

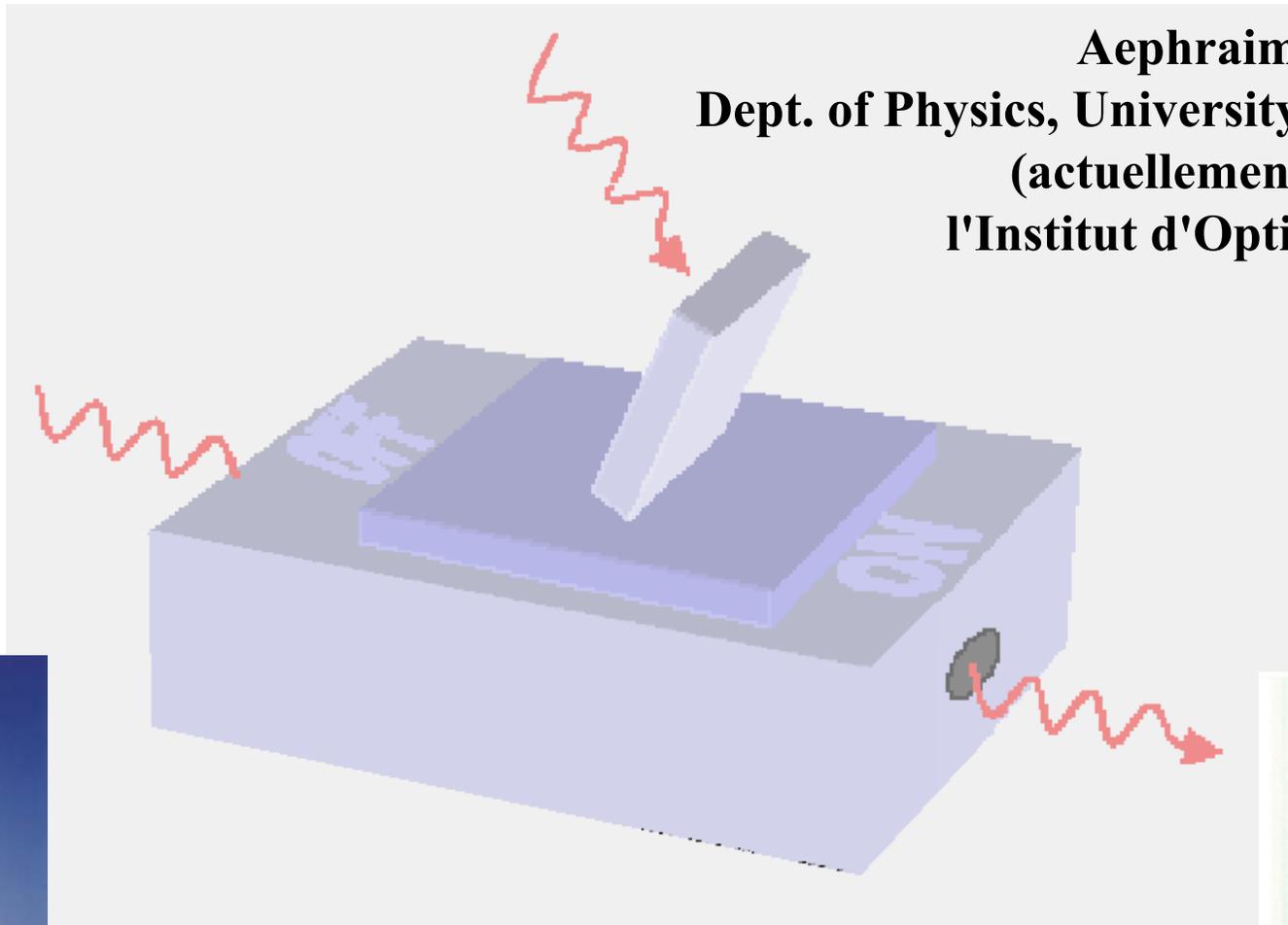
Le Photon Dans Tous Ses États:

Préparation et contrôle d'états non-classiques de la lumière

Aephraim Steinberg

Dept. of Physics, University of Toronto

(actuellement en visite à
l'Institut d'Optique, Orsay)



DRAMATIS PERSONAE

Équipe d'optique quantique et d'atomes froids de Toronto:

Postdocs: Morgan Mitchell (→ Barcelona)

Marcelo Martinelli (→ São Paulo); **TBA (contactez-nous!)**

Optique: Jeff Lundeen

Kevin Resch (→ Zeilinger)

Lynden (Kristen) Shalm

Masoud Mohseni (→ Lidar)

Reza Mir (→ real world) Rob Adamson

Karen Saucke (→ Munich)

Atomes: Jalani Fox

Stefan Myrskog (→ Thywissen)

Ana Jofre (→ NIST)

Mirco Siercke

Samansa Maneshi

Chris Ellenor

Quelques théoriciens amis:

Daniel Lidar, János Bergou, Mark Hillery, John Sipe, Paul Brumer, Howard Wiseman,...



Plan du séminaire

Quelque chose que vous savez déjà

Rappel sur l'informatique et l'optique quantiques

Quelque chose que vous risquez de savoir...

mais que vous avez sans doute oublié
Tous les bons séminaires se ressemblent...

Comment faire interagir deux photons?
chaque mauvais séminaire est mauvais à sa propre manière.

Quelque chose que vous ne savez toujours pas

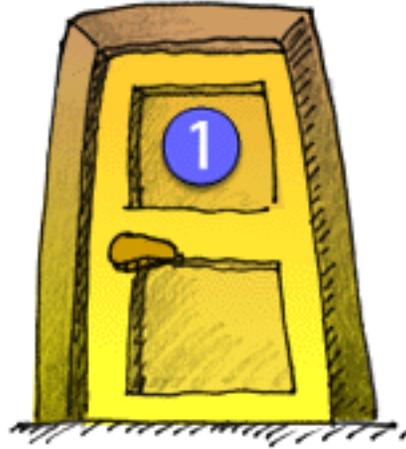
Tomographie quantique des états et des processus

Quelque chose que vous ne croirez peut-être pas

Comment différencier l'indifférenciable

Quelque chose en prime:

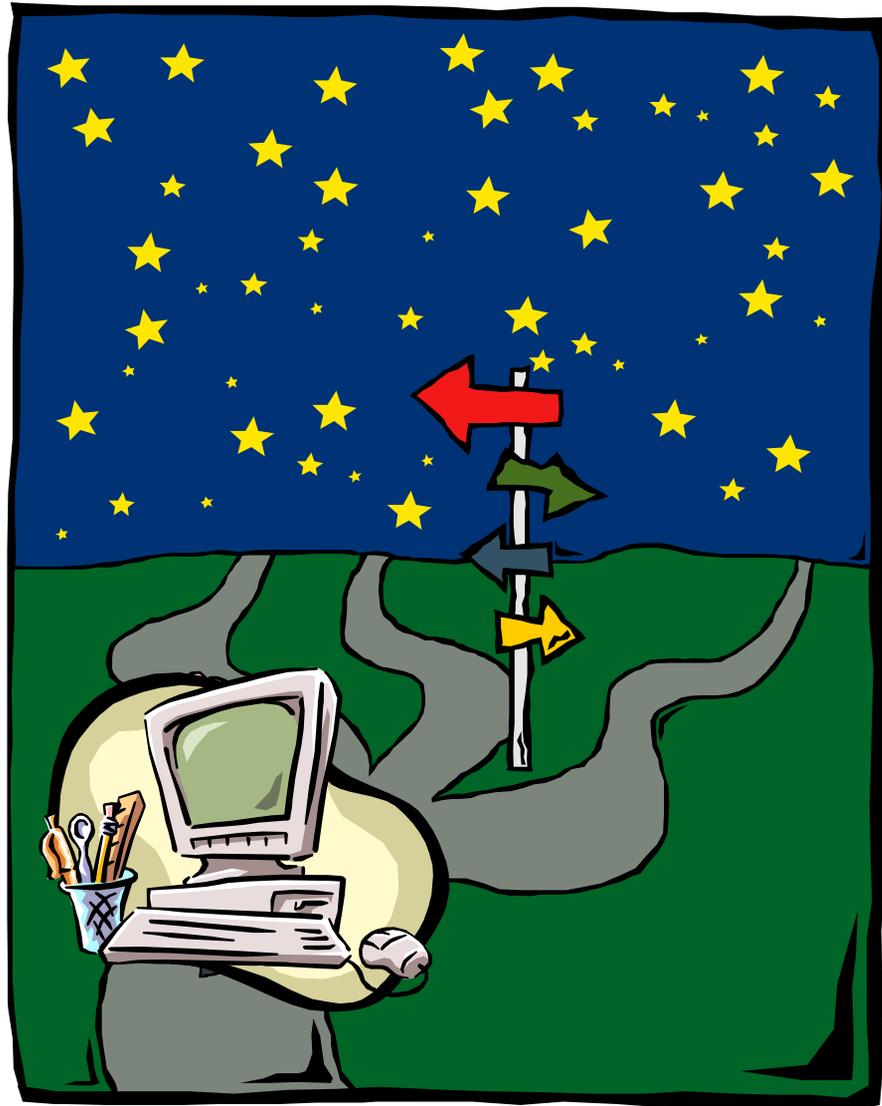
Construction "bottom-up" d'états intriqués



(Re-)introduction à l'optique et à l'informatique quantiques...

L'informatique Quantique

Qu'a-t-elle de si génial?



L'informatique Quantique

Qu'a-t-elle de si génial?

Si un ordinateur classique transforme "n" à l'entrée en "f(n)" à la sortie, l'ordinateur quantique analogue transforme l'état $|n\rangle_{\text{in}}|0\rangle_{\text{out}}$ en $|n\rangle_{\text{in}}|f(n)\rangle_{\text{out}}$. (évolution unitaire, réversible)

Grâce au principe de superposition, un tel ordinateur transforme l'état $\sum_n |n\rangle_{\text{in}}|0\rangle_{\text{out}}$ en $\sum_n |n\rangle_{\text{in}}|f(n)\rangle_{\text{out}}$; il calcule donc les valeurs f(n) pour toutes les entrées "n" possibles simultanément.

Une «lecture» (mesure) astucieuse peut révéler une propriété globale de f(n), bien que l'algorithme n'ait été exécuté qu'une seule fois.

Une mesure «brutale» provoque une projection de l'état, et ne révèle qu'une seule valeur f(n) – celle qui correspond à la valeur que n a assumée (de façon aléatoire!).

L'accroc: toute interaction avec l'environnement entraîne la "décohérence," ce qui peut être considérée comme une mesure continue (et non souhaitable) de n.

Informaticiens Quantiques



Qu'est-ce qui rend un ordinateur quantique?

Si un «bit» quantique est décrit par 2 coefficients:

$$|\Psi\rangle = c_0 |0\rangle + c_1 |1\rangle ,$$

alors n «qbits» se décrivent non pas par $2n$ mais par 2^n coeff's:

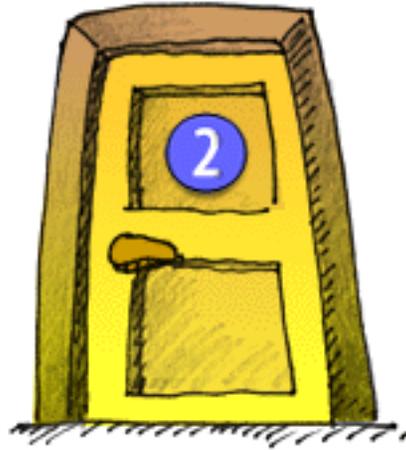
$$|\Psi\rangle = c_{00..0} |00..0\rangle + c_{00..1} |00..1\rangle + \dots + c_{11..1} |11..1\rangle ;$$

l'information «stockée» est exponentiellement plus importante que dans le cas de n bits indépendents (voire classiques).

Cette information a également une sensibilité exponentielle aux effets néfastes de l'environnement (décohérence).

Les photons sont des porteurs idéaux d'information quantique—ils sont faciles à produire, à manipuler, et à détecter, et n'interagissent pas fortement avec l'environnement. On s'en sert déjà pour envoyer l'information quantique à travers des fibres sous le lac Genève, en plein air à travers le Danube, et bientôt vers des satellites.

Malheureusement, ils n'interagissent guère entre eux non plus! Comment construire des «portes logiques»?



**Des interactions efficaces entre photons
uniques grâce à l'interférence quantique...?**

Pouvons-nous construire un «interrupteur» à deux photons?

Les photons interagissent peu: bon pour la transmission; mauvais pour le calcul.
Optique nonlinéaire: interactions photon-photon, mais en général bien trop faibles.

Quelques solutions proposées:

De meilleurs matériaux (d'un facteur 10^{10} ?!)

- Nonlinéarité résonnante en même temps que le confinement λ^3 ?
- Microfibre structurée (Gaeta, Walmsley,...)?

Electrodynamique quantique en cavité

(exemple de confinement + résonance)

- Haroche, Kimble, Walther, Rempe,...

EIT («transparence induite par le champ»), lumière ralentie, etc...

- Harris, Scully, Lukin, Fleischhauer, Hau,...

Mesure comme nonlinéarité (Knill Laflamme Milburn)

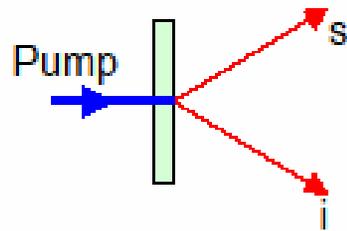
- KLM; Franson, White, Zeilinger,...

D'autres effets à interférences quantiques?

- Effets d'échange en ONL quantique (Franson)
- Génération harmonique assistée par l'interférence (Toronto)?

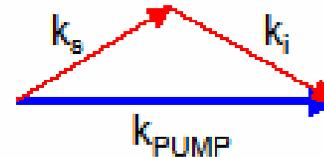
Des paires de photons intriqués (Spontaneous Parametric Down-Conversion, «SPDC»)

Downconversion

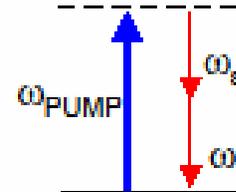


- A pump photon is spontaneously converted into two lower frequency photons in a material with a nonzero $\chi^{(2)}$

Momentum is conserved..



