p$, $N = 0[p]$: Résurgences partielles
 \Rightarrow superposition de p états cohérents
- $\chi t = \pi/2$: Superposition $\pm S_x$
- Après un pulse $\pi/2$: **état NOON**
 $|a : \mathbf{N}, b : \mathbf{0}\rangle + |a : \mathbf{0}, b : \mathbf{N}\rangle$

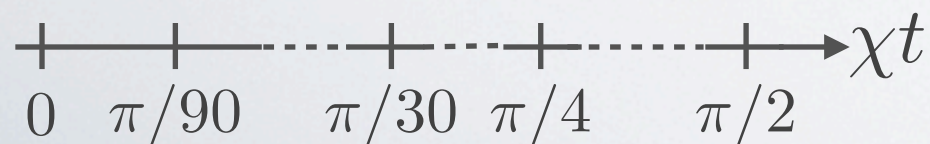


\Rightarrow Chat de Schrödinger spinoriel

Chat de Schrödinger spinoriel



Décohérence !



- Etat initial $(|a\rangle + |b\rangle)^{\otimes N}$, $\Delta^2 S_z = N/4$
- $\chi t \ll 1$: Compression de spin
 $\Delta^2 S_z < N/4$
- $\chi t \gtrsim 1/\sqrt{N}$: Brouillage de la phase
- $\chi t = \pi/p$, $N = 0[p]$: Résurgences partielles
 ⇨ superposition de p états cohérents
- $\chi t = \pi/2$ Superposition $\pm S_x$
- Après un pulse $\pi/2$: état NOON
 $|a : \mathbf{N}, b : \mathbf{0}\rangle + |a : \mathbf{0}, b : \mathbf{N}\rangle$
 ⇨ Chat de Schrödinger spinoriel

Limiter la décohérence

- Faible champ magnétique, dont les fluctuations sont source de décohérence

⇒ **Environnement
amagnétique**

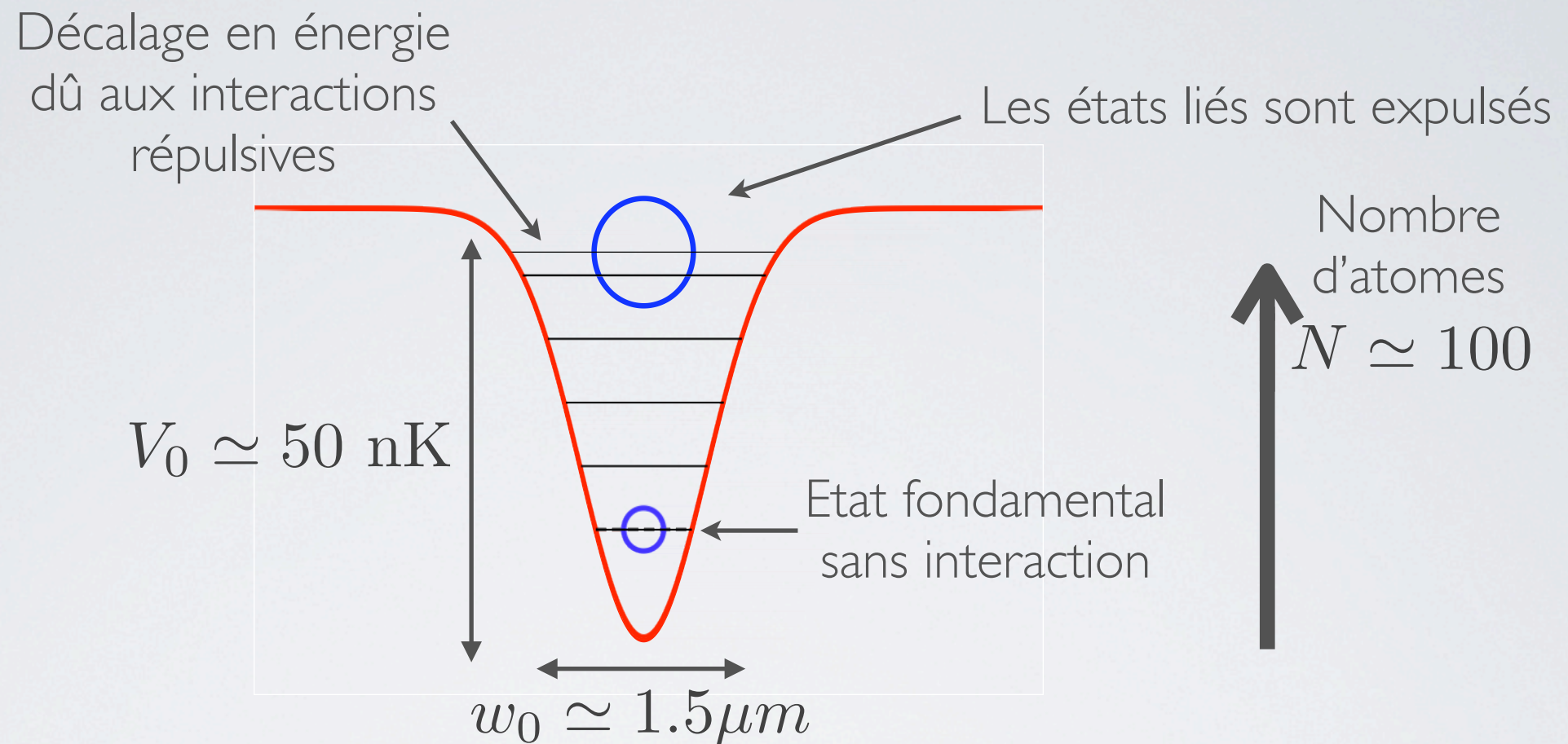
- Moins d'un atome perdu (en moyenne) pendant la durée de l'évolution
 - Maximiser les interactions entre espèces de spin
 - Utiliser une espèce atomique avec de faibles coefficients de pertes

⇒ **Atome de sodium**

- Limiter le nombre d'atomes de l'échantillon pour mieux le contrôler

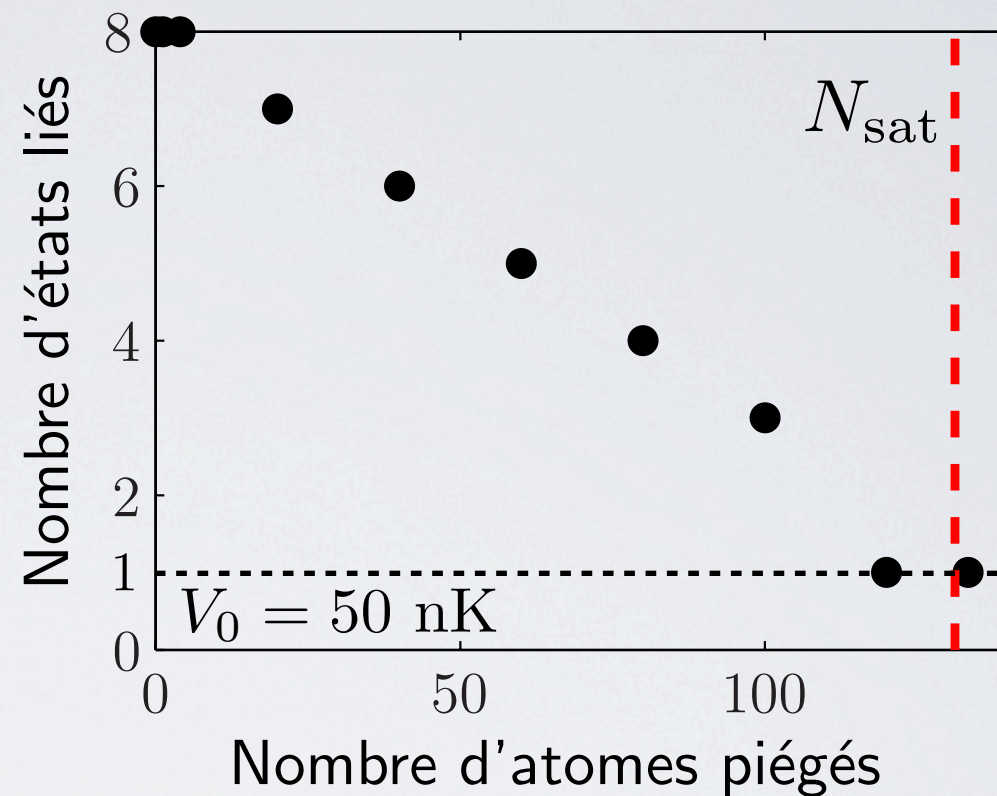
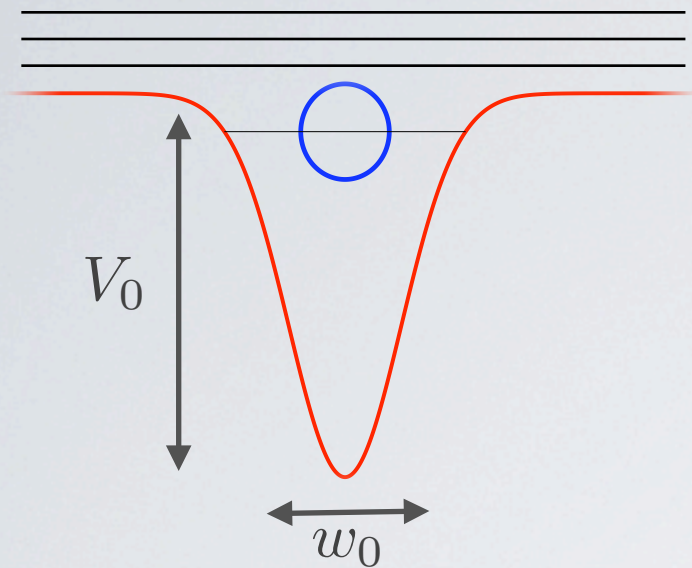
⇒ **Piège mésoscopique**

Un piège optique mésoscopique



- Piège optique gaussien $V(x)$ d'extension w_0 et de profondeur V_0 finie
- Le nombre d'atomes dans le piège est limité par les interactions répulsives
- Avec l'augmentation du nombre d'atomes, **un unique état lié** demeure
⇒ pas d'interaction avec la fraction non condensée

Etats excités du piège mésoscopique



- Résolution numérique de l'équation de Gross-Pitaevskii 1D pour trouver l'état fondamental du système :

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + V(x) + g_{1D} N |\varphi_0(x)|^2 \right] \varphi_0(x) = \mu \varphi_0(x)$$

- Seuil «d'explosion» de la taille du fondamental $N_{\text{sat}} \propto \frac{V_0 w_0}{g_{1D}}$
- Stabilité accrue du condensat face aux perturbations du piège

Plan de l'exposé

I. Motivations pour la création de l'expérience

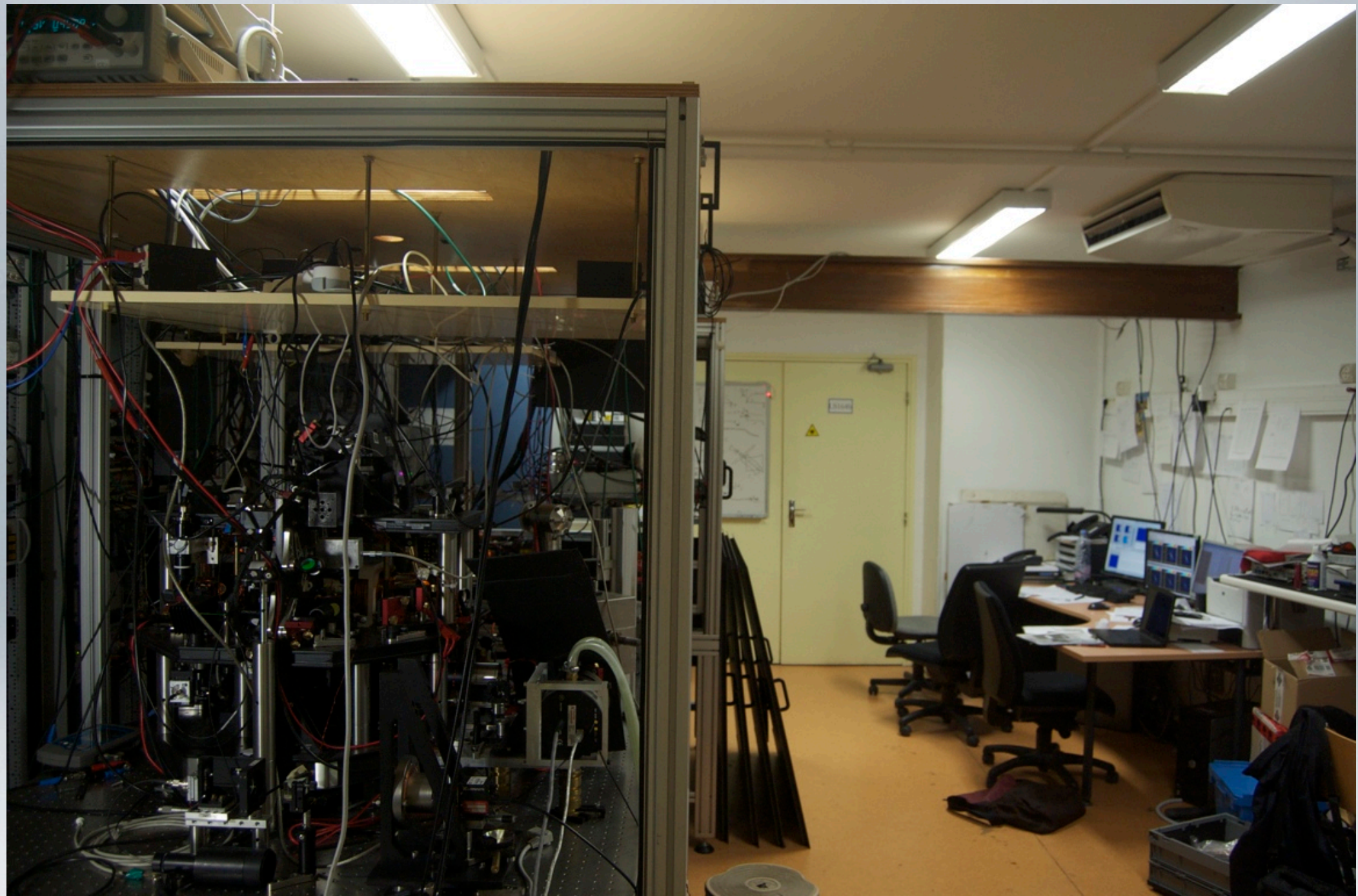
II. Travail expérimental

1. Laser solide à 589 nm pour le refroidissement du sodium

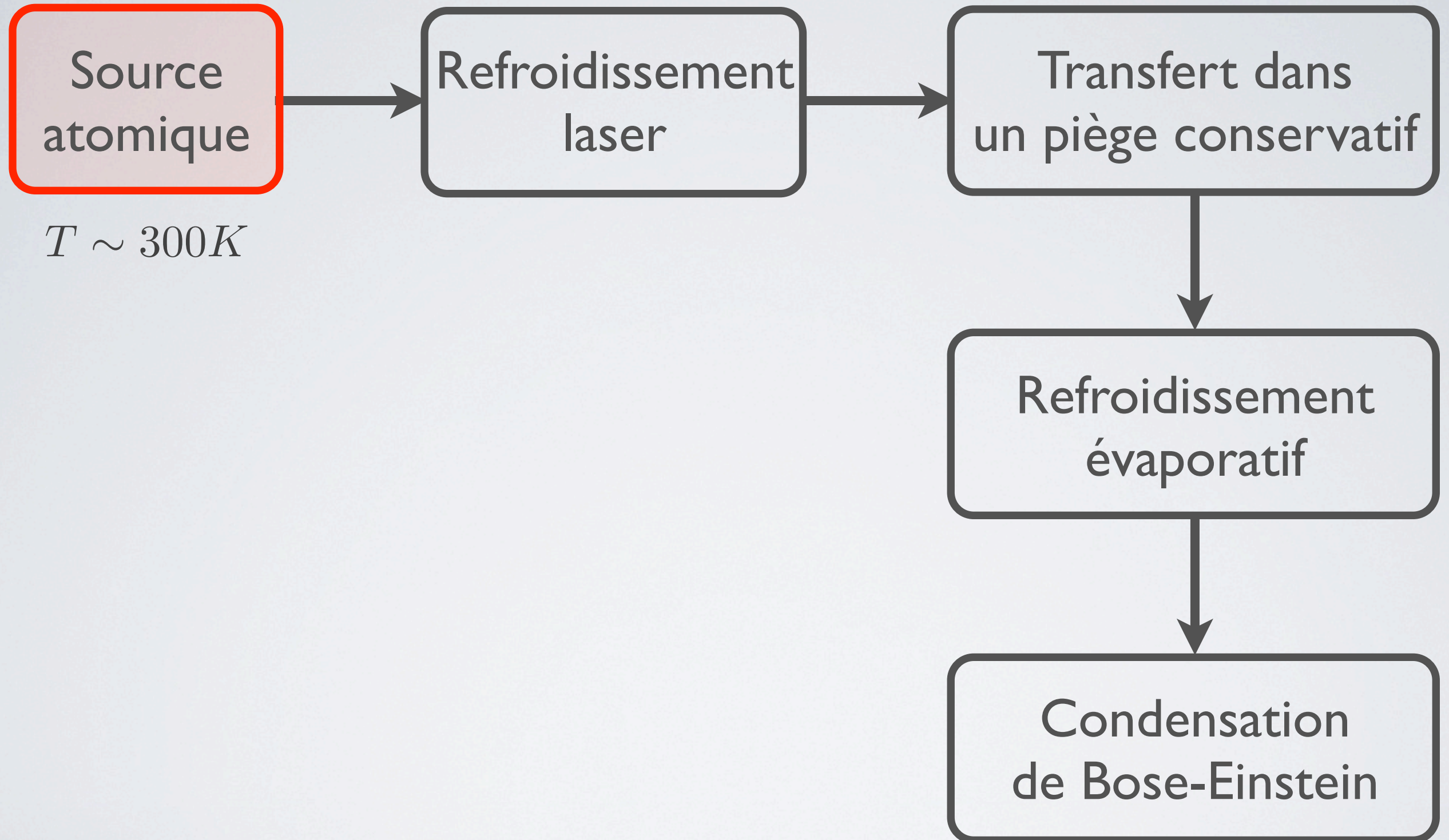
2. Chargement d'un PMO par désorption induite par la lumière

