Optique quantique multimode pour les états non-classiques
- Chats de Schrödinger -

Juliette Huynh
Master Ondes, Atomes, Matière, Université Côte d'Azur, Nice, France
Virginia D'Auria[1], Jean Etesse[1]
[1]Institut de Physique de Nice

Résumé

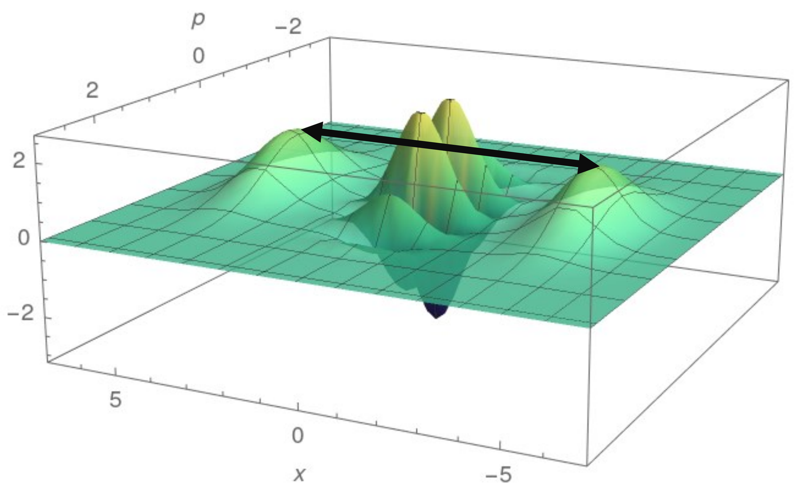
Beaucoup d'expériences requièrent des états type « chats de Schrödinger » de grandes amplitudes, ce qui de nos jours est difficile à créer [1]. Le *cat breeding* monomode (le terme anglais sera gardé par la suite), une méthode permettant d'augmenter l'amplitude des chats à l'aide d'états monomodes, est une alternative à ce problème. Or, l'aspect monomode de cette approche présente toujours des limites dans les amplitudes en sortie. Une approche multimode originale a donc été développée pour s'en affranchir, et les amplitudes obtenues en sortie sont meilleures que dans le cas monomode.

Qu'est-ce qu'un chat de Schrödinger en optique ?

<u>Chat de Schrödinger</u> : superposition de deux états cohérents d'amplitudes opposées.

$$|cat(\alpha)\rangle \propto |\alpha\rangle + |-\alpha\rangle$$

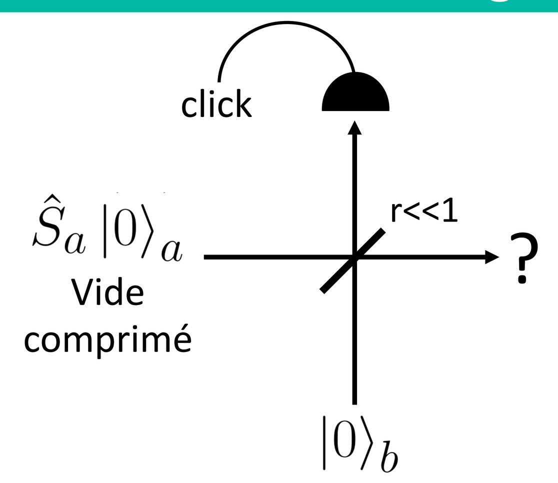
$$|\alpha\rangle = e^{-\frac{|\alpha|^2}{2}} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}} |n\rangle$$



Des opérations de bonne qualité nécessitent de grandes amplitudes alpha (α ≈ 5).

<u>Liste des usages</u>
- Encodage de qbits
- Métrologie quantique
- Cryptographie

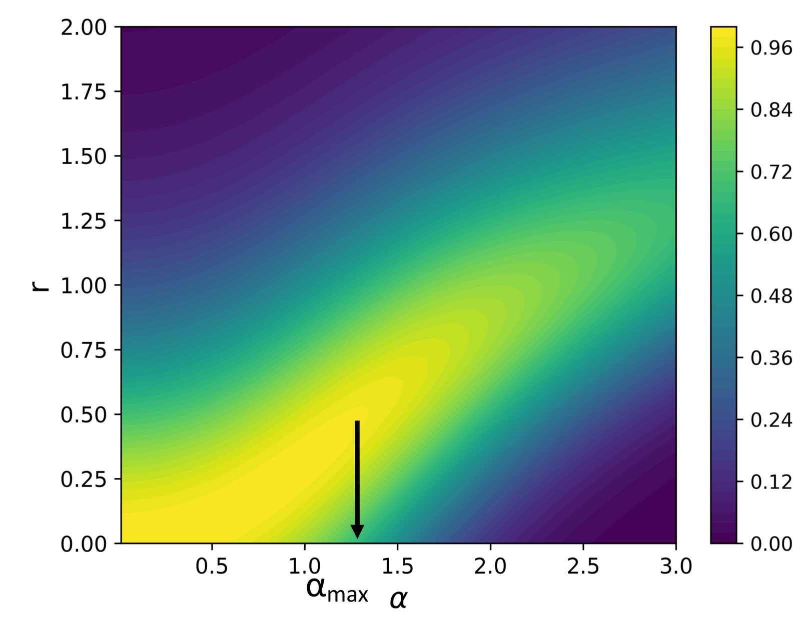
Créer un chat de Schrödinger par photon soustrait à du vide comprimé (PSSV) [2]



