

Épreuve de mise en perspective didactique.

Antonin Siciak

Cursus et parcours dans la recherche,
Présentation des travaux de thèse,
Activité didactique.

candidat admissible n°02445909719-001

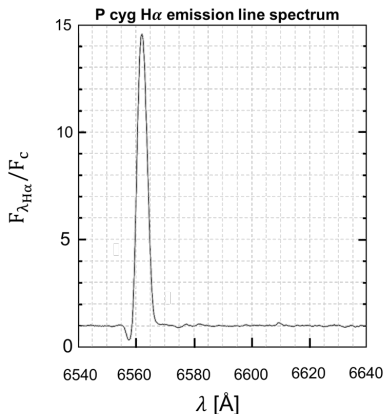
Juin 2025

Cursus et parcours dans la recherche

Baccalauréat	CPGE	SupOptique-Double Diplôme en Physique Fondamentale d'Orsay (D2PFO)			Doctorat	Centre de Préparation à l'agrégation	Ingénieur R&D
2012	2013-2014	2014-2015	2015-2016	2016-2017	2018-2021	2021-2022	2022-2024
Lycée Louis-le-Grand (75005). Spé Maths, option Latin.	Lycée Chaptal (75008). MPSI-PSI*	L3 (Physique fondamentale, Orsay) et 1A (élève ingénieur, IOGS). Stage de recherche (3mois) à l'Institut Non linéaire de Nice, UMR 7335 UNS-CNRS (06560, Valbonne). → <i>Etude de vols de Lévy de photons.</i>	M1 (Physique fondamentale, Orsay) et 2A (élève ingénieur, IOGS). Stage de recherche (4 mois et 1/2) dans le département EAPS du MIT (Cambridge, MA 02139, USA). → <i>Modélisation (2D et 3D) et simulations de courant circumpolaire antarctique.</i>	M2-recherche (Physique des plasmas et de la fusion, Université Paris-Saclay, CEA Cadarache) et 3A (élève ingénieur, IOGS). Stage de recherche (2 mois) au Laboratoire d'Optique Appliquée UMR 7639 ENSTA-X-CNRS (91762, Palaiseau). → <i>Modélisation et développement d'un accélérateur plasma hybride.</i>	Lauréat du programme doctoral d'excellence "action index UCA-JEDI 2017" (ministère). Thèse de doctorat encadrée par Robin Kaiser et Jean-Pierre Rivet. Titre de la thèse : « Autour de $g(2)$ en astrophysique », commencée le 1er février 2018 et soutenue le 5 juillet 2021 au site Sophia Antipolis (ex- INLN) de l'Institut de Physique de Nice (UMR 7010 CNRS-UCA). Bénévole pour les fêtes de la Science de Mousans-Sartoux (06084), éditions 2018 et 2019. Intervenant en Mathématiques au collège du Rouret (06650) (2017/2018 et 2018/2019).	Préparation de l'agrégation externe spécial de Physique-Chimie option Physique, session 2022, au centre de l'Université Rennes1, dirigé par Philippe Nouet. Non admissible.	Ingénieur-chercheur à Saint-Gobain Recherche (93300, Aubervilliers). Département Couches Minces, groupe Couches Sous Vide. Encadrement de deux stages (M2). Formation de techniciens de recherche.

La tension des raies ultra-fines ultra-intenses en astro

On observe depuis la fin des années 1960 des raies dites ultra-fines ($< 0.1\text{\AA}$) et ultra-intenses ($I_{\text{raie}} > 10.I_{\text{continuum}}$) dans certains milieux interstellaires. Un pseudo-exemple d'une raie de ce type :



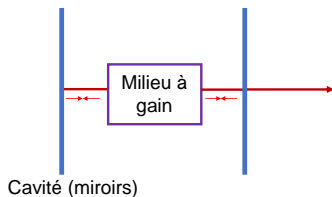
La tension des raies ultra-fines ultra-intenses en astro

Une liste non-exhaustive des systèmes produisant ces raies :