3. Condensation tout-optique dans un piège mésoscopique

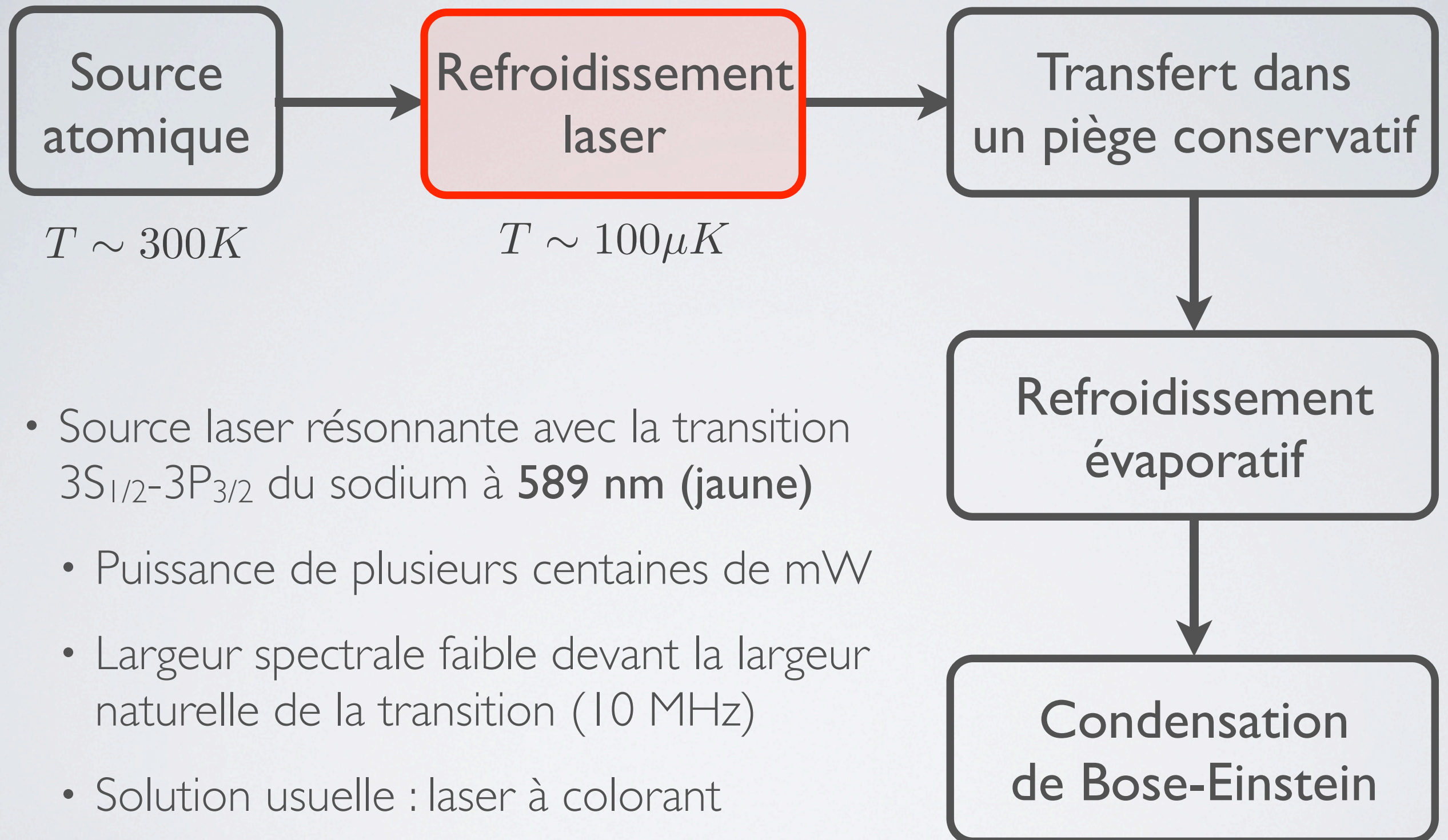




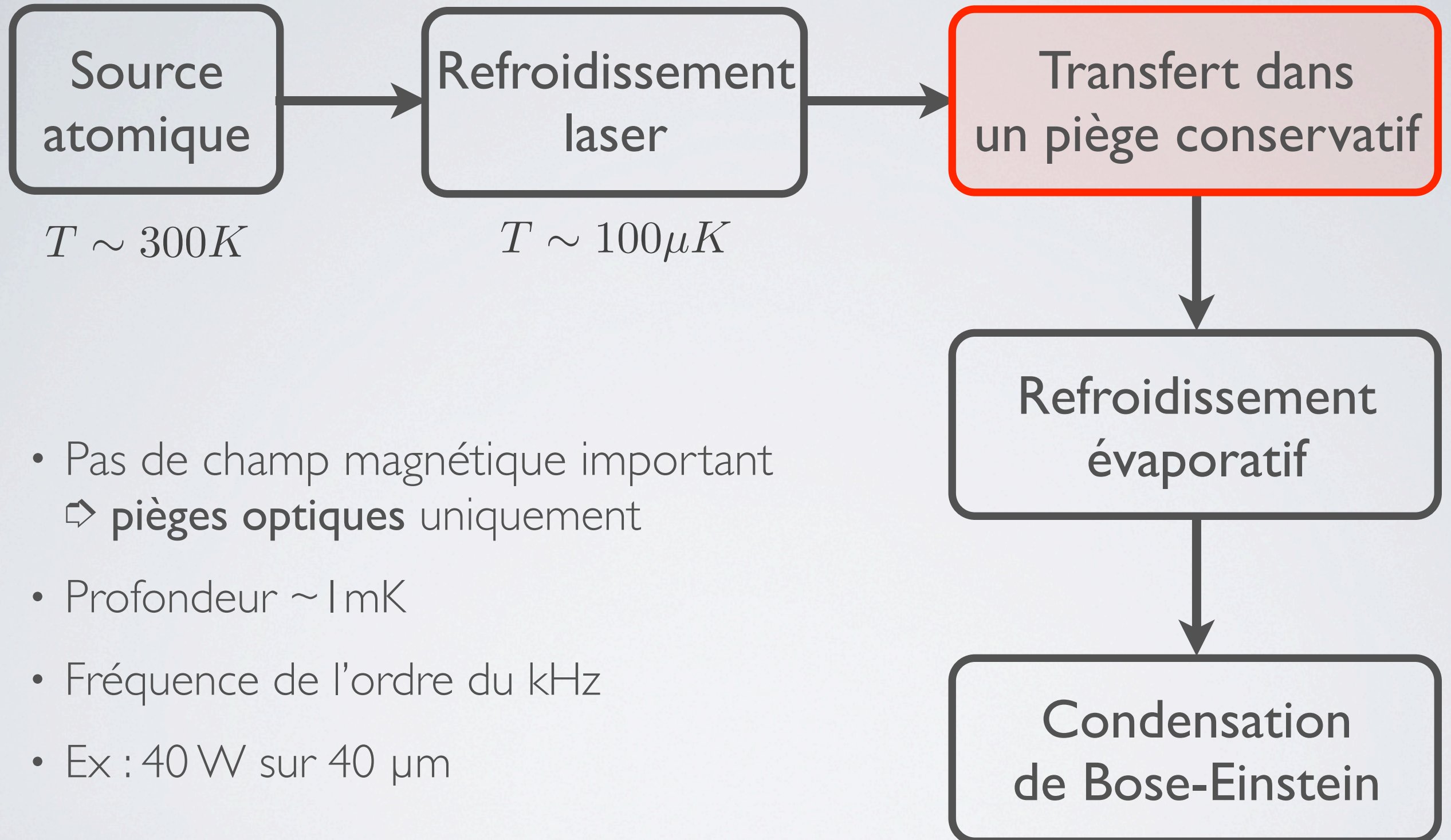
Vers la condensation de Bose-Einstein



Vers la condensation de Bose-Einstein

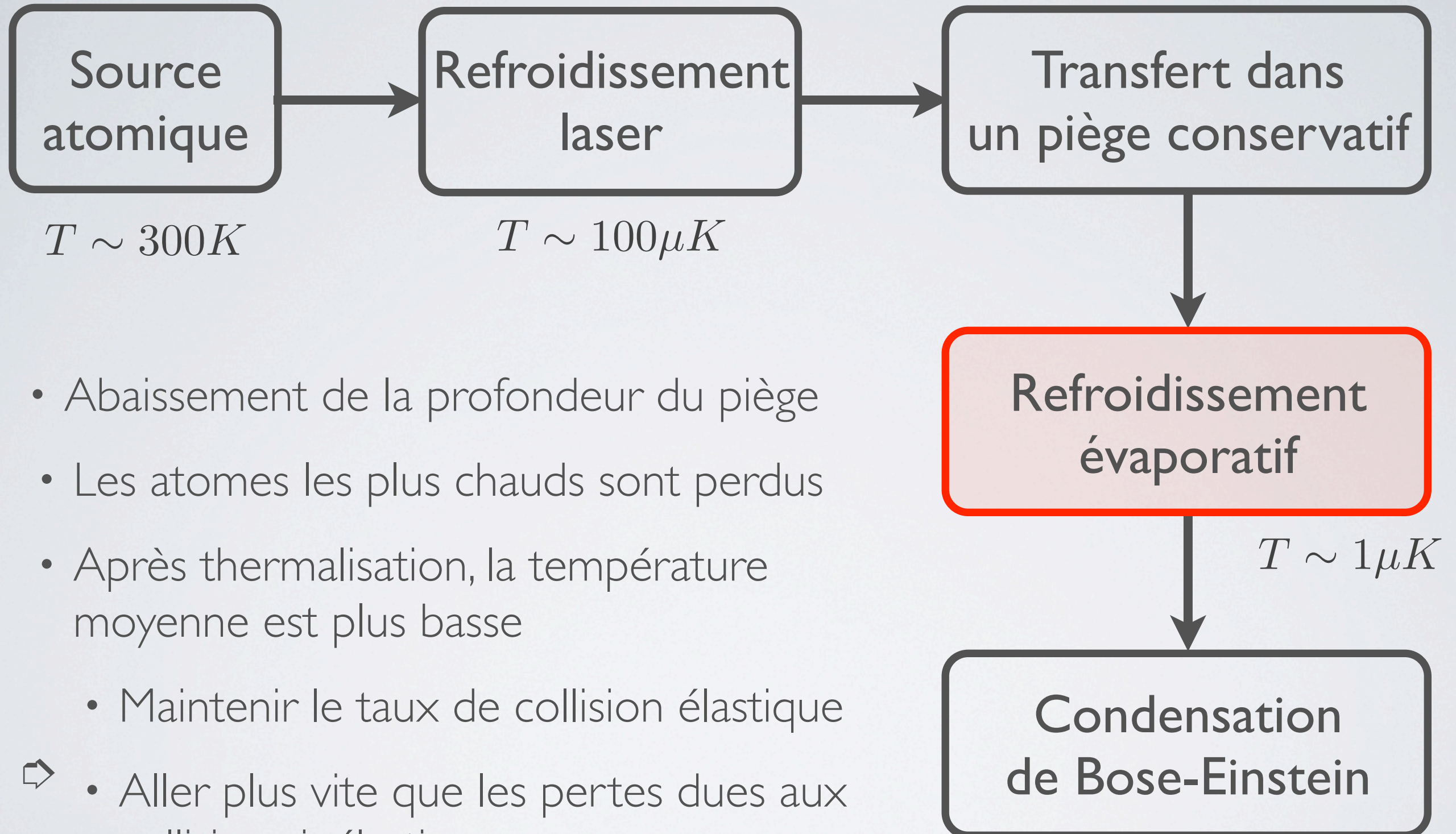


Vers la condensation de Bose-Einstein



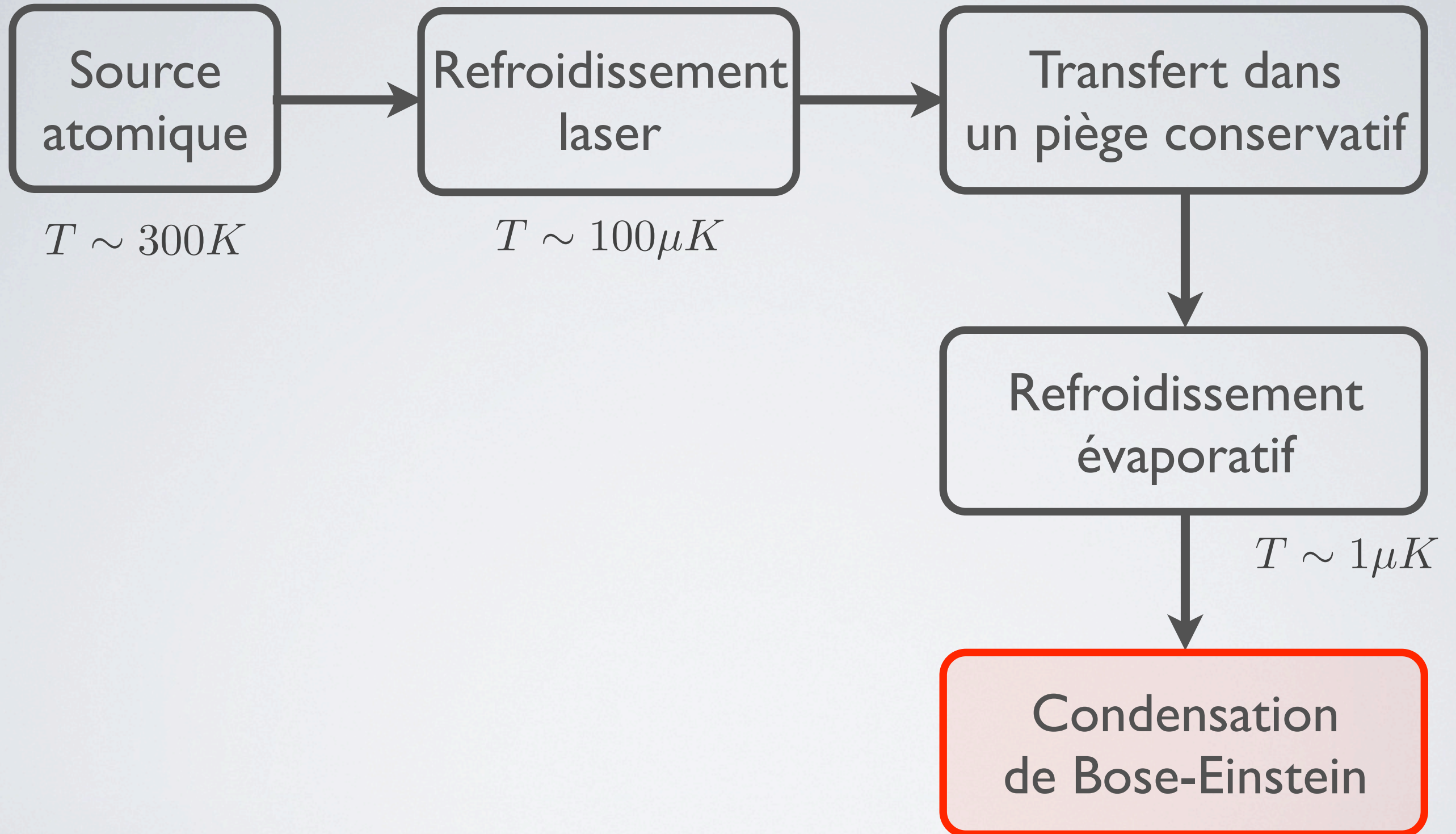
- Pas de champ magnétique important
⇒ **pièges optiques** uniquement
- Profondeur $\sim 1\text{ mK}$
- Fréquence de l'ordre du kHz
- Ex : 40 W sur $40\ \mu\text{m}$

Vers la condensation de Bose-Einstein



- Abaissement de la profondeur du piège
- Les atomes les plus chauds sont perdus
- Après thermalisation, la température moyenne est plus basse
- Maintenir le taux de collision élastique
- ⇒ • Aller plus vite que les pertes dues aux collisions inélastiques

Vers la condensation de Bose-Einstein



Limiter la décohérence

- Faible champ magnétique, dont les fluctuations sont sources de décohérence

⇒ **Environnement
amagnétique**

- Moins d'un atome perdu (en moyenne) pendant la durée de l'évolution
 - Maximiser les interactions entre espèces de spin
 - Utiliser une espèce atomique avec de faibles coefficients de pertes

⇒ **Atome de sodium**

- Limiter le nombre d'atomes de l'échantillon pour mieux le contrôler

⇒ **Piège mésoscopique**

Cahier des charges expérimental

↳ Environnement amagnétique

- Blindage magnétique
Matériaux amagnétiques
- Pas de ralentisseur Zeeman
- Compacité du dispositif
↳ enceinte unique

↳ Atome de sodium

- Refroidissement laser à 589 nm
- Chargement d'un PMO
↳ flux atomique élevé
- Temps de vie élevée pour le gaz piégé

↳ Piège mésoscopique

Cahier des charges expérimental

↳ Environnement amagnétique

- Blindage magnétique
Matériaux amagnétiques

Pas de ralentisseur
Zeeman

- Compacité du dispositif
↳ enceinte unique

↳ Atome de sodium

- Refroidissement laser à
589 nm

- Chargement d'un PMO
↳ flux atomique élevé

- Temps de vie élevée
pour le gaz piégé

↳ Piège mésoscopique

Cahier des charges expérimental

↳ Environnement amagnétique

- Blindage magnétique
Matériaux amagnétiques
- Pas de ralentisseur Zeeman
- Compacité du dispositif
↳ enceinte unique

↳ Atome de sodium

- Refroidissement laser à 589 nm
- Chargement d'un PMO
↳ flux atomique élevé
- Temps de vie élevée pour le gaz piégé

↳ Piège mésoscopique

Cahier des charges expérimental

⇒ Environnement amagnétique

- Blindage magnétique
Matériaux amagnétiques
- Pas de ralentisseur Zeeman
- Compacité du dispositif
⇒ enceinte unique

⇒ Atome de sodium

- Refroidissement laser à 589 nm
- Chargement d'un PMO
⇒ flux atomique élevé
- Temps de vie élevée pour le gaz piégé

⇒ Piège mésoscopique

⇒ Alternance rapide nécessaire entre deux régimes de pression

Cahier des charges expérimental

⇒ Environnement amagnétique

- Blindage magnétique
Matériaux amagnétiques
- Pas de ralentisseur Zeeman
- Compacité du dispositif
⇒ enceinte unique

⇒ Atome de sodium

- Refroidissement laser à 589 nm
- Chargement d'un PMO
⇒ flux atomique élevé
- Temps de vie élevée pour le gaz piégé

⇒ Piège mésoscopique

- Focalisation à la limite de diffraction (1-2 μm)
- Imagerie haute résolution
⇒ optique dédiée à deux longueurs d'onde
⇒ ouverture numérique élevée

⇒ Alternance rapide nécessaire entre deux régimes de pression

Plan de l'exposé

I. Motivations pour la création de l'expérience

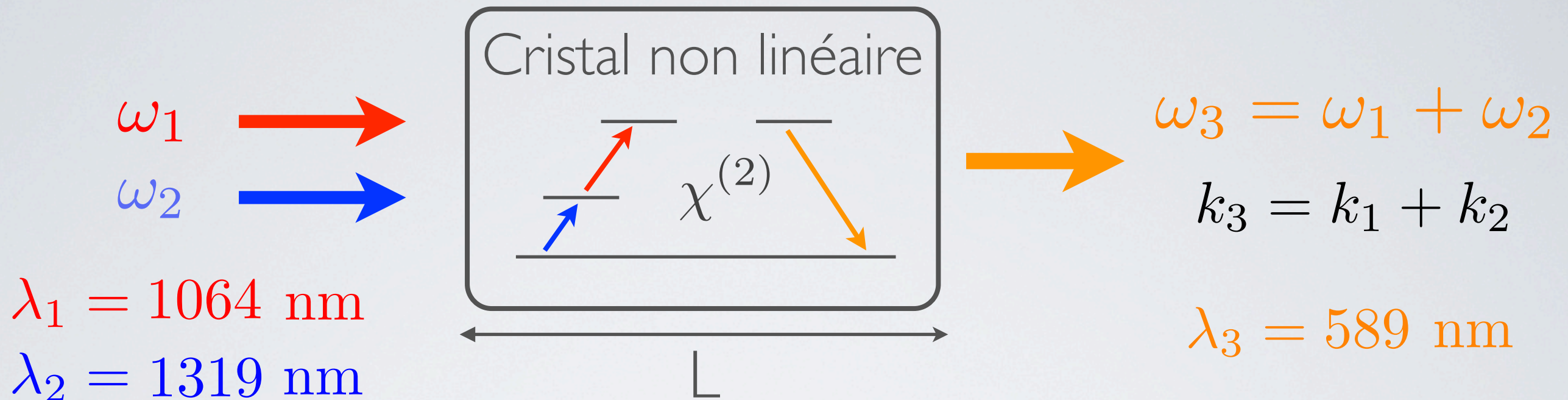
II. Travail expérimental

1. Laser solide à 589 nm pour le refroidissement du sodium

2. Chargement d'un PMO par désorption induite par la lumière

3. Condensation tout-optique dans un piège mésoscopique

Somme de fréquence



$$P_3 = \alpha P_1 P_2$$

$$\alpha \propto d^2 L^2, \quad P_3 \ll P_1 P_2$$

d : coefficient non-linéaire
 L : longueur du cristal

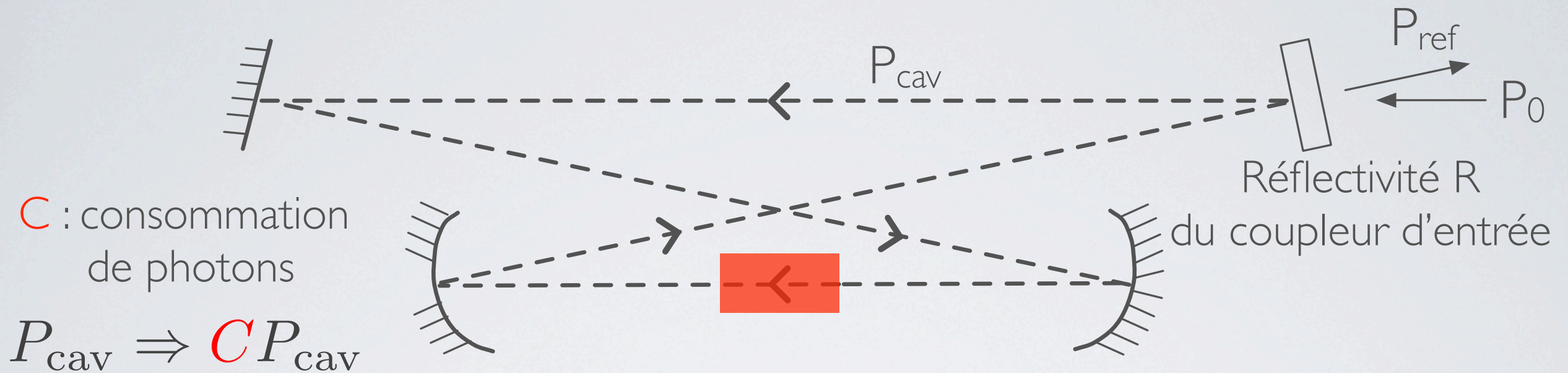
- Condition d'accord de phase
⇒ cristal de ppKTP
- Coefficient de conversion non-linéaire typique assez faible

$$\alpha \simeq 0.02 \text{ W/W}^2$$

⇒ utilisation d'une cavité optique

1064 → 589
1319 →

Somme de fréquence en cavité



- A résonance les puissances intra-cavité P_{cav} et réfléchies P_{ref} sont:

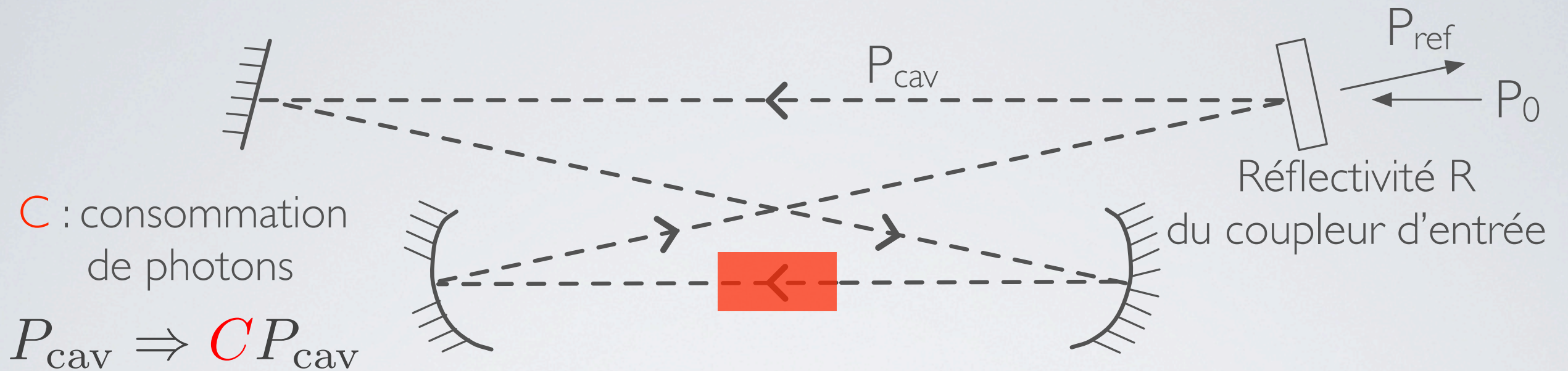
$$\frac{P_{cav}}{P_0} = \frac{1 - R}{(1 - \sqrt{RC})^2} \quad \frac{P_{ref}}{P_0} = \left(\frac{\sqrt{C} - \sqrt{R}}{1 - \sqrt{RC}} \right)^2$$

- Question : trouver la valeur R en fonction de C telle que tous les photons soient absorbés, i.e. $P_{ref} = 0$? $R = C$

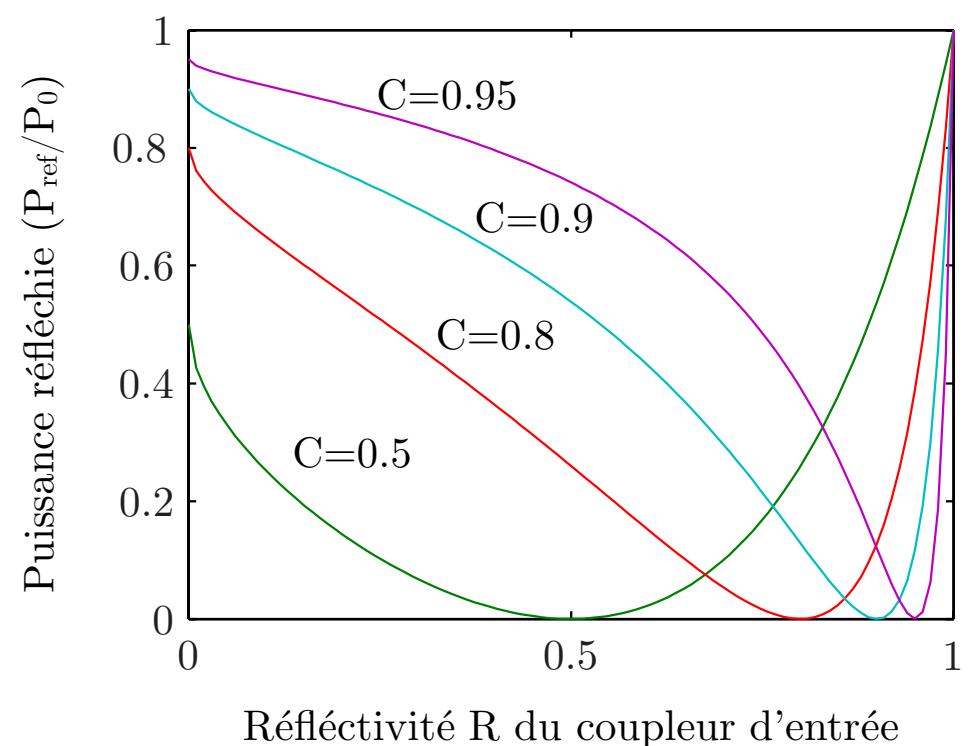
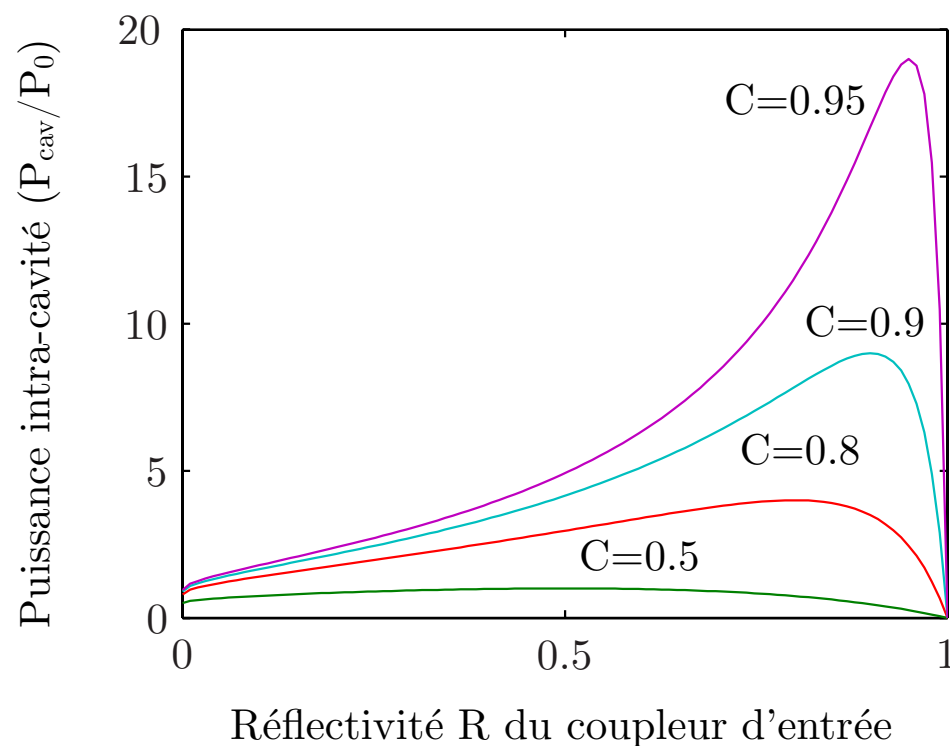
1064
1319

589

Somme de fréquence en cavité

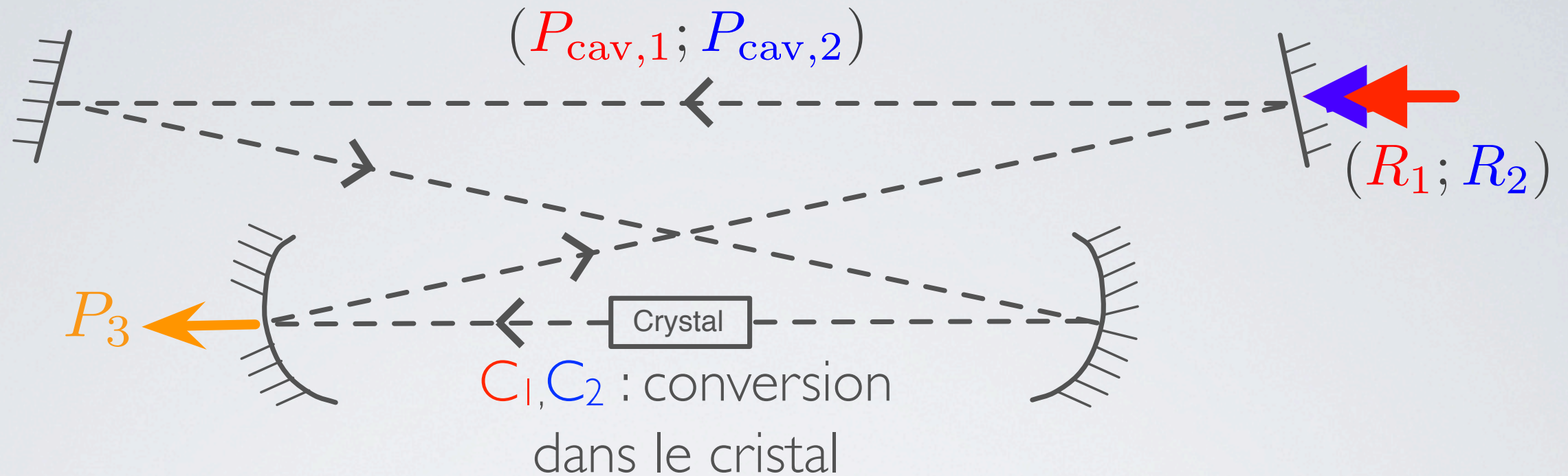


Adaptation d'impédance



1064 → 589
1319 →

Somme de fréquence en cavité



- Conversion totale : 100% de la source laser la plus faible, ici le laser 2
- Problème non linéaire : C_2 dépend de $P_{cav,1}$ et inv., via $P_3 = \alpha P_1 P_2$
- Sans pertes : une famille de couple (R_1, R_2) permet une conversion totale
- Pertes passives : il existe un optimum avec une conversion $> 90\%$

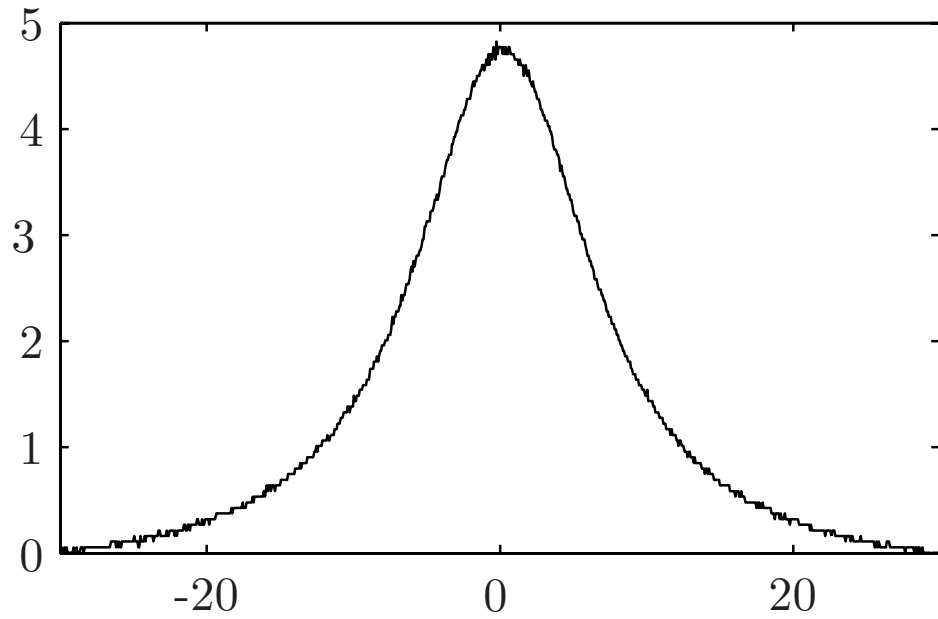
$$R_1 = 0.93, \quad P_{cav,1}/P_{0,1} = 16$$

$$R_2 = 0.75, \quad P_{cav,2}/P_{0,2} = 2.5$$

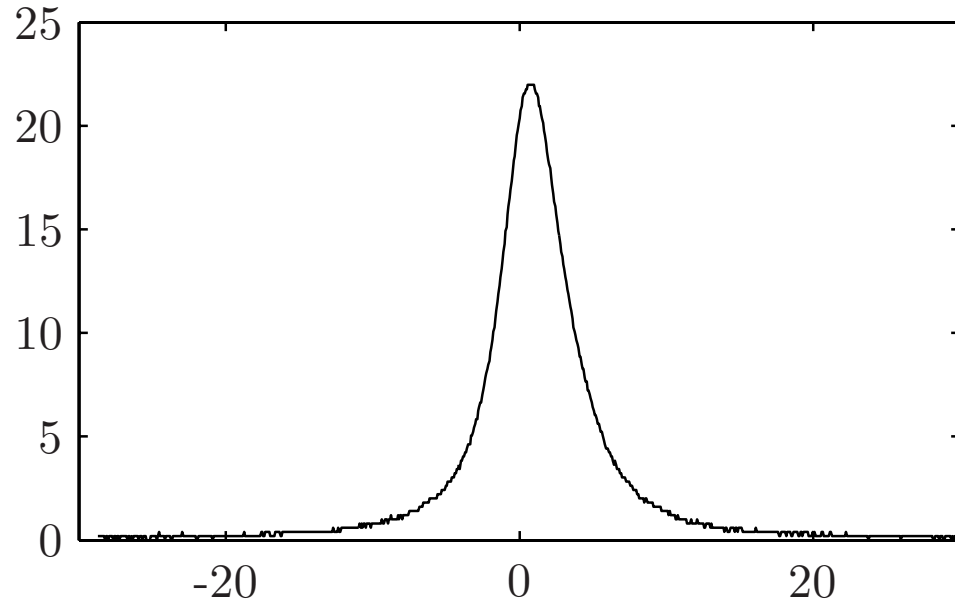
1064
1319 → 589

Somme de fréquence en cavité

Puissance intra-cavité
à 1319 nm [W]

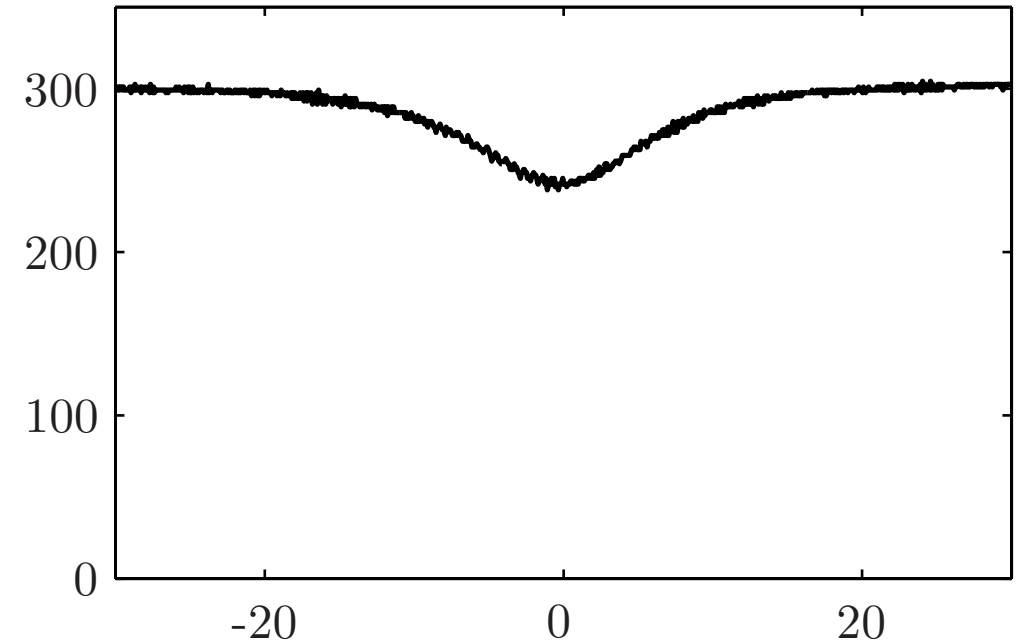


Puissance intra-cavité
à 1064 nm [W]

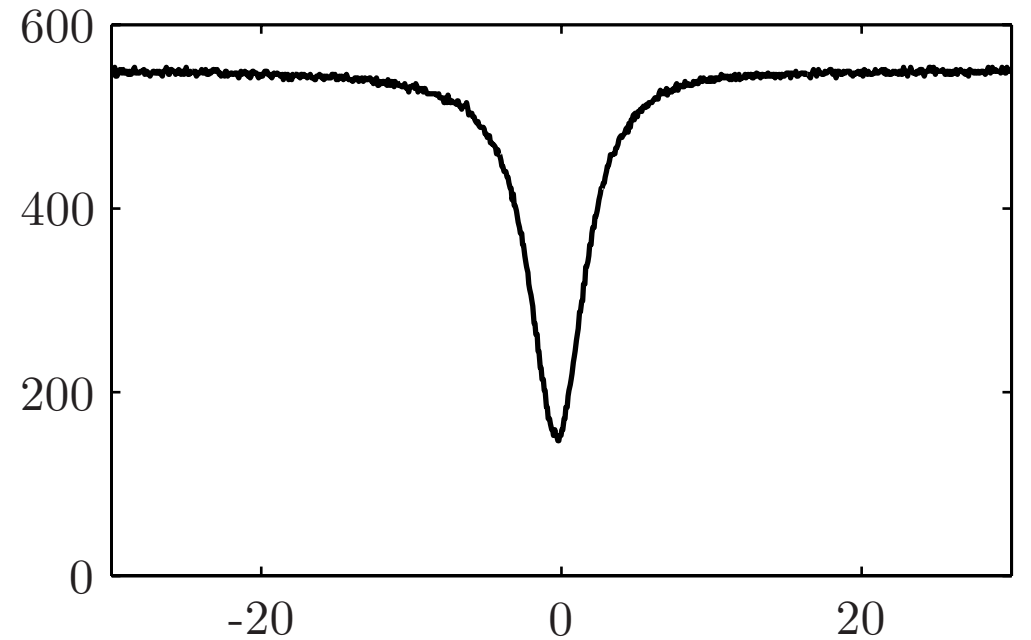


Scan en fréquence [Mhz]

Puissance réfléchie
à 1319 nm [W]



Puissance réfléchie
à 1064 nm [W]



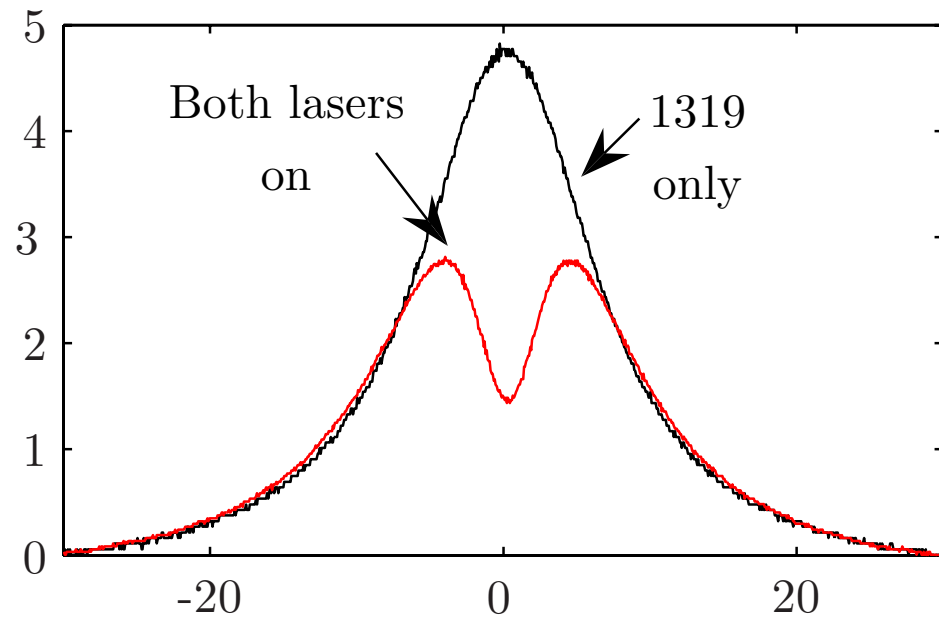
Scan en fréquence [Mhz]

Lorsqu'un seul laser est allumé, la conversion n'a pas lieu.
La condition d'adaptation d'impédance n'est pas réalisée.