..as well as energy



$$\varphi_{PUMP} = \varphi_s + \varphi_i$$

La fluorescence paramétrique («SPDC») = le renversement dans le temps du processus de génération du second harmonique («SHG»)

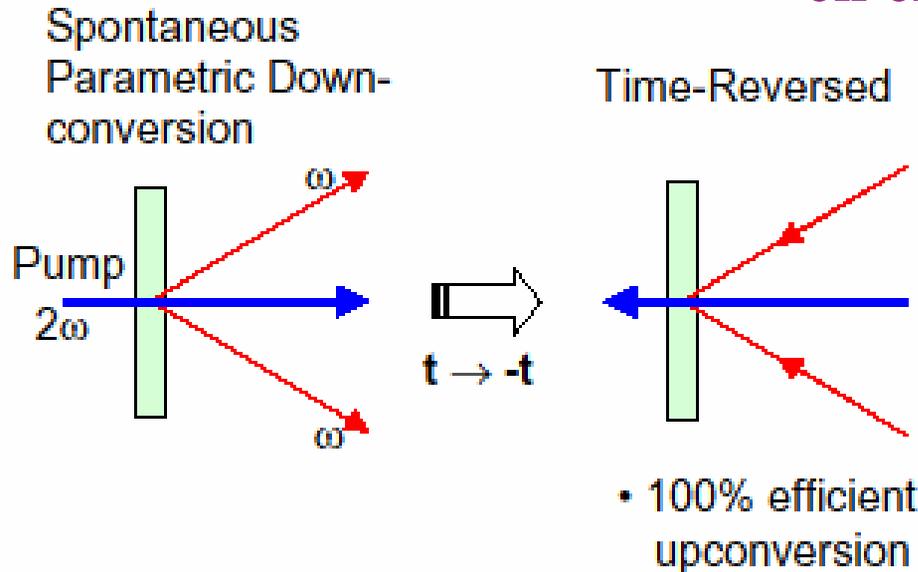
Processus purement quantique (à la différence de l'amplification paramétrique).

Chaque énergie est incertaine, bien que leur somme soit bien définie.

Chaque temps d'émission est incertain, mais les deux sont simultanés.

Une question à se poser: la fluorescence paramétrique est-elle vraiment le renversement dans le temps de la GSH?

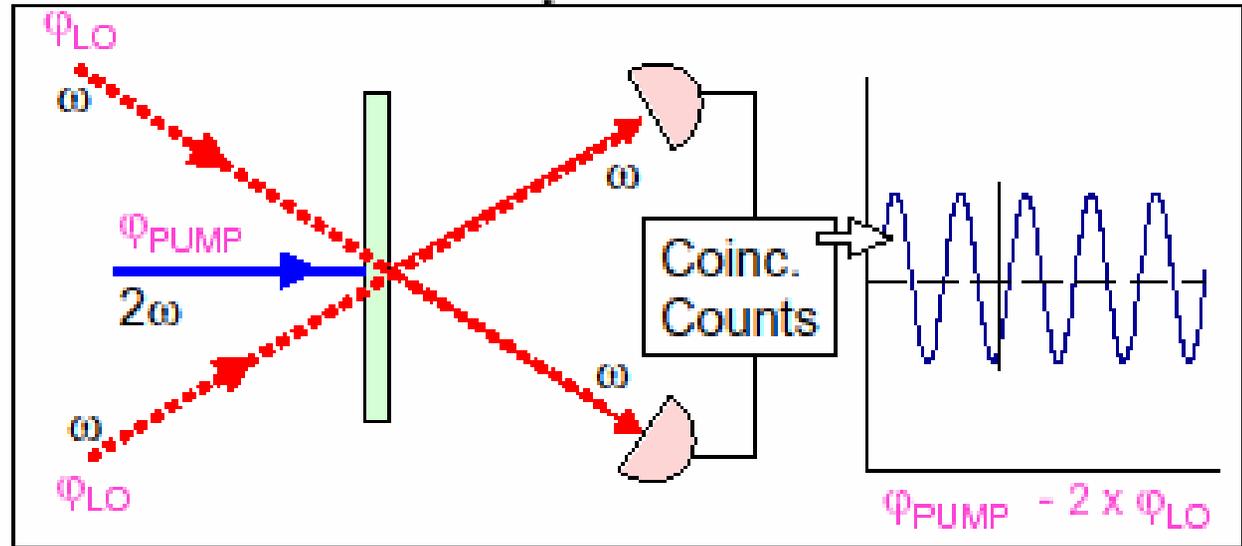
(Et si c'est le cas, pourquoi n'existe-t-elle pas
en électromagnétisme classique?)



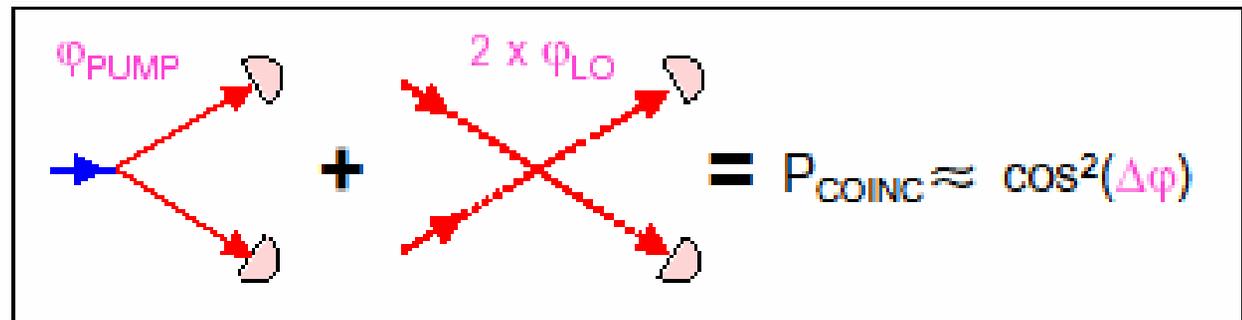
Dans un cristal NL typique, la probabilité que deux photons donnés se convertissent en un photon du second harmonique est de l'ordre de 10^{-10} (tout comme la probabilité qu'un photon bleu se convertisse spontanément en une paire de photons infrarouges intriqués).

L'interférence quantique

plan
expérimental:

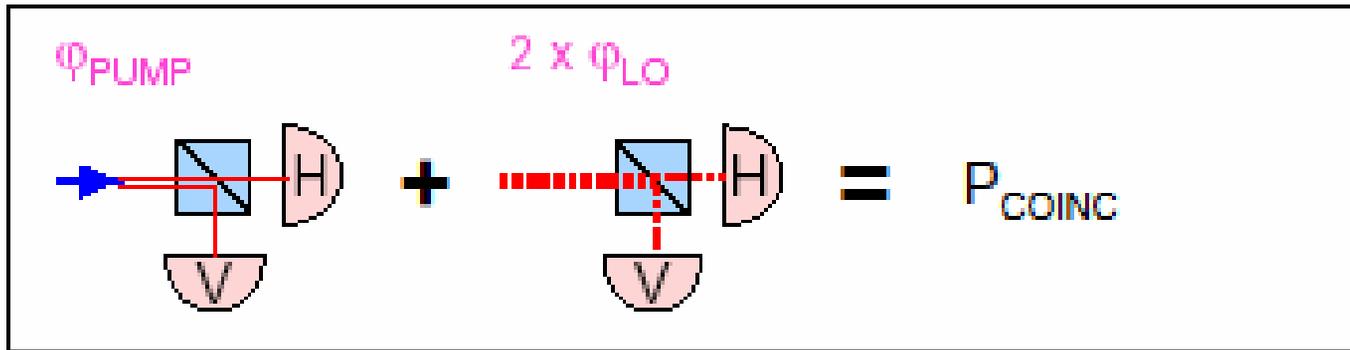
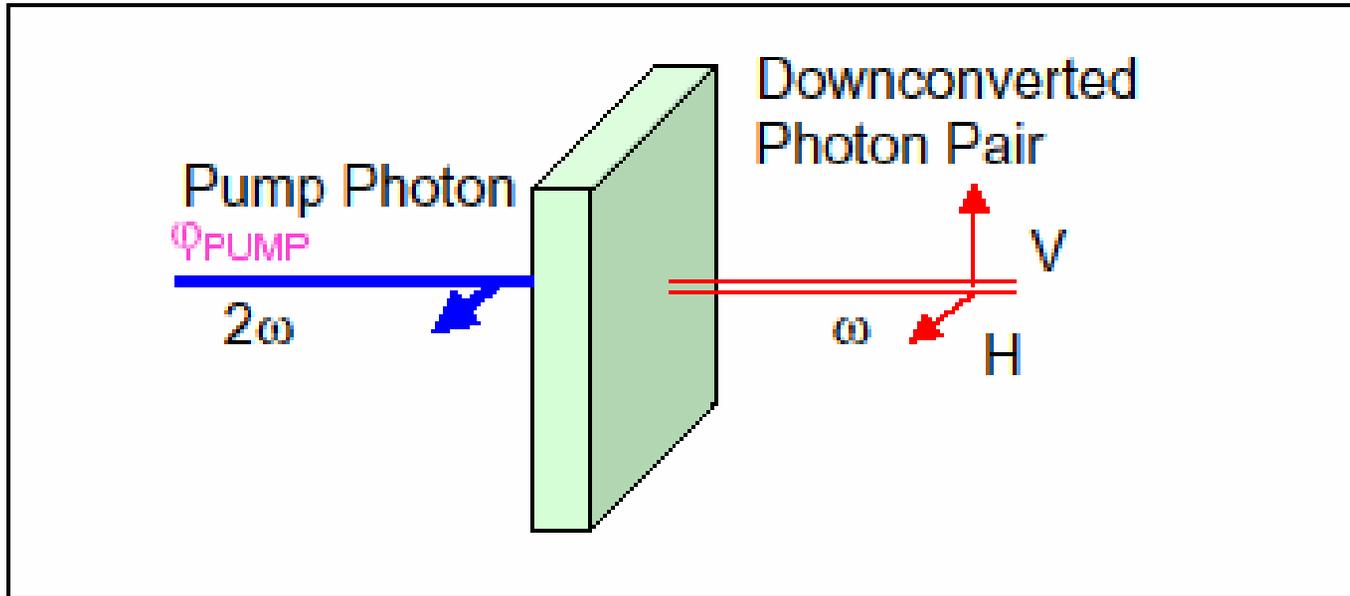


les deux processus
qui s'interfèrent:

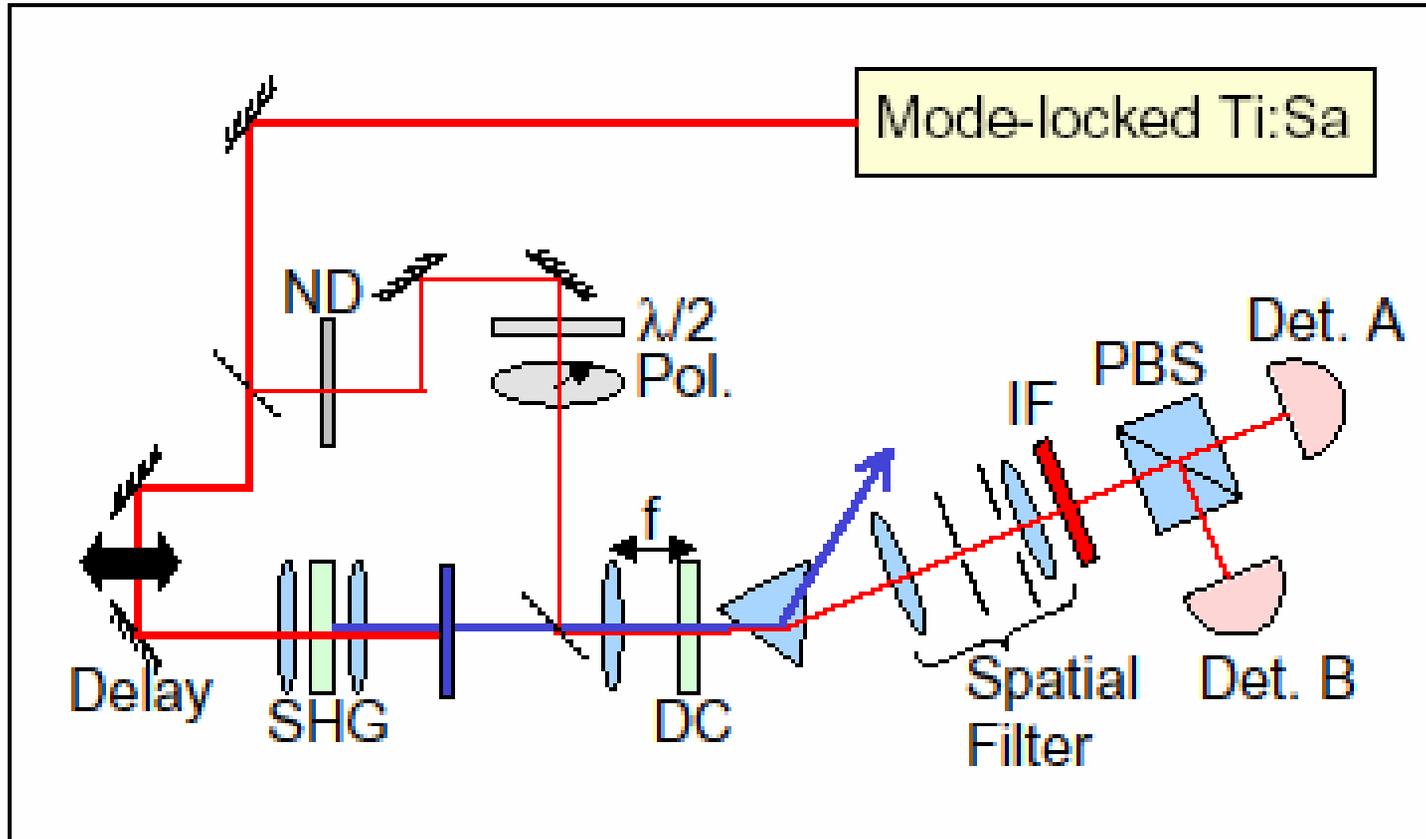


SPDC de type II (colinéaire)

