

# Transparence induite électromagnétiquement et blocage Rydberg dans des ensembles mésoscopiques d'atomes froids

Comment combiner la transparence induite électro-magnétiquement (TIE) et le blocage Rydberg dans des ensembles d'atomes ultra-froids pour réaliser des expériences d'optique non-linéaire sensibles au photon unique. Nous commençons par décrire le phénomène de TIE, avant d'analyser son application possible à un ensemble d'atomes excités vers un état de Rydberg. Nous décrivons enfin une expérience récente de TIE en présence de blocage Rydberg, mettant en évidence des effets de forte interaction photon-photon.

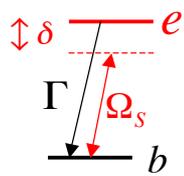
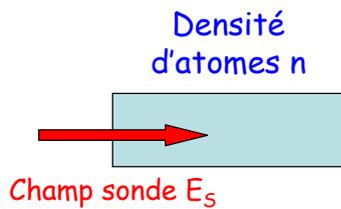
## VI-A

### Transparence induite électromagnétiquement (TIE)

Un milieu atomique fortement absorbant pour un **faisceau sonde** résonnant sur une transition optique entre un état fondamental  $|b\rangle$  et un état excité  $|e\rangle$  devient transparent pour cette sonde en présence d'un **faisceau pompe** (ou "faisceau de contrôle") satisfaisant une condition de résonance à 2 photons vers un 3<sup>ème</sup> niveau  $|a\rangle$  (configuration d'états en  $\Lambda$  ou en échelon). Par interférence quantique,  $|e\rangle$  devient **un état noir** non couplé au rayonnement. L'effet se produit dans une **fenêtre de transparence** en fréquence  $\Delta_{\text{TIE}}$  étroite autour de la condition de résonance. Les photons de la sonde se couplent fortement à une "onde de spin" atomique portant les atomes du milieu dans une superposition des états  $|a\rangle$  et  $|b\rangle$ . La sonde couplée à l'onde de spin devient une onde de **"polariton d'état noir"** ("dark state polariton") se propageant dans le milieu avec une vitesse de groupe beaucoup plus petite que dans le vide ("**lumière lente**"). Cet effet est dû à une variation très rapide sur la largeur de la fenêtre de transparence de l'indice de réfraction vu par la sonde.

**Un effet dispersif** analogue se produit pour une sonde non résonnante avec la transition  $b \rightarrow e$ , lorsque sonde et pompe satisfont une condition de résonance à deux photons sur la transition  $b \rightarrow a$ . L'indice de réfraction (réel) vu par la sonde devient égal à 1 dans une **fenêtre de non-réfraction** étroite, la sonde non réfractée se propageant lentement dans le milieu sous forme de polariton d'état noir.

# Rappel: absorption linéaire d'un faisceau sonde dans un milieu atomique



Faisceau désaccordé de  $\delta$  de la résonance  $b \rightarrow e$ , avec une fréquence de Rabi  $\Omega_s = DE_s/\hbar$  proportionnelle à l'élément de matrice du dipôle atomique  $D$  entre  $b$  et  $e$ . Taux d'émission spontané  $\Gamma$  de  $e$  vers  $b$ .

Développement en puissance de  $\Omega_s$  de la matrice densité atomique dans le milieu:

$$\rho = \rho_0 + \Omega_s \rho^1 + \dots$$

Solution à l'ordre 0 (pas d'excitation):  $\rho_0 = |b\rangle\langle b|$

Solution stationnaire à l'ordre 1 (dans le "référentiel tournant"):  $\bar{\rho}_{eb} = \rho_{eb} e^{i\omega t}$

$$\frac{d\bar{\rho}_{eb}}{dt} = -\left(\frac{\Gamma}{2} + i\delta\right)\bar{\rho}_{eb} + i\frac{\Omega_s}{2}(\rho_{bb} - \rho_{ee}) \rightarrow \frac{d\bar{\rho}_{eb}^1}{dt} = -\left(\frac{\Gamma}{2} + i\delta\right)\bar{\rho}_{eb}^1 + \frac{i}{2} \rightarrow \bar{\rho}_{eb}^1 = \frac{1}{2\delta - i\Gamma}$$

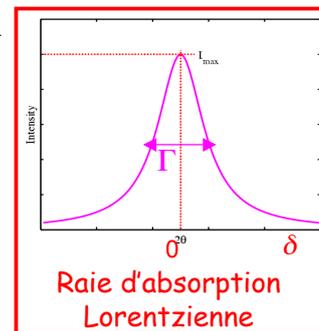
Dipôle induit par unité de volume et susceptibilité linéaire  $\chi^1$ :

Notation complexe  
 $\langle P \rangle = \bar{P}^1 e^{-i\omega t} + cc$

$$\bar{P}^1 = nD\Omega_s\bar{\rho}_{eb}^1 = n\frac{D^2E_s}{\hbar}\bar{\rho}_{eb}^1 = \epsilon_0\chi^1\frac{E_s}{2} \rightarrow \chi^1 = 2n\frac{D^2}{\hbar\epsilon_0}\bar{\rho}_{eb}^1$$

Puissance absorbée par unité de volume:

$$W^1 = \frac{\omega\epsilon_0E_s^2}{2}\text{Im}(\chi^1) = n\omega\frac{D^2E_s^2}{\hbar}\text{Im}(\bar{\rho}_{eb}^1) = n\omega\frac{D^2E_s^2}{\hbar}\frac{\Gamma}{\Gamma^2 + 4\delta^2}$$



## Épaisseur optique d'un gaz froid à résonance

Diminution de la puissance par unité de surface sur une longueur  $dl$  de propagation:

$$d\left(\frac{\epsilon_0E_s^2c}{2}\right) = -W^1dl = -\frac{\omega\epsilon_0E_s^2}{2}\text{Im}(\chi^1)dl \rightarrow \frac{dE_s^2}{dl} = -\frac{1}{L_0}E_s^2$$

$$\frac{1}{L_0(\delta)} = \frac{\omega}{c}\text{Im}(\chi^1) = 2n\frac{D^2\omega}{\hbar\epsilon_0c}\frac{\Gamma}{\Gamma^2 + 4\delta^2}$$

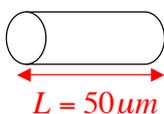
Atténuation exponentielle du faisceau sonde avec une épaisseur optique d'absorption à résonance ( $L_0(\delta=0)$ ):

$$\frac{1}{L_0(\delta=0)} = 2n\frac{D^2\omega}{\hbar\epsilon_0c\Gamma} = \frac{3}{2\pi}n\lambda^2 \quad (\Gamma = \frac{D^2\omega^3}{3\pi\epsilon_0\hbar c^3})$$