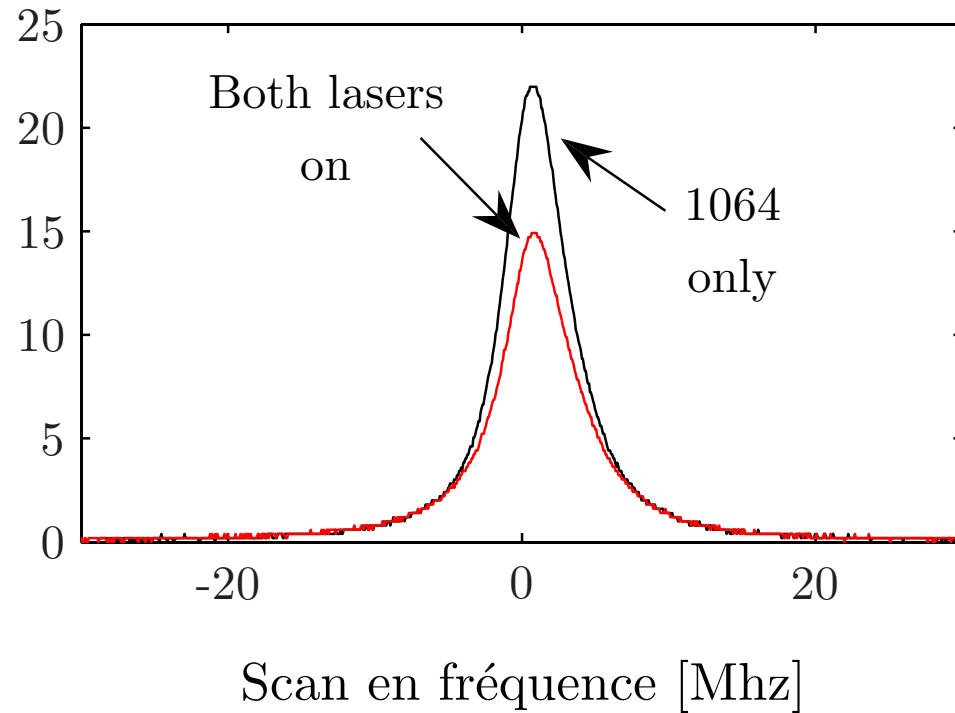
1064
1319 → 589

Somme de fréquence en cavité

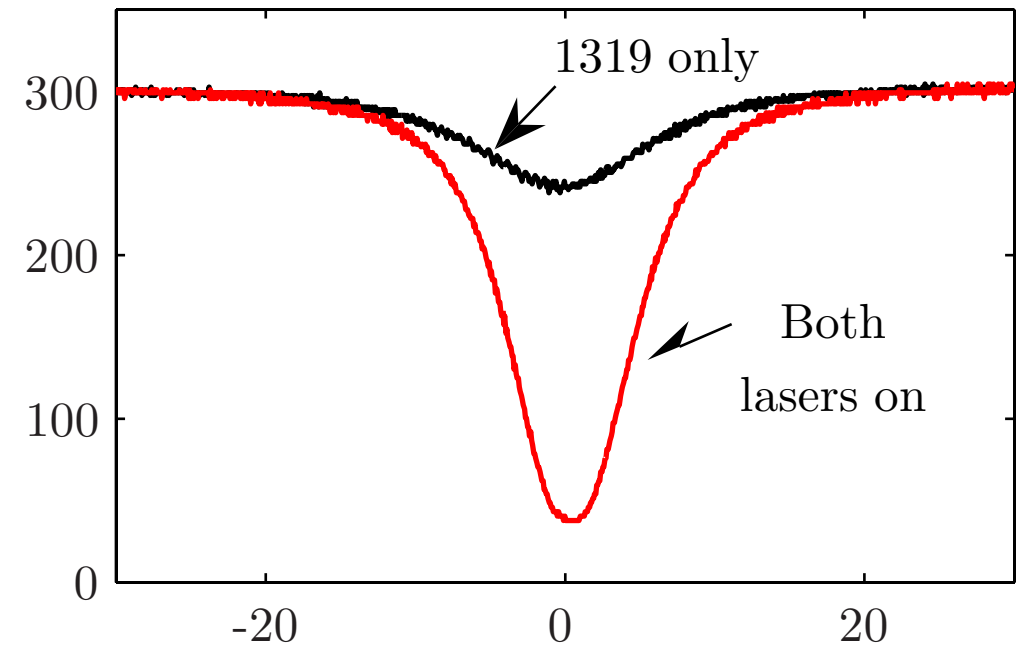
Puissance intra-cavité
à 1319 nm [W]



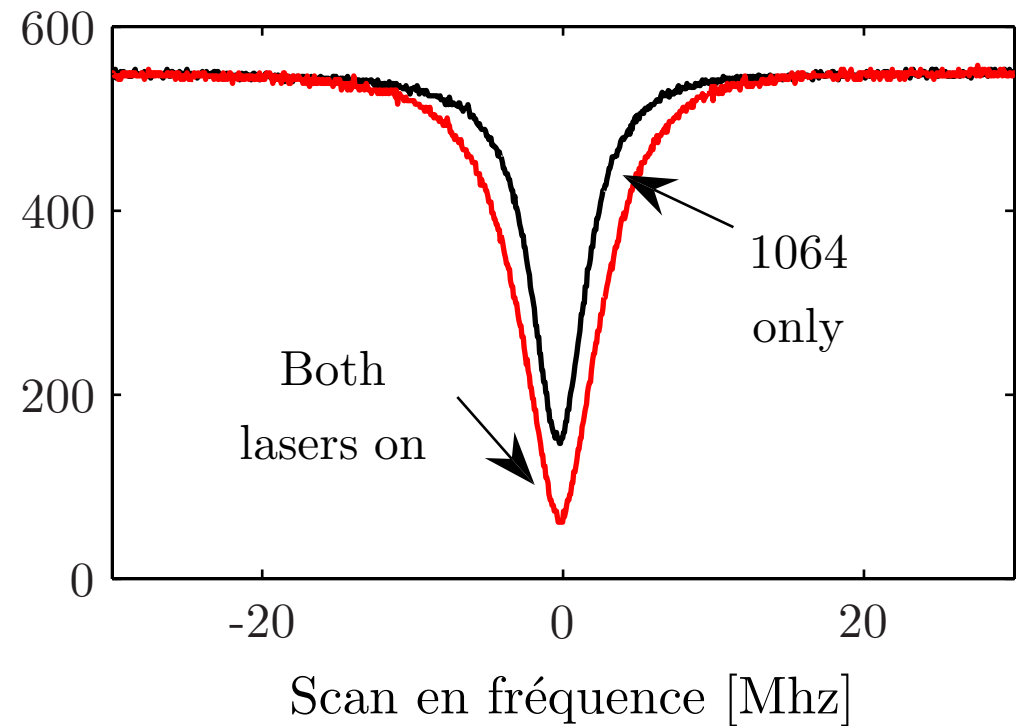
Puissance intra-cavité
à 1064 nm [W]



Puissance réfléchie
à 1319 nm [W]



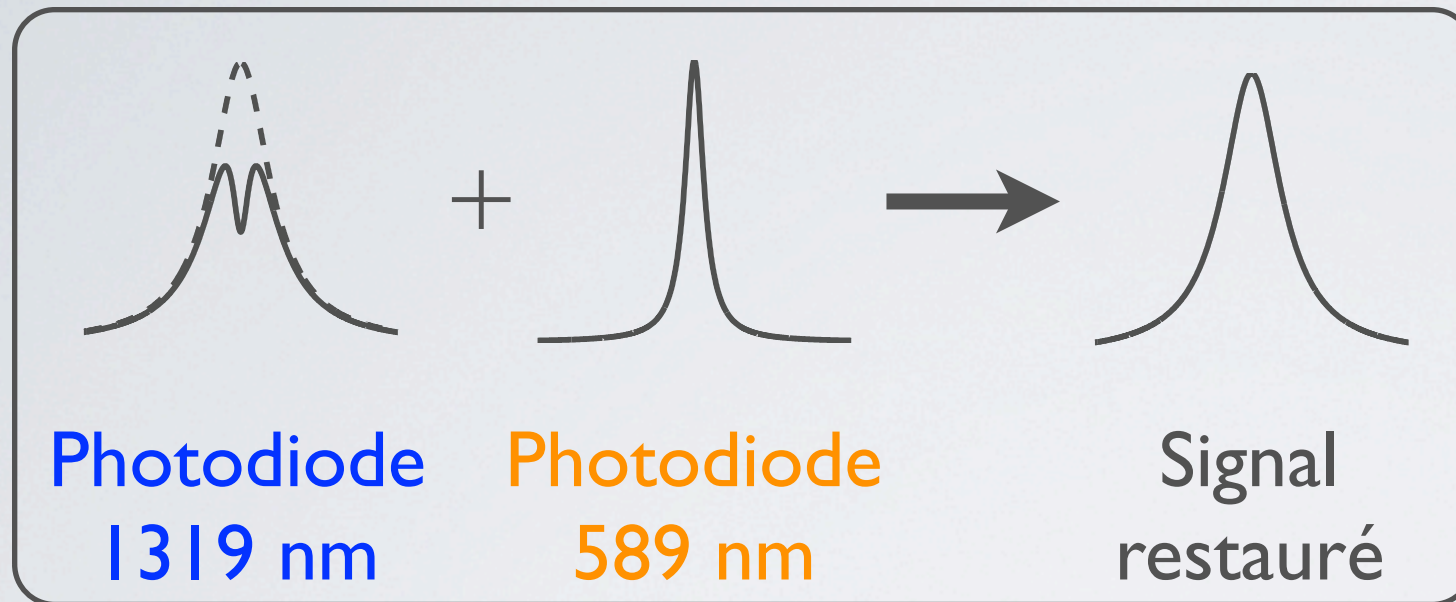
Puissance réfléchie
à 1064 nm [W]



Adaptation d'impédance réalisée :
92 % des photons du laser à 1319 nm sont convertis.

Electronique de verrouillage

- Compensation de la déplétion de la puissance intra-cavité à 1319 nm

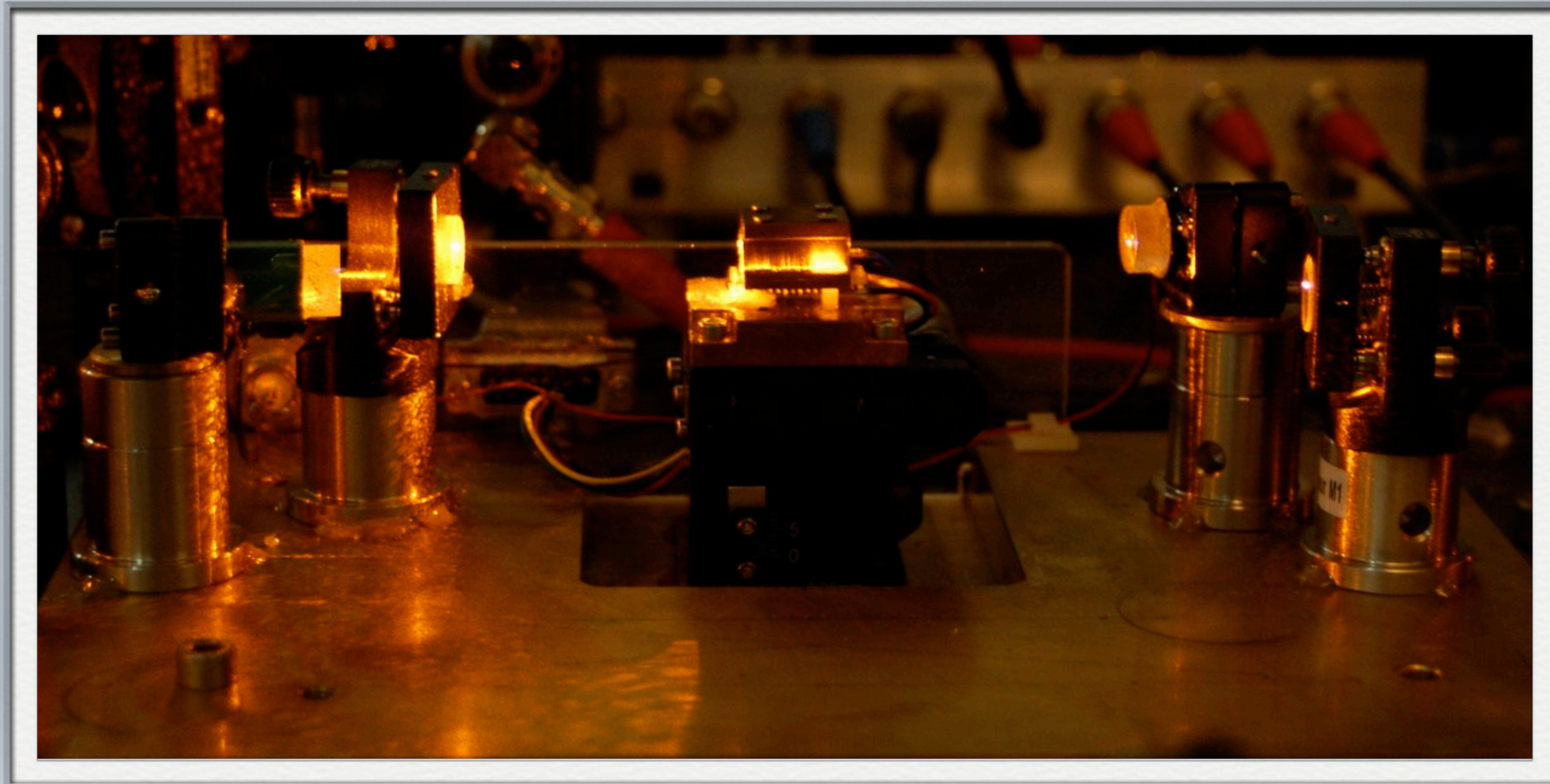


La combinaison électronique de l'onde consommée avec l'onde produite permet le verrouillage de la cavité.

- **Systeme «auto-relock»**
 - Lors d'une perturbation importante, l'intégrateur est neutralisé et la valeur de correction de l'asservissement est figée.
 - Lorsque la perturbation prend fin, l'intégrateur de la boucle est réactivé et le système retourne à son état initial.

1064
1319
589

Caractéristiques du laser



EM et al., Opt. Express **16** 18684 (2008)

EM et al., Appl. Phys. B **99** 31 (2010)

- 800 mW, 92% des photons couplés dans la cavité convertis
- Bonne qualité de faisceau : $M^2 = 1.01$
- Très faible maintenance
- Stable thermiquement, mise en route rapide

Plan de l'exposé

I. Motivations pour la création de l'expérience

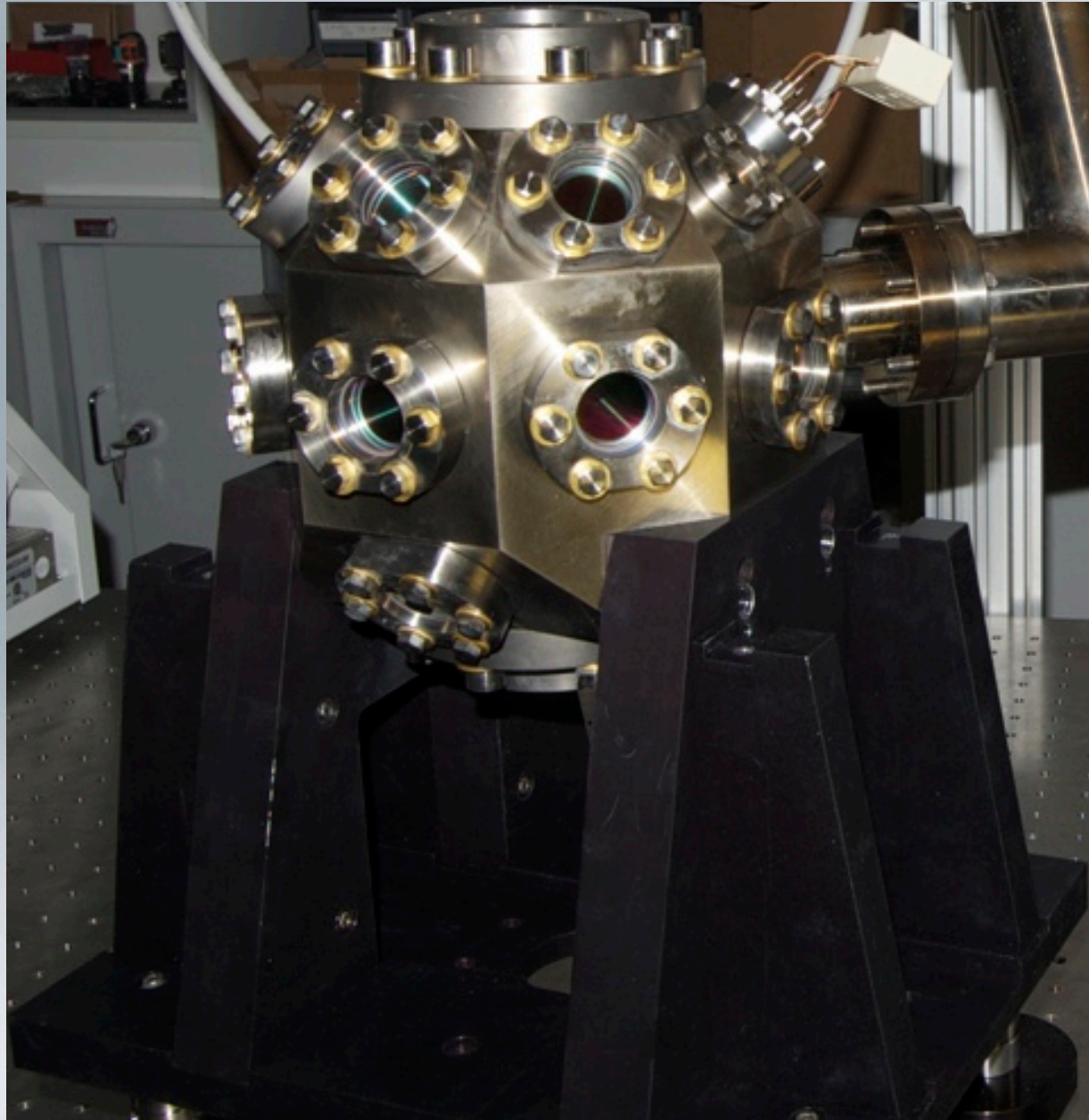
II. Travail expérimental

1. Laser solide à 589 nm pour le refroidissement du sodium

2. Chargement d'un PMO par désorption induite par la lumière

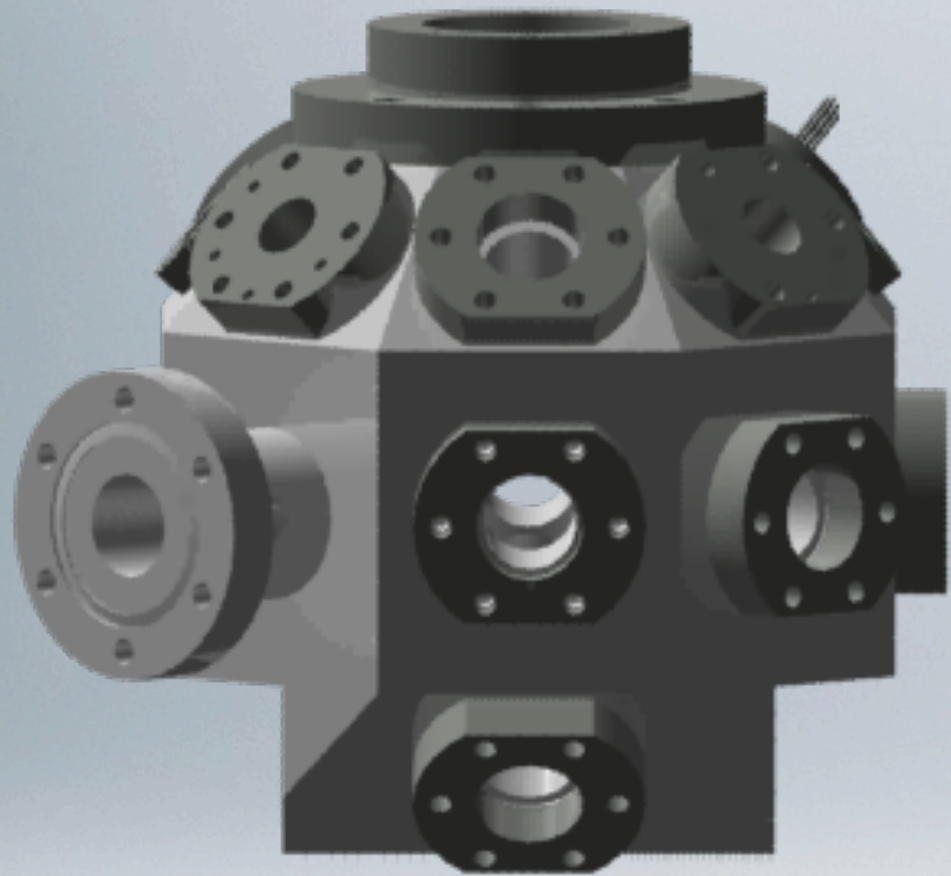
3. Condensation tout-optique dans un piège mésoscopique

Une enceinte à vide amagnétique



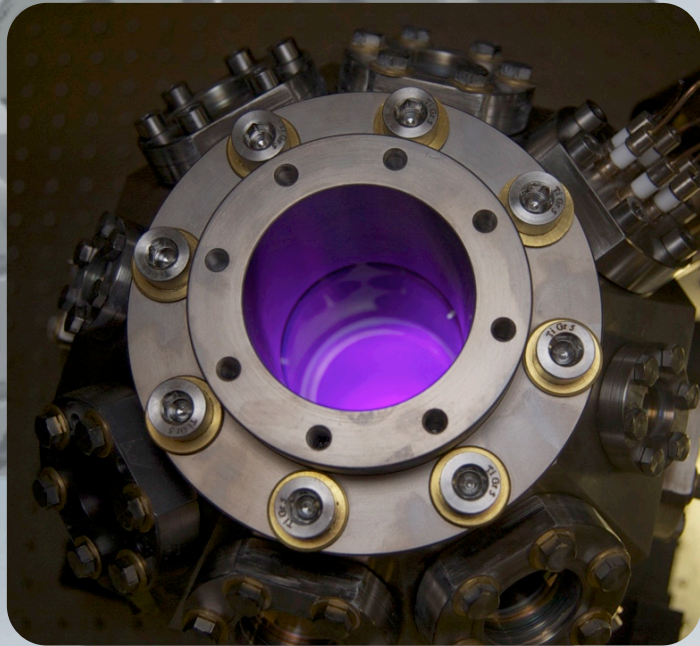
- Accès optique maximisé
- Réalisé en titane (amagnétique)

Une enceinte à vide amagnétique



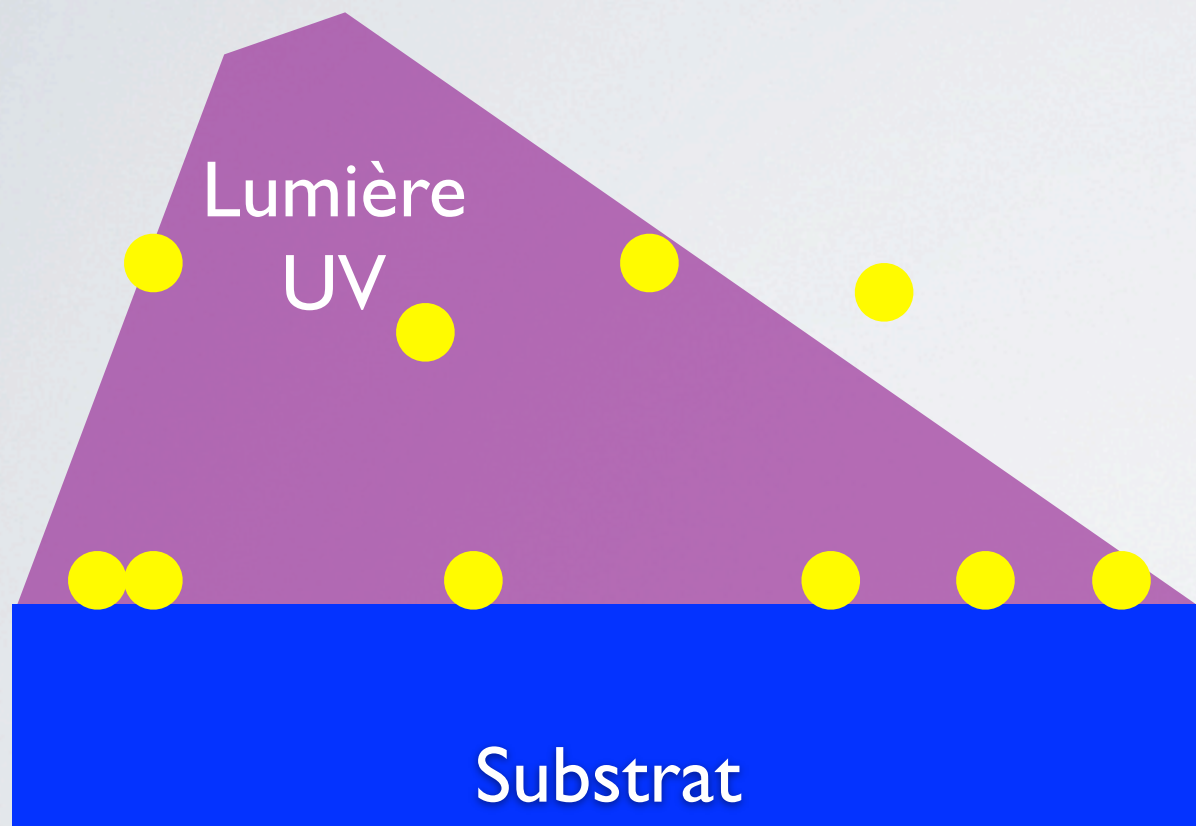
- Accès optique maximisé
- Réalisé en titane (amagnétique)