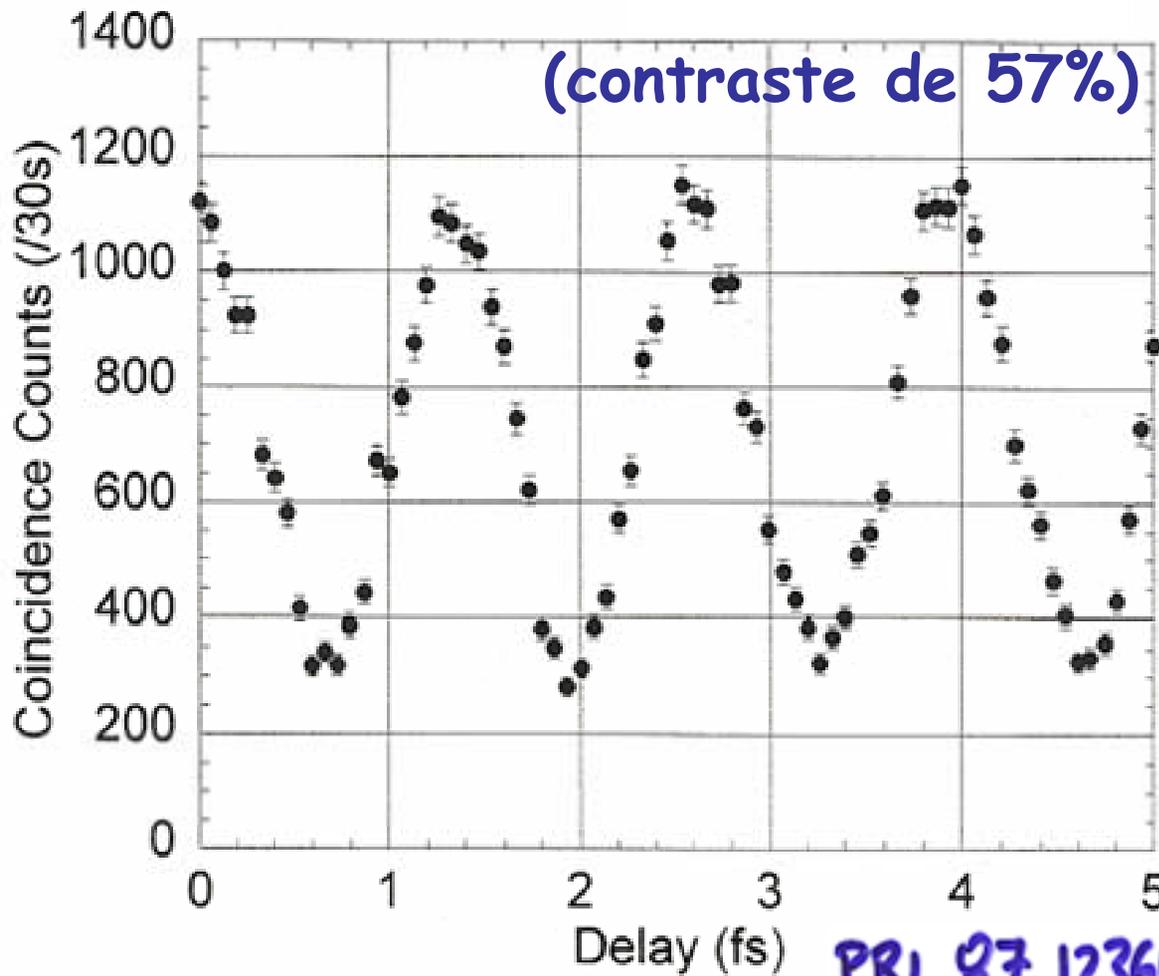
(Le même principe, mais présentant certains avantages expérimentaux)



«Interrupteur» à 2 photons: schéma expérimental



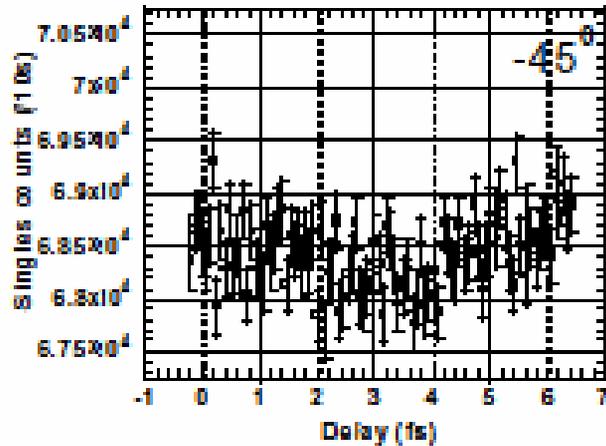
Suppression/Renforcement du taux de fluorescence paramétrique



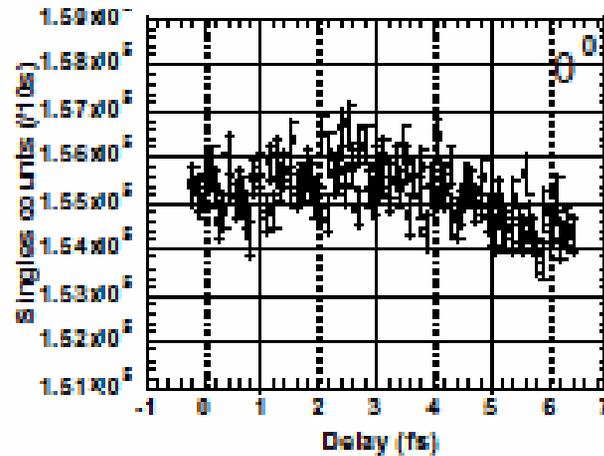
PRL 87, 123603 ('01)

«Switchiness» (Nonlinéarité)

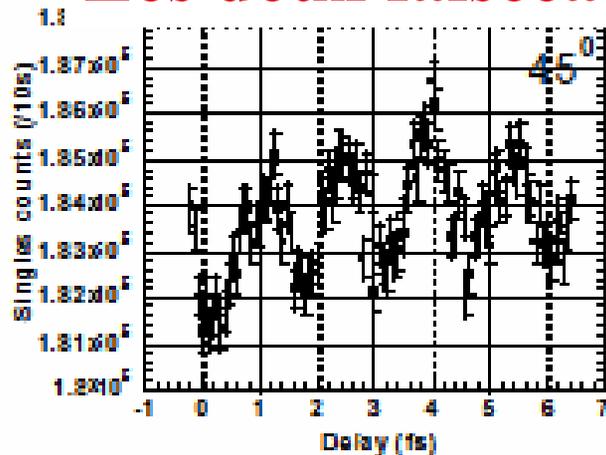
Aucun faisceau



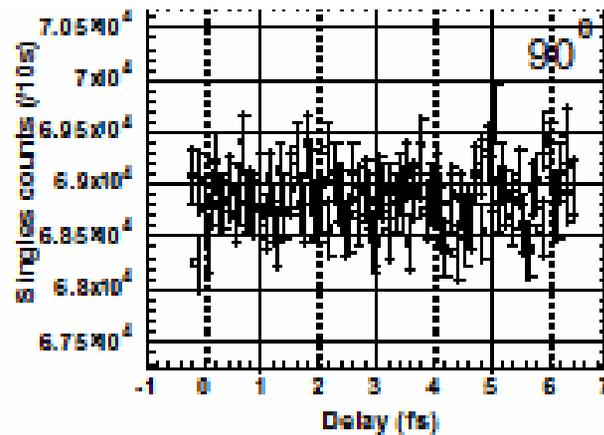
Un seul faisceau



Les deux faisceaux

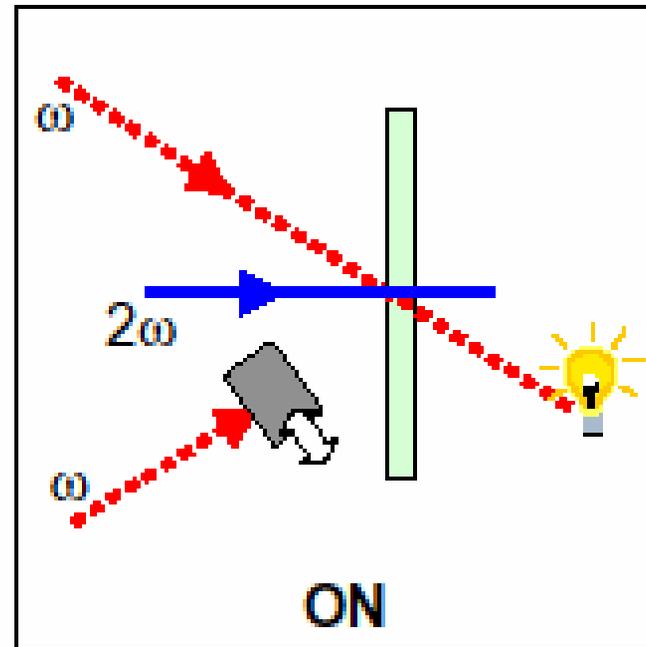
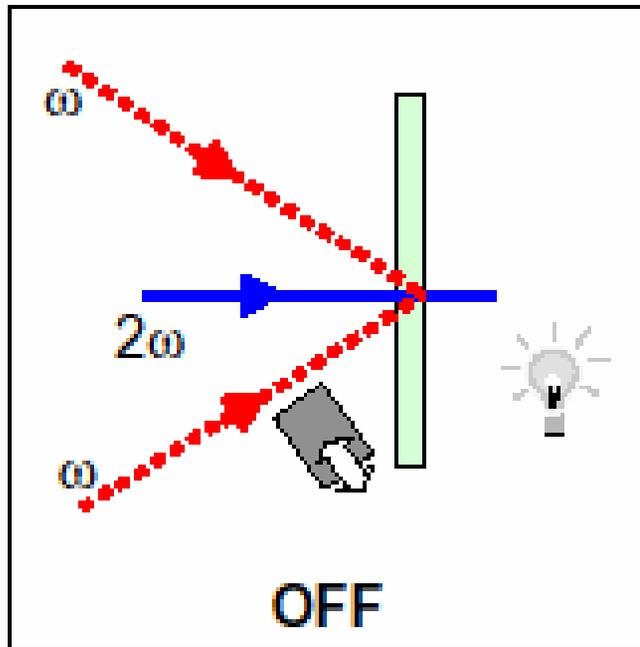


L'autre faisceau



Interrupteur de transmission photon-photon

La phase est choisie pour éliminer les détections coïncidentes



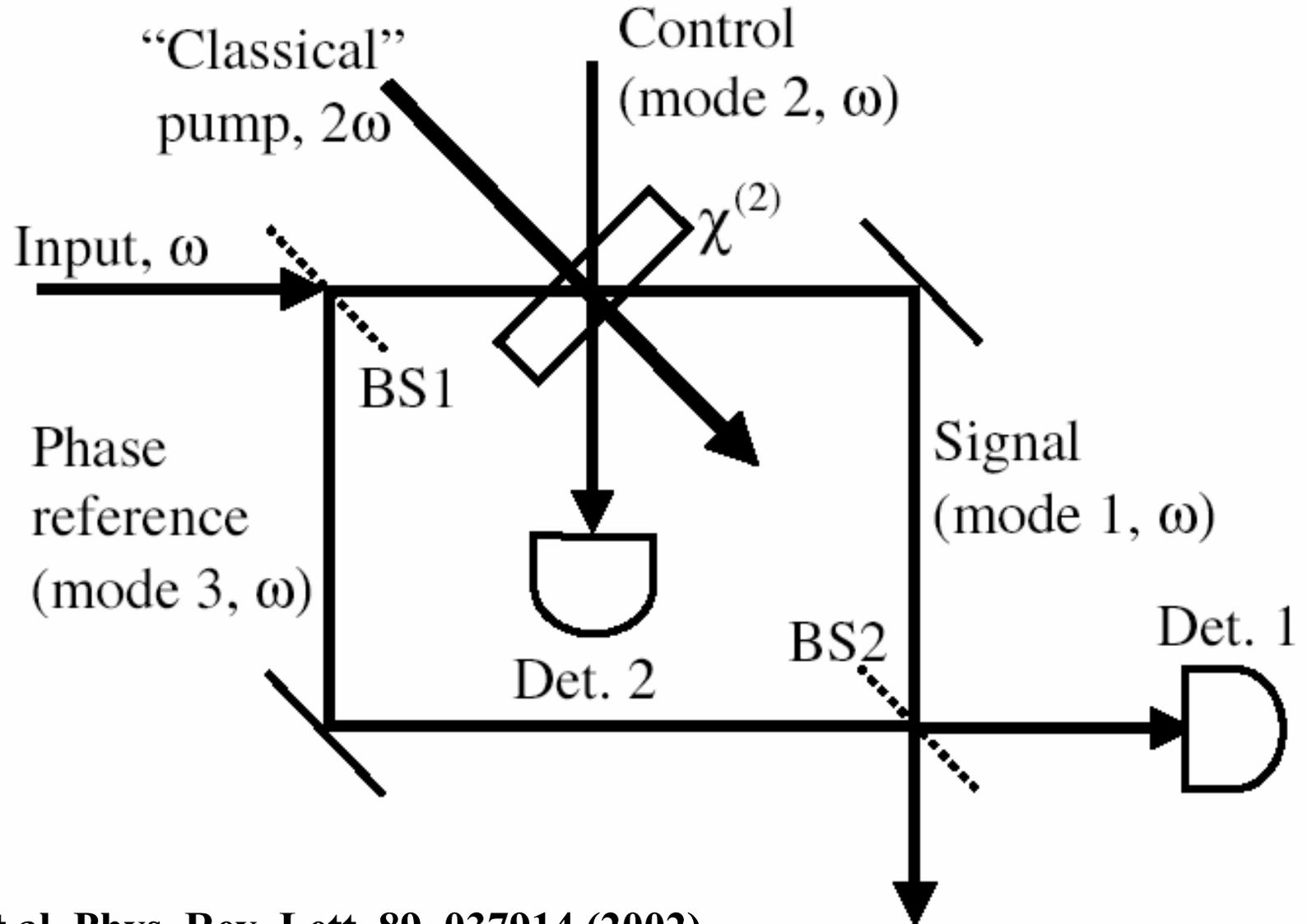
En moyenne, <1 photon par impulsion.

La présence d'un photon suffit pour couper la transmission de l'autre faisceau.