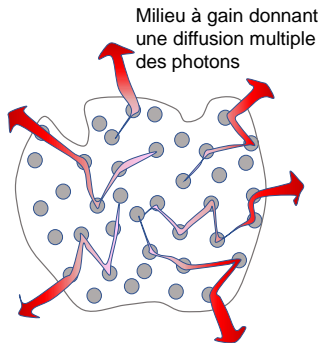
Longueur d'onde	Environnement astrophysique	Type d'émetteurs	Références
micro-ondes 18.5 cm 1.35 cm	i) voisinage des jeunes étoiles ii) enveloppe des géantes rouges iii) Zones de chocs des restes de supernova	molécules OH H ₂ O	Weaver <i>et al.</i> , 1965 Cheung <i>et al.</i> , 1969 Townes, 1997
sous-millimétrique	i) voisinage des jeunes étoiles ii) enveloppe des géantes rouges iii) Zones de chocs des restes de supernova	atomes H	Strel'nitskii <i>et al.</i> , 1996
infrarouge	i) atmosphère de Mars ii) atmosphère de Venus	molécule CO ₂	Johnson <i>et al.</i> , 1976 Mumma <i>et al.</i> , 1981
optique	"Weigelt blob B" de l'étoile Eta Carinae	ion Fe II	Johansson, Letokhov, 2002, 2003 Johansson, Letokhov, 2005

Digression sur le fonctionnement d'un laser astrophysique

Si un laser astrophysique existe, ce serait la diffusion multiple qui joue le rôle de la cavité et l'apport continu en rayonnement d'une étoile voisine qui ferait office de pompe :



Laser conventionnel



Laser aléatoire



La tension des raies ultra-fines ultra-intenses en astro

Supposons qu'une telle raie centrée sur λ_0 soit de type corps-noir, la densité énergétique spectrale suit la loi de Planck, et alors :

$$T_{\text{Planck}} = \frac{hc/\lambda_0}{k_B} \frac{1}{\ln(1 + \delta^2 P_0 / \delta^2 P)}, \quad (1)$$

où :

- $\delta^2 P_0$ a l'unité d'une puissance, et ne dépend que de différentielles géométriques impliquant la source et l'observateur, de la largeur spectrale $\Delta\lambda$ et de la vitesse de groupe c de la radiation, donc calculable.
- $\delta^2 P$ est la puissance rayonnée autour de λ_0 dans $\Delta\lambda$, mesurée.

Pour les mesures relatives à $\delta^2 P$ et $\delta^2 P_0$, on trouve :

$$T_{\text{planck}} \in [10^{12}\text{K}, 10^{15}\text{K}]$$

La tension des raies ultra-fines ultra-intenses en astro

Or, la mesure du spectrale permet également de déterminer la température. Si le milieu des émetteurs est à l'équilibre thermodynamique (au sens de Boltzmann-Gibbs), en traduisant l'effet Doppler-Fizeau, on obtient dans le cas où les émetteurs de masse m sont non-relativistes :

$$T_{\text{cin}} = \frac{mc^2}{k_B} \cdot \left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} \right)^2. \quad (2)$$

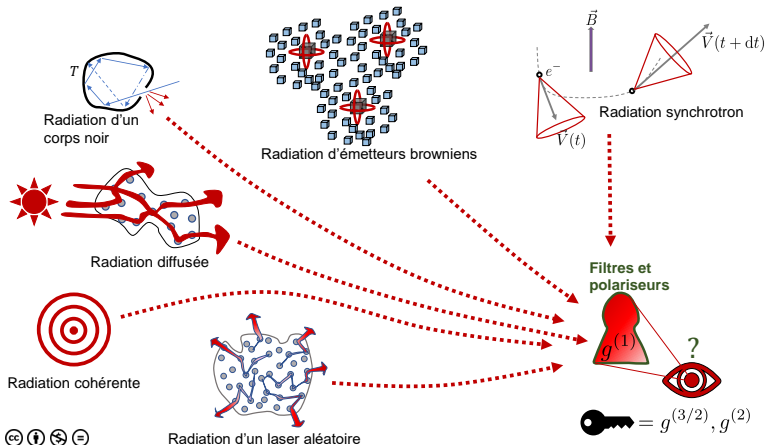
Pour les mesures relatives à $\Delta\lambda$ et λ_0 et les émetteurs en jeu :

$$T_{\text{cin}} \in [10^2\text{K}, 10^5\text{K}].$$

Conclusion : $T_{\text{cin}} \ll T_{\text{Planck}}$, les deux hypothèses, d'une part l'équilibre thermodynamique canonique du milieu interstellaire en jeu [H1], et d'autre part la radiation de type corps noir [H0], ne sont pas compatibles.

Fonctions de corrélations et signature quantique

Il faut donc tester [H0] et [H1], si possible de manière simultanée. La mesure du spectre ($:= \text{TF} \{g^{(1)}\}$) ne suffit pas pour tester [H0], c'est l'expérience de pensée de Glauber :



Fonctions de corrélations et signature quantique

Pour trancher sur la nature classique ou quantique de la raie, il faut accéder à *sa statistique des photons*. On peut actuellement mesurer des moments du champ d'ordre supérieur à celui du spectre (ordre 2) :

ordre 3 $\rightarrow h$, et ordre 4 $\rightarrow g^{(2)}$.