La section efficace d'absorption résonnante d'un atome dont la relaxation est dominée par l'émission spontanée est indépendante du dipôle électrique  $D$ :

$$\sigma_R = \frac{1}{nL(0)} = \frac{3}{2\pi}\lambda^2$$

Ordre de grandeur pour un gaz d'atomes froids piégés:  $n = 2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  ( $\sim 10000$  atomes dans un volume de  $10 \times 10 \times 50 \mu\text{m}$ ):  $L_0 = 1,5 \mu\text{m}$



Milieu fortement absorbant de densité optique  $DO = L/L_0 \sim 30$  (principe des images de nuage d'atome froids obtenues par détection de l'absorption d'un faisceau laser résonant)

# Propagation d'un champ sonde non-résonant dans un ensemble d'atomes froids: absorption résiduelle et déphasage

L'absorption, qui suit une loi Lorentzienne:

$$\frac{1}{L_0(\delta)} = \frac{1}{L_0} \frac{\Gamma^2}{\Gamma^2 + 4\delta^2} \rightarrow L_0(\delta) \sim L_0 \frac{4\delta^2}{\Gamma^2} \quad (\delta \gg \Gamma)$$

diminue hors résonance et la longueur de pénétration croît en  $\delta^2/\Gamma^2$ . De plus le champ subit un déphasage, proportionnel à la partie réelle de la susceptibilité du gaz (alors que le déphasage est nul à résonance):

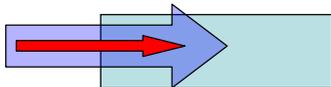
$$\Delta\varphi = \frac{\omega L}{2c} \text{Re} \chi^1 = \frac{2\omega L}{c} n \frac{D^2}{\hbar\epsilon_0} \frac{\delta}{\Gamma^2 + 4\delta^2} = \frac{\Gamma L}{L_0} \frac{\delta}{\Gamma^2 + 4\delta^2} \approx DO \frac{\Gamma}{4\delta} \quad (\delta \gg \Gamma)$$

Un milieu d'atomes froids optiquement dense à résonance ( $DO \sim 50$ ), est quasi transparent pour  $\delta/\Gamma \sim 10$  (la  $DO$ , divisée par 400, devient de l'ordre de 0,1) et le milieu, quasi-transparent, produit sur le champ un déphasage de l'ordre de 1 radian.

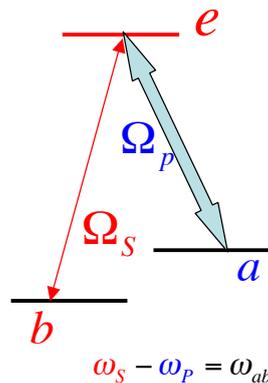
La propagation de la sonde, à résonance ou hors résonance, est profondément modifiée dans un système **atomique à 3 niveaux**, en présence d'un **champ pompe** satisfaisant avec la sonde une condition précise de résonance à deux photons.

## Transparence induite électromagnétiquement

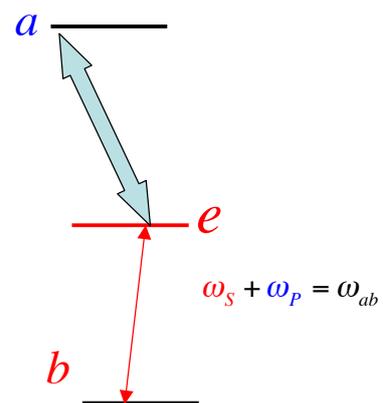
Champ **sonde** résonant sur la transition  $b \rightarrow e$  en absence de **pompe**.  
Milieu optiquement dense pour la sonde



**Pompe** résonante sur la transition  $e \rightarrow a$



Configuration  $\Lambda$

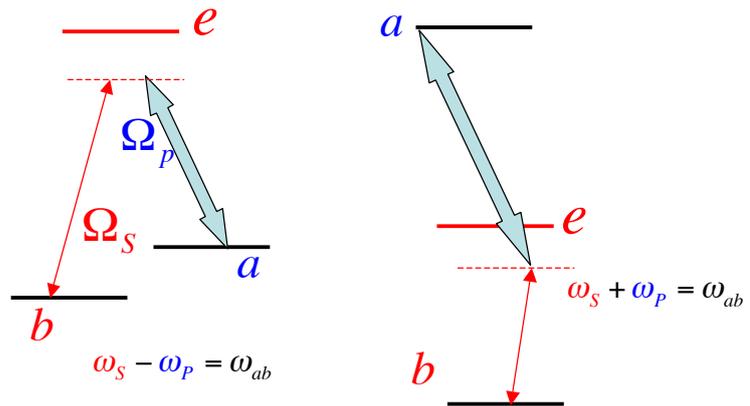


Configuration en échelon

Si la condition de résonance (configuration  $\Lambda$  ou échelon) est satisfaite, le milieu devient strictement transparent pour la sonde (TIE) par effet d'interférence et création d'un état noir, le niveau  $e$  n'étant pas peuplé. Si le champ sonde s'écarte de la condition de résonance, l'absorption redevient importante. La "fenêtre de transparence"  $\Delta_{TIE}$  (largeur du désaccord de fréquence sur laquelle la TIE est observée) est d'autant plus large que la pompe est plus intense. L'indice de réfraction vu par la sonde est strictement égal à 1 à résonance et subit une variation rapide autour de résonance: la vitesse de groupe de la sonde est considérablement plus faible que  $c$  («lumière lente»).

# Réfraction supprimée électromagnétiquement

La sonde est non-résonnante dans un milieu optiquement dense à résonance. Elle subit en absence de pompe une faible absorption et un déphasage dû à un indice de réfraction réel différent de l'unité. La pompe est également non-résonnante. Sonde et pompe satisfont la condition de résonance à deux photons.

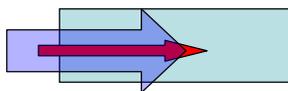


Si la condition de résonance sur la différence ou la somme des fréquences sonde et pompe est satisfaite, la sonde voit un indice égal à 1: l'absorption résiduelle est supprimée, ainsi que la réfraction: la sonde n'est pas du tout déphasée. La suppression de l'absorption et de la réfraction se produit dans une fenêtre de transparence et de non réfraction dépendant de l'intensité pompe. Ici encore, l'indice varie très vite autour de 1 lorsqu'on s'écarte de la condition de résonance et la lumière est fortement ralentie (propagation d'un polariton dispersif).

Nous analysons l'effet de TIE résonnant en configuration  $\Lambda$  dans les pages suivantes. Traitement analogue du cas non-résonnant laissé en exercice.