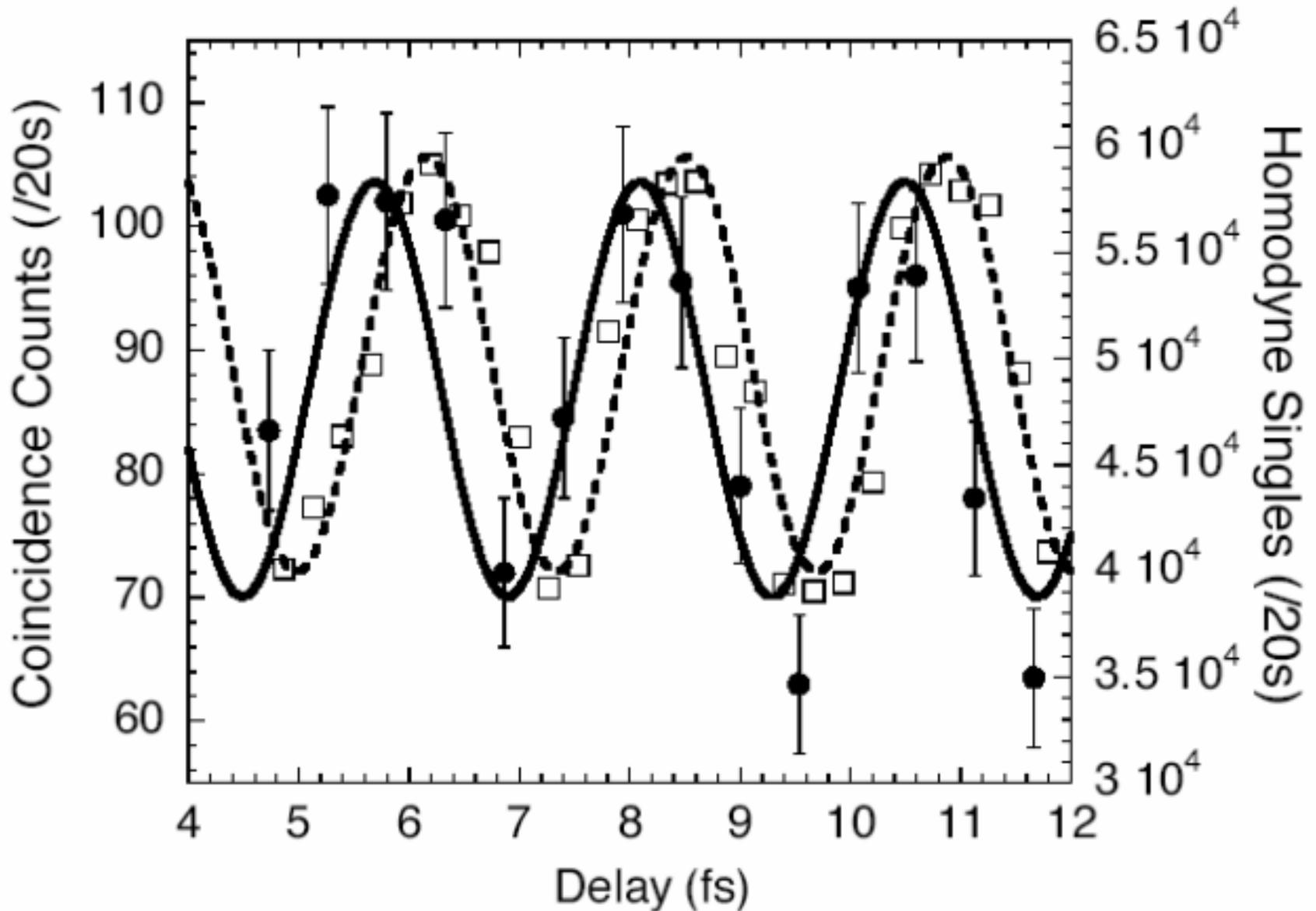
Les paires se convertissent en photons bleus avec un rendement $\approx 100\%$
(à une intensité maximale de l'ordre du mW/cm^2 !)

Le faisceau pompe bleu sert de catalyste, augmentant le taux de GSH par 10^{10} .

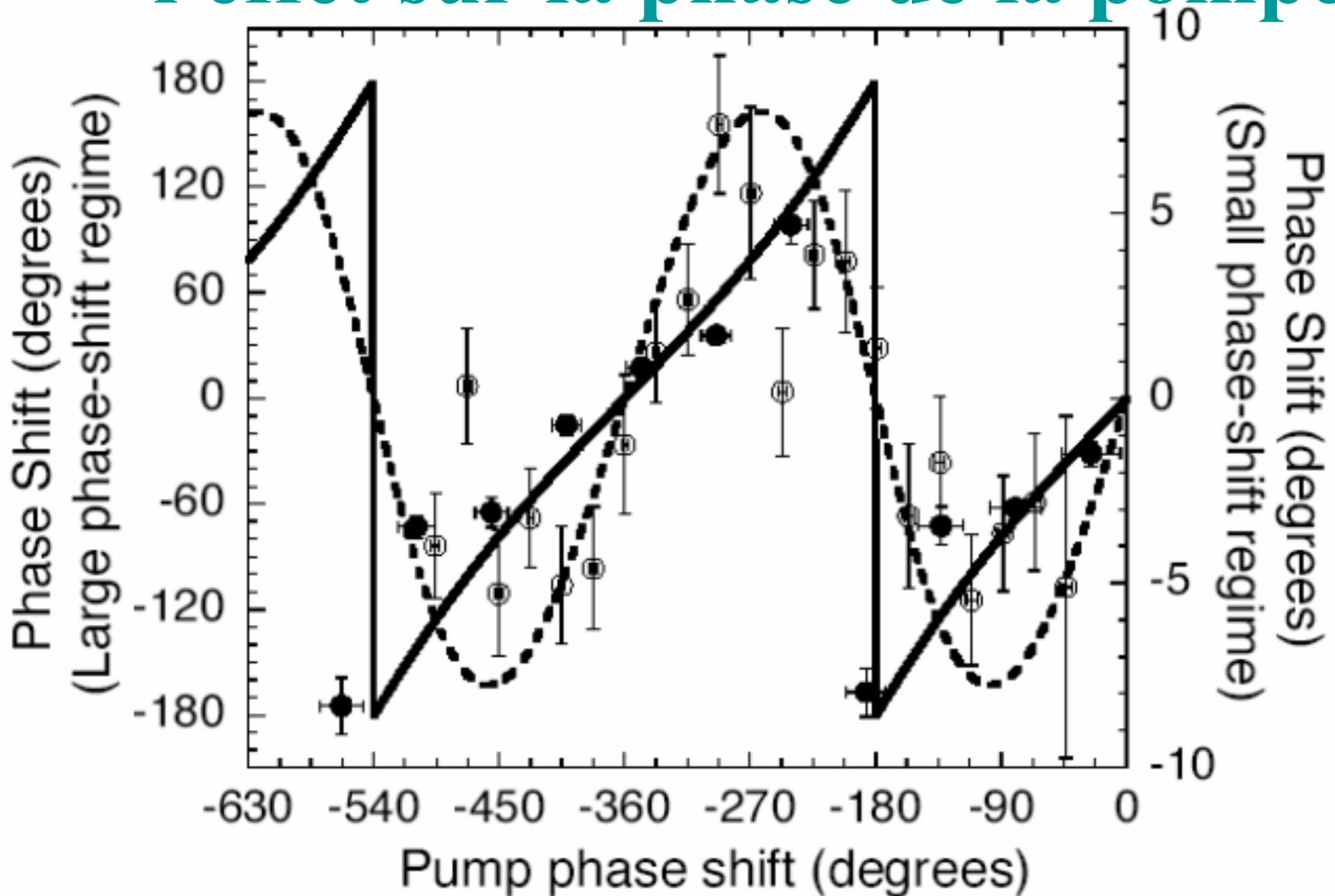
Commutateur de phase photon-photon



Franges d'interférence, avec & sans postsélection



Vérification de la dépendance de l'effet sur la phase de la pompe



Avertissement ("The Fine Print")

Cet «interrupteur» dépend de l'interférence.

Il faut que l'état à l'entrée ait la bonne phase.

Les photons uniques, eux, n'ont pas de phase définie.

L'interrupteur ne fonctionne pas pour des états $|n\rangle$.

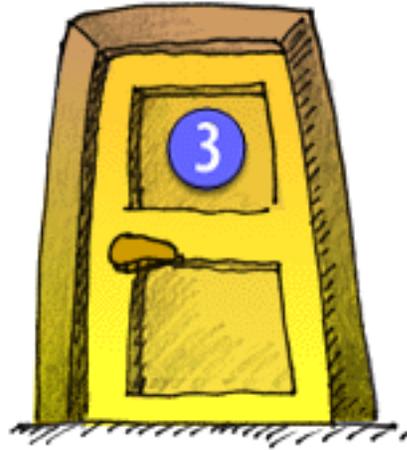
La phase n'est modifiée que lorsqu'un photon «contrôle» est présent – du moment qu'on fait attention à *ne pas savoir* à l'avance s'il est présent ou non.

Exemple de logique «postsélectionnée».

Néanmoins:

Nous avons démontré (théoriquement) qu'une version polarisation pourrait servir pour des mesures d'états-Bell (et par conséquent, pour le codage dense): une tâche reconnue comme impossible en optique linéaire.

[Resch et al., Proc. XXII Solvay Conference; quant-ph/0204034]



Caractérisation des processus quantiques dans des systèmes candidats pour l'IQ

Le Véritable Problème Pour l'IQ

- Le risque d'erreurs croît de façon exponentielle avec la taille du système quantique.
- Sans des techniques de correction d'erreurs, l'ordinateur quantique serait un rêve irréaliste. (Il l'est peut-être quand même).
- Une tâche primordiale est d'apprendre comment caractériser complètement l'évolution (et la décohérence) de systèmes quantiques physiques afin de concevoir et de perfectionner des systèmes de contrôle d'erreurs.
- Les outils nécessaires sont la «tomographie d'état quantique» et la «tomographie de processus quantique»: caractérisation totale de la matrice de densité ou de la fonction de Wigner, et du «\$uperopérateur» qui gère leur évolution temporelle.

Matrices de densité et superopérateurs

Un photon: H or V.
État: 2 coefficients

$$\begin{pmatrix} C_H \\ C_V \end{pmatrix}$$

Matrice de densité:
2x2 = 4 coefficients

$$\begin{pmatrix} C_{HH} & C_{VH} \\ C_{HV} & C_{VV} \end{pmatrix}$$

Mesurer

l'intensité de l'horizontal
l'intensité du vertical
l'intensité du 45°
l'intensité du circulaire

Propagateur (superopérateur): 4x4 = 16 coefficients.

Deux photons: HH, HV, VH, HV, ou toute superposition.

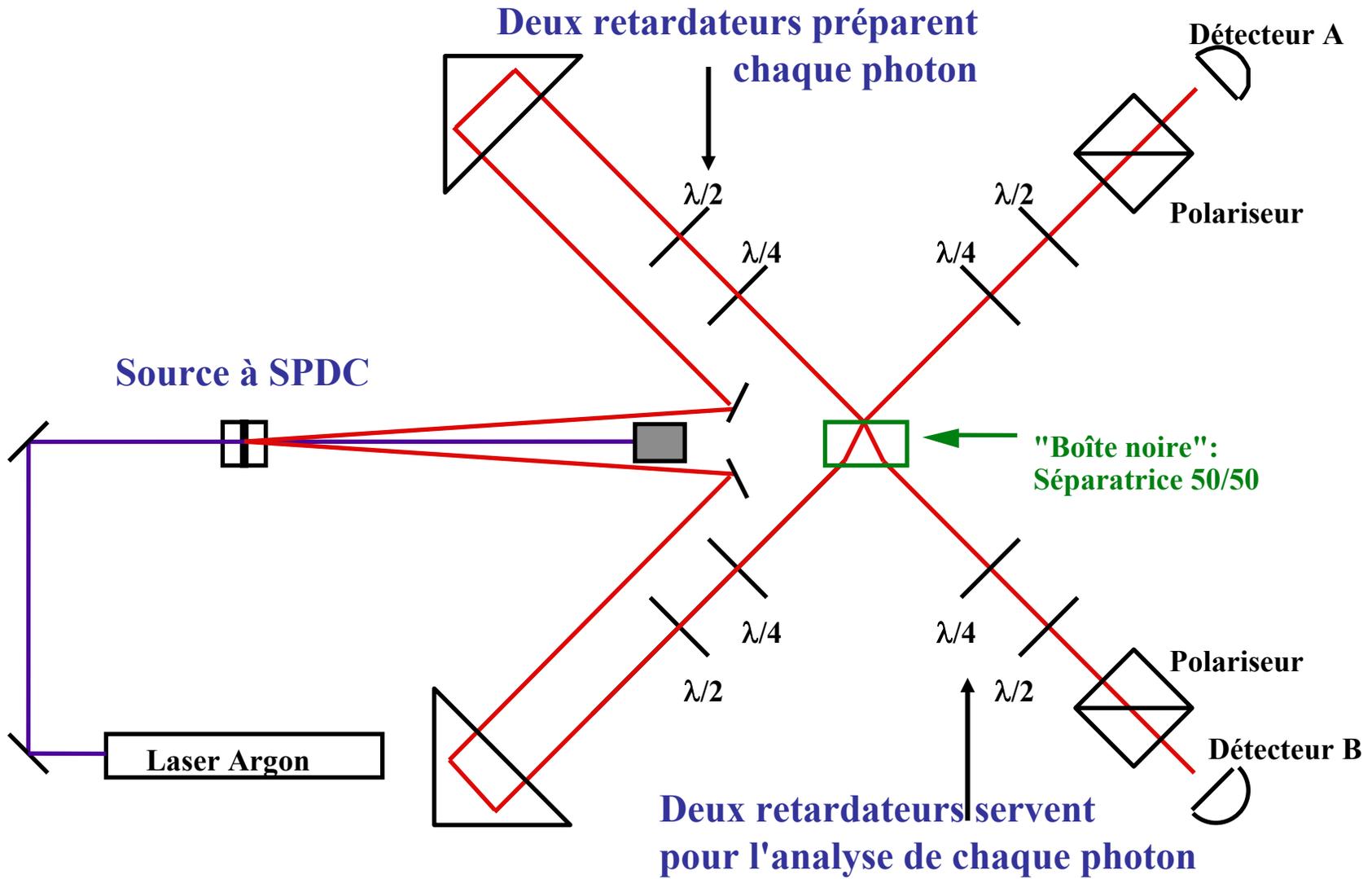
L'état dépend de quatre coefficients.

La matrice de densité de 4x4 = 16 coefficients.

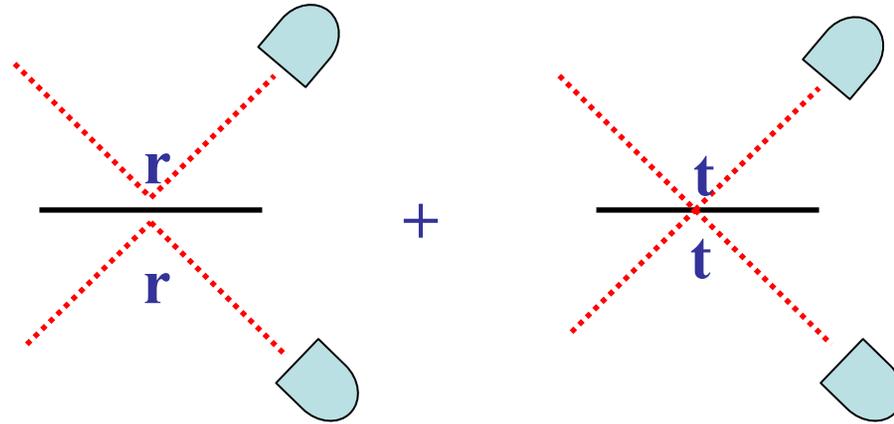
Le superopérateur de 16x16 = 256 coefficients.