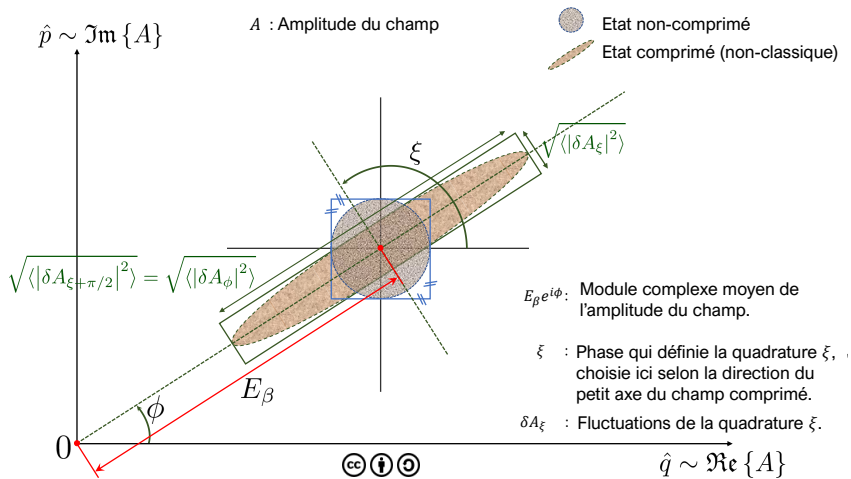
Théorème (optique quantique)

état du champ = distribution de photons

<i>État du champ \ fonction de corrélation</i>	$g^{(1)}(\tau)$	$g^{(2)}(\tau)$	$h(\tau)$
<i>chaotique VS cohérent</i>	<i>non</i>	<i>oui</i>	<i>oui</i>
<i>chaotique VS chaotique comprimé</i>	<i>non</i>	<i>non</i>	<i>oui</i>

De plus, pour un état cohérent (laser idéal) : $g^{(2)}(0) = 1$, alors que pour un état chaotique (source thermique) : $g^{(2)}(0) = 2$.

Digression : qu'est-ce qu'un état chaotique comprimé ?



Contributions originales

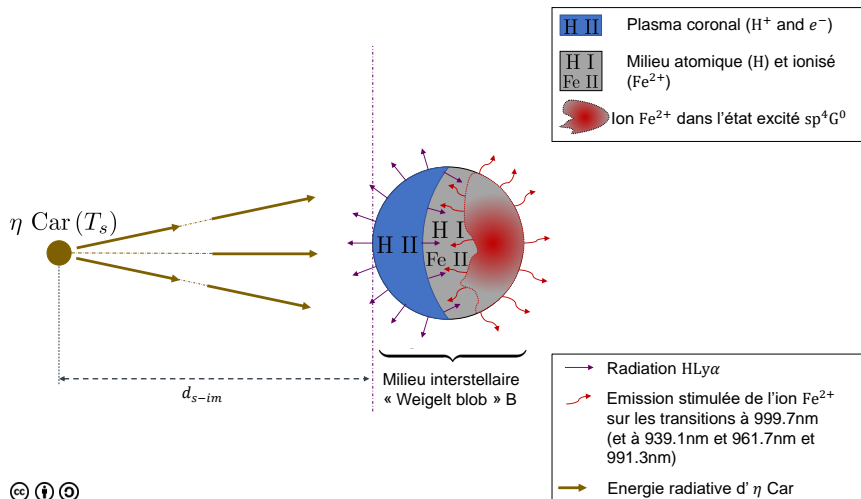
- Travail expérimental : caractérisation du corrélographe photonique et de son module (instrument accordable à un télescope permettant de mesurer un $g^{(2)}(0)$ sur une raie astro UF & UI), puis mesure sur le ciel (raie $H\alpha$ de P-cygni) et sur un type de laser aléatoire en laboratoire.
- Travail de modélisateur (analytique et numérique) : examiner s'il existe une quantité plus pertinente que $g^{(2)}$ pour tester [H1], et [H0]. Transposition de h dans notre référentiel de mesure semi-classique :

$$h \text{ (quantique)} \rightarrow g^{(3/2)} \text{ (classique)}.$$

Construction d'un modèle analytique permettant de : 1-comparer $g^{(2)}$ et $g^{(3/2)}$, 2-considérer des processus de transport anormaux pertinents en astro et comparer ce qu'en capturent $g^{(2)}$ et $g^{(3/2)}$.