Une enceinte à vide amagnétique



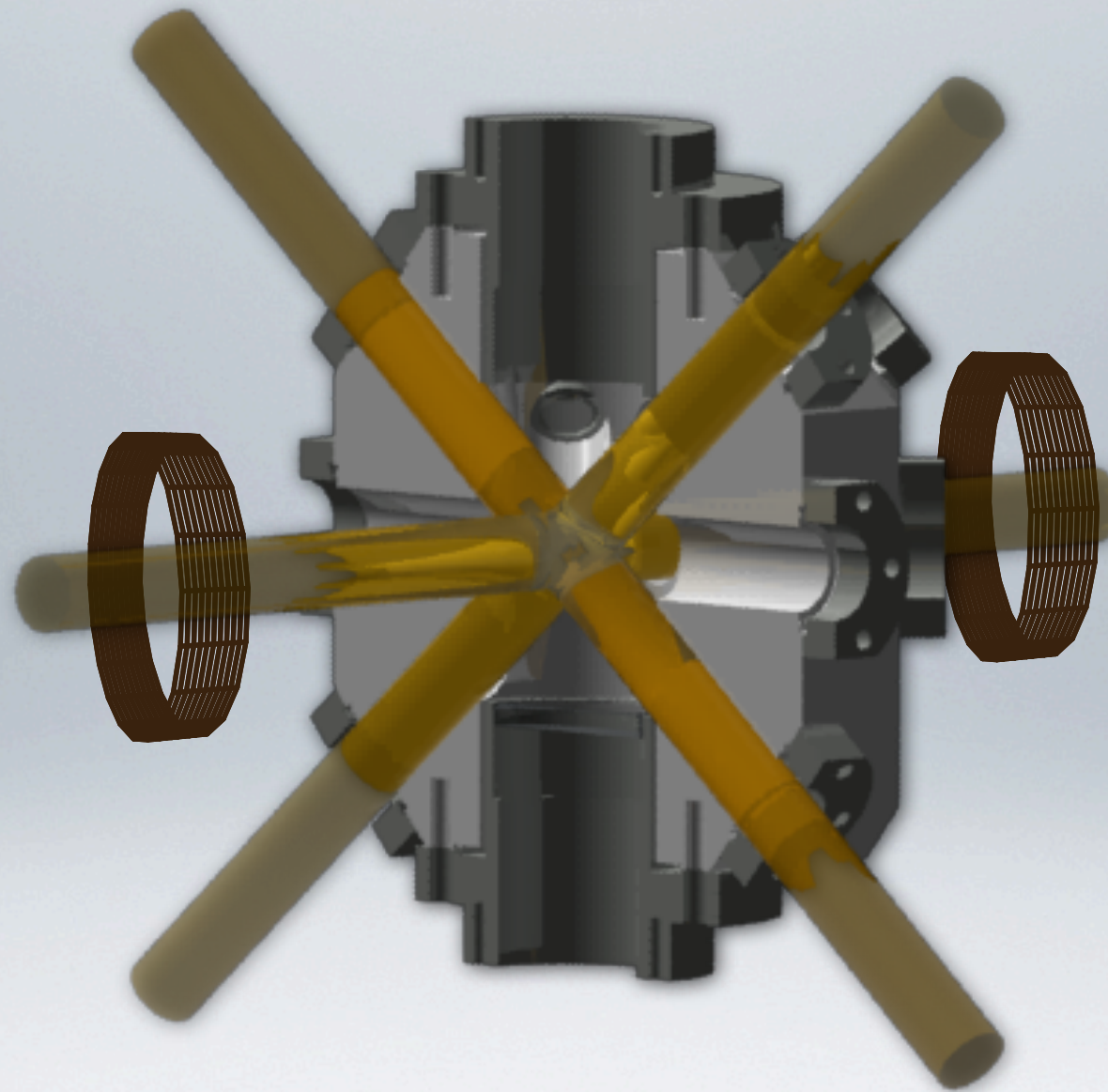
- Accès optique maximisé
- Réalisé en titane (amagnétique)
- Grande ouverture numérique sur 2 ports (NA \sim 0.33)
 - Piège dipolaire focalisé
 - Imagerie haute résolution

Désorption induite par la lumière

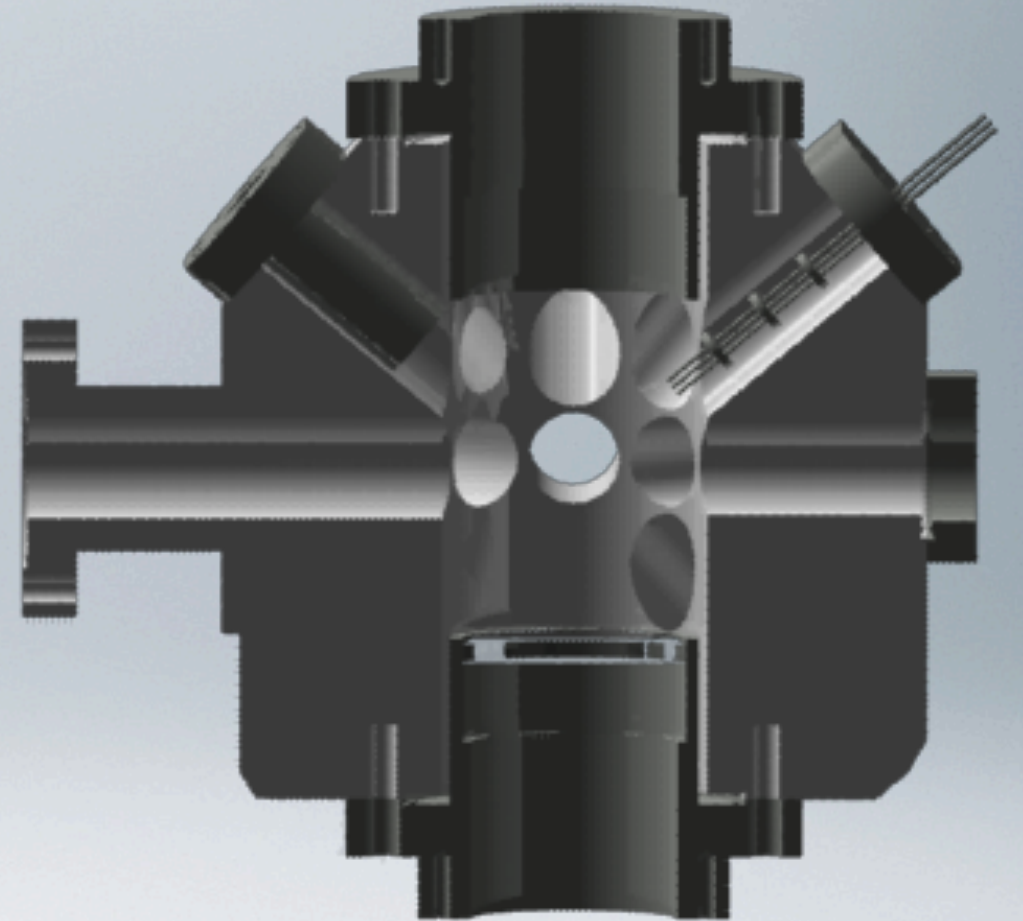
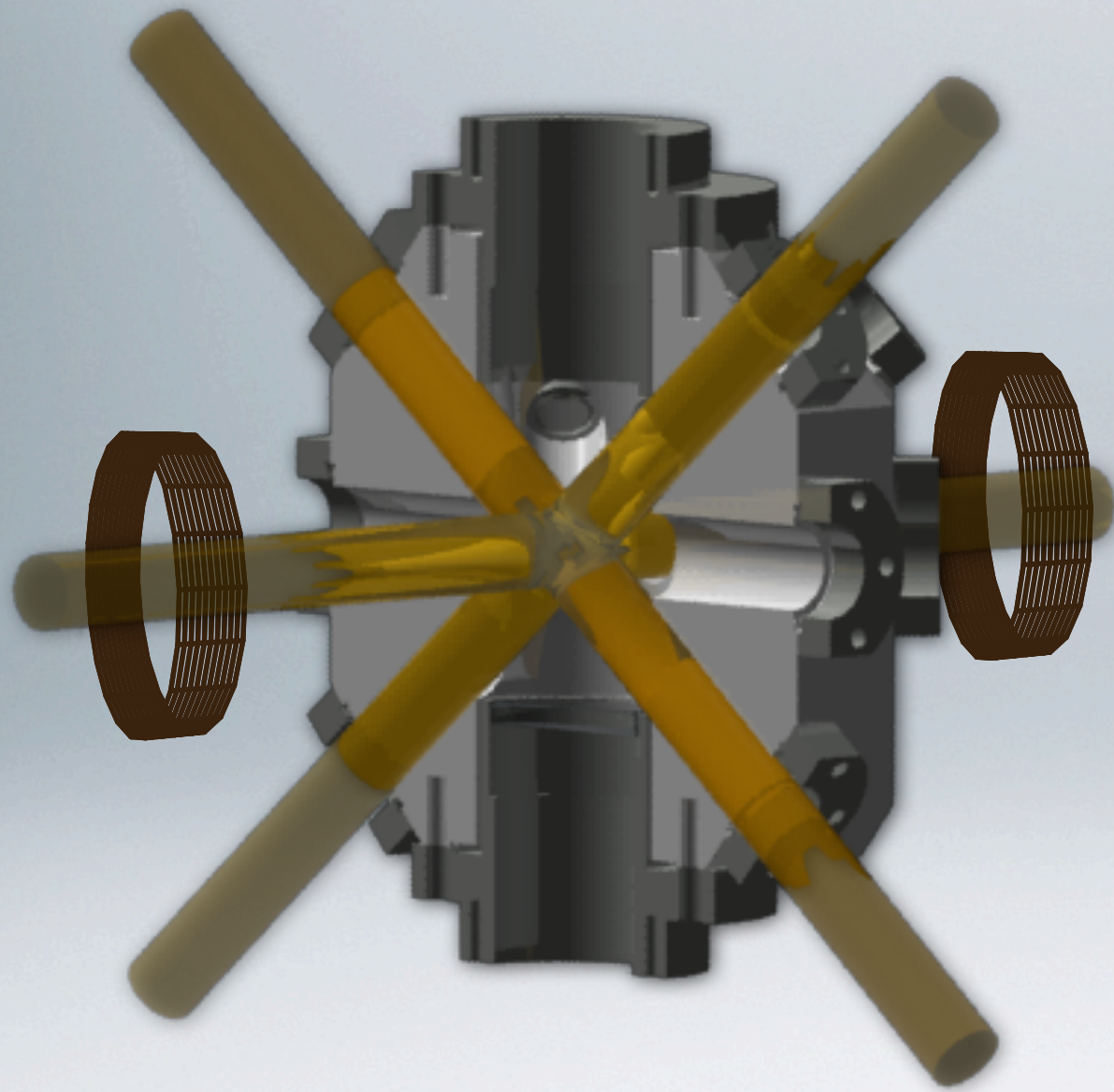


- Les atomes sont désorbés de la surface en absorbant un photon (effet analogue à l'effet photo-électrique)
- Les atomes désorbés forment une vapeur qui sert de source atomique pour le PMO (piège magnéto-optique)

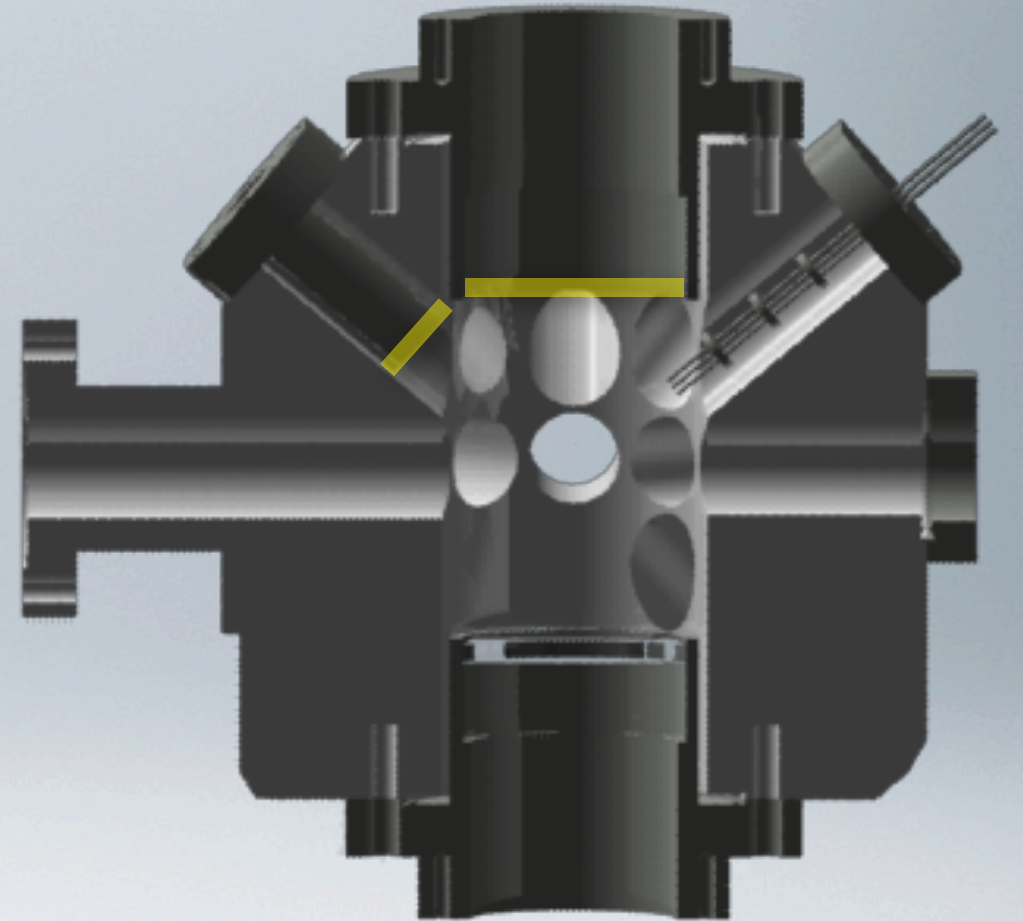
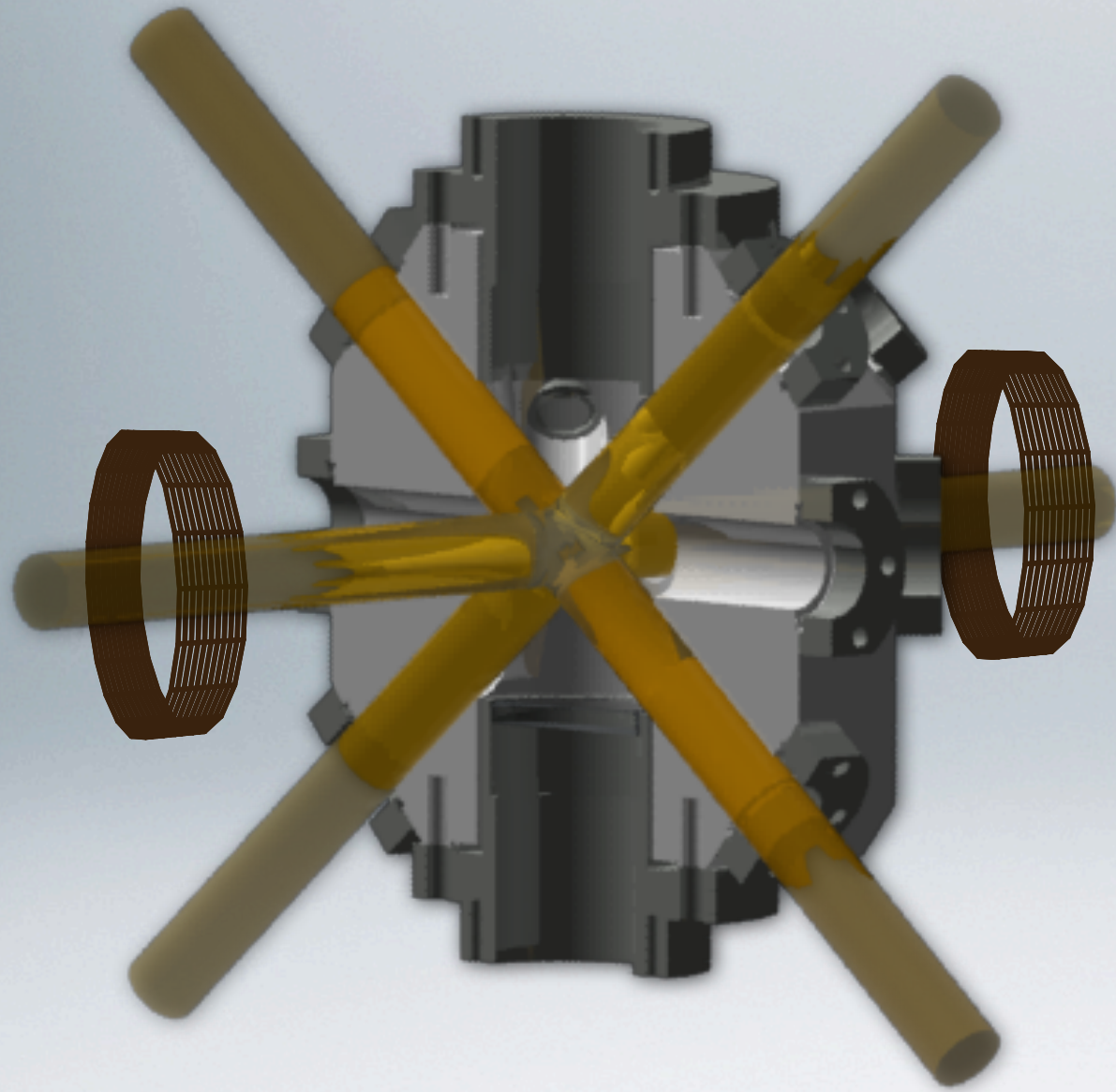
Chargement du PMO



Chargement du PMO

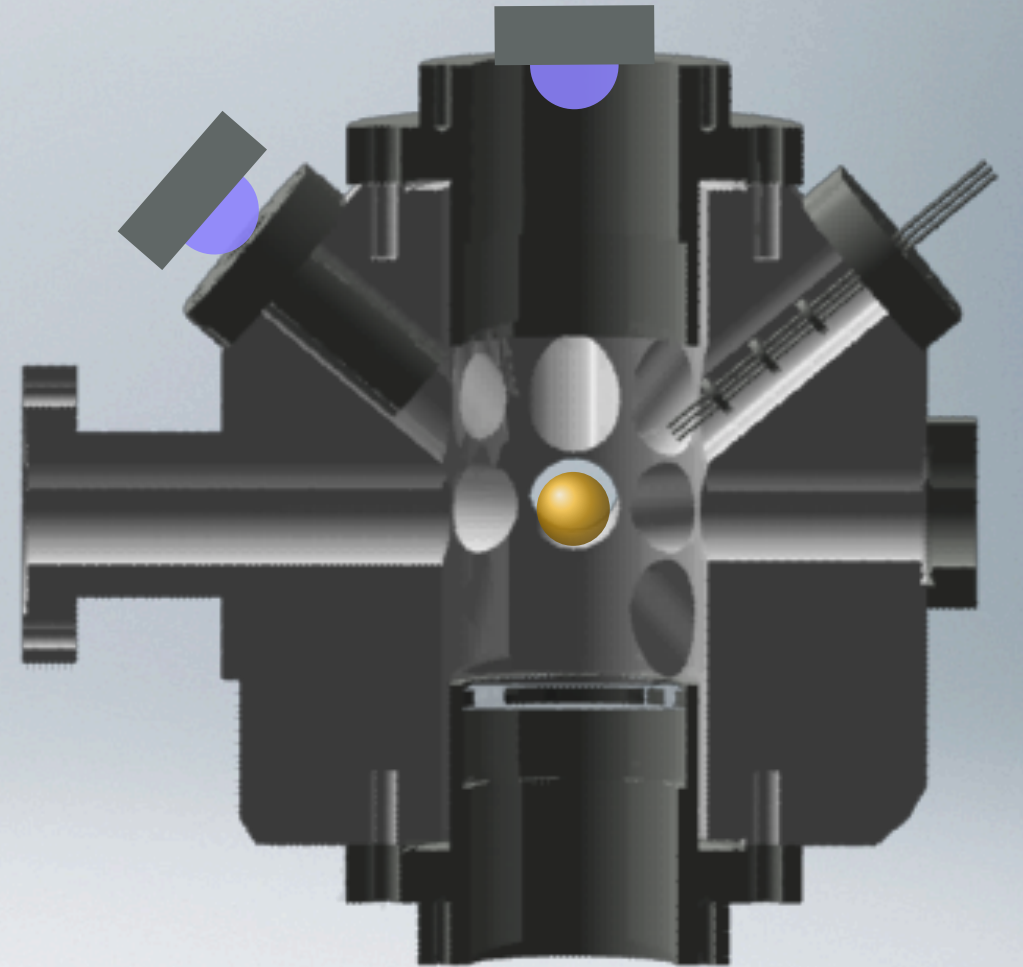
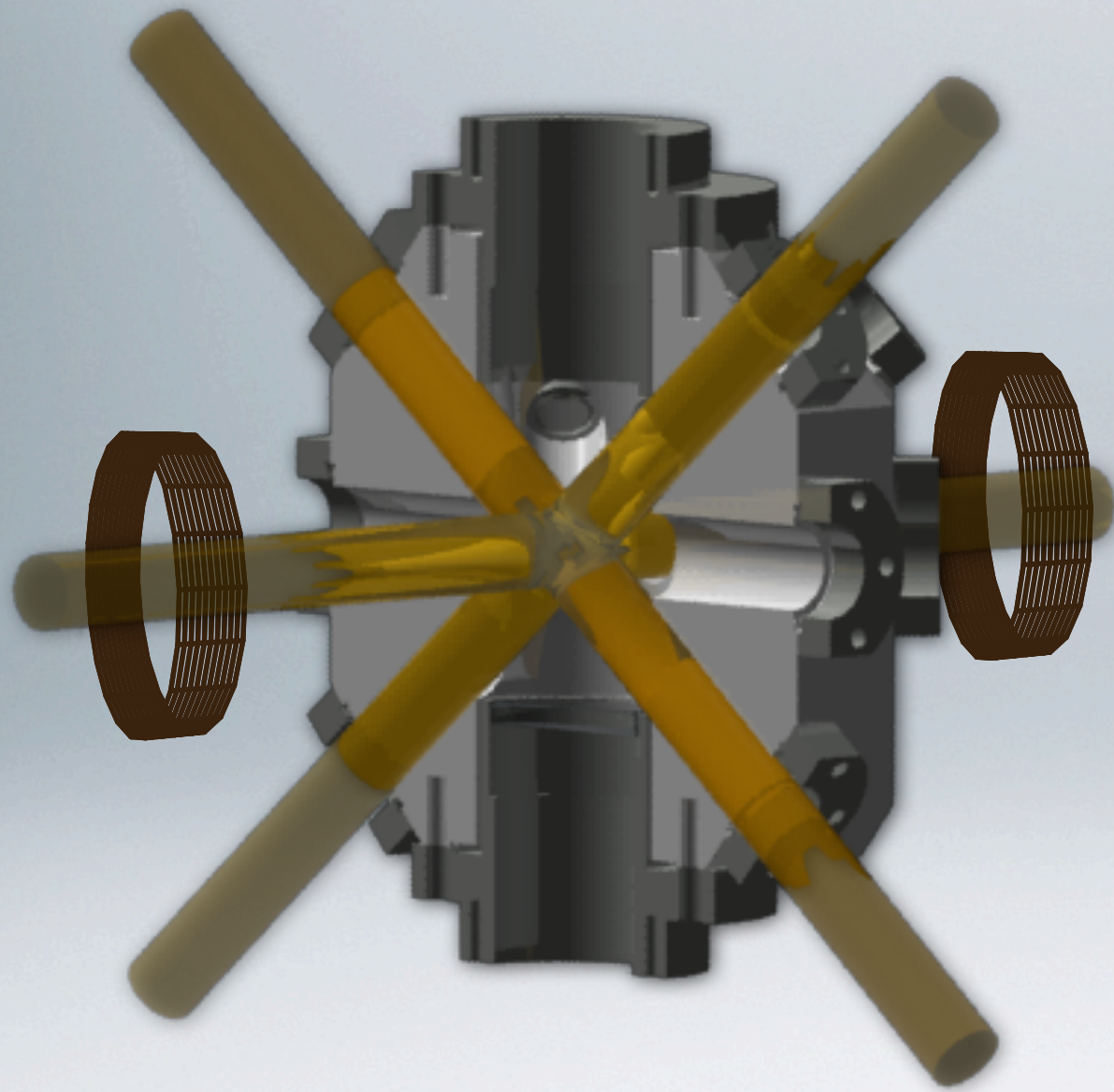


Chargement du PMO



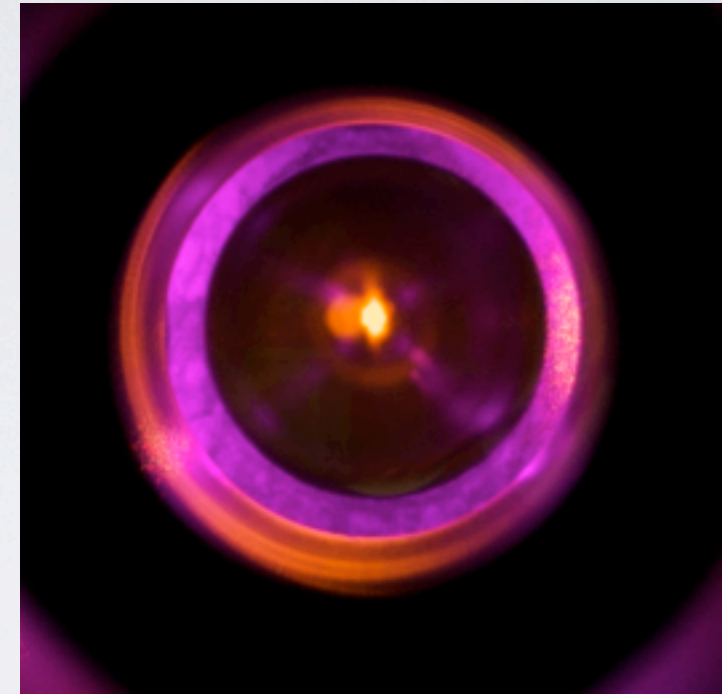
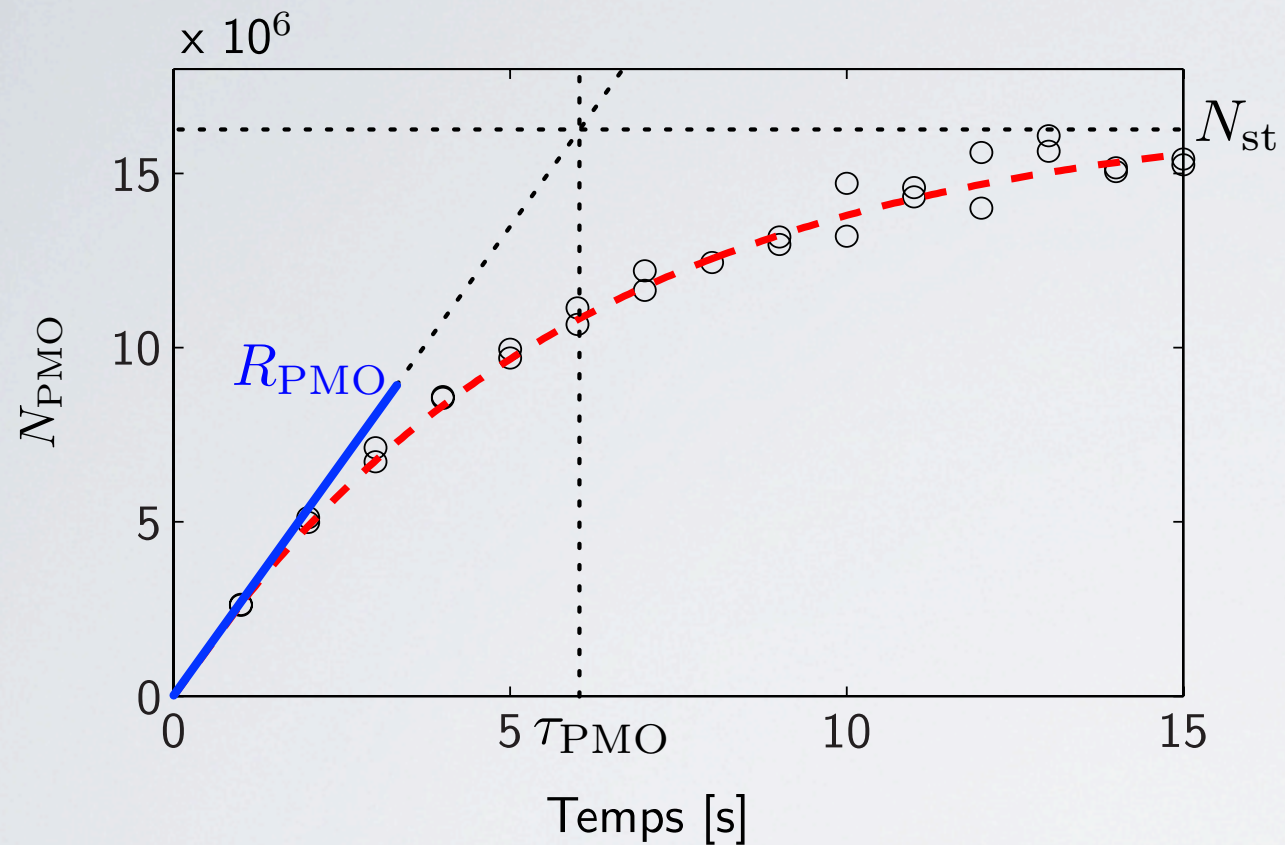
- Le courant dans les dispensers vaporise du sodium dans l'enceinte