Tomographie de processus à 2 photons

[Mitchell et al., PRL 91, 120402 (2003)]



L'Effet Hong-Ou-Mandel



Quel est le taux de détections coïncidentes?

$r^2+t^2 = 0$; interf. destructrice totale (pour photons indifférenciables).

Si les photons sont dans un état **symétrique**, pas de coïncidences.

{Effet d'échange; imaginez le comportement des fermions dans le dispositif analogue!}

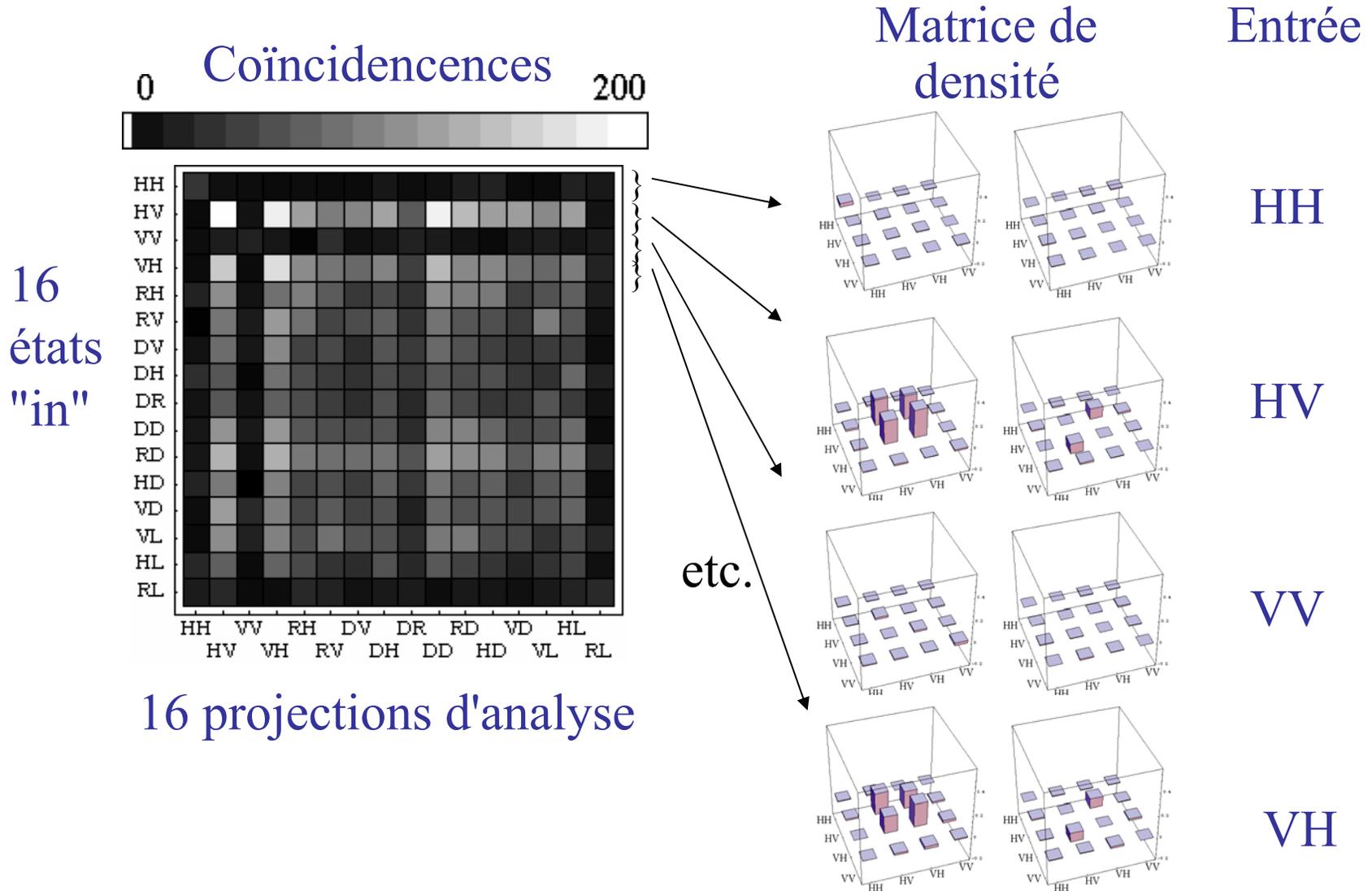
Le seul état **antisymétrique** est l'état «singlet»

$|HV\rangle - |VH\rangle$, dans lequel chaque photon est non-polarisé, but les deux sont orthogonaux.

Ce dispositif constitue un «filtre à états-Bell», crucial pour la téléportation quantique et d'autres applications.

Notre but: caractériser ce filtre à l'aide de la tomographie.

La mesure du superopérateur (I)

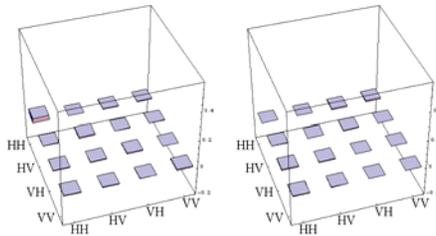


La mesure du superopérateur (II)

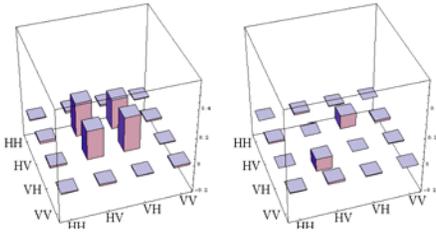
Entrée

Sortie (ρ)

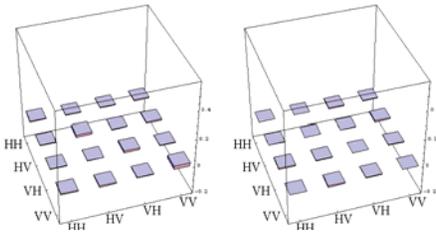
HH



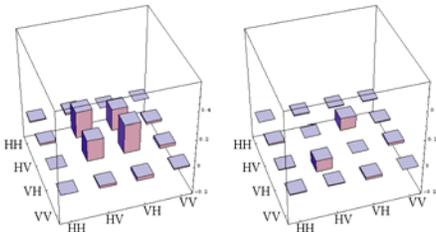
HV



VV

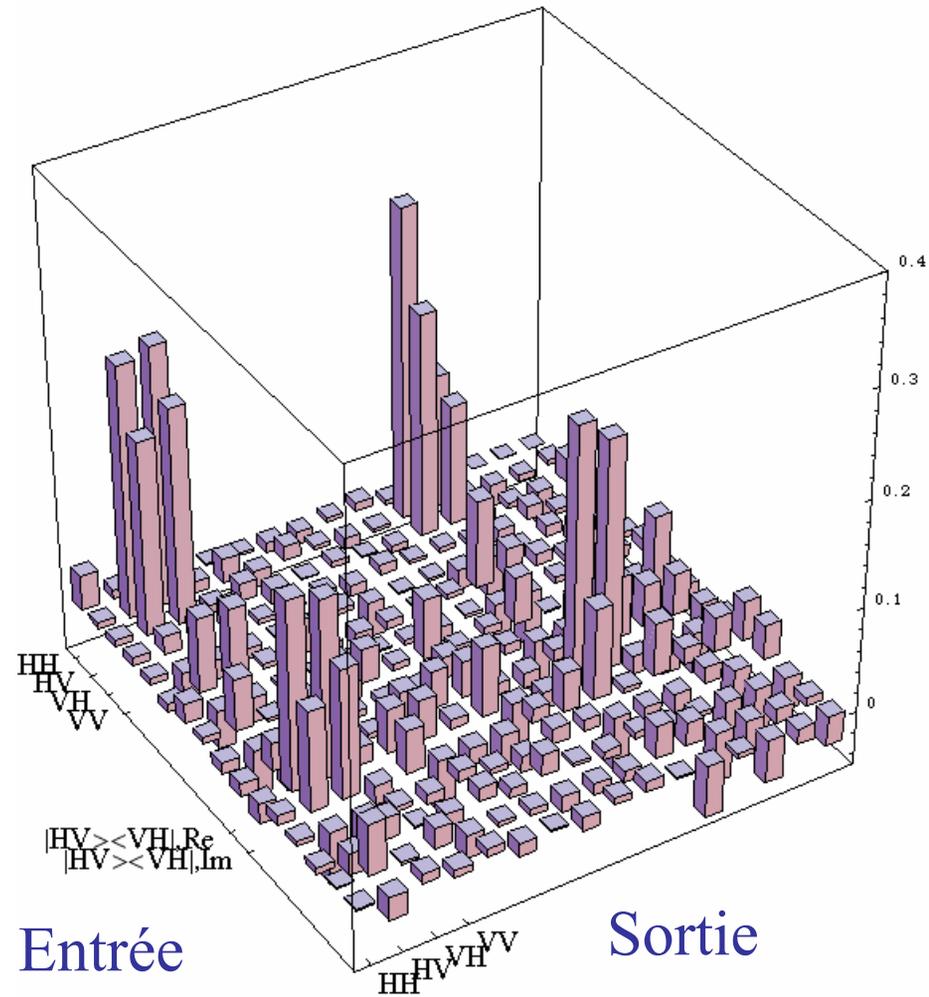


VH



etc.

Superopérateur



Entrée

Sortie

Copyright 2003 by Randy Glasbergen.
www.glasbergen.com

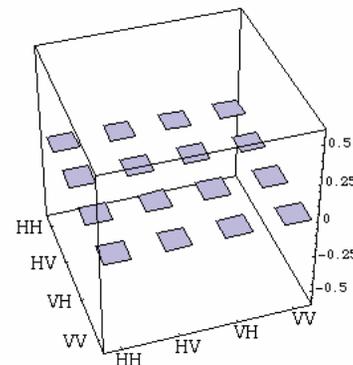
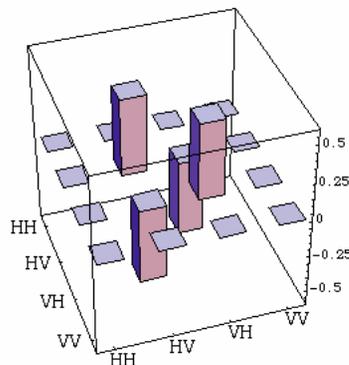


“We don’t need to worry about information security or message encryption. Most of our communications are impossible to understand in the first place.”

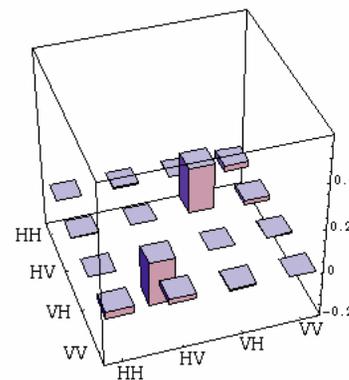
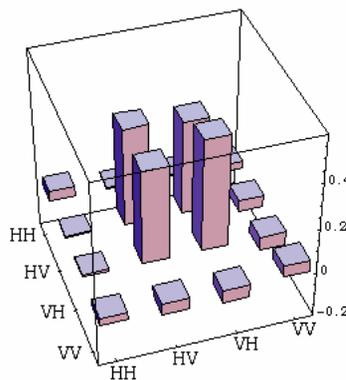
Alors, il est comment, notre filtre?

État «singlet» de Bell: $\Psi^- = (HV-VH)/\sqrt{2}$

$$\begin{pmatrix} 1/2 & -1/2 \\ -1/2 & 1/2 \end{pmatrix}$$

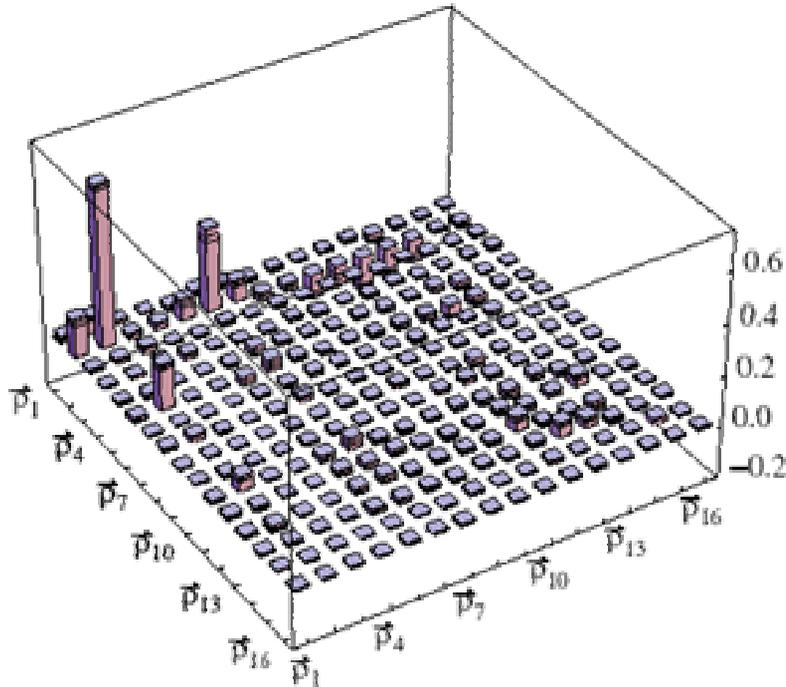


État observé $\neq \Psi^-$, mais un *autre* état maximalement intriqué:



Comparison to ideal filter

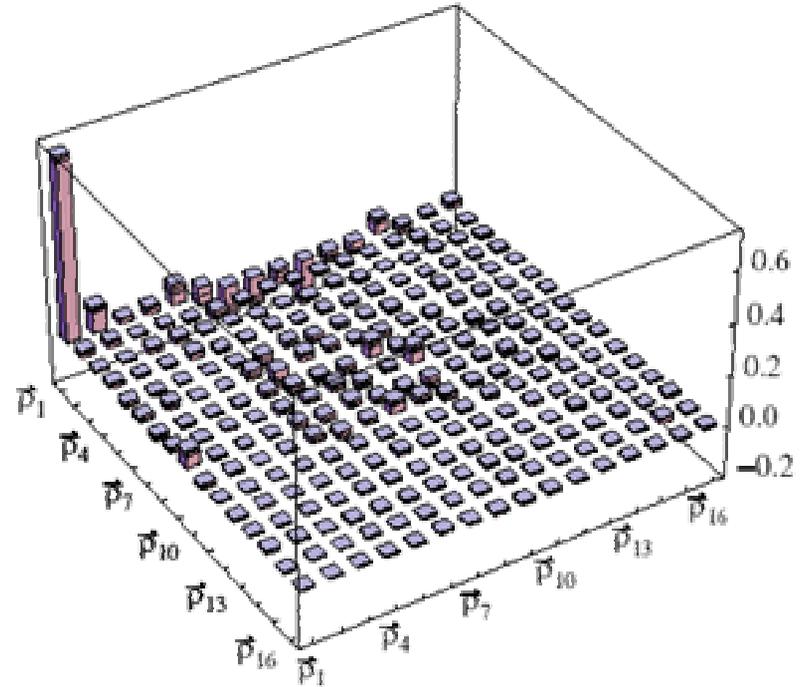
Superopérateur, dessiné dans la base des états-Bell:



(Un filtre à états singlets n'aurait qu'un seul pic.)