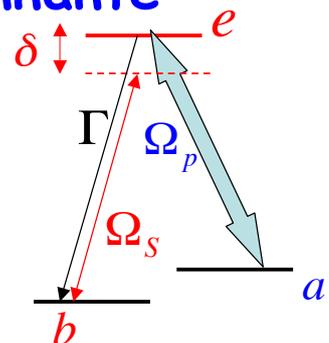
## Système à 3 niveaux: absorption de la sonde en présence de pompe résonnante

Champ pompe  $E_p$



Champ sonde  $E_s$

La sonde (pulsation  $\omega_s$ ) se propage en présence d'un champ pompe (pulsation  $\omega_p$ , fréquence de Rabi  $\Omega_p$ ) couplant  $e$  à un 3<sup>ème</sup> niveau  $a$  (configuration  $\Lambda$ ). On suppose pour simplifier la pompe à résonance exacte, le balayage de la résonance Raman se faisant en variant le désaccord  $\delta$  de la sonde.



L'équation pilote de l'évolution du système à 3 niveaux s'écrit:

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{1}{i\hbar} [H, \rho] + \text{terme de relaxation (émission spontanée)}$$

avec, en ne gardant que les termes quasi-résonnants et en choisissant  $E_b=0$ :

$$\frac{H}{\hbar} = \omega_{eb} |e\rangle\langle e| + \omega_{ab} |a\rangle\langle a| - \frac{\Omega_S}{2} (e^{i\omega_s t} |e\rangle\langle b| + e^{-i\omega_s t} |b\rangle\langle e|) - \frac{\Omega_P}{2} (e^{i\omega_p t} |e\rangle\langle a| + e^{-i\omega_p t} |a\rangle\langle e|)$$

D'où les équations couplées des cohérences  $\rho_{eb}$  et  $\rho_{ab}$ :

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \rho_{eb} &= -(i\omega_{eb} + \frac{\Gamma}{2}) \rho_{eb} + i \frac{\Omega_S}{2} e^{-i\omega_s t} (\rho_{bb} - \rho_{ee}) + i \frac{\Omega_P}{2} e^{-i\omega_p t} \rho_{ab} \\ \frac{d}{dt} \rho_{ab} &= -i\omega_{ab} \rho_{ab} + i \frac{\Omega_P}{2} e^{i\omega_p t} \rho_{eb} + i \frac{\Omega_S}{2} e^{i\omega_s t} \rho_{ae} \end{aligned}$$

On néglige la décohérence dans les états  $a$  et  $b$  et les déphasages Doppler des champs optiques pour des atomes froids

# Solution stationnaire de l'équation pilote de la TIE

Pour calculer la susceptibilité linéaire du milieu pour la sonde, on résout simplement les équations pour  $\Omega_s < \Omega_p$  en développant la solution en puissances de  $\Omega_s$  et en ne gardant que les termes d'ordre 1. Les atomes étant initialement dans  $|b\rangle$ , la solution à l'ordre 0 reste  $\rho^{(0)}(\Omega_p) = |b\rangle\langle b|$  et on a notamment  $\rho_{ae}^{(0)} = 0$ . A partir du développement:

$$\rho = \rho^0(\Omega_p, \delta) + \Omega_s \rho^1(\Omega_p, \delta) + \dots$$

on obtient à l'ordre 1:

$$\frac{d}{dt} \rho_{eb}^1 = -(i\omega_{eb} + \frac{\Gamma}{2}) \rho_{eb}^1 + \frac{ie^{-i\omega_s t}}{2} + i \frac{\Omega_p}{2} e^{-i\omega_p t} \rho_{ab}^1$$

$$\frac{d}{dt} \rho_{ab}^1 = -i\omega_{ab} \rho_{ab}^1 + i \frac{\Omega_p}{2} e^{i\omega_p t} \rho_{eb}^1$$

On élimine enfin la dépendance temporelle des termes de ces équations en passant en "représentation de champ tournant":

$$\bar{\rho}_{eb}^1 = \rho_{eb}^1 e^{i\omega_s t} \text{ et } \bar{\rho}_{ab}^1 = \rho_{ab}^1 e^{i(\omega_{ab} - \delta)t}$$

D'où finalement:

$$\frac{d}{dt} \bar{\rho}_{eb}^1 = -\left(i\delta + \frac{\Gamma}{2}\right) \bar{\rho}_{eb}^1 + \frac{i}{2} + i \frac{\Omega_p}{2} \bar{\rho}_{ab}^1 \quad ; \quad \frac{d}{dt} \bar{\rho}_{ab}^1 = -i\delta \bar{\rho}_{ab}^1 + i \frac{\Omega_p}{2} \bar{\rho}_{eb}^1$$

avec la solution stationnaire:

$$\bar{\rho}_{eb}^1 = \frac{2\delta}{4\delta^2 - \Omega_p^2 - 2i\Gamma\delta} \quad ; \quad \bar{\rho}_{ab}^1 = \frac{\Omega_p}{4\delta^2 - \Omega_p^2 - 2i\Gamma\delta}$$

## Transparence pour la sonde induite par la pompe

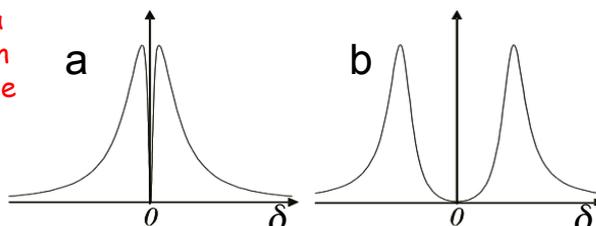
Le même calcul que plus haut donne la nouvelle expression de la puissance absorbée sur la sonde par unité de volume:

$$W^1 = \frac{\omega \varepsilon_0 E_s^2}{2} \text{Im}(\chi^1) = n\omega \frac{D^2 E_s^2}{\hbar} \text{Im}(\bar{\rho}_{eb}^1) = n\omega \frac{D^2 E_s^2}{\hbar} \frac{\Gamma \delta^2}{\Gamma^2 \delta^2 + 4[\delta^2 - \Omega_p^2 / 4]^2}$$

qui redonne bien la courbe d'absorption Lorentzienne normale pour  $\Omega_p = 0$ . On en déduit l'inverse de l'épaisseur optique d'absorption en présence de la pompe:

$$\frac{1}{L_{TIE}(\delta)} = \frac{3}{2\pi} n \lambda^2 \frac{\Gamma^2 \delta^2}{\Gamma^2 \delta^2 + 4[\delta^2 - \Omega_p^2 / 4]^2}$$

En présence de la pompe, l'absorption de la sonde s'annule exactement à résonance ( $\delta=0$ )



Le champ pompe ouvre une fenêtre de transparence pour le champ sonde (TIE)

Absorption du champ sonde en fonction de  $\delta$  pour  $\Omega_p \ll \Gamma$  (Fig a) et  $\Omega_p \gg \Gamma$  (Fig b)