Chargement du PMO



- Le courant dans les dispensers vaporise du sodium dans l'enceinte
- A l'allumage des LEDs UV, le sodium est désorbé pour charger le PMO

Chargement du PMO



$$\dot{N}_{\text{PMO}} = R_{\text{PMO}} - N_{\text{PMO}}/\tau_{\text{PMO}}$$

$$R_{\text{PMO}} \propto P_{\text{Na}}$$

$$1/\tau_{\text{PMO}} \propto P_{\text{Na}} + 1/\tau_0$$

↑
Pression partielle
de sodium

↑
Durée de vie due
aux impuretés du
vide résiduel

Chargement du PMO

$$\dot{N}_{\text{PMO}} = R_{\text{PMO}} - N_{\text{PMO}}/\tau_{\text{PMO}}$$

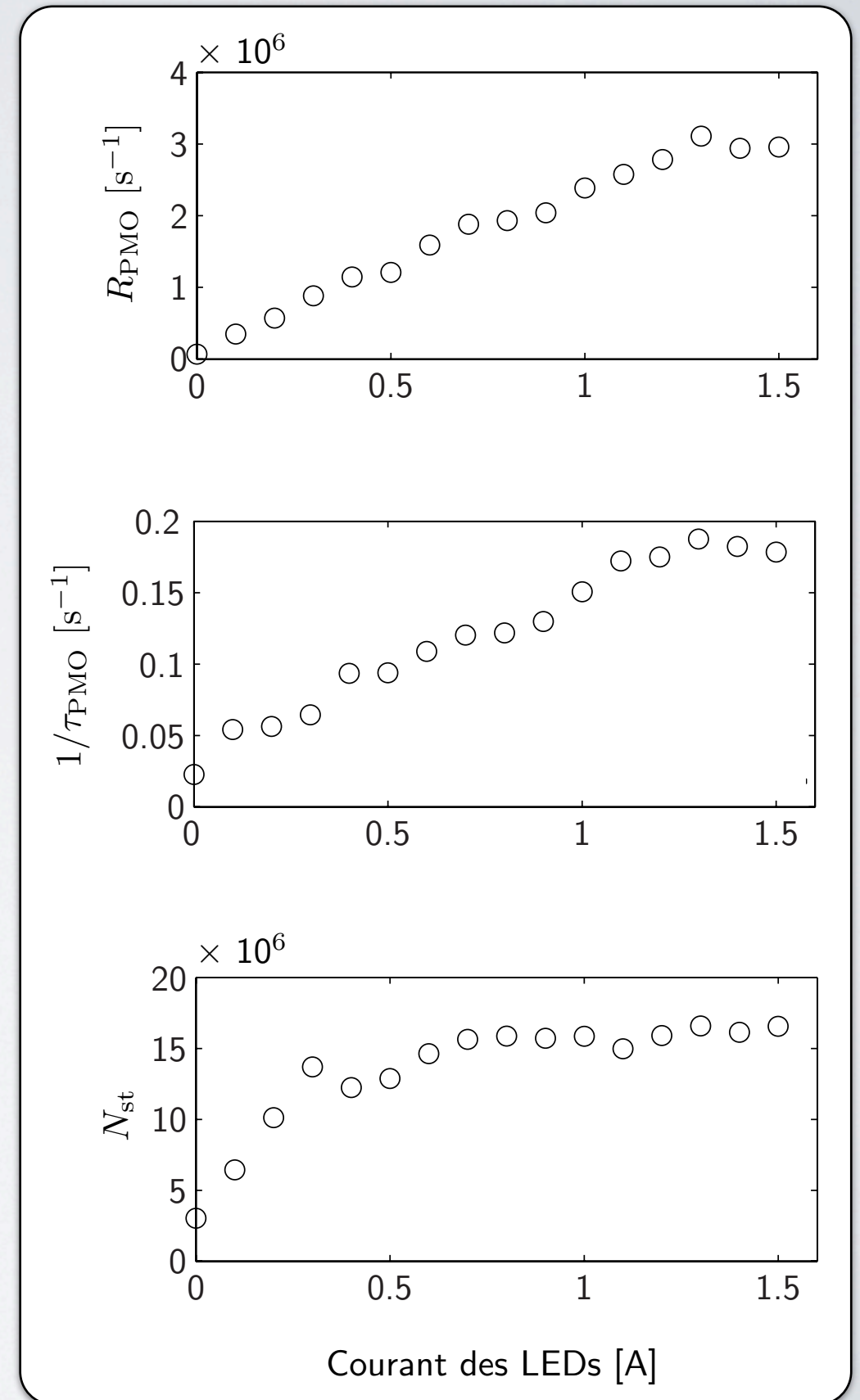
$$R_{\text{PMO}} \propto P_{\text{Na}}$$

$$1/\tau_{\text{PMO}} \propto P_{\text{Na}} + 1/\tau_0$$

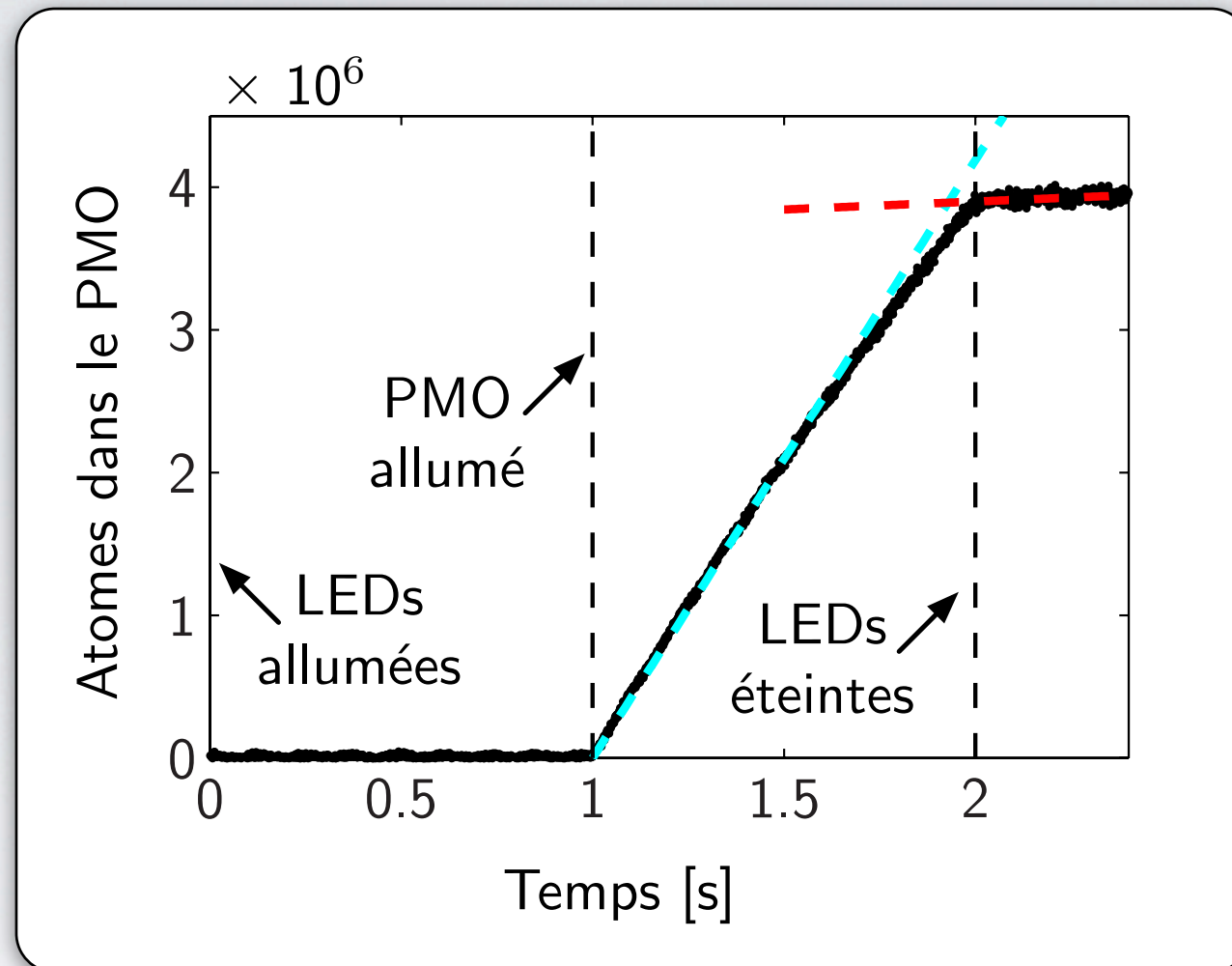
\uparrow
 Pression partielle
de sodium

\uparrow
 Durée de vie due
aux impuretés du
vide résiduel

- R_{PMO} augmente linéairement avec l'intensité lumineuse, jusqu'à saturation
- La pression de sodium est alors multipliée par un facteur ~ 40
- Le nombre stationnaire d'atomes atteint jusqu'à 2×10^7 atomes



Retour à la pression de base



- L'extinction des LEDs permet de passer d'un régime de **chargement rapide** à une pression de base faible pour un **temps de vie élevé**
- Le taux de chargement baisse d'un facteur **40** en moins de **100 ms**.
⇒ Le retour à basse pression est rapide devant le chargement du piège conservatif

Plan de l'exposé

I. Motivations pour la création de l'expérience

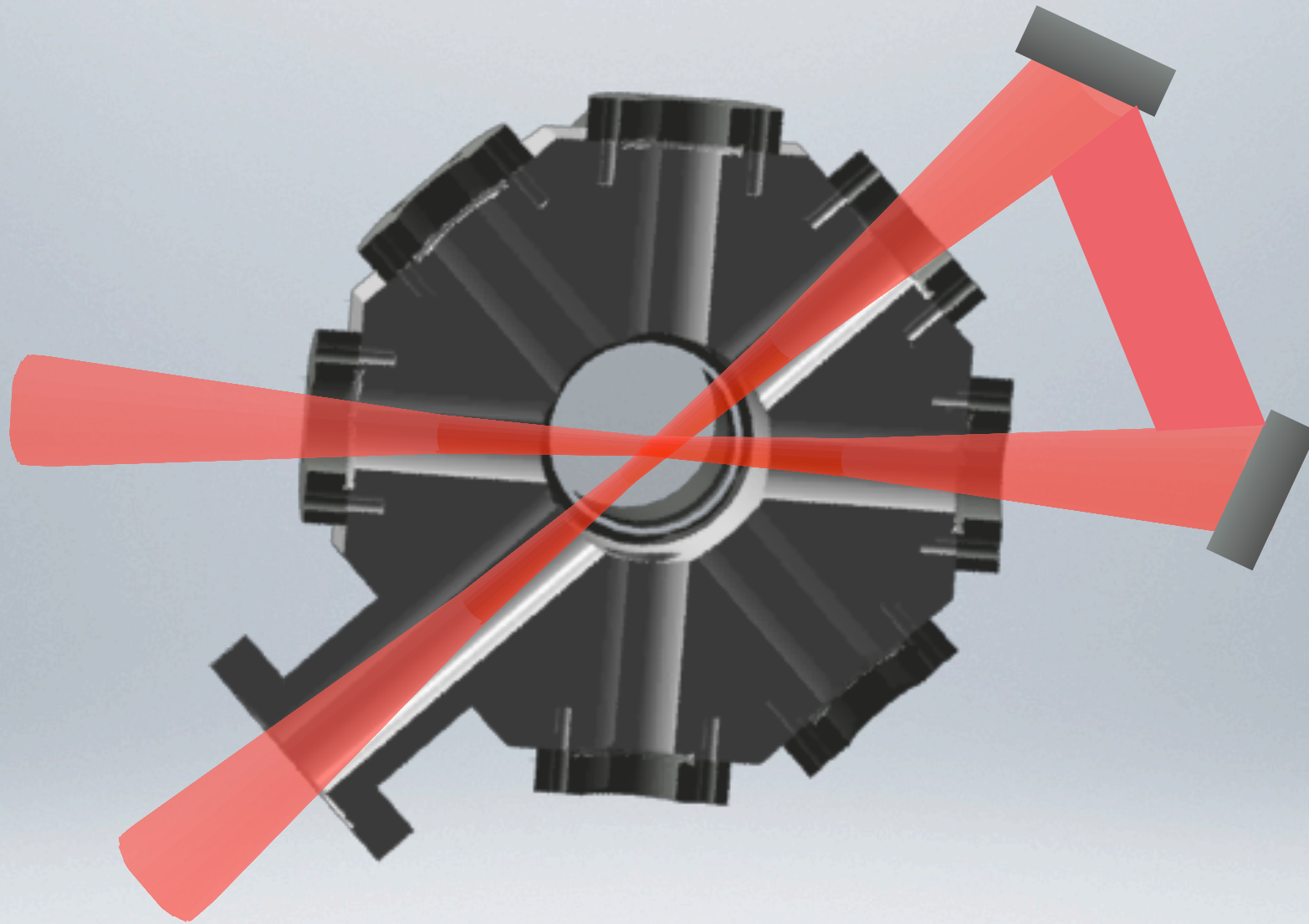
II. Travail expérimental

1. Laser solide à 589 nm pour le refroidissement du sodium

2. Chargement d'un PMO par désorption induite par la lumière

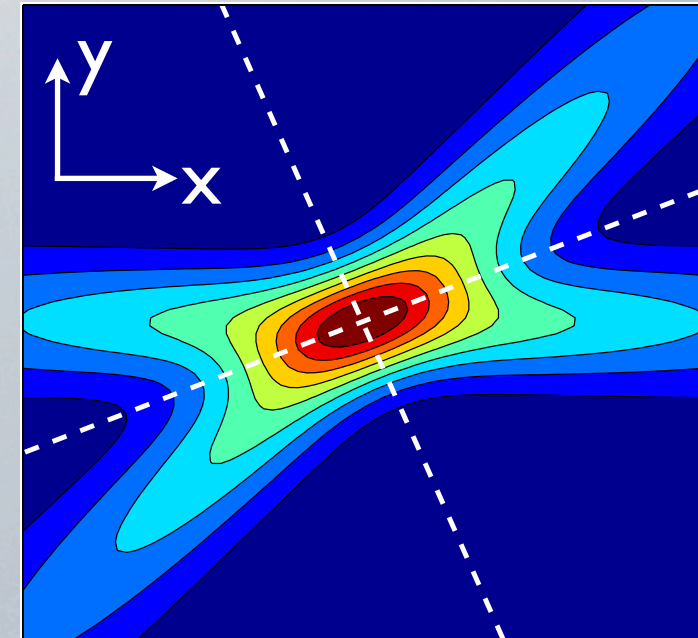
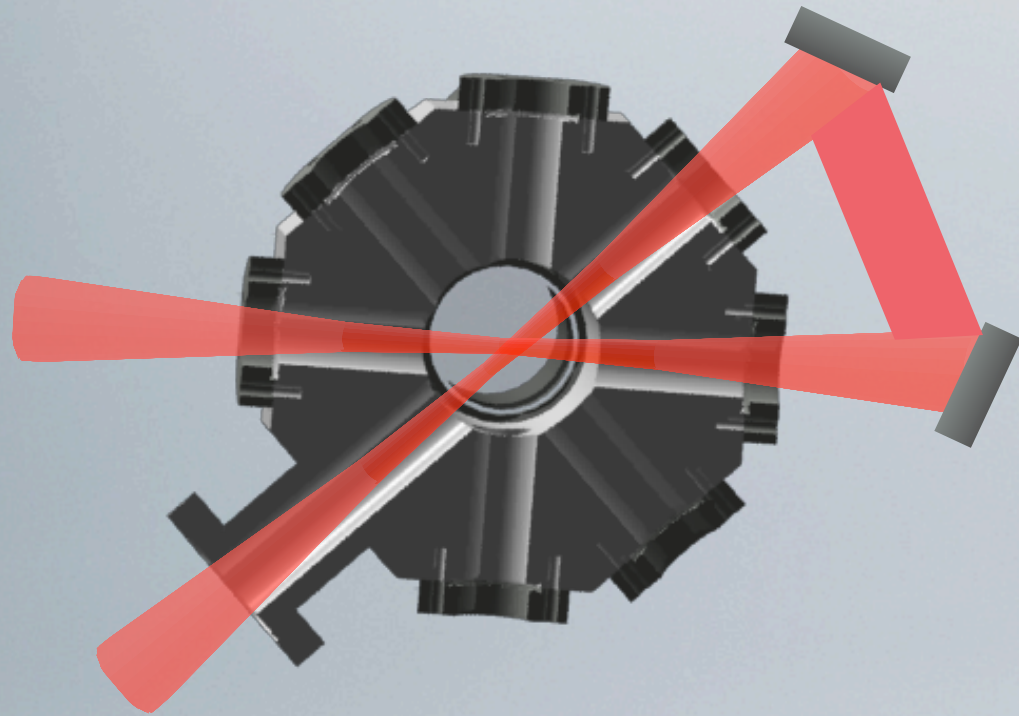
3. Condensation tout-optique dans un piège mésoscopique

Piège dipolaire optique croisé



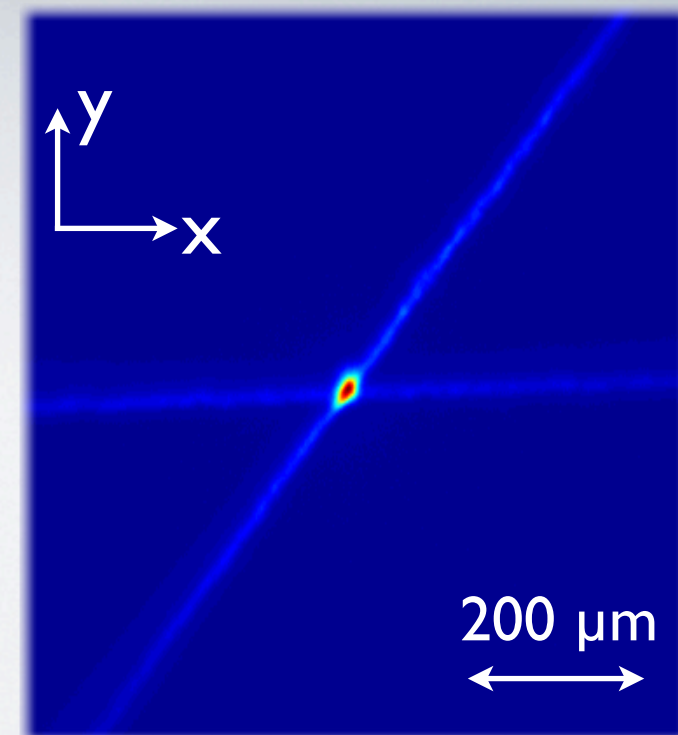
- Laser de 40 W à 1070 nm, 2 bras formant un angle de 45°
- Le laser est renvoyé vers la chambre après le premier passage, assurant la totalité de la puissance sur les 2 bras

Piège dipolaire optique croisé



Contours isopotentiels

Puissance	36 W - 0.2 W
Profondeur	1.2 mK - 7 μ K
Taille du faisceau	42 μ m
Fréquence au centre	4 kHz
Fréquence axiale	20 Hz

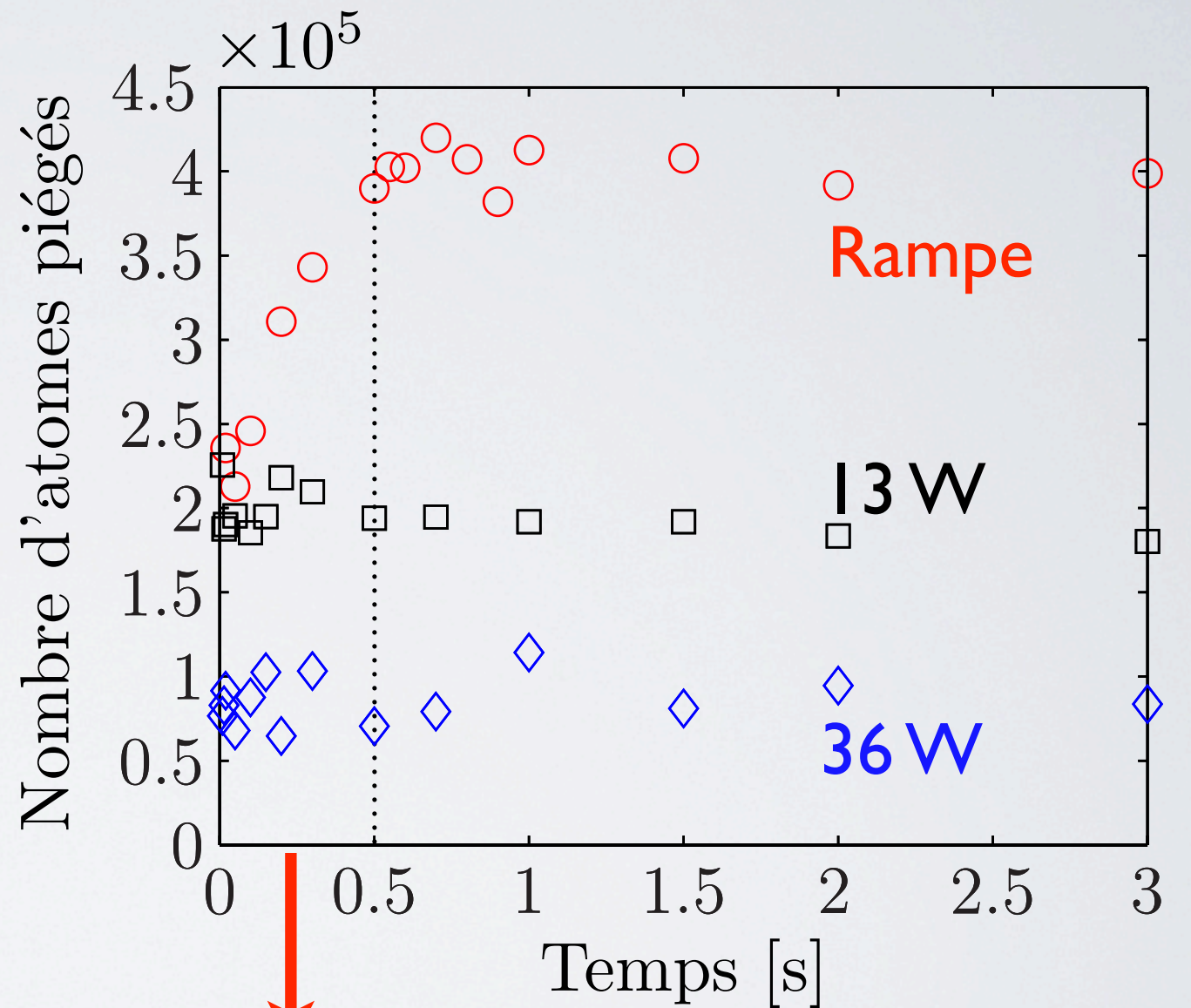


Chargement du piège dipolaire

- Chargement du piège croisé à partir du PMO
- Diminution de la puissance du faisceau repompeur pour limiter les collisions assistées par la lumière
- Décalage en fréquence des faisceaux de refroidissement pour obtenir un PMO plus froid

Chargement du piège dipolaire

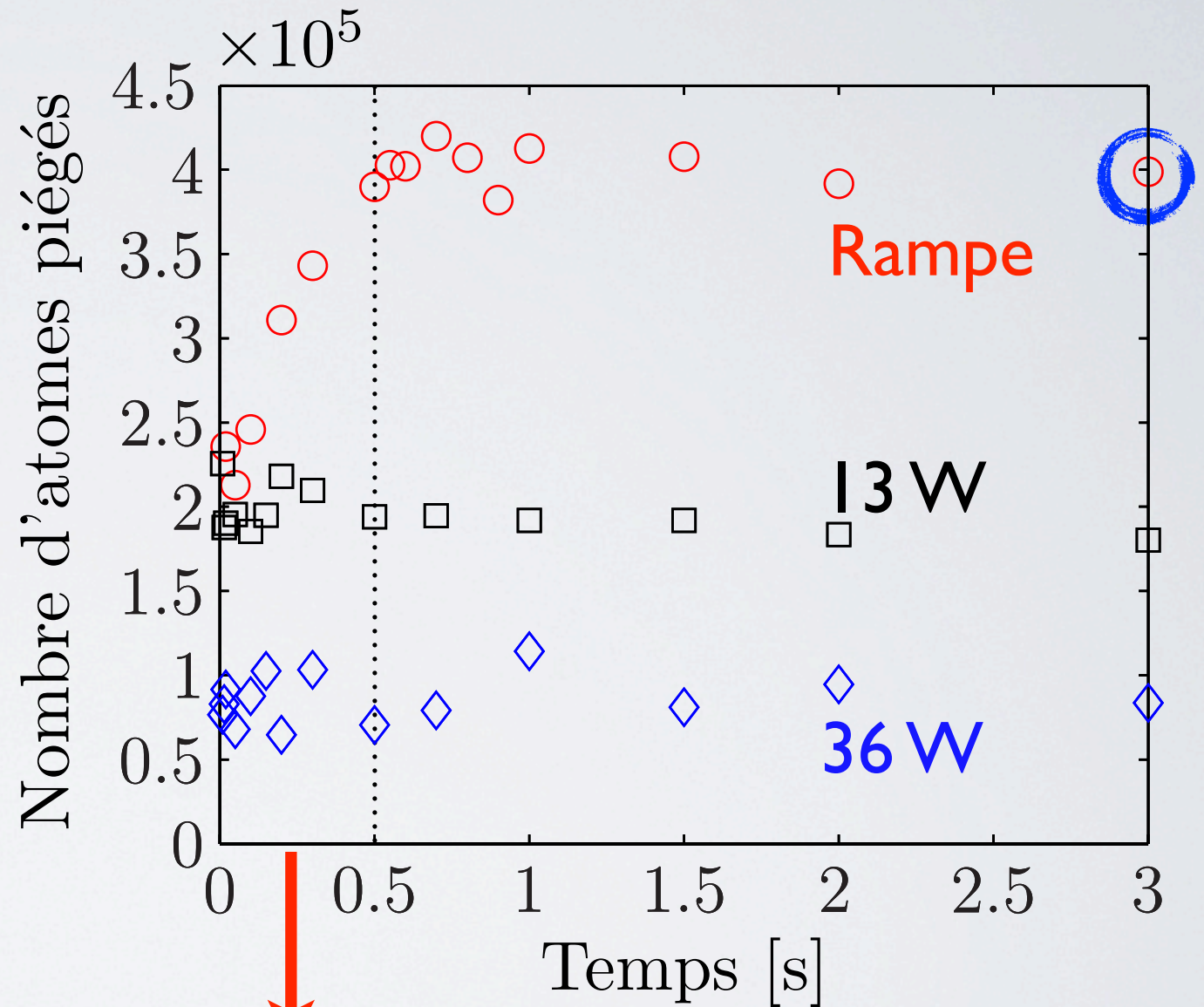
- Déplacement lumineux dû au piège trop important à haute puissance