Décomposition en opérateurs de Kraus nous permet d'identifier l'erreur dominant.

Après transformation pour corriger erreur de polarisation:

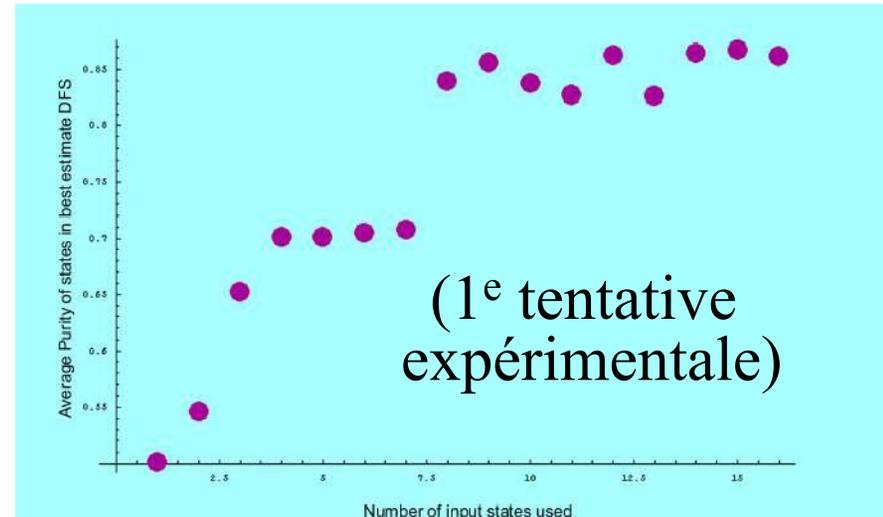
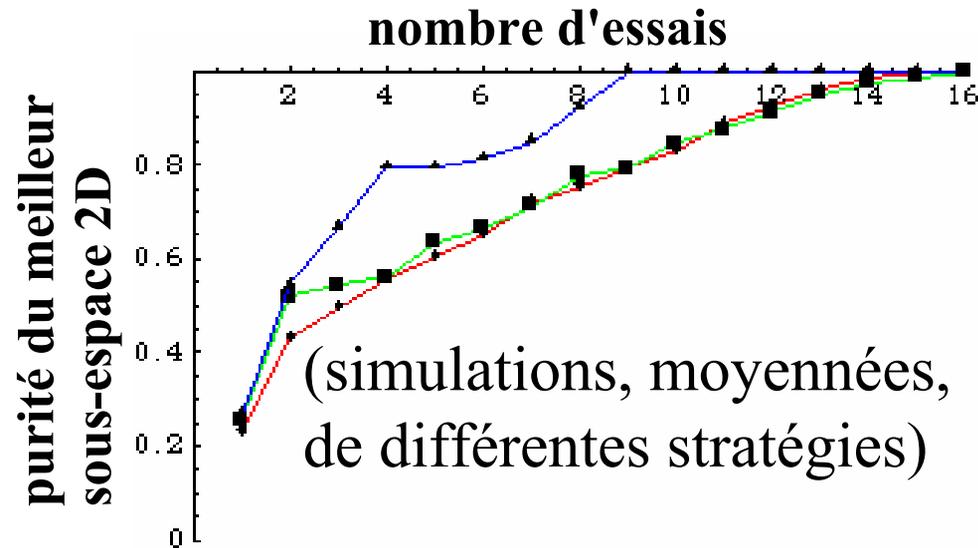


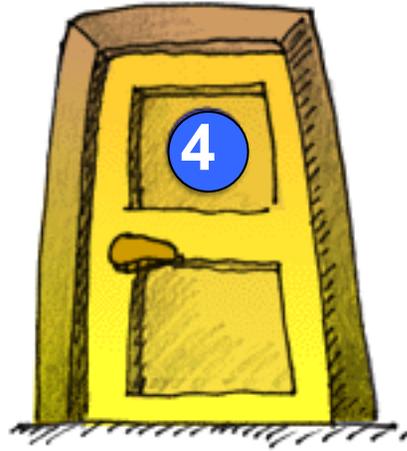
(Problème lié à l'asymétrie de lames séparatrices réelles; facile à résoudre en pratique.)

La suite: à la recherche d'espaces insensibles à la décohérence (DFS)

Nous étudions maintenant de différentes stratégies pour rassembler l'information qu'il nous faut de la manière la plus efficace –

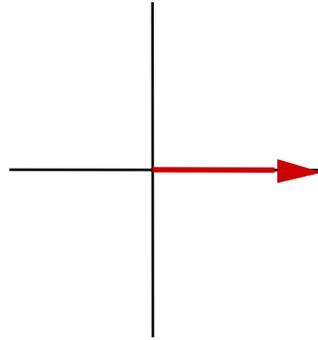
Par exemple, bien que 16 états initiaux soient nécessaires pour caractériser toute l'évolution, 9 essais suffisent pour découvrir un DFS à 2 dimensions, si l'on se sert du bon algorithme...



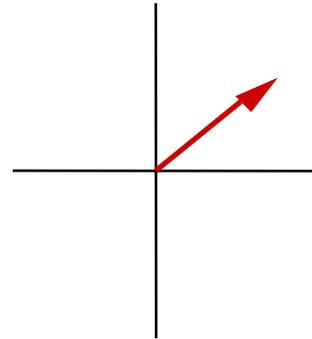


Comment différencier des choses indifférenciables?

Peut-on distinguer des états non-orthogonaux?



Photon polarisé "H"



Photon polarisé à 45°

- Les exemplaires uniques d'états quantiques non-orthogonaux ne peuvent être distingués avec certitude. (Évidemment, cela n'est pas le cas des ensembles.)
- Ceci est à la base de la sécurité parfaite de la cryptographie quantique.
- Point fondamental: il faut apprendre comment distinguer le mieux possible les états quantiques – et surtout à savoir à quel point un adversaire éventuel pourrait le faire.

Théorie: Discrimination "non-ambiguë" entre états non-orthogonaux

1^e étape:

Récitez plusieurs fois de suite les lettres "POVM".

2^e étape:

Demandez de l'aide à János Bergou ou Mark Hillery.

[ou lisez, par exemple, Y. Sun, J. Bergou, and M. Hillery,
Phys. Rev. A 66, 032315 (2002).]

La perspective expérimentale:

Une mesure sur un système à deux états ne
peut offrir que deux résultats possibles.

Si la mesure n'est pas certaine de réussir, il y a trois résultats
envisageables: (1), (2), et «je ne sais pas».

Or, pour discriminer entre deux états non-orthogonaux,
il nous faut une observable à trois valeurs possibles –
dont aucun opérateur 2-dimensionnel ne dispose, pourtant.

Vers d'autres dimensions...

Si l'on avait un appareil permettant de distinguer les états initiaux $|a\rangle$ and $|b\rangle$, l'interaction avec cet appareil devrait les transformer en états du «pointer» $|"A">$ and $|"B">$, parfaitement différenciables.

Malheureusement, toute évolution unitaire ne modifie nullement le recouvrement: $\langle a|b\rangle = \langle "A"|"B"\rangle \stackrel{?}{=} 0$

Il nous faut donc une évolution *non-unitaire* pour partir des a et b non-orthogonaux et arriver à des "A" et "B" orthogonaux.

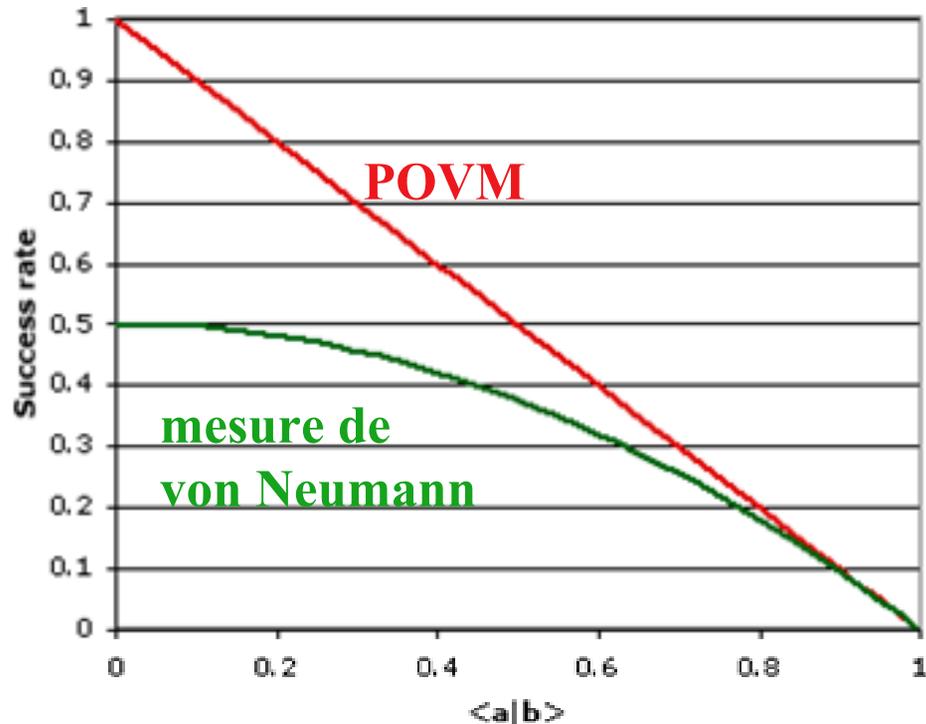
La *mesure* quantique peut accomplir cette tâche – autrement dit, il suffit de rejeter un certain nombre des évènements.

$$|a\rangle \rightarrow u|A\rangle + v|DK\rangle$$

$$|b\rangle \rightarrow w|B\rangle + x|DK\rangle$$

En supprimant les termes DK («ne sais pas» en anglais), on garde les parties orthogonales.

Quelle serait la performance d'une mesure «standard» (projection)?



Lorsque $\langle a|b \rangle = 0,707$, la stratégie von Neumann réussit 25% des fois, alors que l'optimum est de 29,3%.

L'avantage est plus prononcé lorsqu'on passe à des espaces à >2 dimensions

Considérez ces 3 états non-orthogonaux, préparés avec des probabilités égales:

$$|\psi_1\rangle_{in} = \begin{pmatrix} \sqrt{2/3} \\ 0 \\ 1/\sqrt{3} \end{pmatrix} ; |\psi_2\rangle_{in} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1/\sqrt{3} \\ \sqrt{2/3} \end{pmatrix} ; |\psi_3\rangle_{in} = \begin{pmatrix} 0 \\ -1/\sqrt{3} \\ \sqrt{2/3} \end{pmatrix}$$

Les mesures projectives ne peuvent les distinguer de manière *certaine* qu'une fois sur 3, au mieux.

(Aucune base orthonormée ne comprend plus d'un vecteur qui soit orthogonal à *deux* des états ci-dessus; une projection dans une telle base ne peut exclure qu'une seule paire d'états initiaux.)

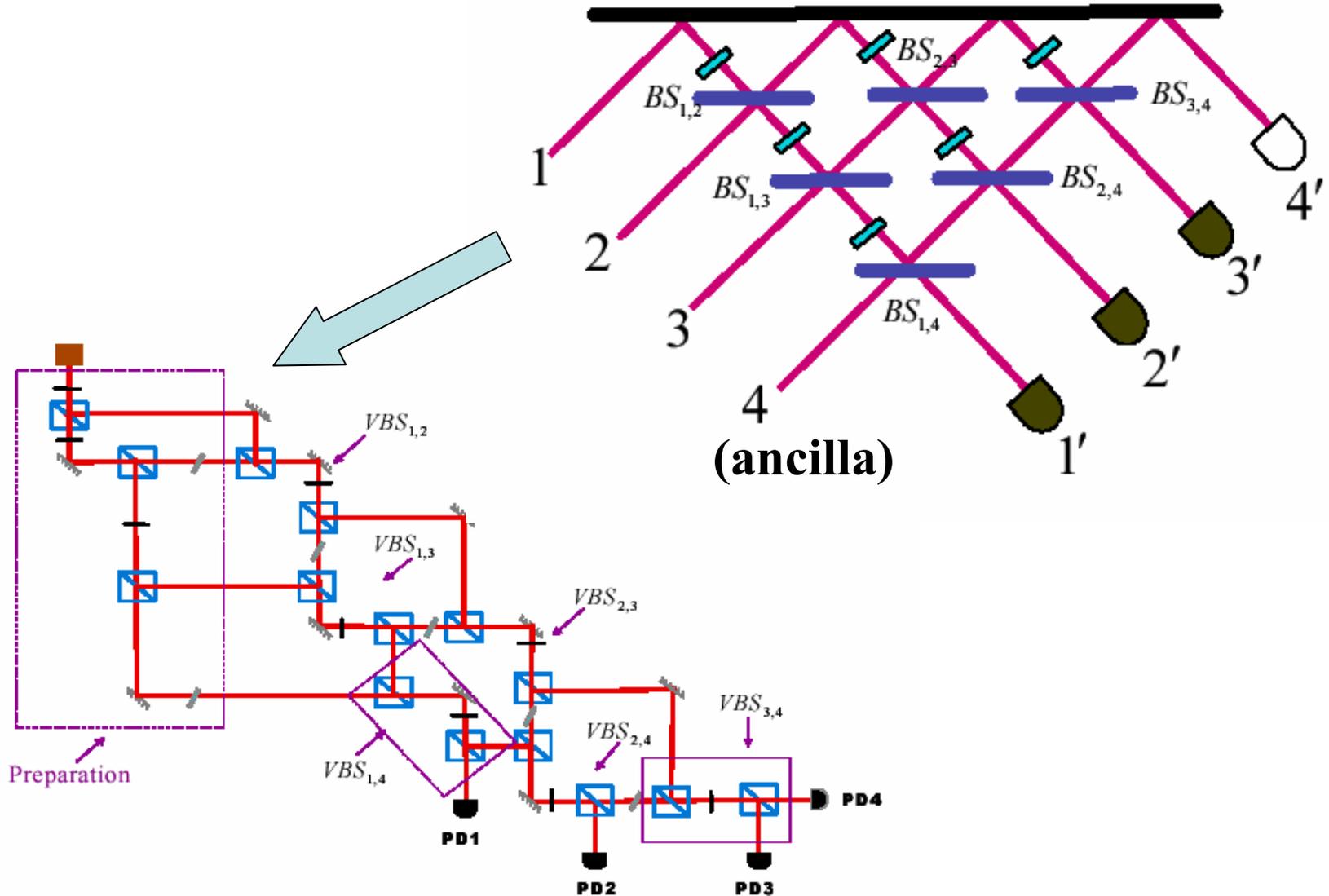
Mais une transformée unitaire *en quatre dimensions* donne:

$$|\psi_1\rangle_{out} = \begin{pmatrix} 1/\sqrt{3} \\ 0 \\ 0 \\ \sqrt{2/3} \end{pmatrix} \quad |\psi_2\rangle_{out} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1/\sqrt{3} \\ 1/\sqrt{3} \\ 1/\sqrt{3} \end{pmatrix} \quad |\psi_3\rangle_{out} = \begin{pmatrix} 0 \\ -1/\sqrt{3} \\ 1/\sqrt{3} \\ 1/\sqrt{3} \end{pmatrix}$$