# Largeur de la fenêtre de transparence induite électromagnétiquement

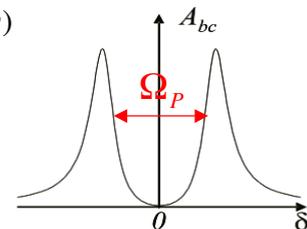
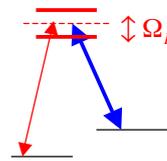
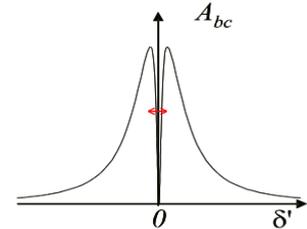
Demi-Largeur à mi-hauteur  $\delta_T$  de la fenêtre de transparence:

$$\delta_T^2 - \frac{\Omega_p^2}{4} = \frac{\Gamma \delta_T}{2} \rightarrow |\delta_T| = \frac{\Gamma}{4} \left[ \sqrt{1 + \frac{4\Omega_p^2}{\Gamma^2}} - 1 \right]$$

d'où les deux cas limite:

$$\Omega_p \ll \Gamma \rightarrow \Delta_{TIE} = 2|\delta_T| \approx \frac{\Omega_p^2}{\Gamma} \quad (\text{fenêtre très étroite : } \Delta_{TIE} \ll \Omega_p \ll \Gamma)$$

$$\Omega_p \gg \Gamma \rightarrow \Delta_{TIE} = 2|\delta_T| \approx \Omega_p \quad (\text{séparation du doublet Autler - Townes})$$



Qualitativement, la fenêtre de transparence dans le cas  $\Omega_p \gg \Gamma$  se comprend par la levée de dégénérescence de l'état atomique excité induite par le champ pompe (effet Autler-Townes). L'annulation stricte de l'absorption pour  $\delta=0$  est un effet plus subtil d'interférence quantique (voir plus loin).

## Longueur de transparence électromagnétiquement induite dans un milieu optiquement dense

Plaçons nous dans le cas  $\Omega_p \ll \Gamma$ , au voisinage du centre du pic de transmission du faisceau sonde. L'inverse de l'épaisseur optique s'écrit alors:

$$\frac{1}{L_{TIE}(\delta)} \approx \frac{3}{2\pi} n \lambda^2 \frac{4\Gamma^2 \delta^2}{\Omega_p^4} + O(\delta^4)$$

Un milieu de longueur  $L$  sera donc transparent pour la sonde si:

$$\frac{1}{L_{TIE}(\delta)} \leq \frac{1}{L} \rightarrow |\delta| \leq \frac{\Omega_p^2}{2\Gamma} \left( \frac{2\pi}{3n\lambda^2 L} \right)^{1/2} = \frac{\Omega_p^2}{2\Gamma} \left( \frac{L_0}{L} \right)^{1/2} = \frac{\Omega_p^2}{2\Gamma} \frac{1}{\sqrt{DO}}$$

**Un milieu atomique, même s'il a une grande densité optique en absence de pompe ( $DO \gg 1$ ) devient ainsi transparent en présence d'un faisceau pompe résonant dans une fenêtre de largeur  $\Delta \sim \Omega_p^2 / \Gamma (DO)^{1/2}$ .**

# La TIE est un effet d'interférence quantique faisant intervenir un « état noir » atomique

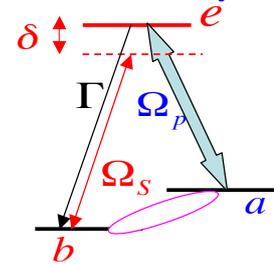
À l'ordre 1 en  $\Omega_s$  et pour  $\delta=0$ , on a:

$$\bar{\rho}_{ab} = \Omega_s \bar{\rho}_{ab}^1 = -\frac{\Omega_s}{\Omega_p}$$

et si on décrit approximativement les atomes

par un état pur:

$$\alpha_a^* \alpha_b = -\frac{\Omega_s}{\Omega_p} \quad \text{avec } \alpha_b \approx 1; \alpha_a \approx -\frac{\Omega_s}{\Omega_p} \rightarrow \alpha_a \Omega_p + \alpha_b \Omega_s \approx 0 \text{ (état noir)}$$



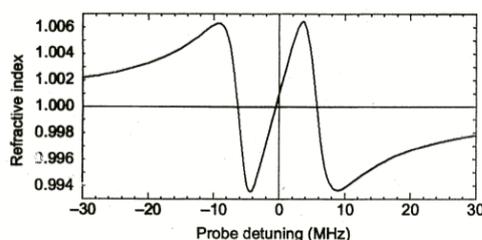
En régime stationnaire, les atomes sont portés dans un état noir qui correspond à une cohérence Raman  $\rho_{ab}$  non nulle (le régime transitoire vers cet état est un processus de pompage optique induit par la relaxation ou un processus adiabatique si les champs sont branchés lentement). L'état  $|e\rangle$  n'est pas couplé par le champ à cet état noir et n'est pas excité ( $\rho_{ee}=0$ ). **Le milieu ne diffuse plus de photons du champ sonde et ne l'absorbe plus!** La condition d'interférence est idéalement satisfaite pour  $\delta=0$ . En fait,  $\delta$  peut s'écarter de 0 d'une quantité de l'ordre de  $\Omega_p^2/\Gamma$ , largeur de raie de la cohérence Raman induite par le couplage  $\Omega_p$  qui ramène dans l'état fondamental une fraction  $\sim \Omega_p^2/\Gamma^2$  du taux de relaxation  $\Gamma$  de  $|e\rangle$ .

## Indice de réfraction du milieu pour l'onde sonde en présence de la pompe

L'indice de réfraction vu par la sonde dépend linéairement de la partie réelle de la polarisabilité du milieu en présence du champ pompe,  $\text{Re}(\chi^1(\delta, \Omega_p))$ .

$$n_{ind}(\delta) = 1 + \frac{1}{2} \text{Re}(\chi^1(\delta, \Omega_p)) = 1 + \frac{nD^2}{\hbar\epsilon_0} \text{Re}(\bar{\rho}_{eb}^{(1)}) = 1 + \frac{2nD^2}{\hbar\epsilon_0} \frac{\delta[4\delta^2 - \Omega_p^2]}{4\Gamma^2\delta^2 + [4\delta^2 - \Omega_p^2]^2}$$

L'indice, comme l'absorption, varie très vite en fonction de la fréquence au voisinage de  $\delta=0$ .



Une grande dispersion de l'indice en  $\delta=0$  implique une forte réduction de la vitesse de groupe de la lumière (voir page suivante).