Rampe de puissance
de 13 W à 36 W

Chargement du piège dipolaire

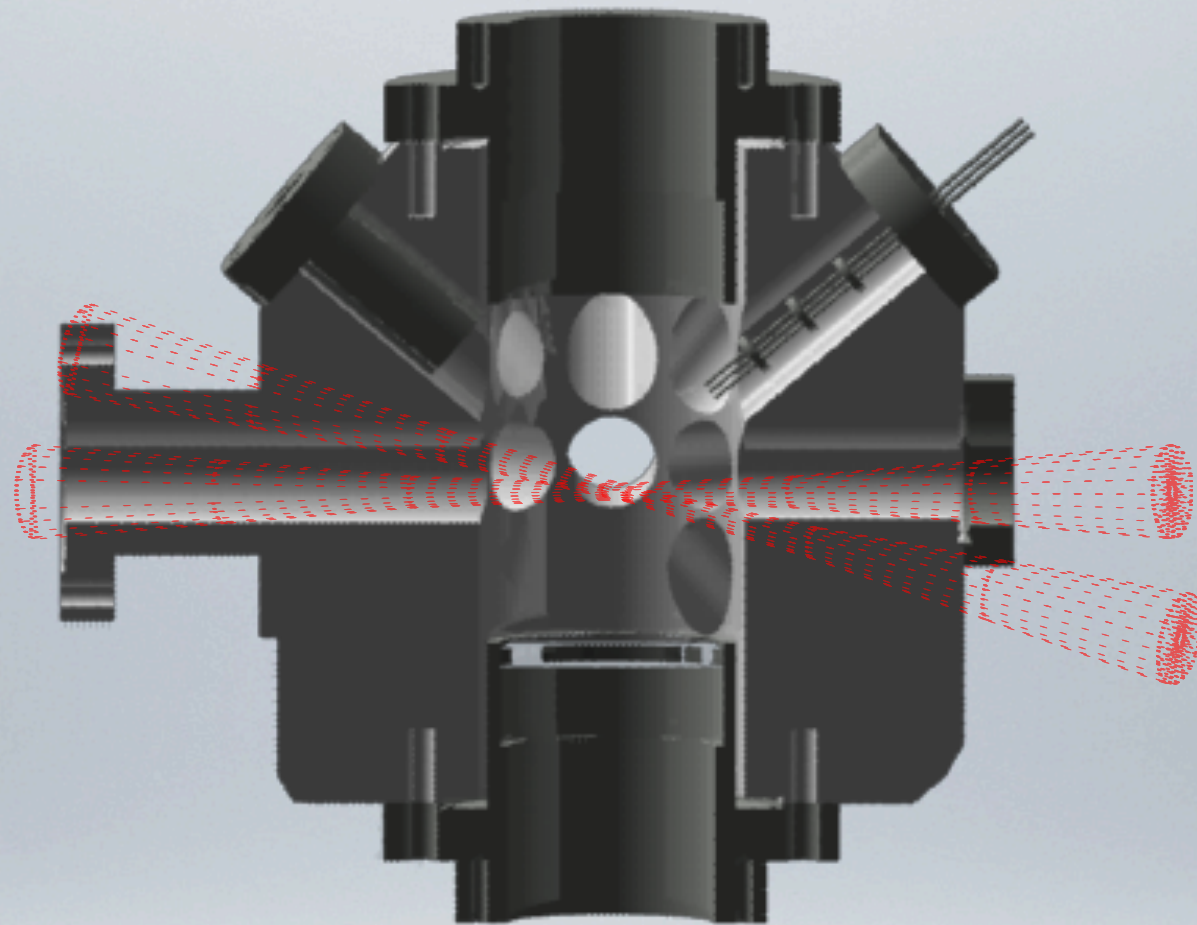
- Déplacement lumineux dû au piège trop important à haute puissance



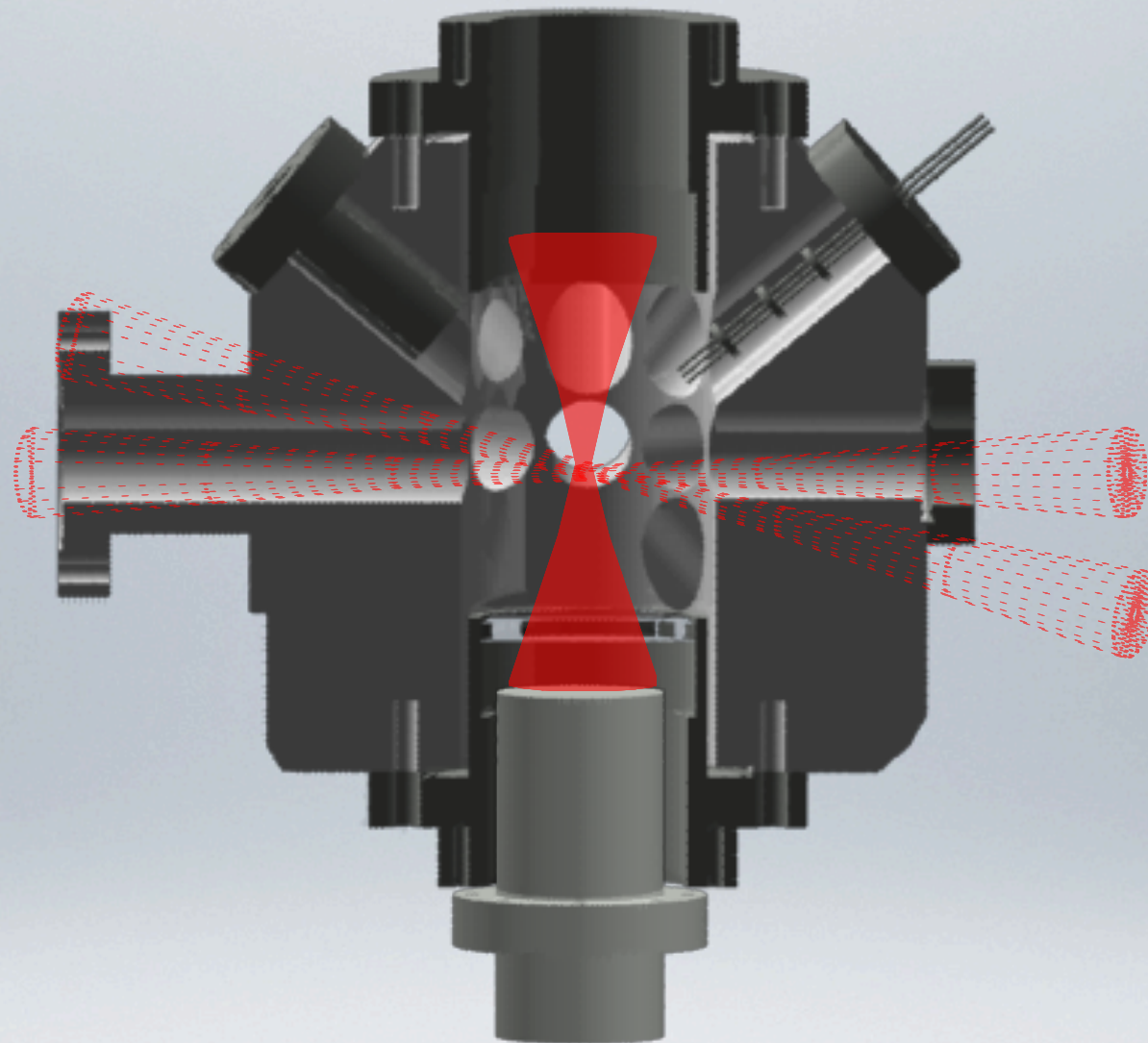
⇒ 4×10^5 atomes à $\sim 100 \mu\text{K}$

Rampe de puissance
de 13 W à 36 W

Piège fortement focalisé *dimple*



Piège fortement focalisé *dimple*



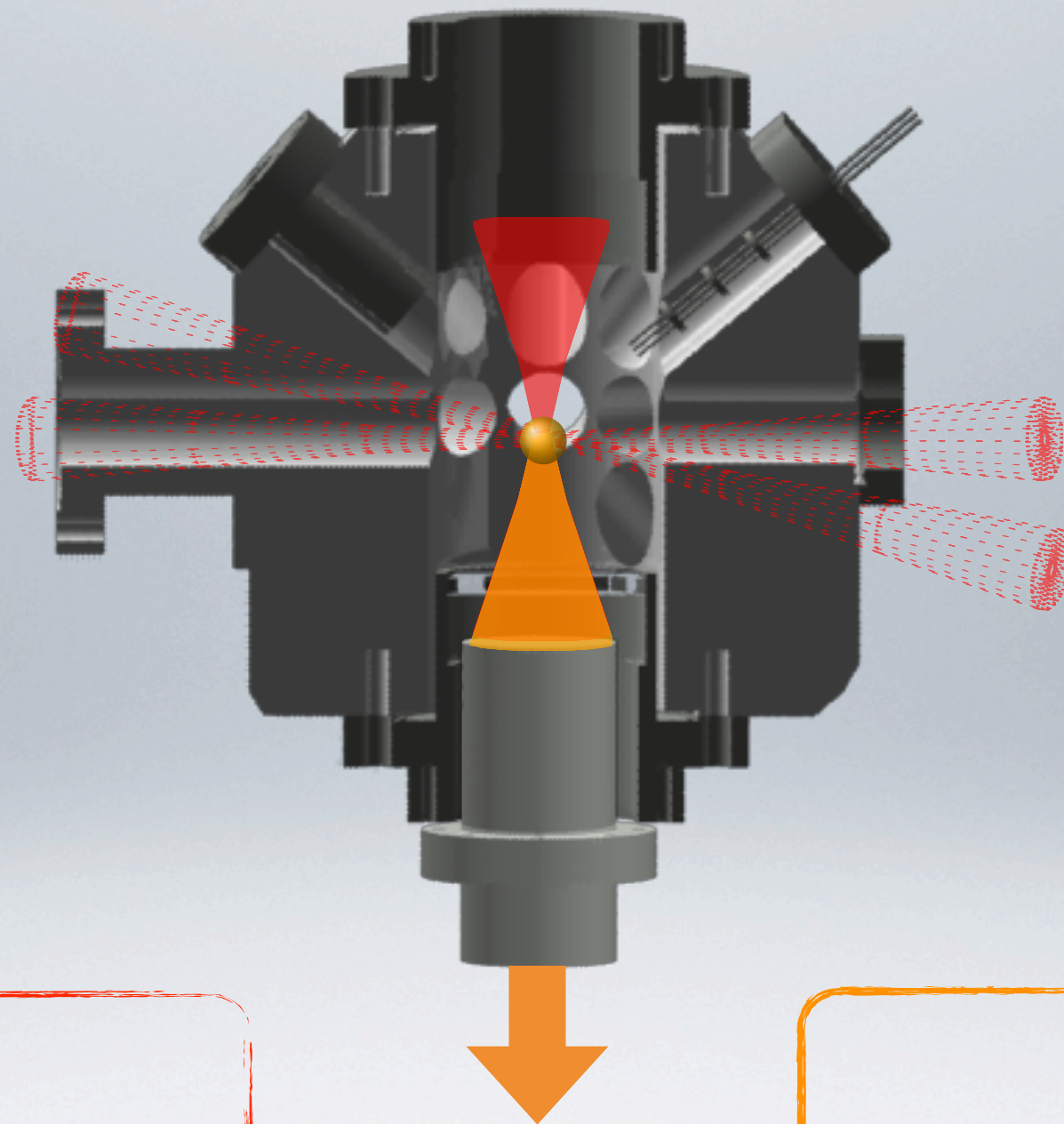
Micro-piège

λ	1070 nm
-----------	---------

Col	8 μm
-----	-----------------

Fréq. Radiale	7 kHz
---------------	-------

Piège fortement focalisé *dimple*



Micro-piège

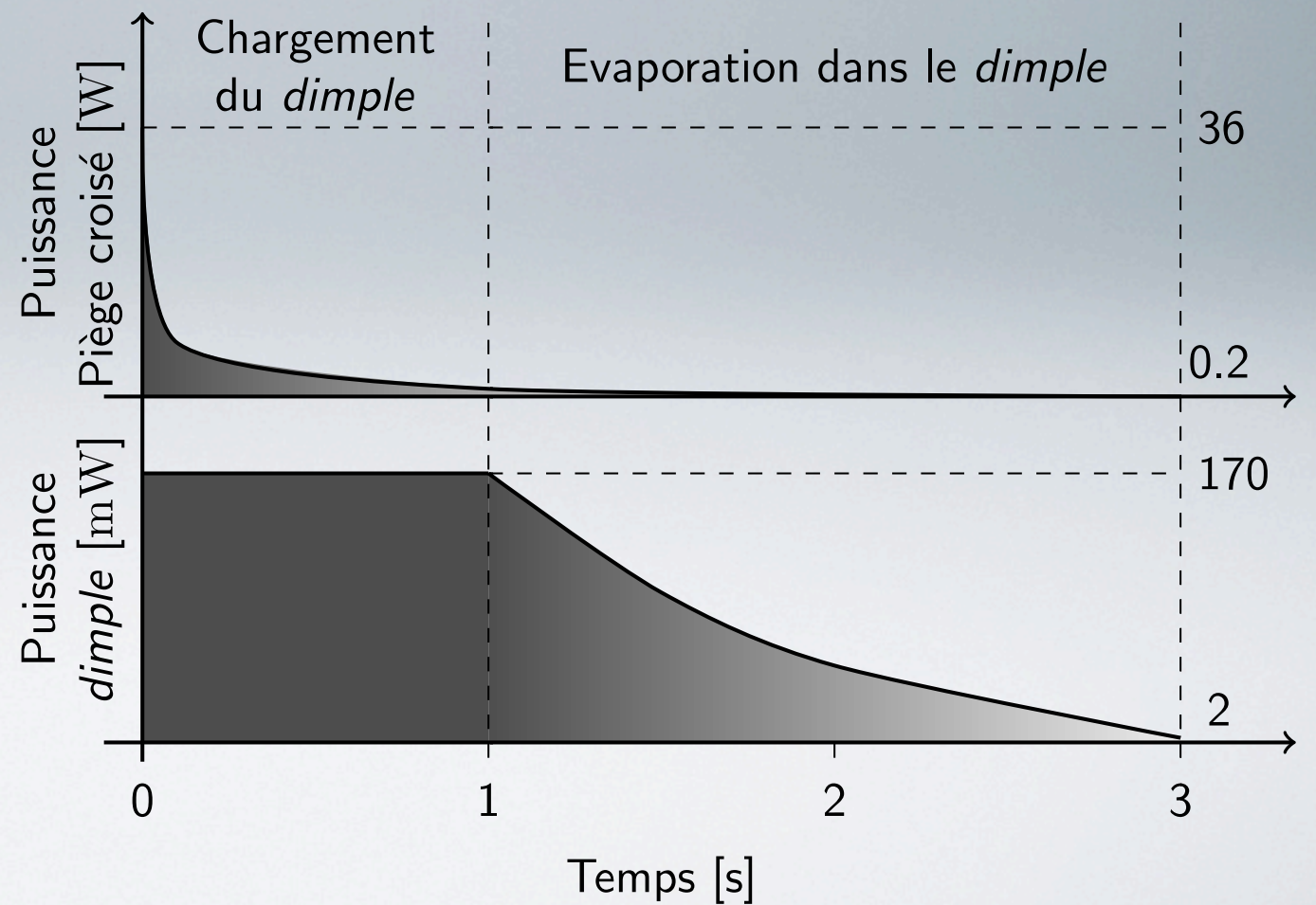
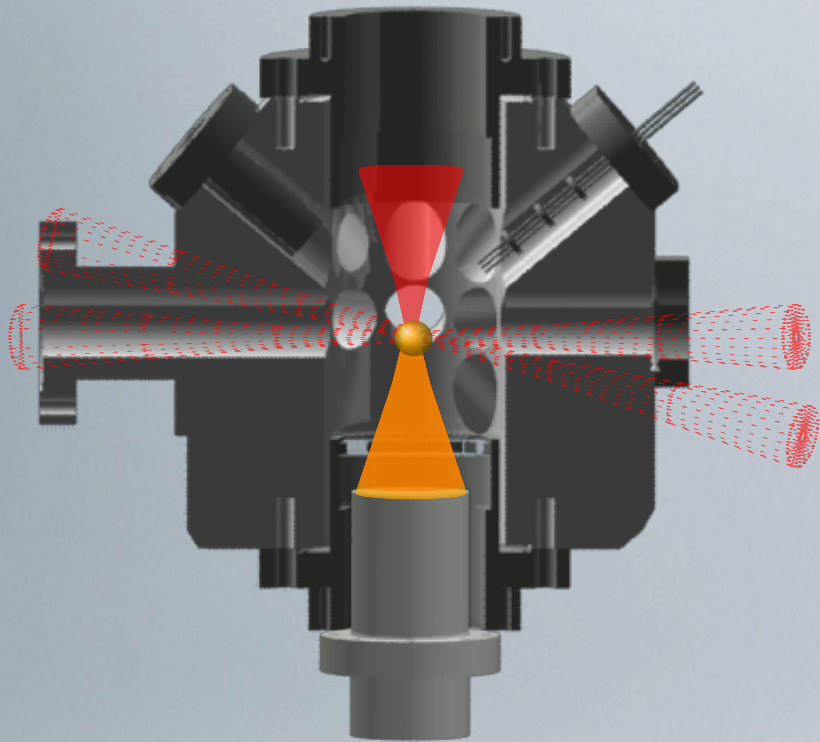
λ	1070 nm
Col	8 μm
Fréq. Radiale	7 kHz

Imagerie

Imagerie

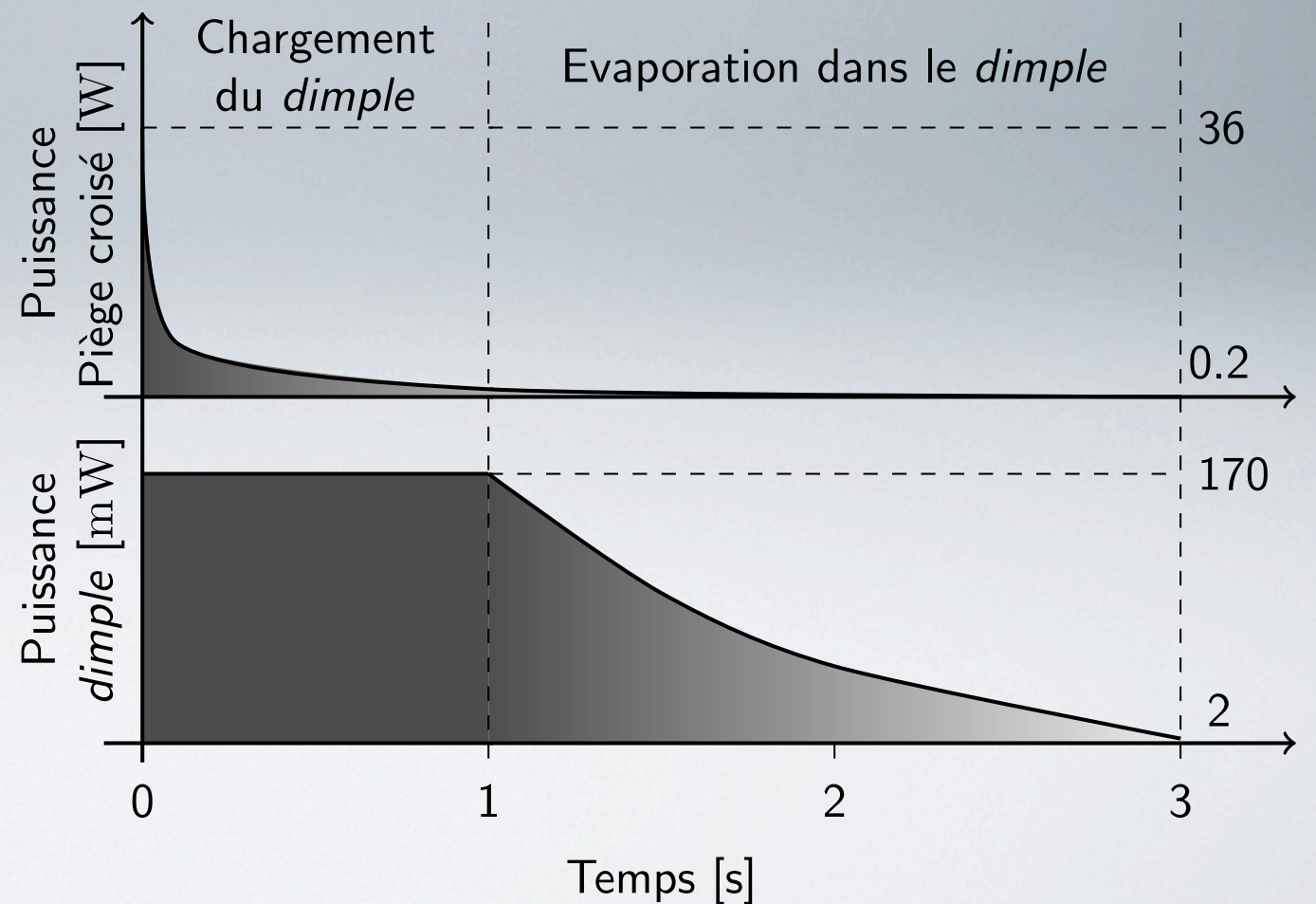
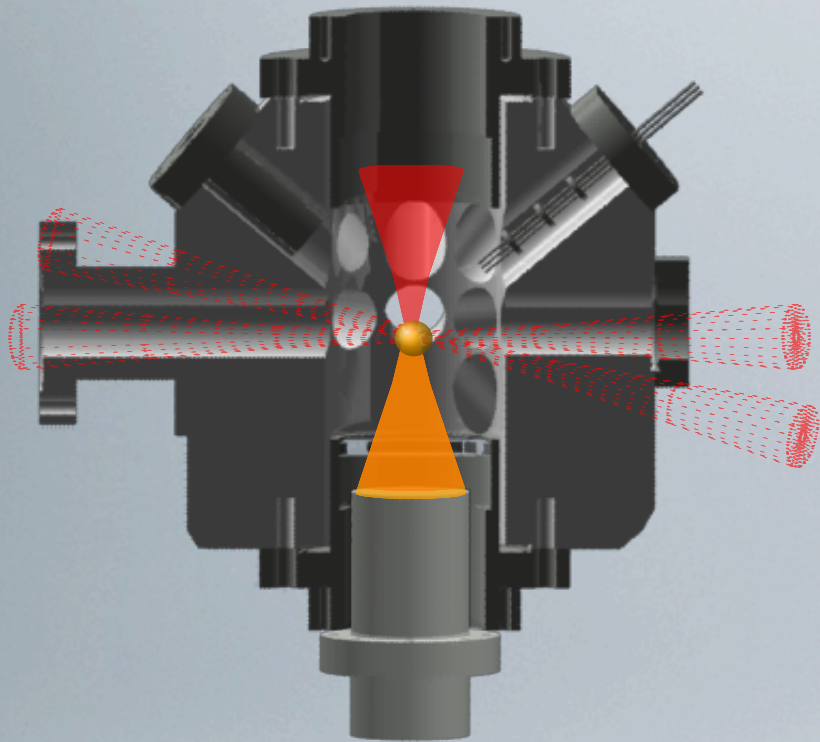
λ	589 nm
Résolution	1 μm
Ouverture Num.	0.33

Piège fortement focalisé *dimple*



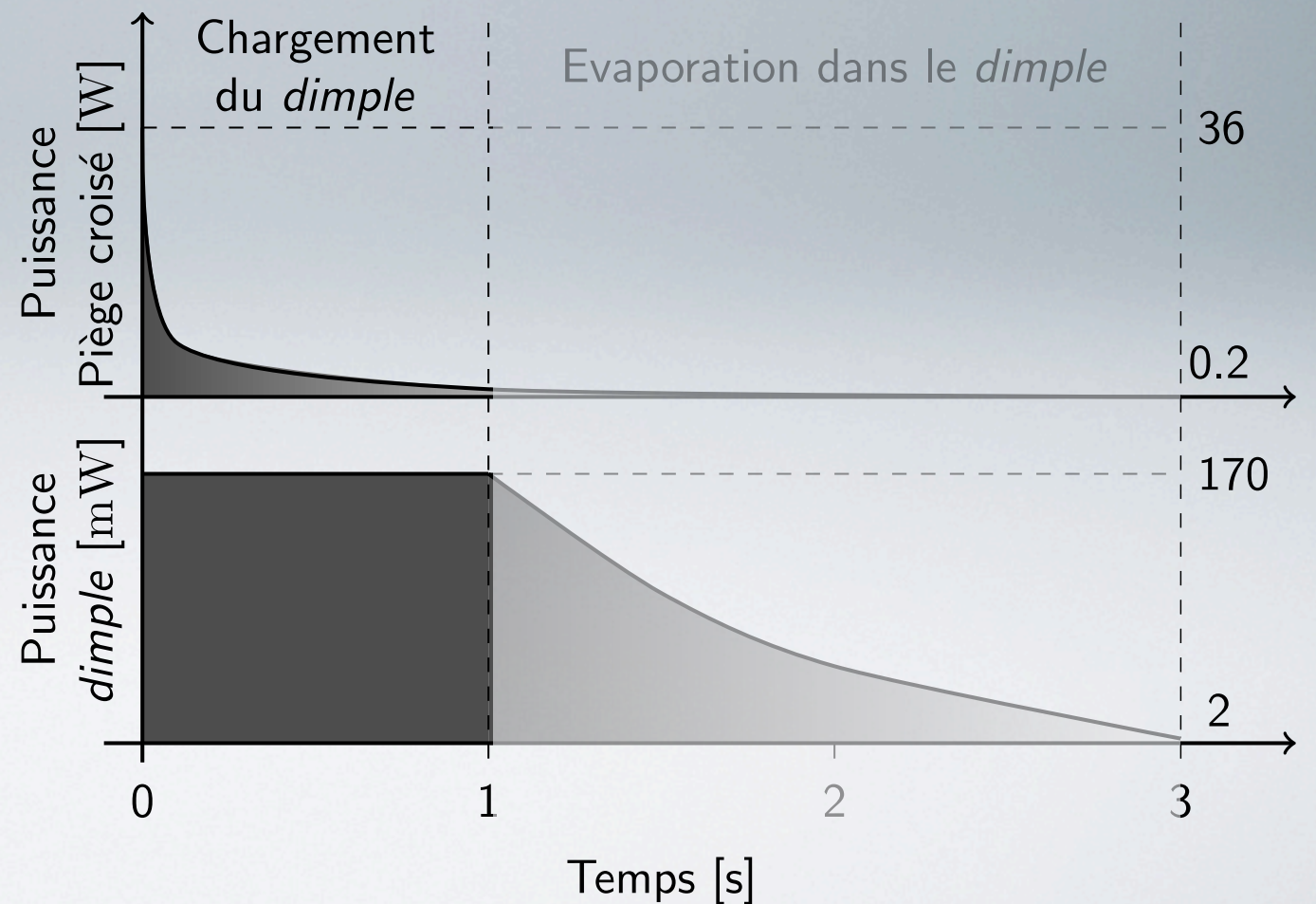
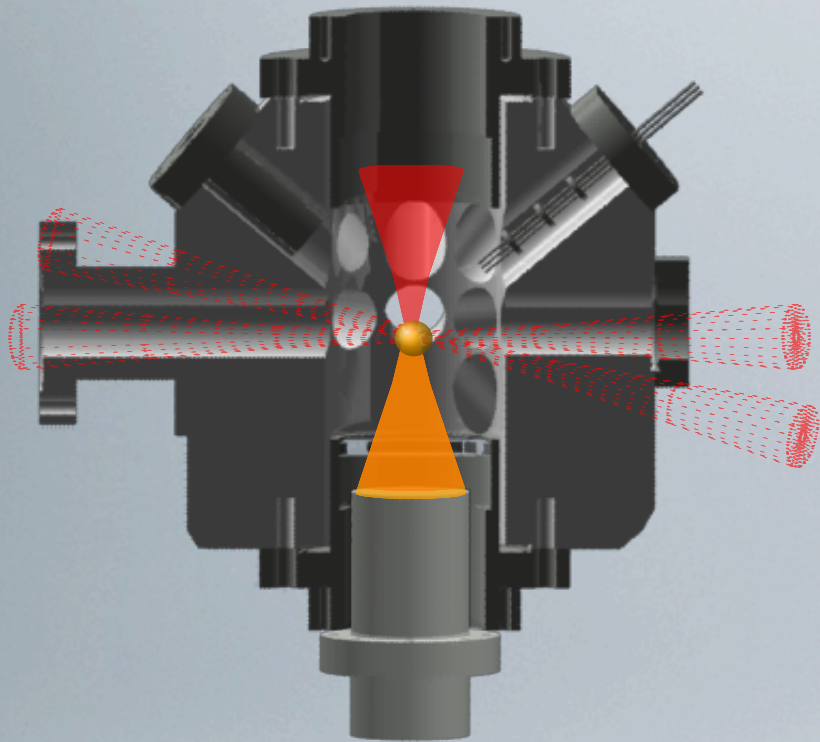
Piège fortement focalisé *dimple*