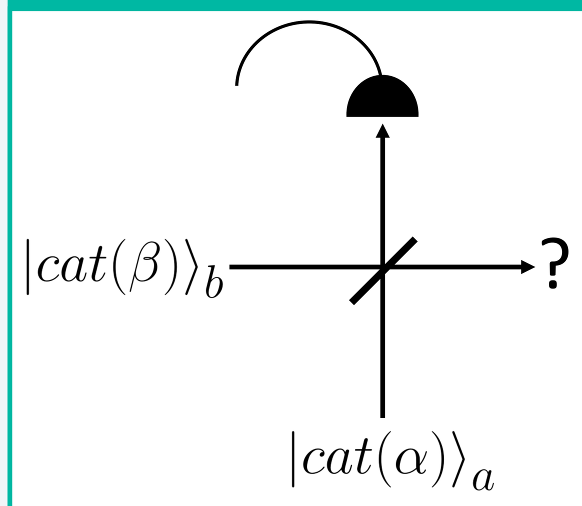
<u>Etat en sortie après mesure de photon unique</u>

$$|\psi\rangle_{out} \propto \hat{a}\hat{S}_a|0\rangle_a \propto \underbrace{\hat{S}_a|1\rangle_a}_{\text{PSSV}}$$

→ Ce dispositif ≡ soustraire un photon



Cat breeding monomode : cas dégénéré dans une seule base



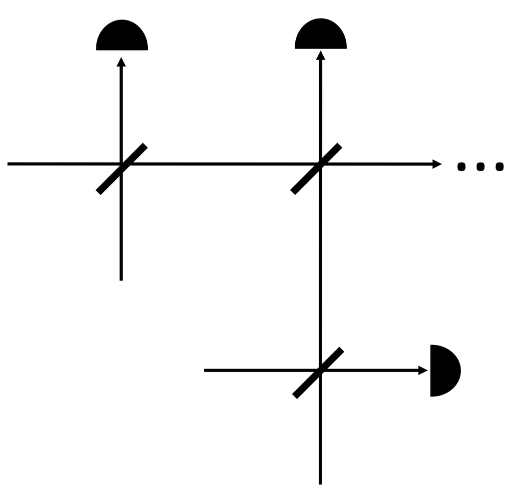
<u>Cas optimal</u> : α=β et r=t

$$|\psi\rangle_{out} \propto |0\rangle_a |cat(\sqrt{2}\alpha)\rangle_b + |cat(\sqrt{2}\alpha)\rangle_a |0\rangle_b$$

Conditionnement sur le vide par détection homodyne :