Variation de l'indice dans les conditions de l'expérience décrite plus loin

# Propagation d'un paquet d'onde sonde en présence de la pompe: « lumière lente »

Paquet d'onde superposition d'ondes de fréquences  $\omega$  et vecteurs d'onde  $k(\omega)$ :

$$f(z,t) = \int dk E(k) e^{i(kz - \omega t)} \quad \text{avec} \quad k(\omega) = n_{ind}(\omega) \omega / c$$

La vitesse de groupe du paquet  $v_g$  est donnée par la condition de phase stationnaire:

$$\frac{z}{c} \left( n_{ind}(\omega) + \omega \frac{dn_{ind}(\omega)}{d\omega} \right) - t = 0 \quad \rightarrow \quad z = v_g t \quad \text{avec} \quad v_g = \frac{c}{\left( n_{ind}(\omega) + \omega \frac{dn_{ind}(\omega)}{d\omega} \right)}$$

La vitesse de groupe dans le milieu est réduite par le facteur  $\eta$ :

$$\eta \sim \omega \frac{dn_{ind}(\omega = \omega_{eb})}{d\omega} = -\omega \frac{dn_{ind}(\delta = 0)}{d\delta} = \frac{2\omega n D^2}{\hbar \epsilon_0} \frac{1}{\Omega_p^2} \sim \frac{1}{\Delta_{TIE}} \frac{c}{L_0} \quad (\Omega_p < \Gamma)$$

Soit:

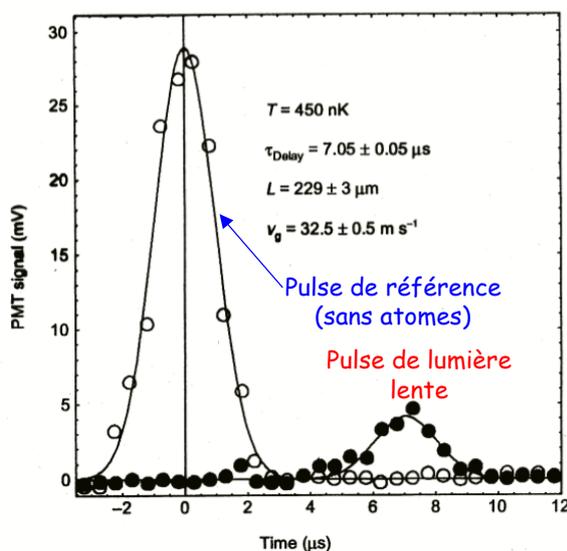
$$v_g \sim \frac{c}{\eta} = L_0 \Delta_{TIE}$$

Effet d'autant plus grand que la fenêtre de transparence  $\Delta_{TIE}$  est plus étroite et que l'épaisseur d'absorption  $L_0$  est plus petite (milieu fortement absorbant en l'absence de pompe). Pour des valeurs typiques de paramètres réalisables dans un gaz d'atomes froids, la vitesse de groupe de la lumière en présence de la pompe est réduite à quelques dizaines de mètres par seconde:

$$\Delta_{TIE} = 10^7 \text{ s}^{-1}; L_0 = 1,5 \mu\text{m} \quad \rightarrow \quad \eta = 2 \cdot 10^7 \quad \text{et} \quad v_g = 15 \text{ m/s}$$

## Expérience de lumière lente

*L.Hau et al, Nature, 397, 594 (1999)*



Gaz d'atomes de sodium froids de densité  $n = 3 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  avec faisceau pompe correspondant à une fréquence de Rabi

$$\Omega_p = 3,6 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$$

$D \sim qa_0 \sim 10^{-29} \text{ SI}$ ,  $\omega = 2\pi c/\lambda \sim 3 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$  et

$$\Gamma = 6 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$$

Le facteur de réduction de la vitesse de groupe est  $\eta \sim 10^7$

Après traversée de  $L = 229 \mu\text{m}$  (plus de 100 épaisseurs optiques), le pulse de lumière lente est retardé de  $7 \mu\text{s}$ , ce qui correspond à une vitesse de groupe  $v_g = 32 \text{ ms}^{-1}$ .

La faisceau sonde arrive après établissement de la pompe et la superposition d'états atomiques (état noir) s'établit adiabatiquement. La compression de longueur du pulse sonde dans le milieu s'accompagne d'un transfert d'énergie de la sonde vers la pompe, avec transfert inverse au moment où la sonde sort du milieu et repart à la vitesse  $c$  (voir plus loin).

# Polariton d'état noir (Dark state polariton)

La propagation de lumière lente dans le milieu atomique s'accompagne de celle d'une « onde de spin » atomique (excitation d'une superposition des états  $|b\rangle$  et  $|a\rangle$  correspondant à un état noir). Pour décrire l'évolution couplée du champ sonde et de l'excitation atomique, on introduit deux opérateurs créant respectivement un photon et un quantum d'excitation  $b \rightarrow a$  dans le milieu ( $N$ : nombre total d'atomes):

$$\hat{\Psi}_C = \int dk f(k) e^{i(kz - \omega t)} a_k^\dagger \quad ; \quad \hat{\Psi}_S = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_i |a\rangle_i \langle b|_i$$

Nous nous limitons pour simplifier au cas où  $|a\rangle$  et  $|b\rangle$  sont dégénérés et les ondes sonde et pompe ont même vecteur d'onde. La cohérence atomique stationnaire entre  $a$  et  $b$  n'évolue alors ni dans le temps ni dans l'espace. (Dans le cas général, l'opérateur champ atomique contient des termes de phase décrivant la dépendance spatiotemporelle de l'onde de spin, correspondant au battement entre champs pompe et sonde).

L'état du champ à un photon résulte de l'action sur le vide de l'opérateur champ:

$$|1\rangle_C = \hat{\Psi}_C |0\rangle_C \quad \text{avec la normalisation:} \quad {}_C \langle 1|1\rangle_C = 1 = {}_C \langle 0| \hat{\Psi}_C^\dagger \hat{\Psi}_C |0\rangle_C \rightarrow \int dk |f(k)|^2 = 1$$

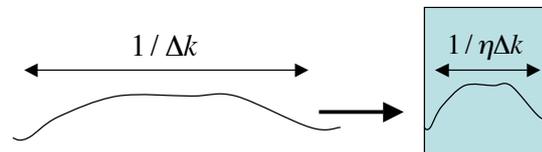
De même l'état (normalisé) à un quantum d'onde de spin:

$$|1\rangle_S = \hat{\Psi}_S |0\rangle_S \quad \text{avec} \quad |0\rangle_S = |b_1, b_2, \dots, b_N\rangle$$

correspond à une excitation atomique collective:

$${}_S \langle 1|N_a|1\rangle_S = 1 \quad \text{avec} \quad N_a = \sum_i |a\rangle_i \langle a| \quad (\text{population de l'état } |a\rangle)$$