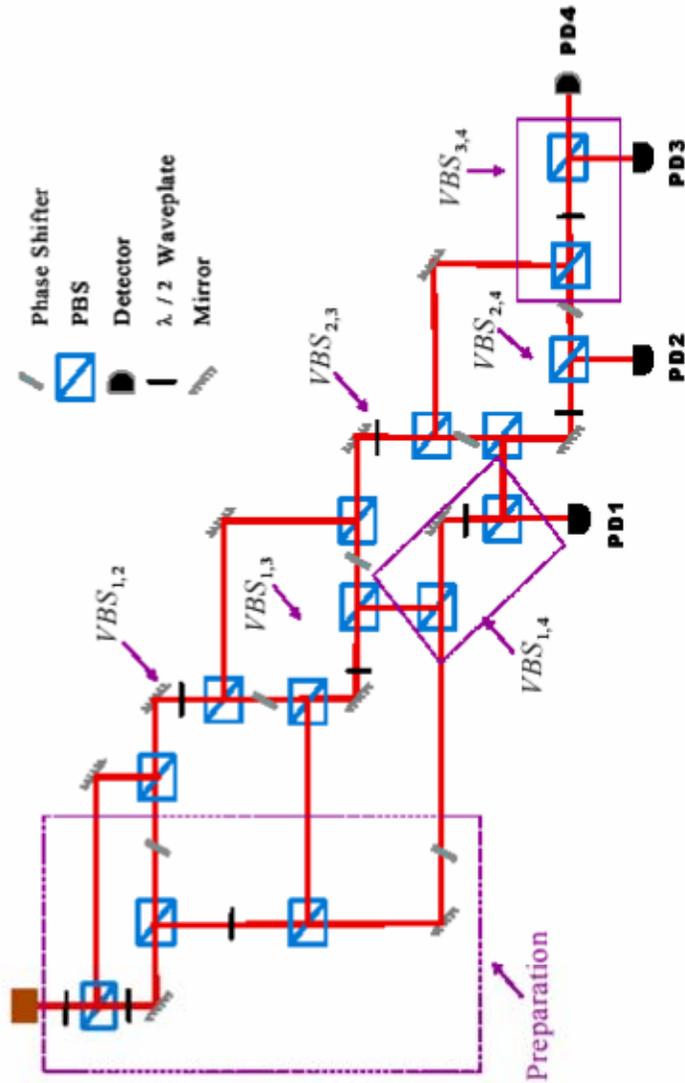
...le quatrième état représente «je ne sais pas», alors que le premier représente Ψ_1 et les autres (après une rotation triviale) représentent Ψ_2 and Ψ_3 .

Le taux de réussite est donc amené à 55% (ce qui est >33%).

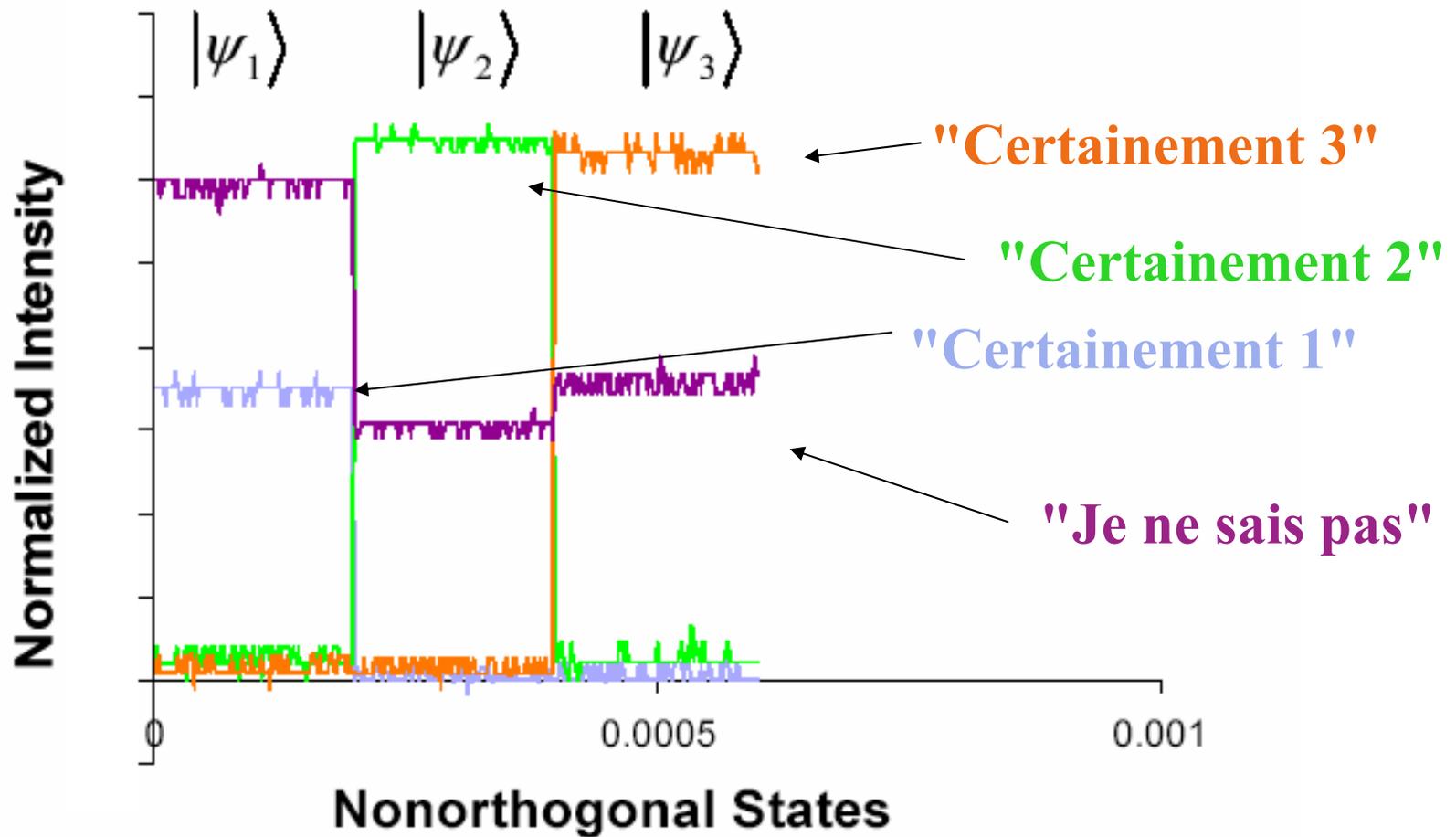
Schéma Expérimental



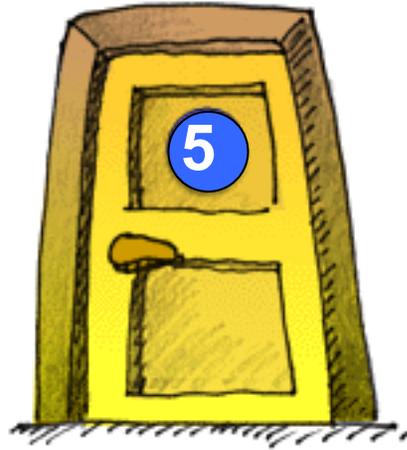
Un interféromètre à 14 bras pour toute opération à 4 dimensions...



Ça marche!



**L'état correct a été identifié 55% des fois –
Bien mieux que le maximum de 33% possible avec la mesure standard.**



**Une application des opérations non-unitaires
(post-sélectionnées) pour construire de
nouveaux états intriqués**

États intriqués en nombre de photons.

(M.W. Mitchell et al., à paraître dans *Nature*)



L'état superposé d'un seul photon, $|1,0\rangle + |0,1\rangle$, est à la base de toute l'interférométrie classique, et peut être considéré comme un état intriqué de 2 champs.

La sortie de l'interféromètre Hong-Ou-Mandel est $|2,0\rangle + |0,2\rangle$.

Des états tels que $|n,0\rangle + |0,n\rangle$ (des états «high-noon», à grand n) ont été proposés pour l'interférométrie à haute résolution (apparentés aux «états comprimés de spin»).

Le calcul quantique efficace à optique linéaire (LOQC) demande également de tels états intriqués à plusieurs photons.

Plusieurs propositions théoriques ont suggéré comment en fabriquer, mais aucun n'a été produit pour $n > 2$, – jusqu'ici.

Propositions réalistes?

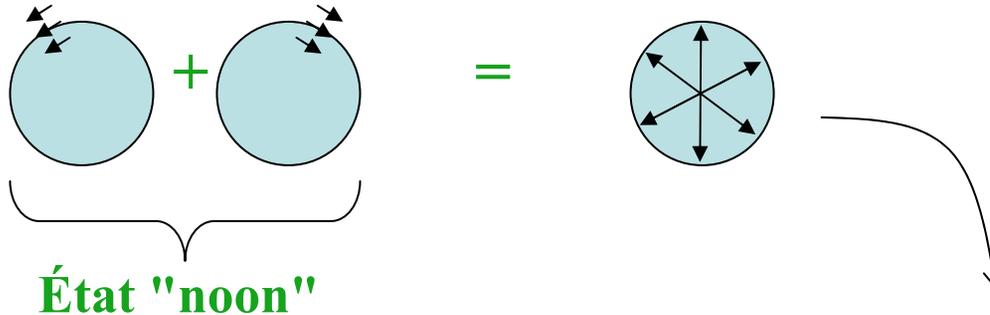
[Voir par exemple

H. Lee *et al.*, Phys. Rev. A 65, 030101 (2002);

J. Fiurášek, Phys. Rev. A 65, 053818 (2002)]

Factorisation essentielle:

$$(a^{\dagger 3} + b^{\dagger 3}) = (a^{\dagger} + b^{\dagger}) (a^{\dagger} + e^{2\pi i/3} b^{\dagger}) (a^{\dagger} + e^{-2\pi i/3} b^{\dagger})$$



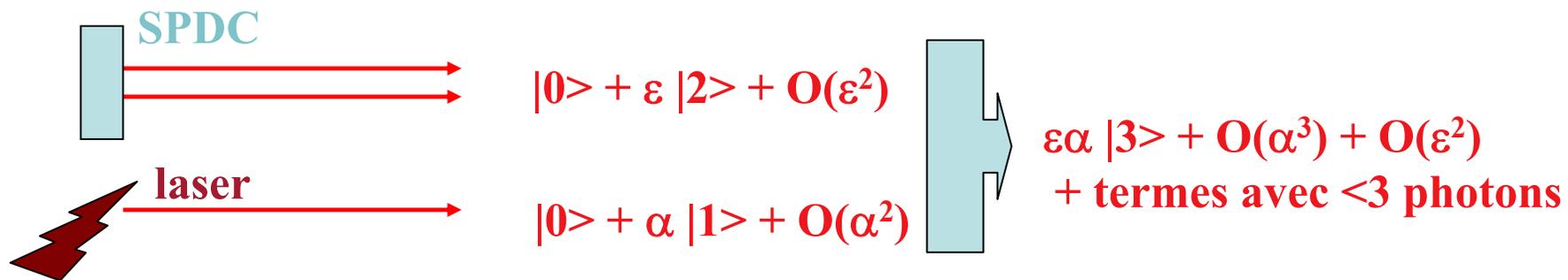
**Drôle de bête: un photon à 0°, un à 120°, et un à 240°...
mais ils sont bien sûr indifférenciables;
et du coup, immiscibles!**

Première astuce

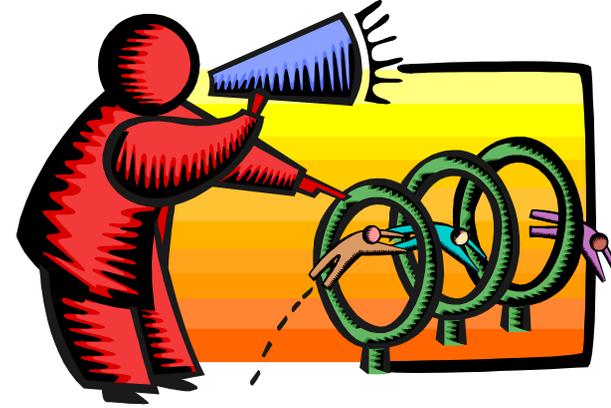


En réalité, nous ne pouvons pas encore produire un photon à la fois de façon déterministe, voire 3.