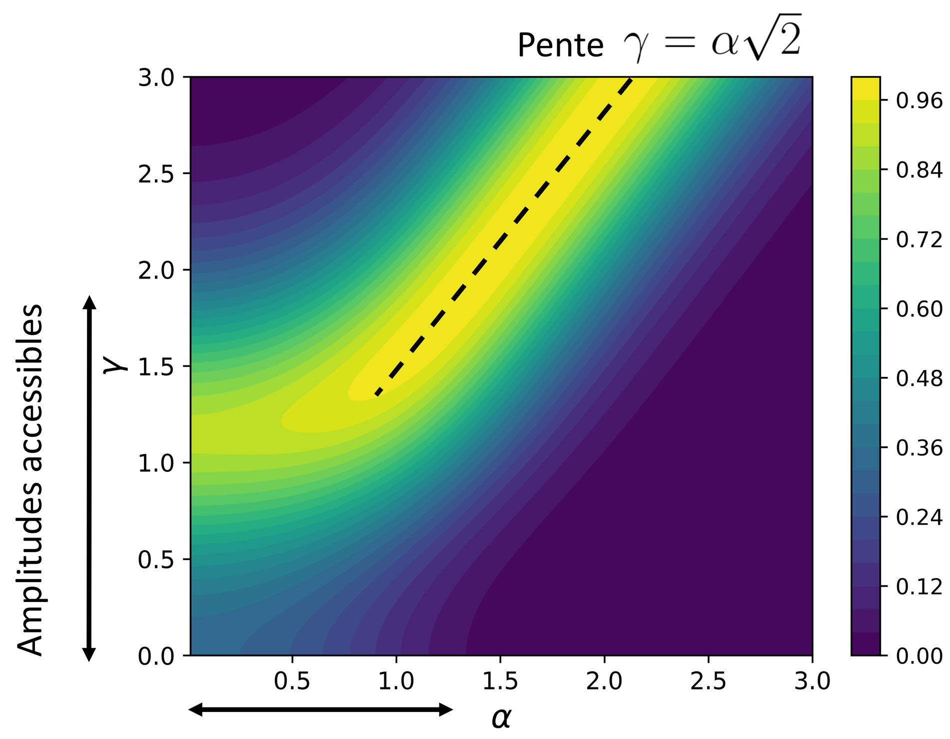
$$|\psi\rangle_{out_b} \propto |cat(\sqrt{2}\alpha)\rangle_b + 2e^{-2|\alpha|^2}|0\rangle_b$$

<u>Aspect itératif du breeding</u> [3]



- k itérations : une amplitude $\sqrt{2}^k$ plus grande en sortie
- Une probabilité de réussite qui diminue à chaque itération
- Nécessité de mémoires quantiques pour stocker les états

<u>Fidélité avec un chat d'amplitude quelconque γ</u>



On créé des chats de grande amplitude, mais au prix de beaucoup d'itérations et donc avec une probabilité de succès extrêmement faible.
→ Volonté de paralléliser les opérations.

Monomode/multimode et mode/supermode

<u>Mode</u> : l'un des deux modes spatiaux (a ou b).
<u>Supermode</u> : un mode en fréquence (k ou n) d'un mode spatial.

<u>Opérateurs monomodes en fréquence et opérateurs multimodes</u>

2 bases modales dans le dispositif :
$\{\psi_k(\omega)\}$ pour le bras a et $\{\chi_n(\omega)\}$ pour le bras b.

$\hat{A}_k$ et $\hat{B}_n$ sont les opérateurs d'annihilation dans les supermodes k et n, et $\hat{a}(\omega)$ et $\hat{b}(\omega)$ les opérateurs d'annihilation qui agissent sur les modes a et b.

$$\hat{a}(\omega) = \sum_k \psi_k(\omega)\hat{A}_k$$

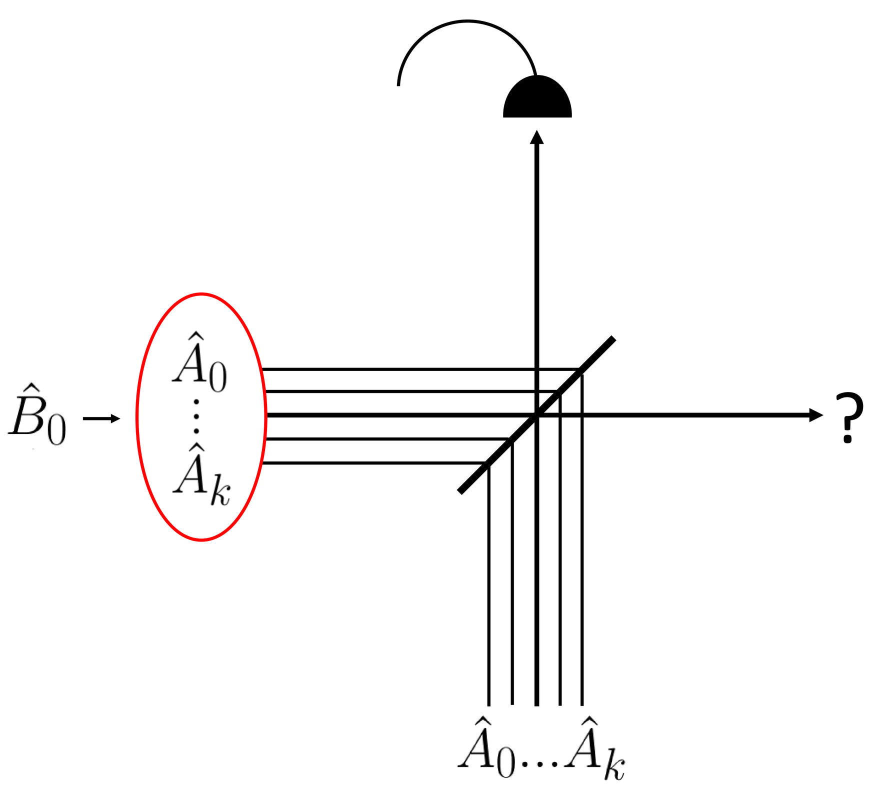
$$\hat{A}_k = \int \psi_k^*(\omega)\hat{a}(\omega)d\omega$$