## Polariton d'état noir



Soit un paquet d'onde à un photon, de section  $S$ , arrivant dans le milieu en présence de la pompe. L'état du système suit adiabatement la solution stationnaire d'état noir si l'enveloppe du paquet varie lentement. La longueur du paquet dans le vide est égale à  $1/\Delta k$  où  $\Delta k$  est la largeur de la fonction  $f(k)$ . L'amplitude du champ est:

$$E_{\text{photon}} \sim \sqrt{2\hbar\omega / \epsilon_0 V_Q} \quad \text{avec} \quad V_Q = S / \Delta k \quad (\text{volume du paquet d'onde})$$

En entrant dans le milieu atomique à résonance ( $\delta=0$ ), le paquet se comprime (voir plus haut) dans le rapport:

$$\eta = \frac{2\omega n D^2}{\hbar \epsilon_0} \frac{1}{\Omega_p^2}$$

sans que l'amplitude du champ ne change. Le volume occupé par le champ dans le milieu croît de  $0$  à  $S/\eta\Delta k$  et le nombre d'atomes interagissant avec le photon augmente de  $0$  à  $nS/\eta\Delta k$ . La probabilité pour qu'un atome en présence du champ sonde soit porté dans  $|a\rangle$  est égale au carré du rapport des fréquences de Rabi des champs sonde et pompe, soit, pour un photon:

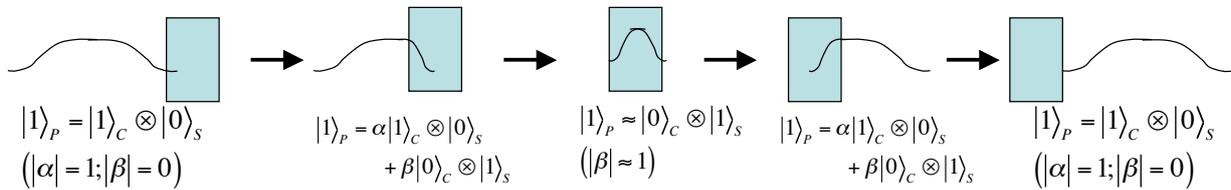
$$\rho_{aa} = \left( \frac{DE_{\text{photon}}}{\hbar \Omega_p} \right)^2 = \frac{2\omega D^2 \Delta k}{\hbar \epsilon_0 S \Omega_p^2}$$

La population  $N_a$  varie donc de  $0$  à  $nS\rho_{aa} / \eta\Delta k = 1$ . Le photon est ainsi continûment transformé en un quantum d'onde de spin. En entrant dans le milieu, le photon évolue comme une excitation combinée de champ et d'atome, **un polariton d'état noir**.

# Polariton d'état noir

Un *polariton d'état noir* est créé par l'action sur le vide d'un opérateur champ de polariton, combinaison linéaire des opérateurs de champ et d'onde de spin:

$$|1\rangle_p = \hat{\Psi}_p |0\rangle_c |0\rangle_s \quad \text{avec} \quad \hat{\Psi}_p = \alpha \hat{\Psi}_c + \beta \hat{\Psi}_s \quad (|\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1)$$



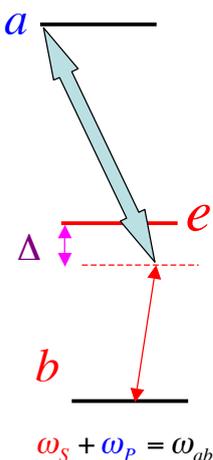
Evolution continue du système « champ + atome » d'un photon à une onde de spin et inversement lorsque le champ traverse le milieu atomique. La compression du champ fait que l'énergie du photon n'est plus portée par le champ sonde dans le milieu: elle est stockée dans le champ pompe qui génère l'onde de spin. A la sortie du milieu, l'onde de spin se retransforme en photon et l'énergie stockée dans la pompe revient dans le champ sonde. La lumière lente peut même être arrêtée complètement en faisant tendre  $\Omega_p$  vers zéro quand le champ a pénétré dans le milieu: l'information contenue dans le photon est alors stockée dans l'onde de spin pendant le temps de relaxation de la cohérence atomique. En rallumant le champ pompe, on recouple l'onde de spin au champ sonde, en régénérant un photon identique au photon initial (voir également leçon 5 pour une analyse qualitative de ce "mapping"). Dans un milieu sans interactions entre atomes, la théorie se généralise à la propagation d'un champ contenant plusieurs photons (dans le cas d'interactions fortes entre atomes, voir plus loin). L'état à N polaritons correspondant est un état intriqué "atomes-champ" qui s'écrit:

$$|N\rangle_p = (\hat{\Psi}_p)^N |0\rangle_c |0\rangle_s \quad \text{(Pour plus de détails voir Fleischhafer et Lukin, PRL, 84, 5094 (2000))}$$

# Polaritons non-résonnants

Le calcul fait pour la configuration  $\Lambda$  et un champ pompe résonnant se généralise simplement dans le cas de la configuration en échelon et pour une pompe non-résonnante avec un désaccord  $\Delta$  (configuration étudiée plus loin). La cohérence atomique, toujours décrite par  $\rho_{ab}$  évolue à la fréquence optique  $\omega_{ab}$ . La sonde subit une non-réfraction induite électromagnétiquement (NRIE) dans une fenêtre de largeur:

$$\Delta_{NRIE} = \frac{\Omega_p^2}{\sqrt{\Gamma^2 + \Delta^2}} \sim \frac{\Omega_p^2}{\Delta} \quad (\Omega_p, \Gamma \ll \Delta)$$