- Condensation en deux temps, en jouant sur l'intensité des deux pièges

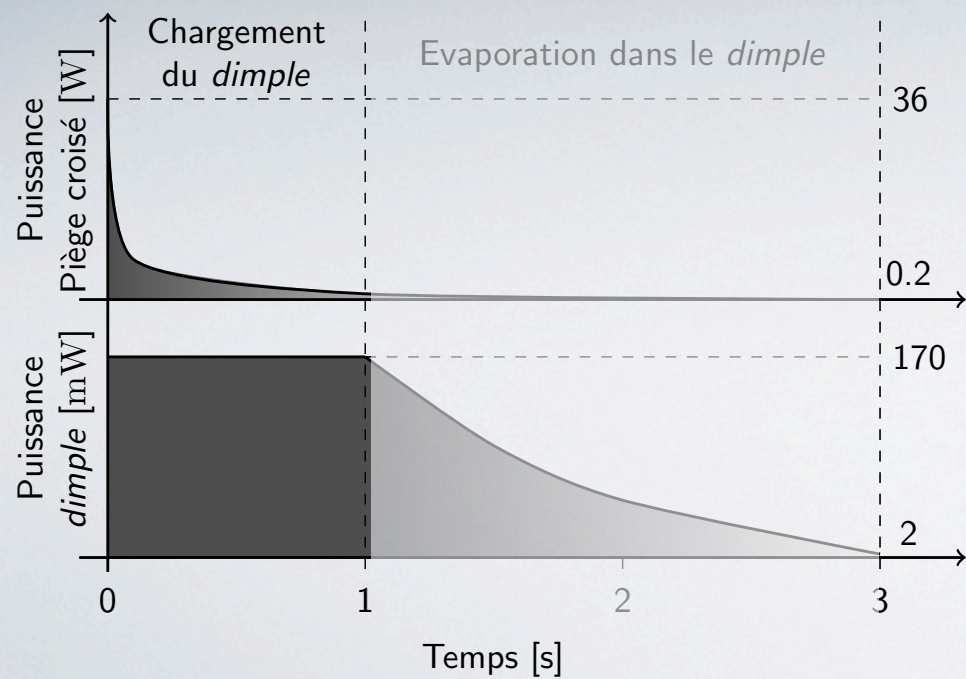
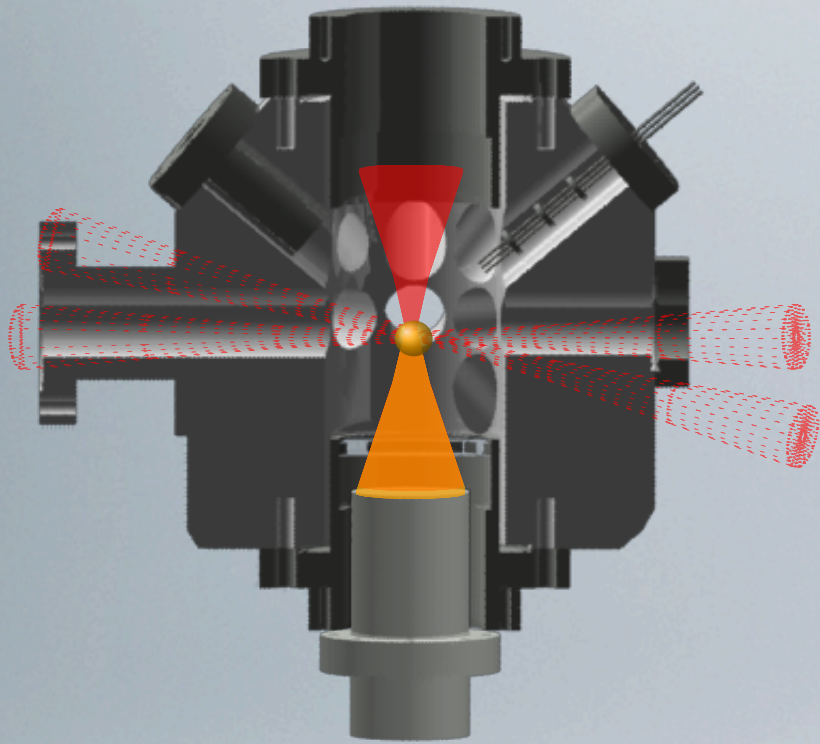


Piège fortement focalisé *dimple*

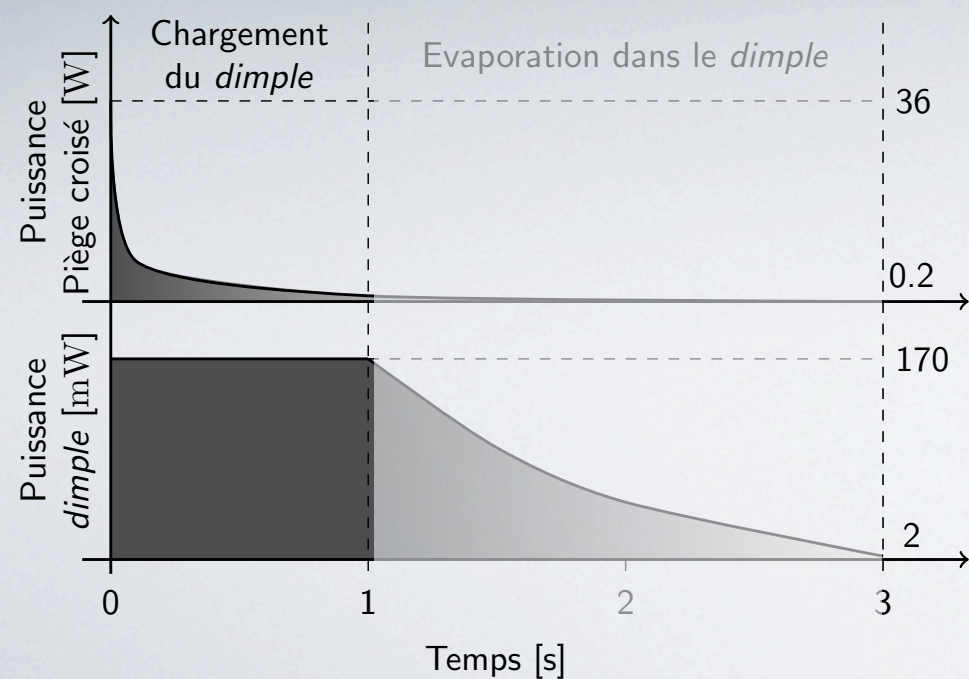
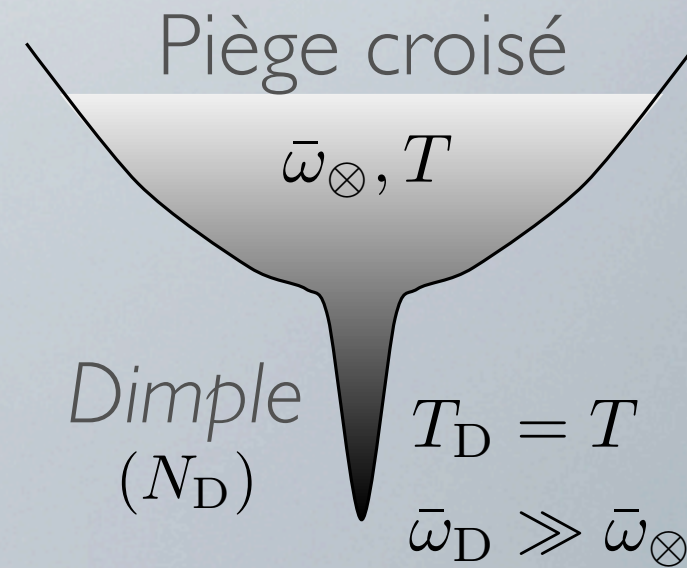
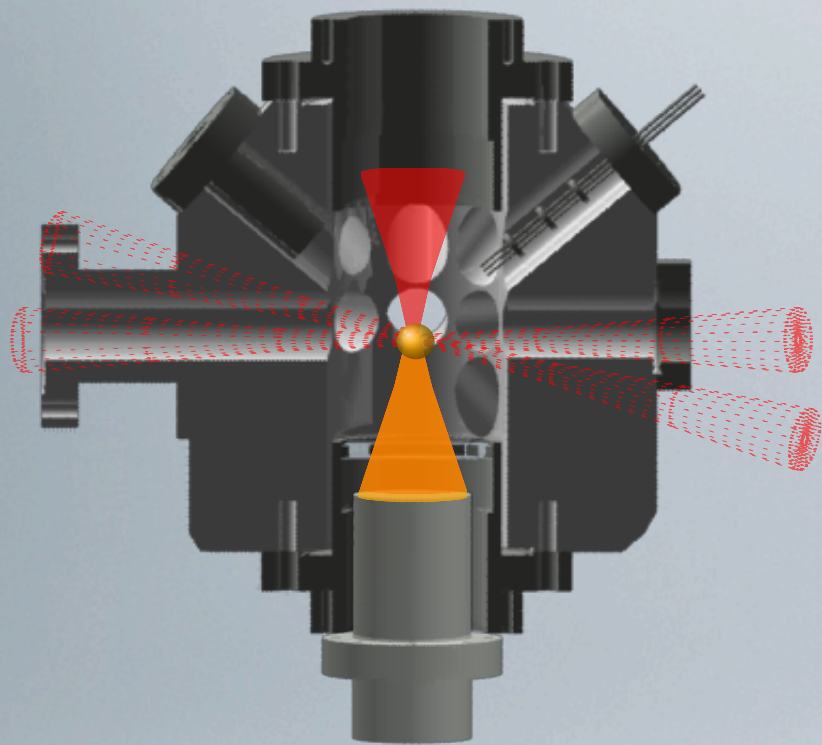
- Condensation en deux temps, en jouant sur l'intensité des deux pièges
- Tout d'abord, chargement du piège *dimple*



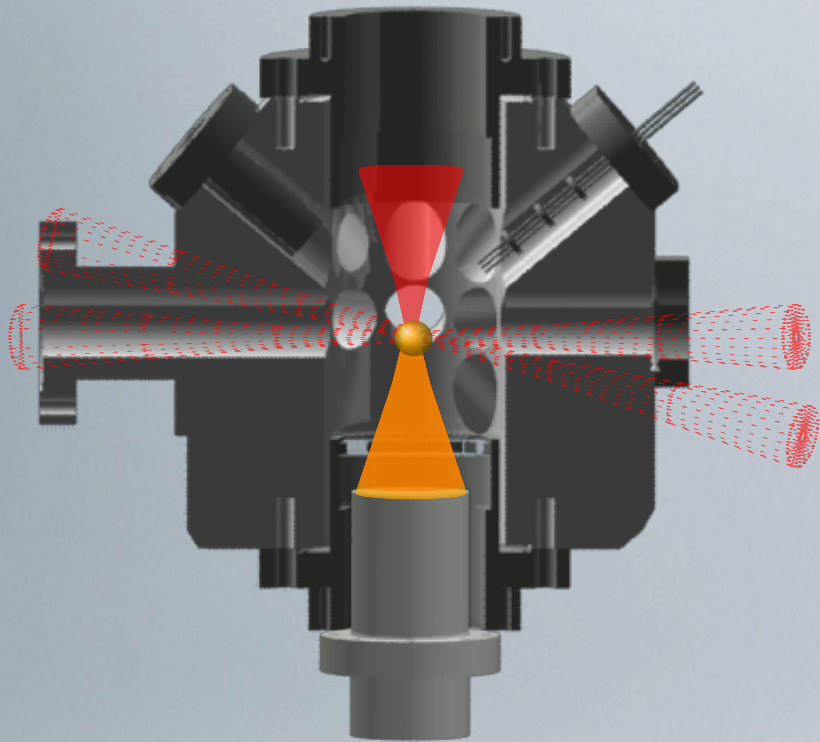
Piège fortement focalisé *dimple*



Piège fortement focalisé *dimple*

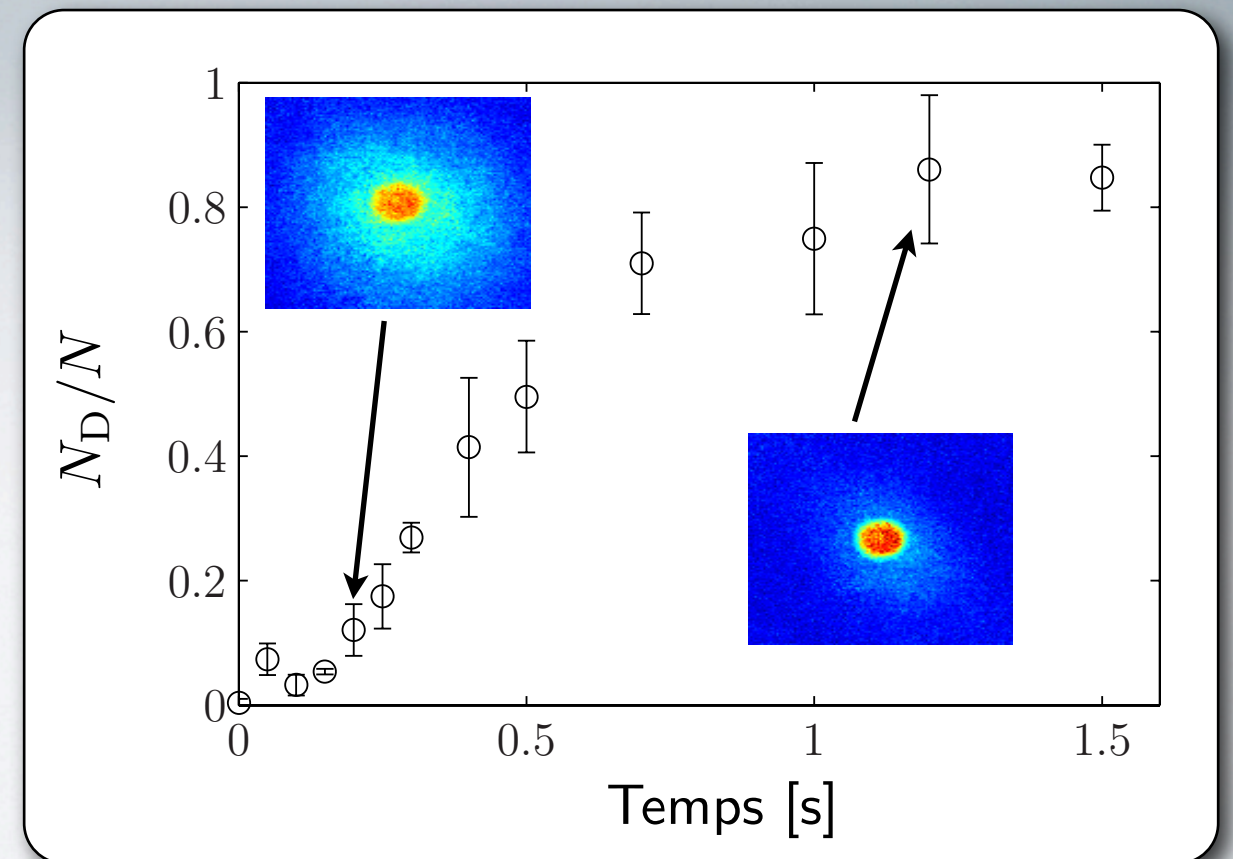
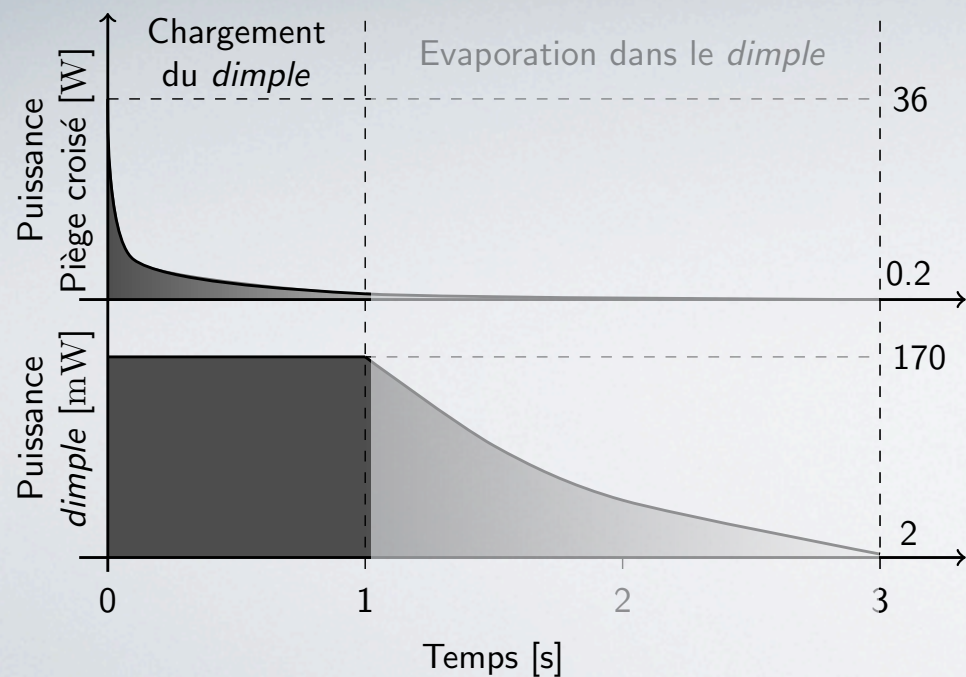
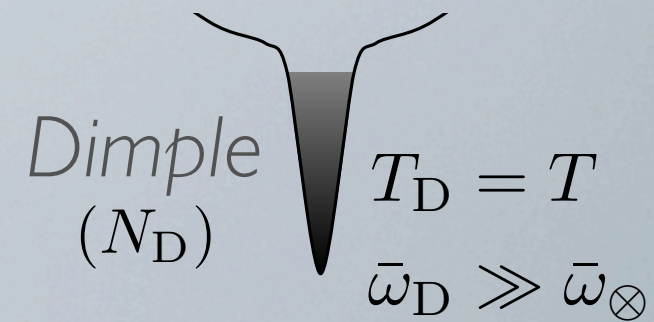


Piège fortement focalisé *dimple*



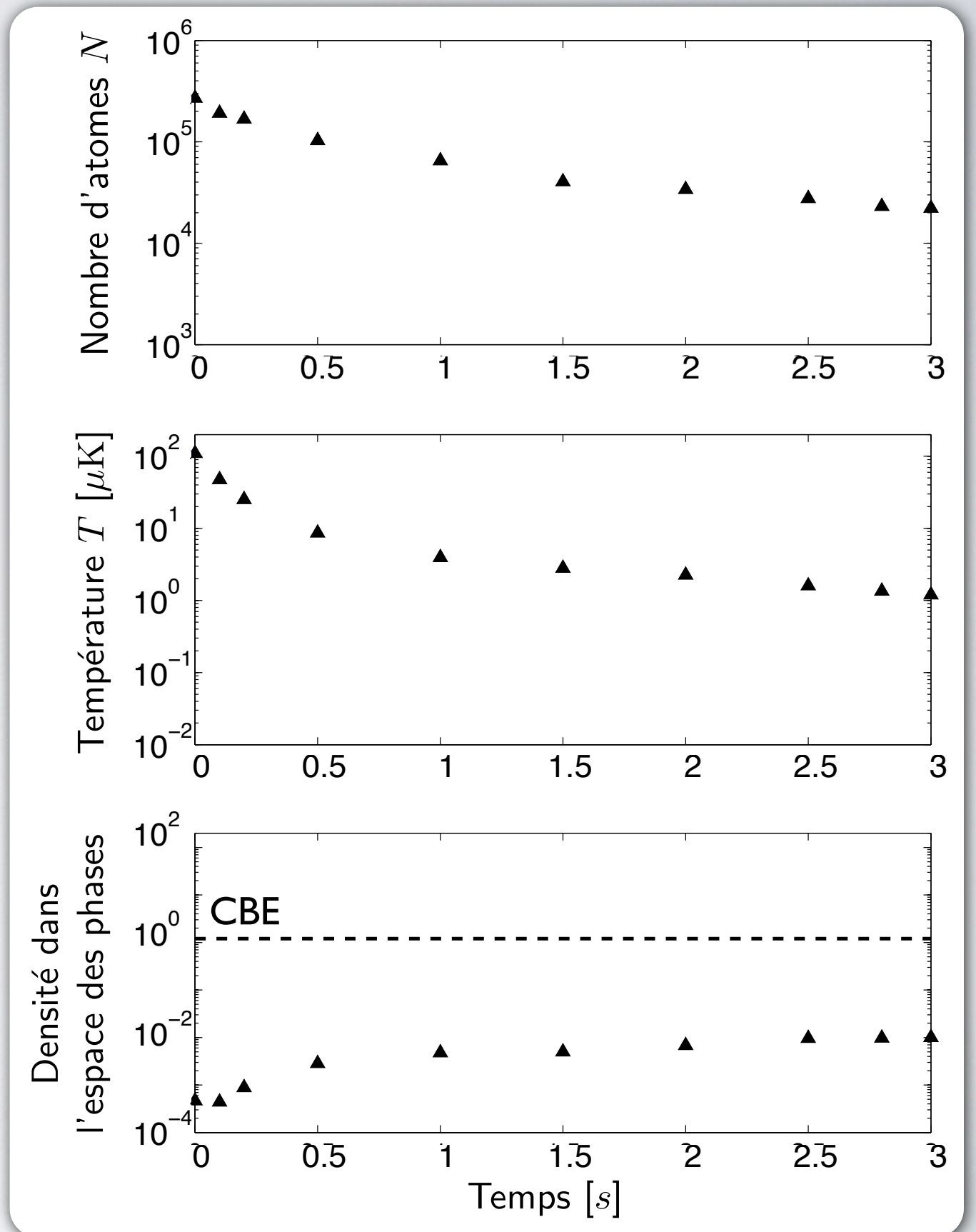
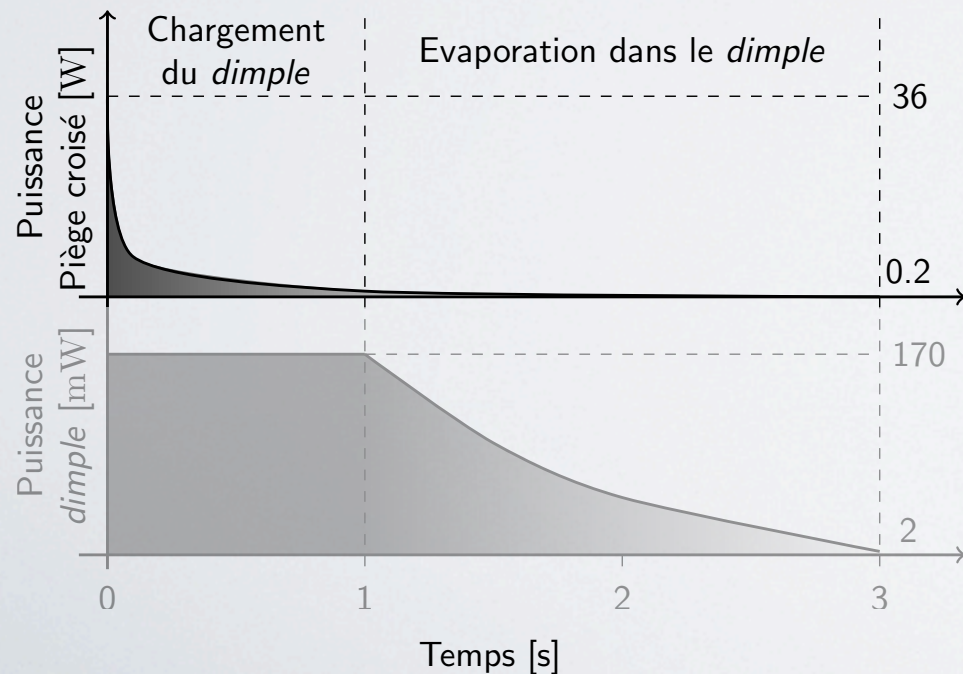
Piège croisé

$$\bar{\omega}_{\otimes}, T$$



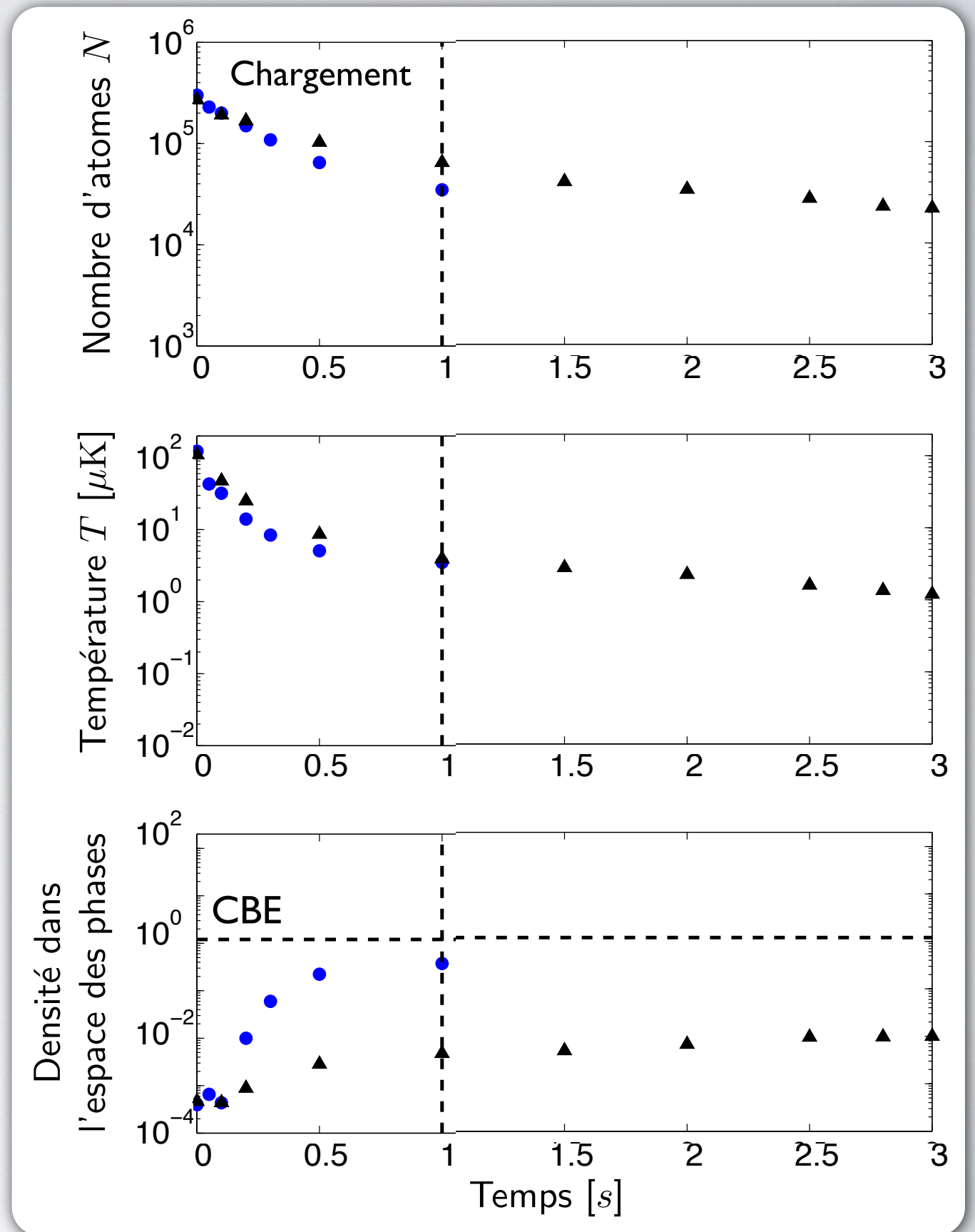
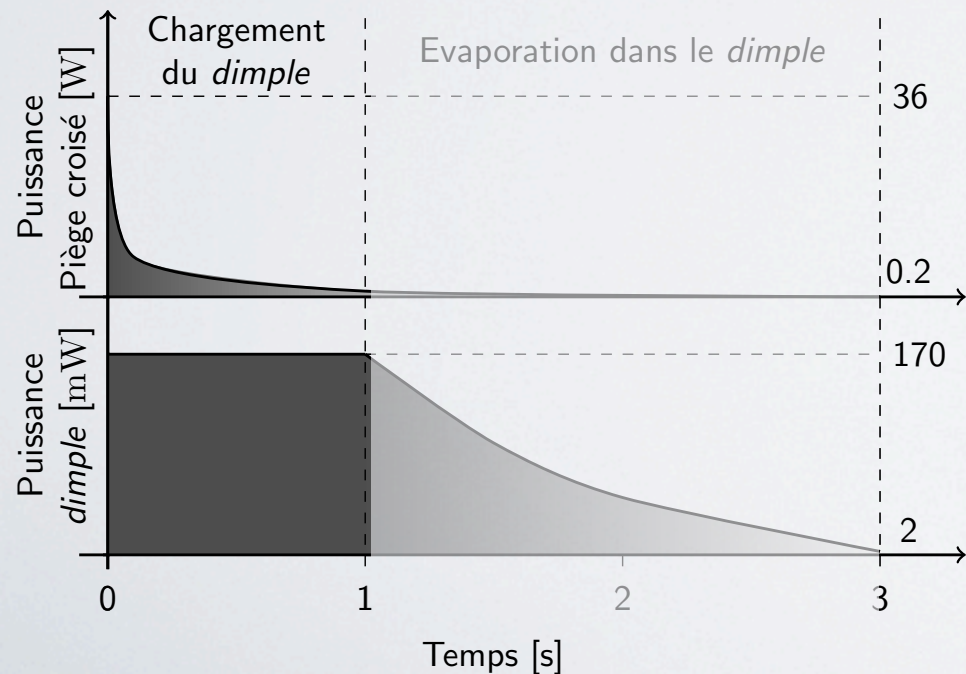
Evaporation dans le piège croisé

- Le nombre d'atomes initial est insuffisant pour atteindre la condensation avec le piège croisé seul