$$\hat{b}(\omega) = \sum_n \chi_n(\omega)\hat{B}_n$$

$$\hat{B}_n = \int \chi_n^*(\omega)\hat{b}(\omega)d\omega$$

Une approche multimode pour paralléliser la méthode de *cat breeding*

Un chat dans chaque supermode k du bras a, et un chat dans le supermode n=0 du bras b.



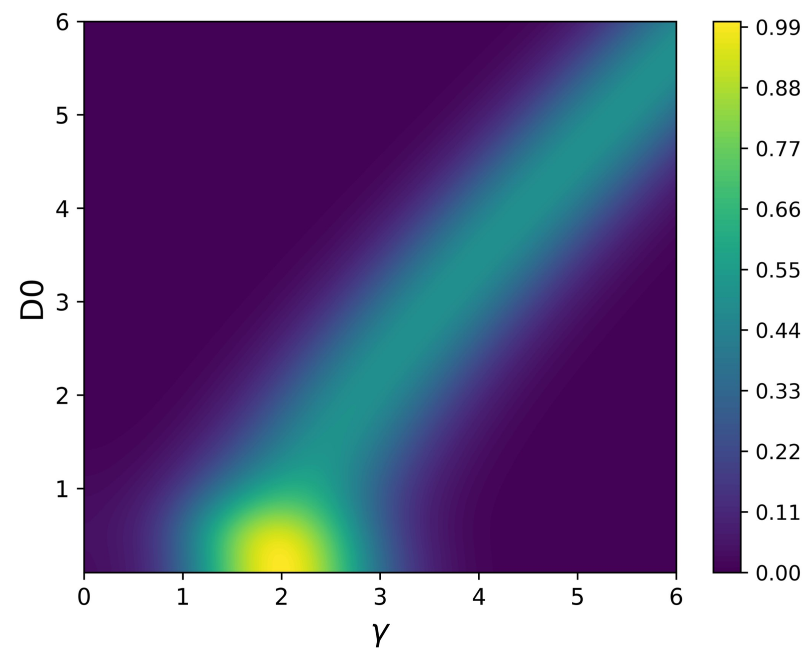
	Base	Etat d'entrée
Bras a	$\{\psi_k(\omega)\}$	$\bigotimes_{k=0}^{\infty} \|cat(\alpha_k)\rangle_{k,a}$
Bras b	$\{\chi_n(\omega)\}$	$\|cat(\beta)\rangle_{0,b} \bigotimes_{n=1}^{\infty} \|0\rangle_{n,b}$

Passage dans la base du bras a pour faire interférer :

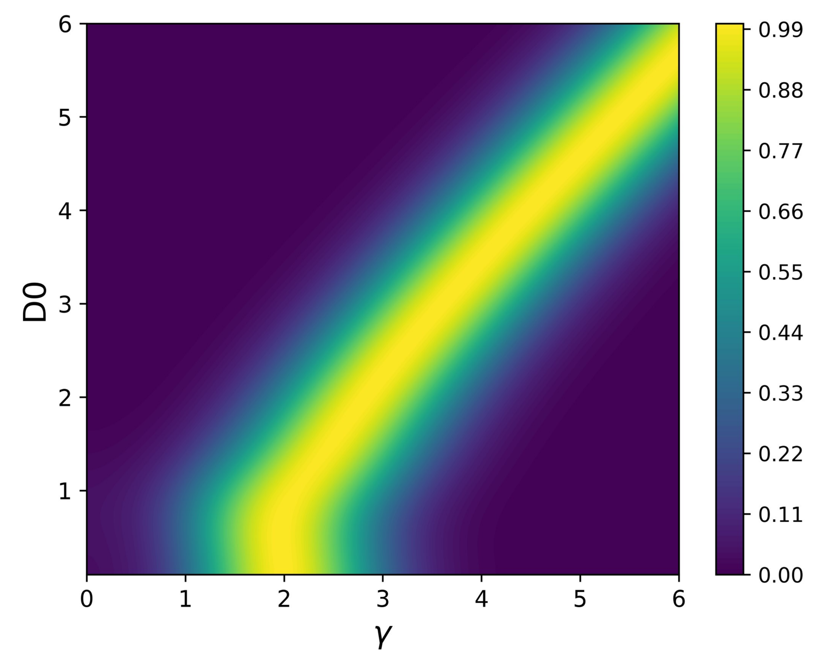
$$\hat{B}_0 = \sum_k c_{0,k}\hat{A}_k$$

$c_{0,k}$ est l'intégrale de recouvrement entre le supermode n=0 et la base $\{\psi_k(\omega)\}$