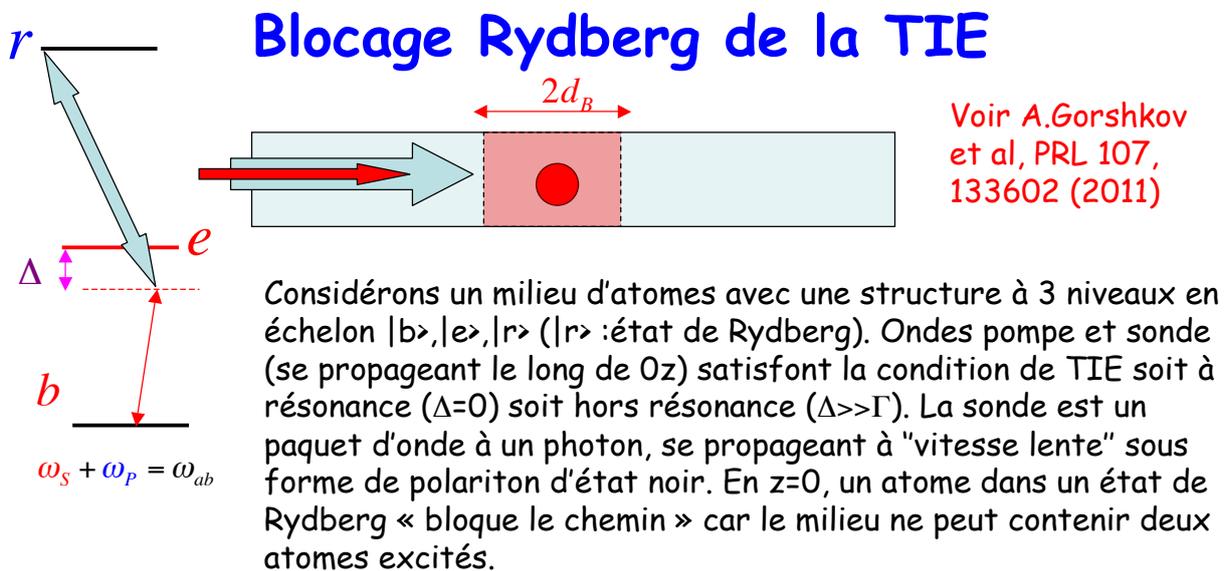


L'indice, strictement égal à 1 si  $\omega_s + \omega_p = \omega_{ab}$ , varie rapidement autour de 1 et la vitesse de groupe est comme dans le cas résonnant très inférieure à  $c$  (« lumière lente »). La condition de NRIE correspond à une suppression totale de déphasage pour une onde sonde satisfaisant strictement la condition de résonance à deux photons.

Nous allons maintenant étudier ce que devient la TIE ou la NRIE dans un milieu ayant une structure de niveau en échelon, lorsque l'état  $a$  est un état de Rydberg et que le rayon de blocage Rydberg  $r_B$  est de l'ordre de la longueur d'absorption résonnante  $L_0$  de la sonde en absence de pompe. On peut alors réaliser des conditions de très grande non-linéarité conduisant à des interactions fortes entre photons uniques.

# VI-B

## Transparence induite électromagnétiquement et blocage Rydberg: optique non-linéaire au niveau du photon

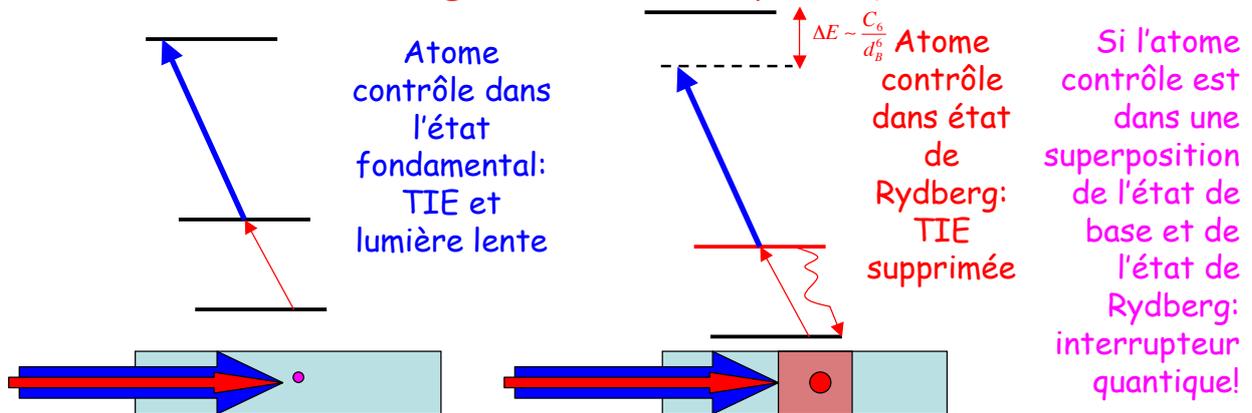


L'atome dans  $|r\rangle$  détruit la condition de TIE sur une distance de blocage  $2d_B$  où  $d_b$  défini par:

$$\frac{C_6}{d_B^6} = \Delta_{TIE} \rightarrow d_B = \left( \frac{C_6}{\Delta_{TIE}} \right)^{1/6} \text{ avec } \Delta_{TIE} \sim \frac{\Omega_P^2}{\Gamma} \text{ (à résonance) ou } \Delta_{TIE} \sim \frac{\Omega_P^2}{\Delta} \text{ (hors résonance)}$$

# TIE résonnante: un atome contrôle par blocage Rydberg la transmission d'un photon

Phénomène analogue en Electrodynamique en Cavité

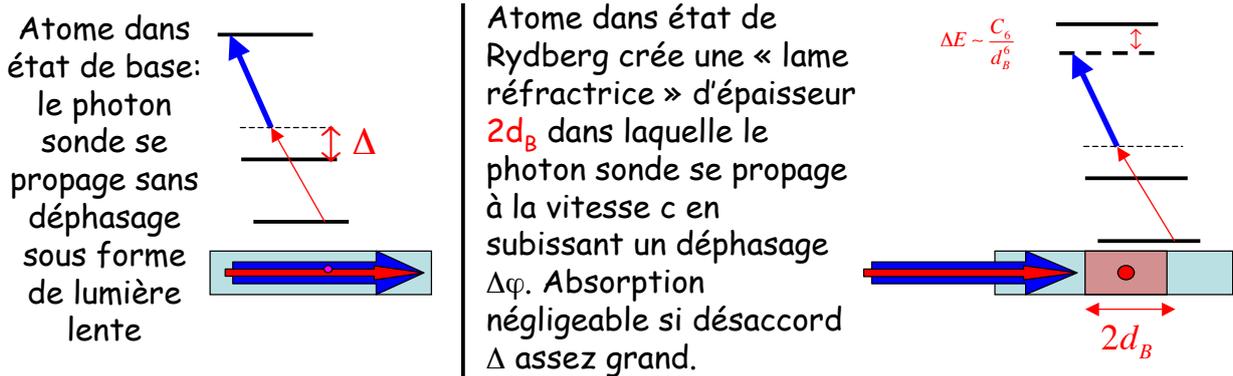


On suppose la dimension transversale du milieu petite devant  $d_B$ . La condition de blocage du photon à résonance ( $\Delta=0$ ) s'écrit:

$$2d_B \geq L_0$$

Le photon entré dans le milieu sous forme de polariton est complètement bloqué car la condition d'état noir n'est plus satisfaite dans la lame d'épaisseur  $2d_B$ . Le milieu absorbe et rediffuse le photon sur une très courte distance.