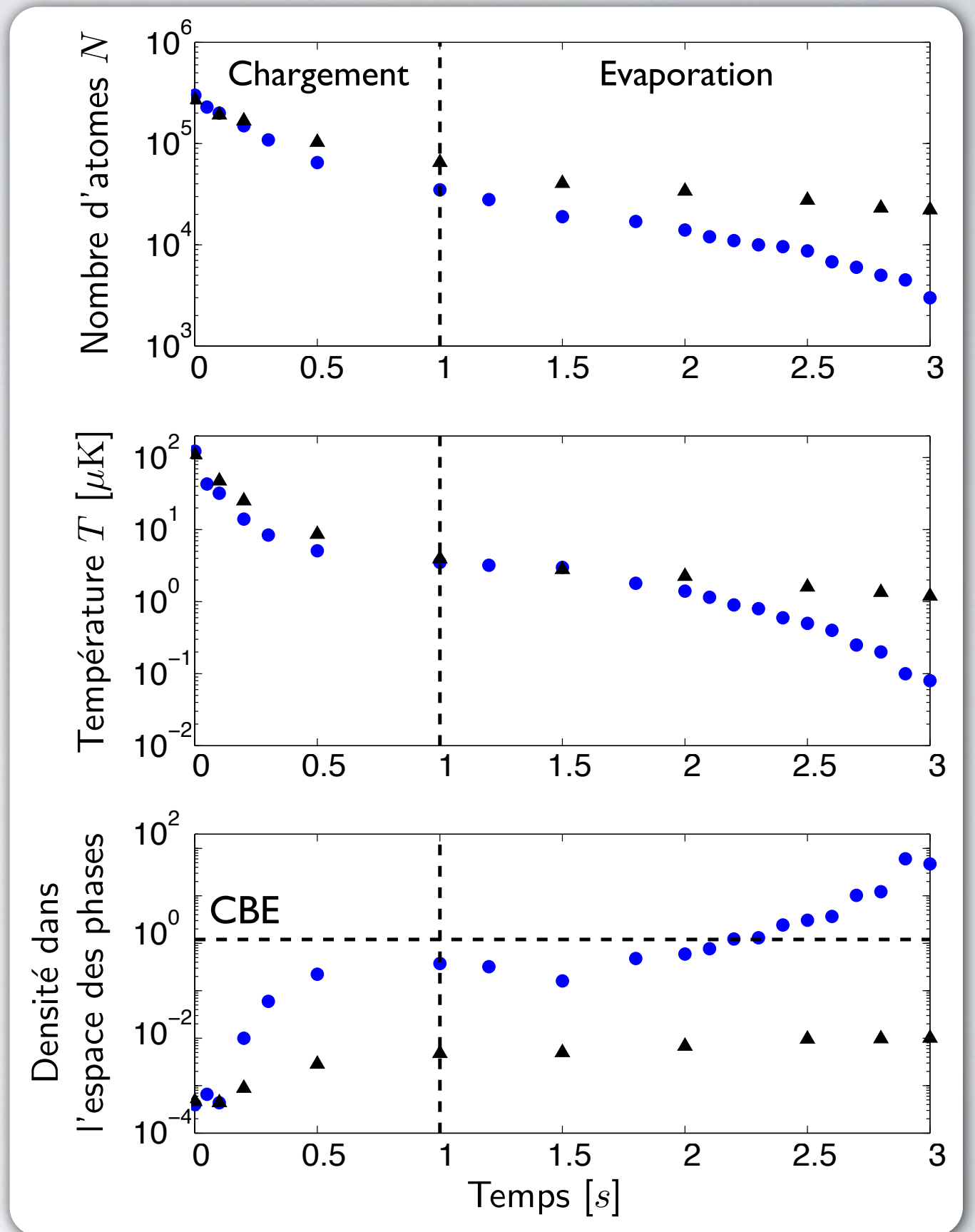
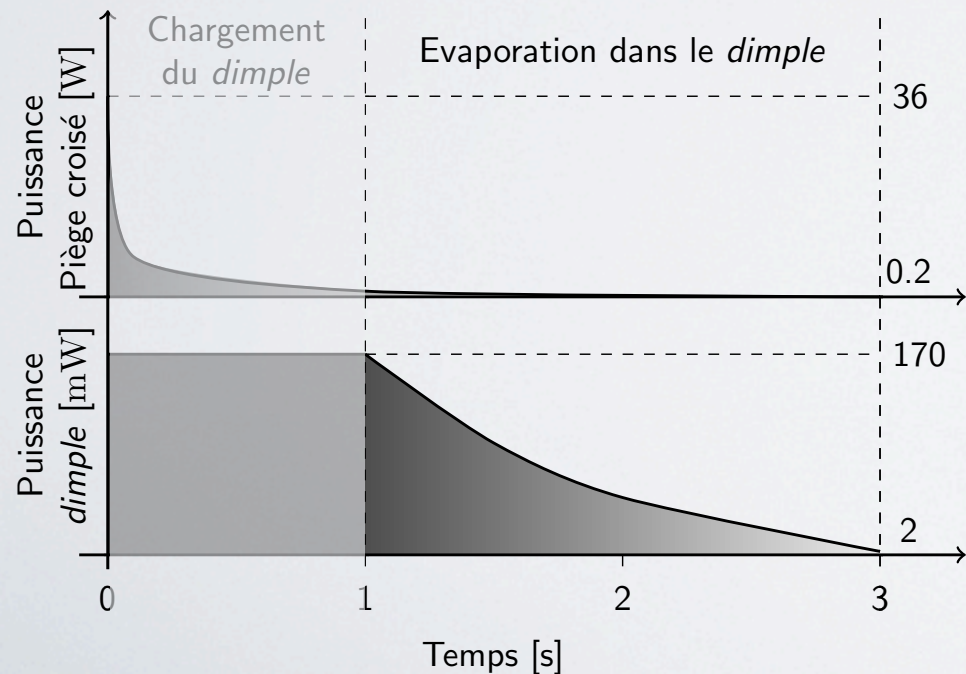
Chargement du *dimple*

- La quasi-totalité des atomes est transférée, sans chauffage, avec une densité dans l'espace des phases 100 fois plus grande



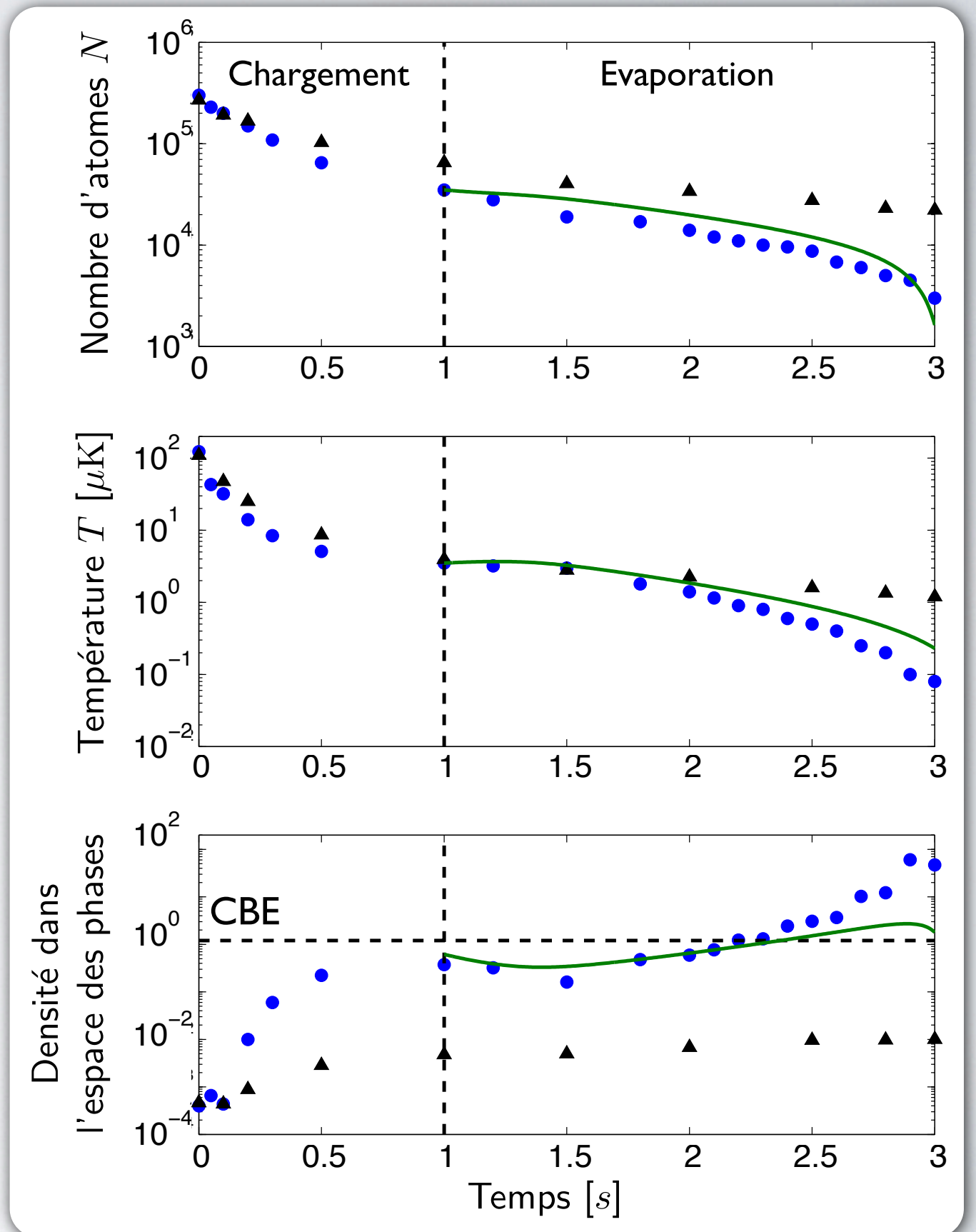
Evaporation dans le *dimple*

- La condensation est atteinte après environ 2 s avec $\sim 10^4$ atomes à $\sim 1 \mu\text{K}$



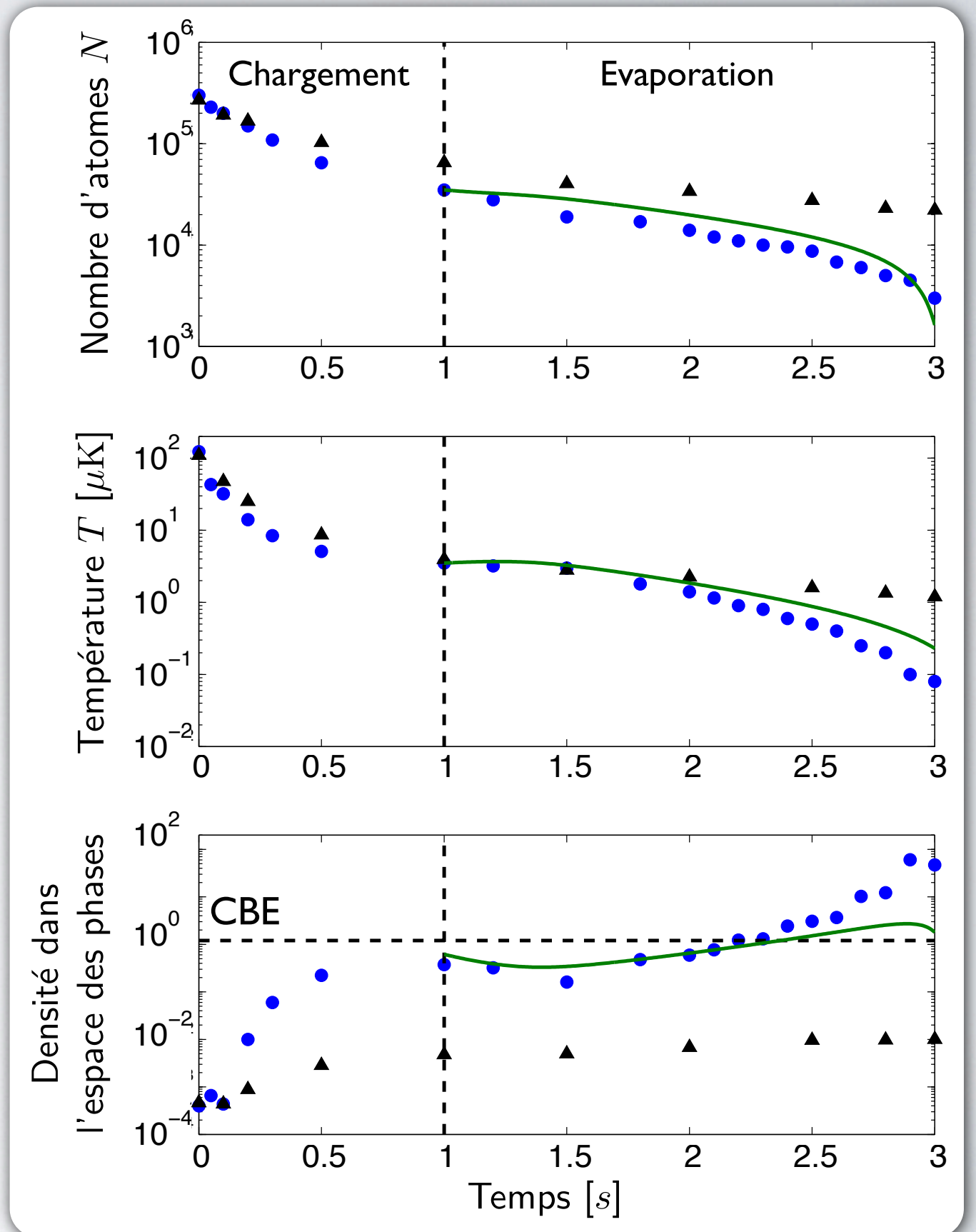
Evaporation dans le *dimple*

- Modèle original d'évaporation
- Nette divergence avec les modèles plus simples (en vert)
Ex. K. M. O'Hara *et al.*, PRA **64** 051403 (2001)



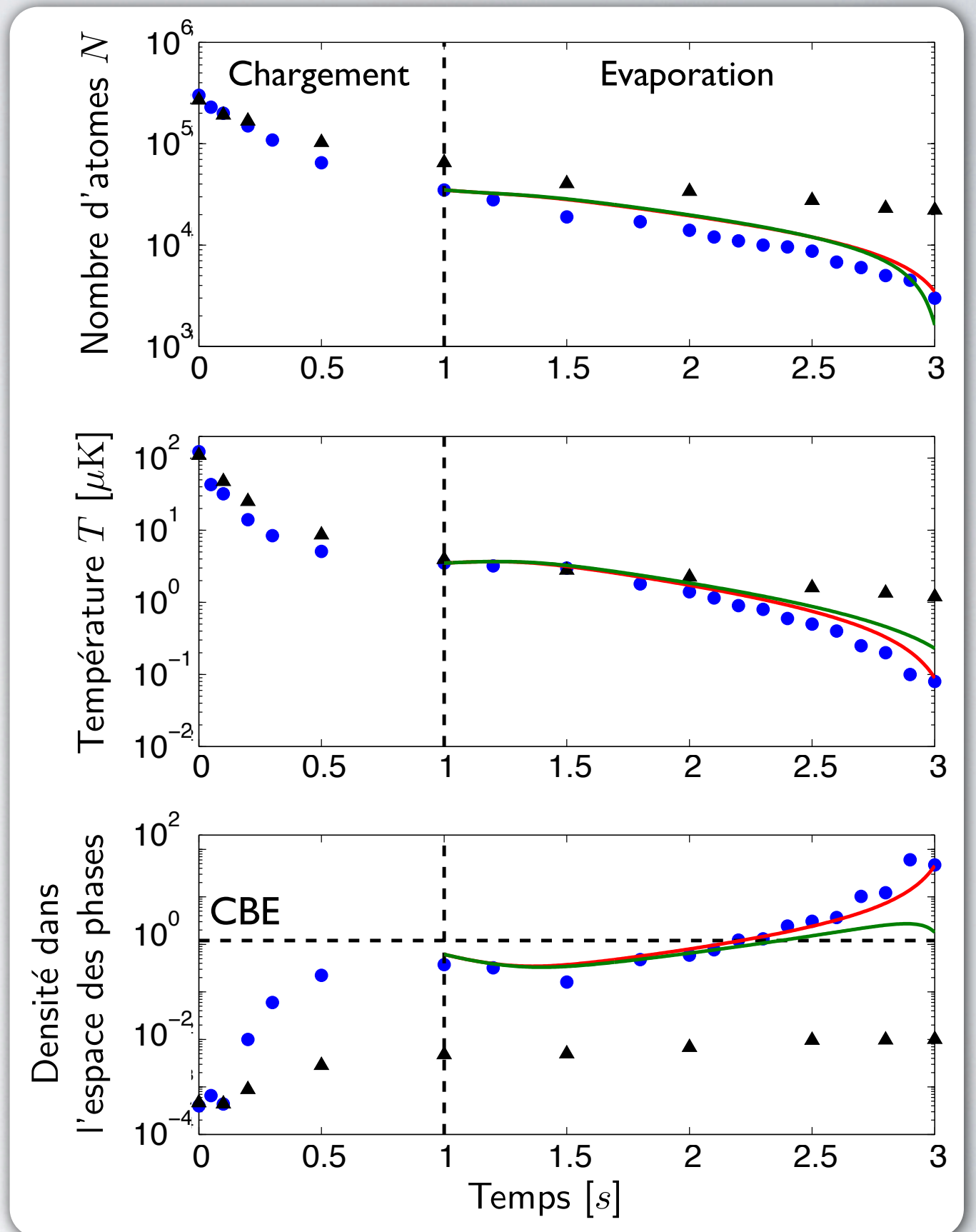
Evaporation dans le *dimple*

- Modèle original d'évaporation
- Nette divergence avec les modèles plus simples (en vert)
Ex. K. M. O'Hara *et al.*, PRA **64** 051403 (2001)
- Terme de déversement important pour les rampes rapides (piège optique)



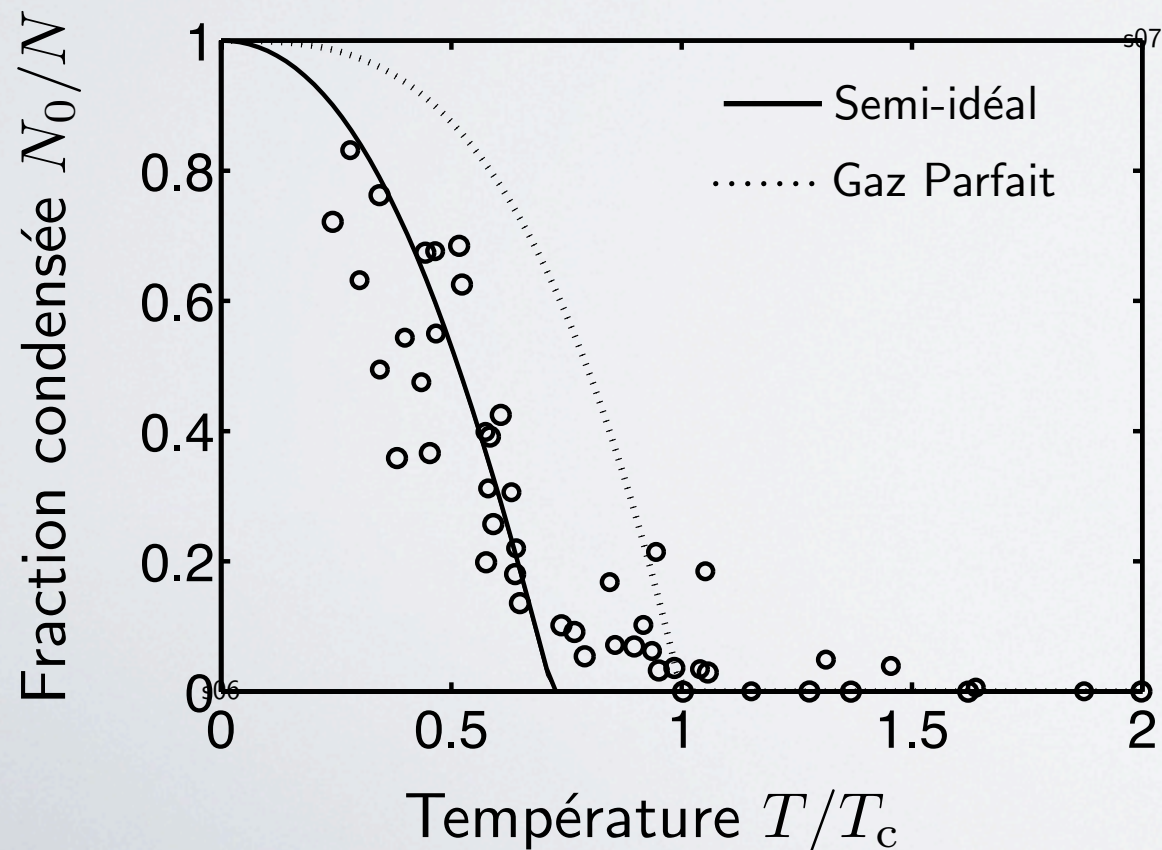
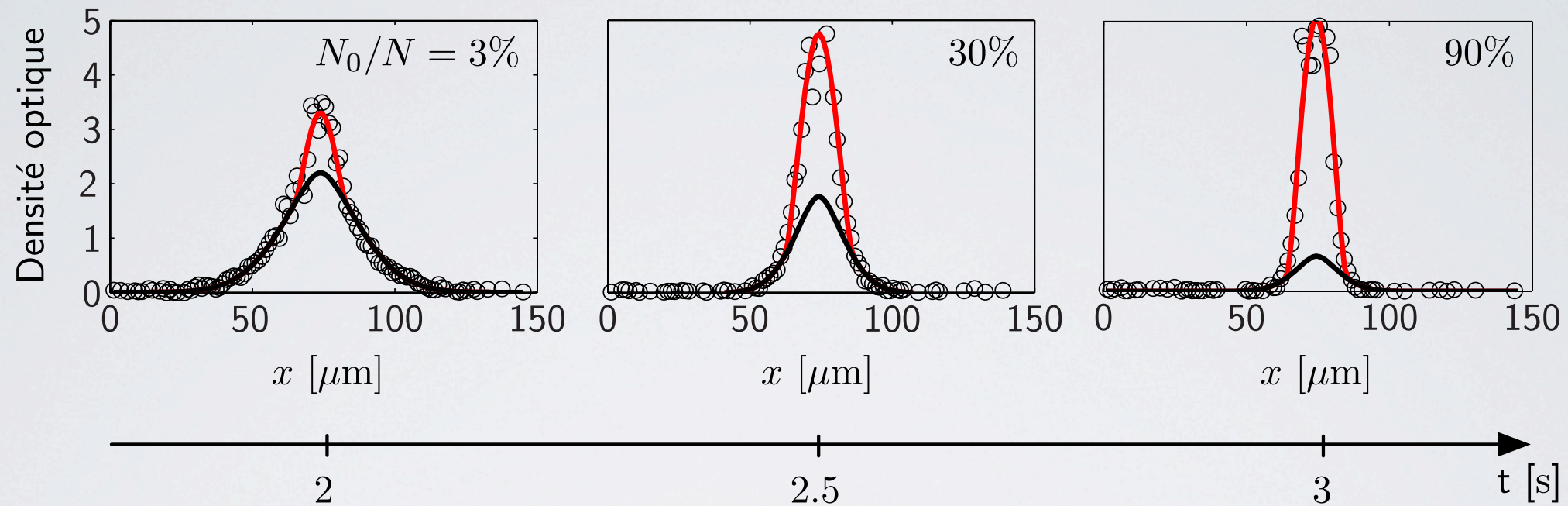
Evaporation dans le *dimple*

- Modèle original d'évaporation
- Nette divergence avec les modèles plus simples (en vert)
Ex. K. M. O'Hara *et al.*, PRA **64** 051403 (2001)
- Terme de déversement important pour les rampes rapides (piège optique)
- Anharmonicité du piège importante pour ce terme prise en compte (en rouge)



Mesure de la fraction condensée

- Double structure, avec purification du condensat au cours de l'évaporation



- La fraction condensée et la température sont déduites de ces profils
- Bien décrit par un modèle semi-idéal

M. Naraschewski et al., PRA **58** 2423 (1998)

⇒ L'effet des interactions demeure bien visible à petit nombre d'atomes grâce au piège mésoscopique

Conclusion

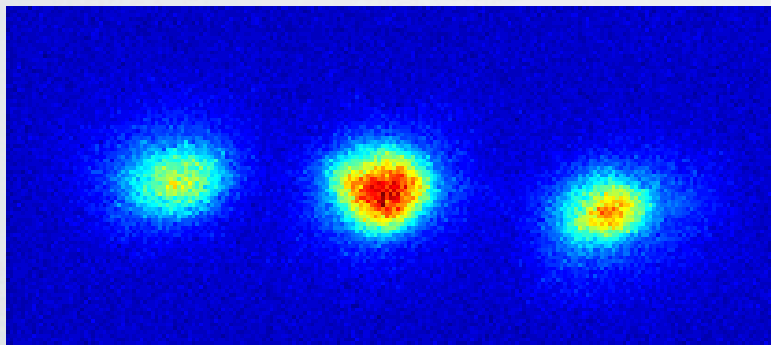
- Conception d'un dispositif expérimental pour l'étude de systèmes quantiques mésoscopiques fortement corrélés
- Laser solide à 589 nm pour le refroidissement du sodium
- Formation d'un condensat de Bose-Einstein de sodium dans une enceinte unique en utilisant la désorption
- Condensation tout optique en deux temps en utilisant un piège optique mésoscopique fortement focalisé

Perspectives

Condensat de sodium et piège mésoscopique

- Formation d'un piège plus focalisé, $w_0 \sim 1.5 \mu\text{m}$
 - Configuration état lié unique
- ⇒ Observation d'une réduction des fluctuations du nombre d'atomes dans le piège ?

Etude de condensats spinoriels



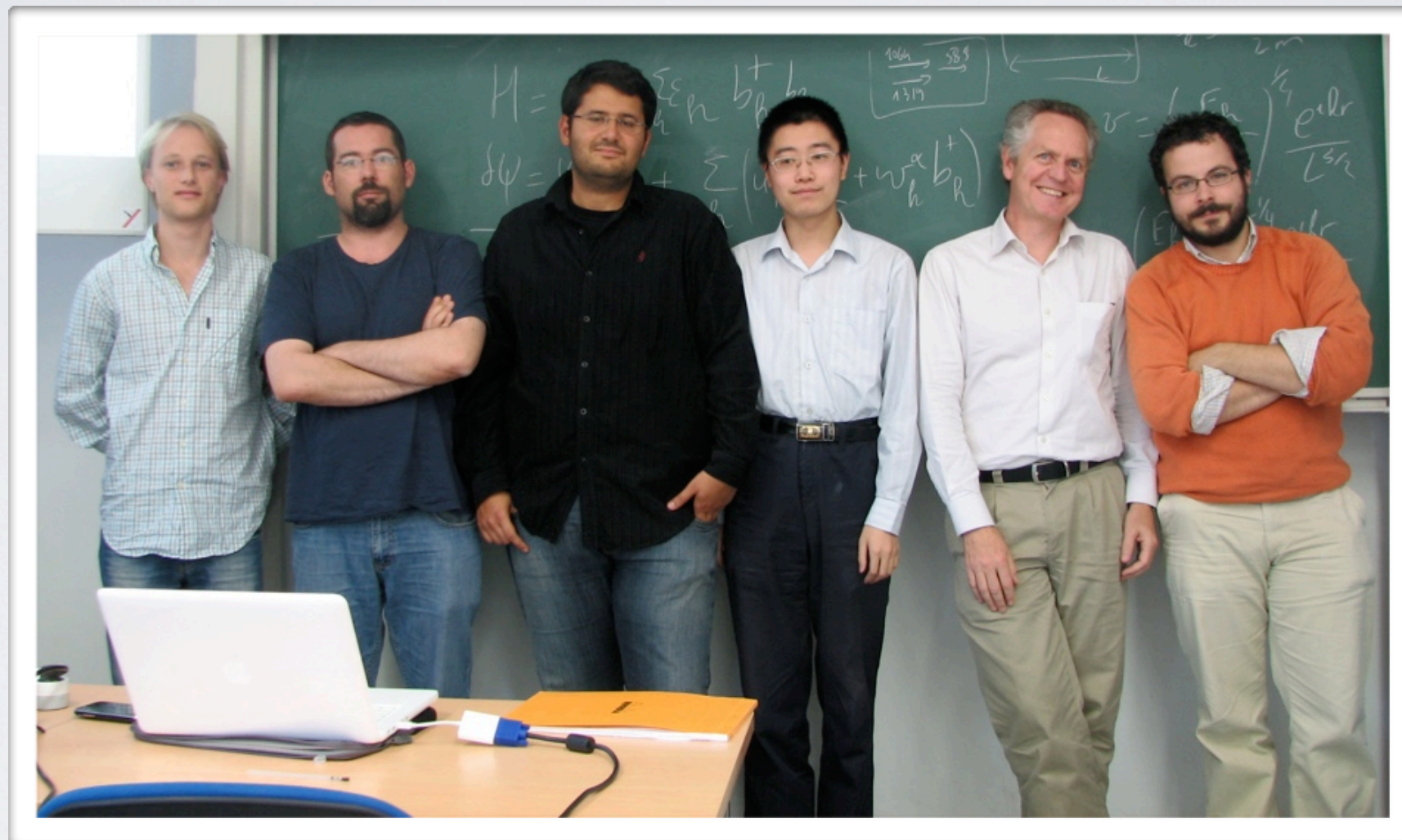
- Comptage des atomes par fluorescence à l'unité près
- Observation d'états de spin comprimés
- Anti-ferromagnétisme : état fondamental corrélé

Remerciements

Un grand merci à toute l'équipe !

David Fabrice
Jacob Gerbier

Lingxuan Shao Jean Dalibard Luigi de Sarlo



Merci au groupe atomes froids, et aux membres du secrétariat, de la bibliothèque, des ateliers, des services généraux...