<u>Fidélité avec un chat d'amplitude γ, pour β=2 et X₀=0</u>



$$\prod_{n=1}^{\infty} e^{-2D_n^{*2}} = 0$$



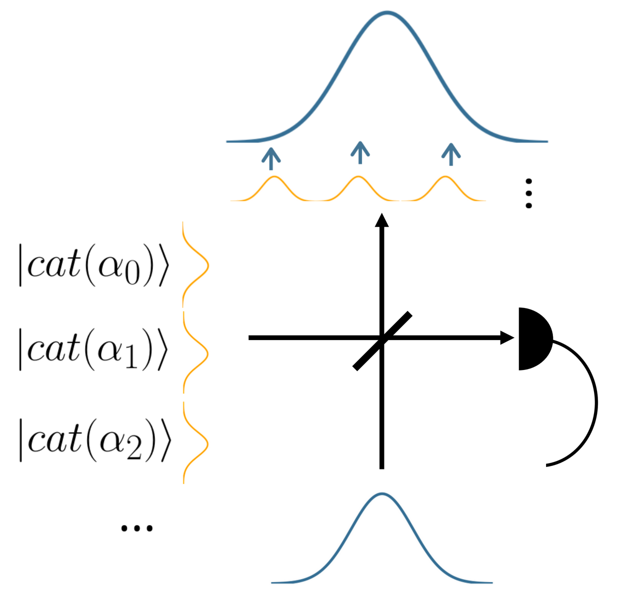
$$\prod_{n=1}^{\infty} e^{-2D_n^{*2}} = 1$$

Après retour dans la base des $\{\chi_n(\omega)\}$ et conditionnement sur l'état de vide :

$$\boxed{\begin{aligned} D_n &= \sum_{k=0}^{\infty} \alpha_k c_{n,k} \\ W_n &= rD_n^* - t\beta \\ X_n &= tD_n^* - r\beta \\ Y_n &= rD_n^* + r\beta \\ Z_n &= tD_n^* + r\beta \end{aligned}}$$

$$\hat{\rho}_{fin} \propto \overbrace{\hat{\rho}\left\{e^{-\frac{X_0^2}{2}}|cat(Y_0)\rangle + e^{-\frac{Z_0^2}{2}}|cat(W_0)\rangle\right\}}^{\text{Breeding parfait}} \prod_{n=1}^{\infty} e^{-2D_n^{*2}}$$

$$+ \Bigg(\underbrace{\hat{\rho}\left\{e^{-\frac{X_0^2}{2}}|Y_0\rangle + e^{-\frac{Z_0^2}{2}}|W_0\rangle\right\} + \hat{\rho}\left\{e^{-\frac{X_0^2}{2}}|-Y_0\rangle + e^{-\frac{Z_0^2}{2}}|-W_0\rangle\right\}}_{\text{Breeding raté}}\Bigg)\left(1 - \prod_{n=1}^{\infty} e^{-2D_n^{*2}}\right)$$



Chaque chat de taille α_k va participer au *breeding* du chat de taille beta.

La valeur de $\prod_{n=1}^{\infty} e^{-2D_n^{*2}}$ déterminera si l'amplitude en sortie est meilleure que dans le cas monomode ou non.

Conclusion et perspectives

Dans certains cas, l'approche multimode du *cat breeding* permet d'obtenir en sortie des chats d'amplitude bien plus élevée qu'en entrée. Il s'agit donc d'une très bonne méthode pour paralléliser le processus de *cat breeding*, et s'affranchir de l'aspect itératif ainsi que de la probabilité de réussite trop faible.

Une suite à ce travail serait d'évaluer la valeur de $\prod_{n=1}^{\infty} e^{-2D_n^{*2}}$ afin de déterminer les valeurs nous donnant une fidélité maximale avec un chat de grande amplitude.

<u>Références</u> :
[1] Demid Sychev, « Generating and breeding the optical Schrödinger's cat state », AIP Conference Proceedings Vol. 1936 (2018)
[2] Alexei Ourjoumtsev, « Generating optical Schrödinger kittens for quantum information processing », Science Vol. 312 (2006)
[3] Austin Lund, « Conditional production of superpositions of coherent states with inefficient photon detection », Physical Review A Vol. 70 (2004)