# TIE non résonnante: un atome contrôle par blocage Rydberg la phase d'un champ



Ordres de grandeur:

$$\Omega_p = 10^7 \text{ s}^{-1}; \Gamma = 10^8 \text{ s}^{-1}; \Delta = 5 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1} \rightarrow \Delta_{TIE} \sim 2 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1} \rightarrow d_B \sim 15 \mu\text{m} \text{ (pour } n \sim 60)$$

Considérons un milieu avec  $L_0 = 1,5 \mu\text{m}$  (épaisseur optique à résonance):

$$\text{DO sur la longueur } 2d_B : \frac{2d_B}{L_0} \frac{\Gamma^2}{4\Delta^2} \sim 0,2$$

$$\text{Déphasage du photon} : \Delta\varphi = \frac{2d_B}{L_0} \frac{\Gamma}{4\Delta} \sim 1 \text{ radian}$$

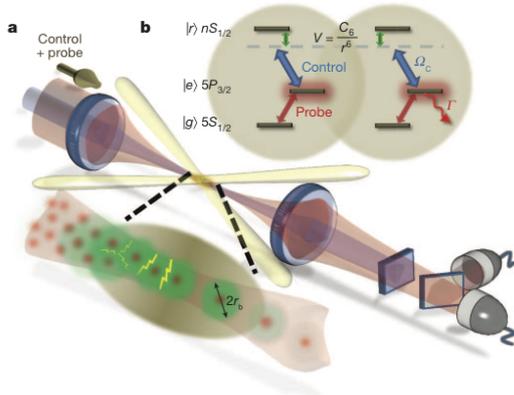
Si l'atome est un qubit: porte de phase atome-photon!

# Expérience EIT au niveau du photon unique

T. Peyronel et al, Nature 488, 57 (2012)

Ensemble d'atomes froids en forme de pinceau de faible diamètre dans lequel se propagent pompe et sonde réalisant une condition de TIE résonnante. La condition de blocage  $r_B > L_0$  est satisfaite. Qualitativement, on a une situation analogue à celle

décrite plus haut: un photon se propageant dans le milieu y introduit une excitation Rydberg qui ferme la fenêtre de transparence pour un 2<sup>nd</sup> photon dans son voisinage. Ordres de grandeur des paramètres:



$$L \sim 40 \text{ à } 80 \mu\text{m} \quad w \sim 10 \mu\text{m}$$

$$L_0 \sim 2 \mu\text{m} \rightarrow DO \sim 20 \text{ à } 40$$

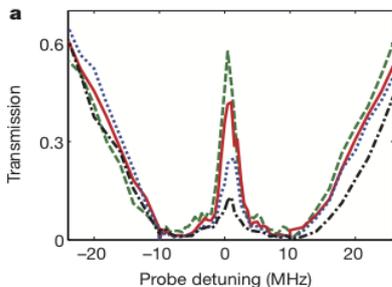
$$\Delta_{TIE} = 2\pi \times 23 \text{ MHz} = 1,5 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$$

$$v_g = \Delta_{TIE} L_0 \sim 300 \text{ m/s} \rightarrow \tau_{\text{délai}} = \frac{L}{v_g} \sim 300 \text{ ns}$$

$$\frac{C_6}{\hbar r_B^6} = \Delta_{TIE} \quad \text{pour } r_B = 13 \mu\text{m} \quad (\text{état } 100S)$$

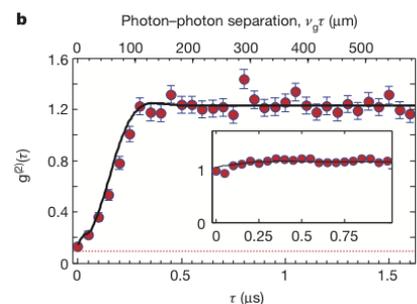
Deux "photons lents" ne peuvent se propager indépendamment s'ils sont à moins de 300ns (ou 90 $\mu$ m) l'un de l'autre. Ordres de grandeur observés dans l'expérience (voir page suivante)

## Manifestations d'effets d'optique non-linéaire au niveau d'un photon unique



Spectre de transmission TIE de la sonde pour 1,2,4 et 6 photons par  $\mu$ s. On constate une atténuation forte de la transmission pour 4 photons/ $\mu$ s, c'est à dire un photon en moyenne toutes les 250 ns. La largeur du pic de transmission est  $\sim \Delta_{TIE} \sqrt{DO}$  (soit quelques MHz)

Fonction de corrélation  $g^{(2)}(\tau)$  du champ transmis est mesurée par anti-coïncidence de 2 détecteurs derrière lame semi-réfléchissante (voir fig page précédente). Effet de dégroupement de photons séparés de moins de 300 ns (ou 90  $\mu$ m) dans le cas du blocage par un niveau de Rydberg 100S. Les photons interagissent sur une distance de l'ordre de  $5r_B$  en raison d'effets de propagation (voir Peyronel et al). Dans l'insert, même signal pour blocage par 46S. On a alors  $r_B \sim 3 \mu$ m et effet de dégroupement négligeable.



Des variantes de cette expérience montrent d'autres effets spectaculaires d'interaction photon-photon dans un gaz d'atomes froids (ref. p. suivante).

# Quelques références sur la TIE et le blocage Rydberg

## Article de revue sur la TIE:

M.Fleischhauer, A.Imamoglu et J.P.Marangos: « Electromagnetically induced transparency: optics in coherent media », *Reviews of Modern Physics*, 77, 633 (2005)

## Articles théoriques sur le blocage Rydberg combiné à la TIE pour réaliser de l'optique non-linéaire au niveau du photon:

D.Petrosyan et al, « Electromagnetically induced transparency with Rydberg atoms », *Phys.Rev.lett.* 107, 213601 (2011).

A.Gorshkov et al, « Photon-photon interaction via Rydberg blockade », *Phys.Rev.lett.* 107, 133602 (2011)

## Expériences de TIE combinée au blocage Rydberg:

J.D.Pritchard et al, « Cooperative atome-light interaction in a blockaded Rydberg ensemble », *Phys.Rev.Lett.* 105, 193603 (2010).

O.Firstenberg et al « Attractive photons in a quantum non-linear medium », *Nature*, 502, 71, (2013).

## Conclusion de la sixième leçon

Le phénomène de TIE combiné au blocage Rydberg permet de réaliser des expériences d'optique non-linéaire au niveau du photon, avec la possibilité de réaliser des opérations d'information quantique (couplage atome-photon ou photon-photon) et de préparer et étudier de nouveaux états collectifs du rayonnement où se manifestent de fortes interactions entre photons se propageant dans la matière sous forme de polaritons. Les ensembles d'atomes froids sont particulièrement bien adaptés à ces expériences. La condition de TIE est en effet très sensible aux déphasages, notamment de type Doppler, subis par les atomes dans leur état fondamental et ces déphasages sont négligeables pour des atomes très lents. La grande densité optique sur de faibles distances de ces ensembles est également un atout.

Le renouveau dans les années 2000 de la physique des atomes de Rydberg dans le contexte des atomes froids a conduit à de nombreux résultats très intéressants, ouvrant des perspectives pour l'information quantique et l'exploration de nouveaux états exotiques de la matière et du champ. Les séminaires de cette année en ont donné plusieurs exemples très illustratifs.