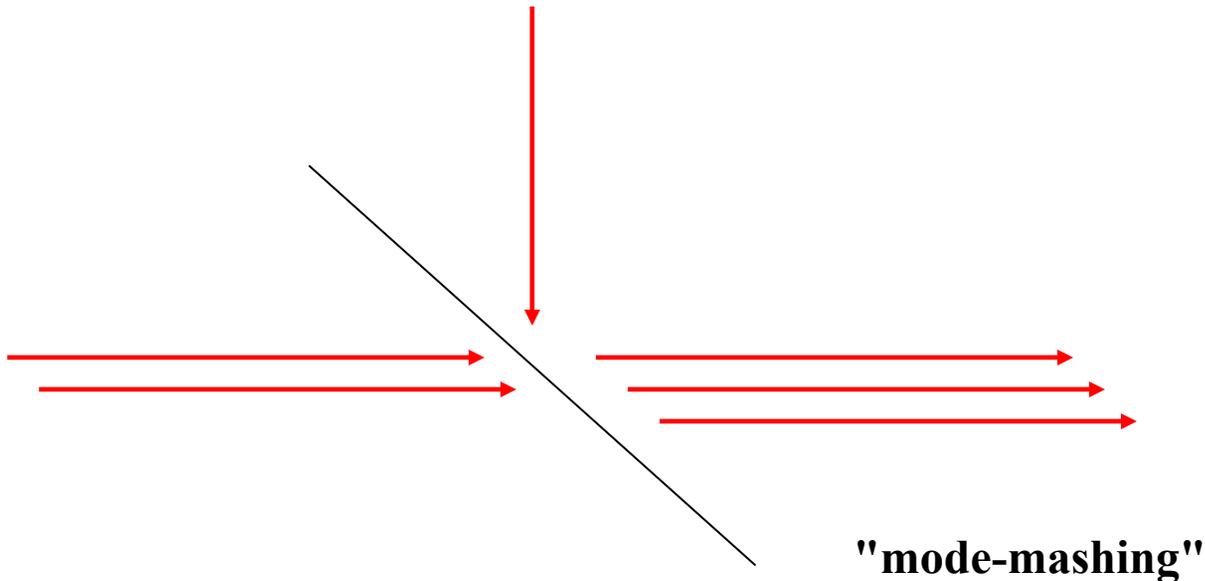
Mais, comme on l'a déjà vu, nous pouvons en produire des *paires* par fluorescence paramétrique; et des états cohérents (d'un laser) si faibles que lorsqu'on détecte trois photons, on est prêt à parier qu'on n'en a eu qu'un seul du laser, et les deux autres de la SPDC...



Deuxième astuce

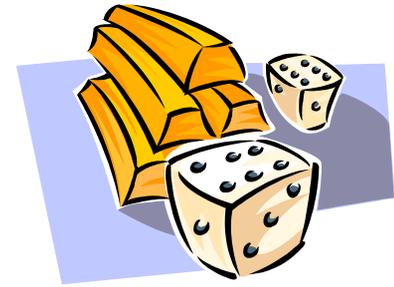


Comment combiner trois photons non-orthogonaux dans un seul mode spatial?



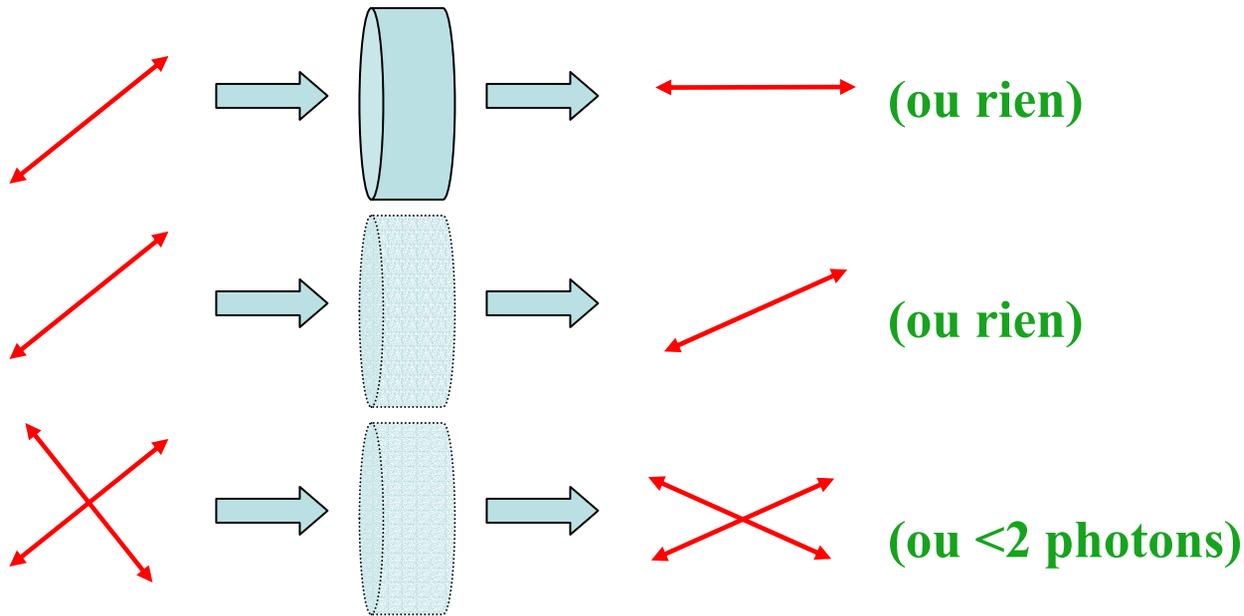
En effet, il ne s'agit que de ça! Si vous voyez trois photons à la bonne sortie, vous savez qu'ils ont tous pris la bonne sortie.

Troisième astuce

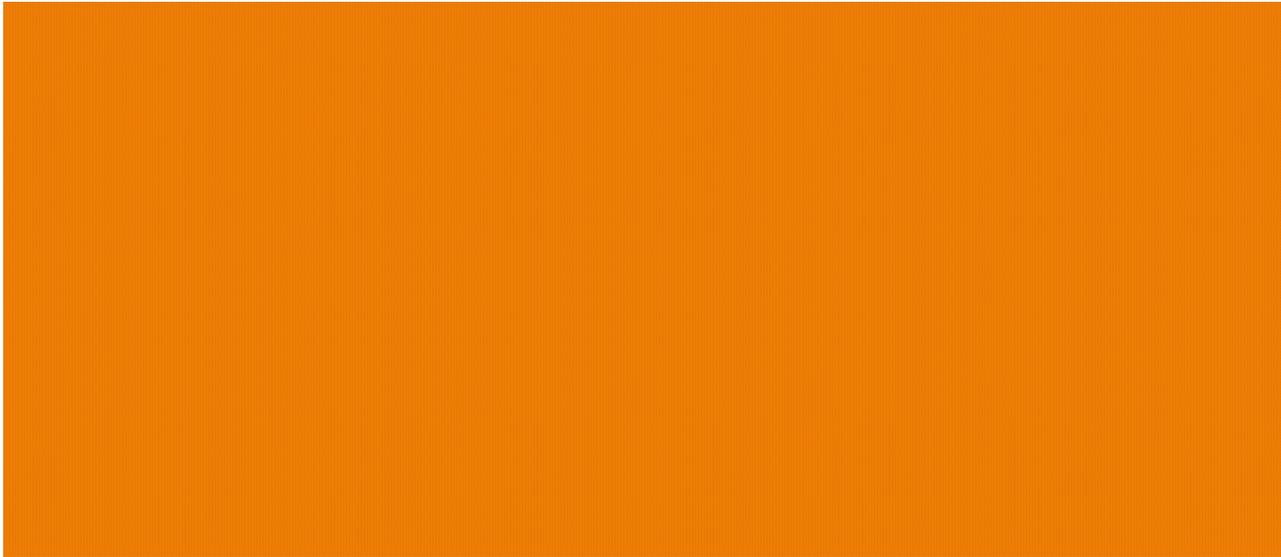


Comment faire de sorte que les deux photons du SPDC soient à 120° l'un de l'autre?

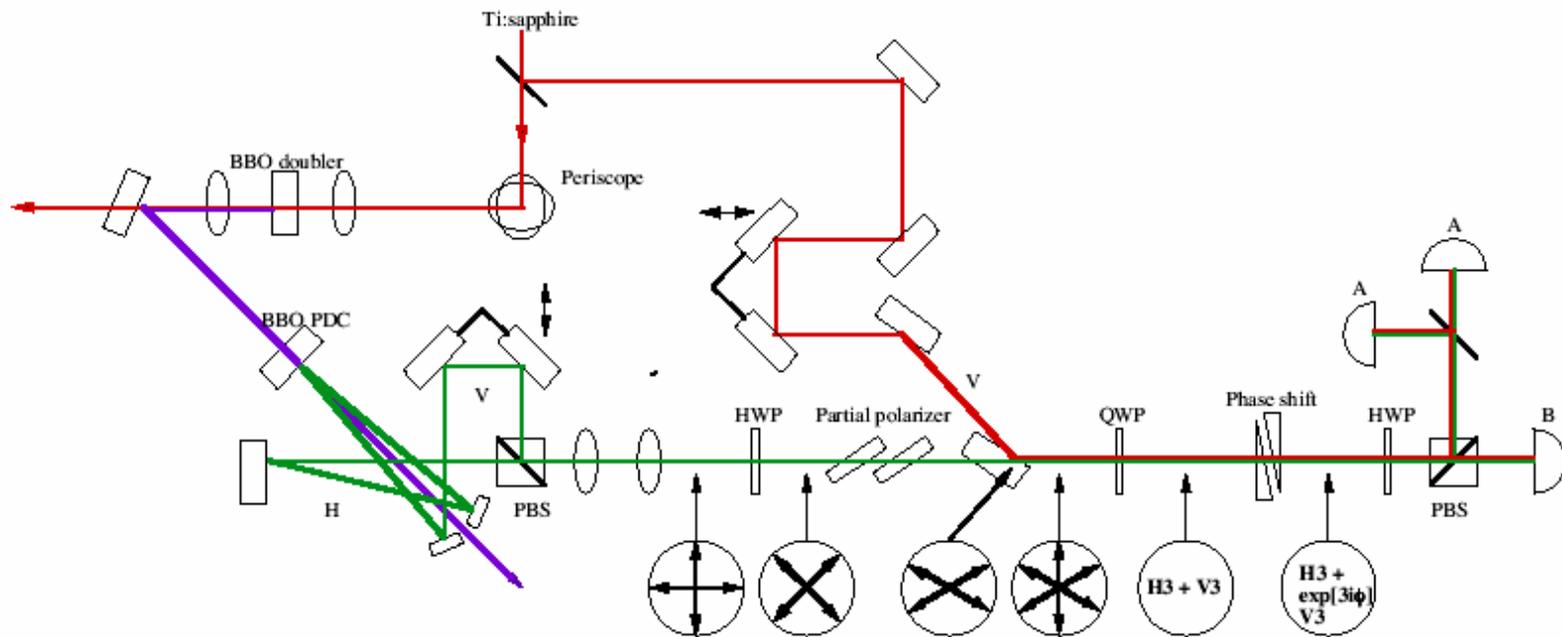
Encore des opérations post-sélectionnées (non-unitaires): si un photon à 45° traverse un polariseur horizontal, il n'est plus à 45° . S'il traverse un polariseur *partiel*, il est aussi modifié...



Le schéma optique (simplifié)



More detailed schematic of experiment



Succès!

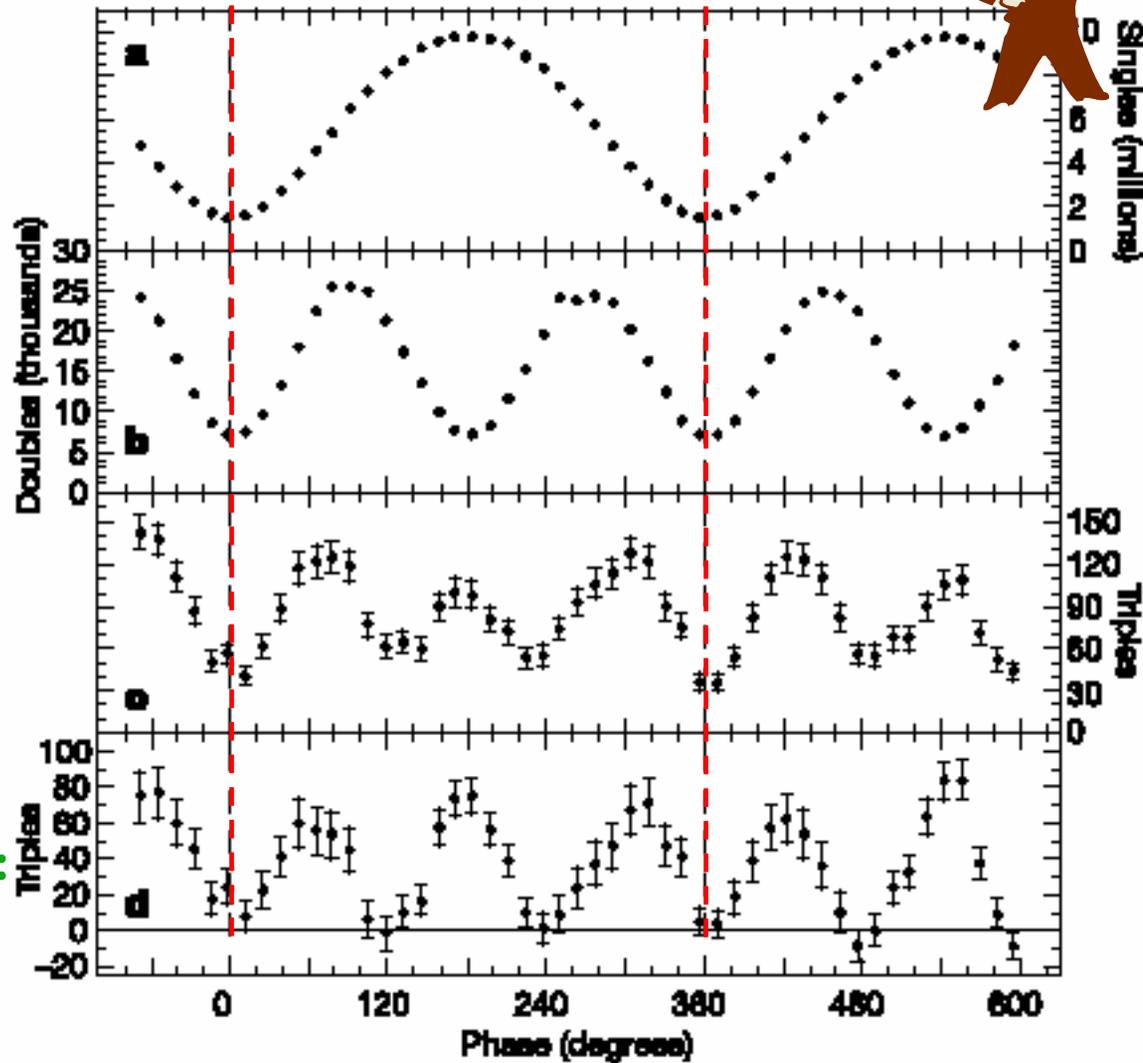


Détections
simples:

Coïncidences:

Coïncidences
triples:

Triples (bruit
de fond soustrait):



Merci de votre attention!