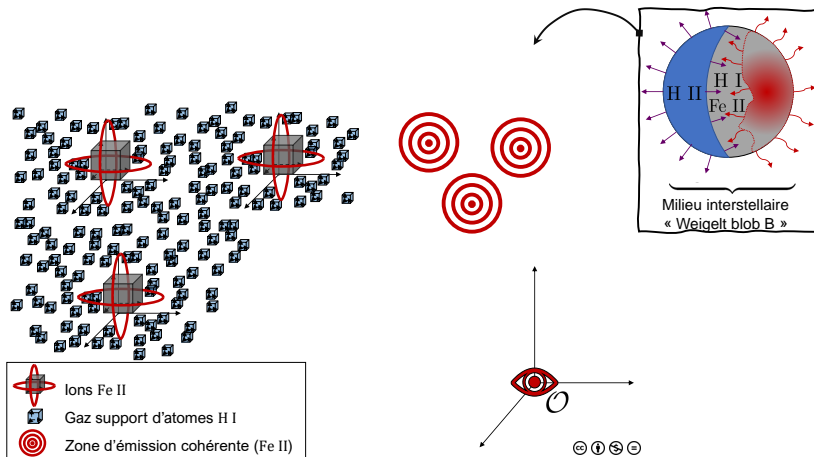
Contributions originales : zoom sur mon modèle

Le système d'intérêt (suspect n°1) sous jacent à mon travail est le "Weigelt blob B" de l'étoile Eta Carinae :



Contributions originales : zoom sur mon modèle

Modèle analytique et numérique le plus simple possible permettant d'implémenter différent processus de transport des émetteurs dans un gaz support de neutres :



Digression sur les degrés de liberté du modèle

On utilise le modèle des cubes durs de la théorie cinétique, avec deux populations : un gaz support (m_0) dense, et des émetteurs (m) rares. On montre qu'on peut décrire la vitesse v d'un émetteur via un processus de markov à saut : v change d'état (j , pour *jump*, de densité $P_{j|W}$) à cause d'une collision avec un cube du gaz support au bout d'une durée d'attente (w , pour *waiting time*, de densité P_W). Les densités $P_{j|W}$ et P_W déterminent univoquement la densité de transition markovienne T qui permet alors de calculer les quantités capturées dans les $g^{(n)}$: la durée moyenne entre deux collisions τ_c et l'élargissement Doppler $\Delta\lambda$. Les densités $P_{j|W}$ et P_W quant à elles sont déduites de leur densité jointe qui s'écrit :

$$P_{WJ} = \frac{|j|}{\ell_m \mu^2} \cdot P_u(v + j/\mu),$$

où ℓ_m est le libre parcours moyen (géométrique), $\mu = 2m^*/m$, m^* la masse réduite, j le changement de v , et P_u la distribution d'équilibre du gaz support.

Activité didactique

J'ai proposé un DM adapté à la filière MP dont la finalité est de répondre à la question : vaut-il mieux mesurer $g^{(2)}$ ou $g^{(3/2)}$ pour dévoiler une raie astro cohérente et/ou caractériser le mouvement brownien des émetteurs ? (sans discuter des définitions de $g^{(2)}$ ou $g^{(3/2)}$.)

DM : Laser astrophysique ? (Durée estimée 6heures)

Le milieu interstellaire *Weigelt Blob B* dans le voisinage du système stellaire η Carinae peut en toute première approximation être modélisé en deux zones distinctes. Une première zone Z_1 , comporte des ions Fe II maintenus dans un état excité d'intérêt noté E_e . Ces ions sont en mouvement brownien non-relativiste dans un gaz d'hydrogène atomique H I. Dans Z_1 les ions Fe II dans E_e sont minoritaires devant les atomes d'hydrogène.

Une deuxième zone Z_2 est supposée comporter des ions Fe II également maintenus dans E_e . Cependant, ils sont cette fois en grande majorité devant les atomes H I. Il est de plus supposé que dans Z_2 , et dans Z_2 seulement, la radiation émise par les ions Fe II est de nature cohérente (laser idéal). Par abus de langage on la qualifiera de « laser ».

Que ce soit dans Z_1 ou dans Z_2 les ions Fe II se désexcitent depuis E_e vers un même état E_1 , engendrant un photon $h\nu_e$ correspondant à une fréquence ν_e . Le mécanisme réexcitant continuellement les ions Fe II dans E_e n'est pas discuté ici. Le référentiel barycentrique de l'ensemble des particules de Z_2 est noté R_{wb} . Il est supposé galiléen pour notre étude et est considéré comme le référentiel attaché au milieu interstellaire.

Activité didactique : vaut-il mieux mesurer $g^{(2)}$ ou $g^{(3/2)}$?

Q41. Avec $\theta = \phi$, et vues les expressions obtenues pour $g^{(2)}(\tau)$ ou $g^{(3/2)}(\tau)$:

$$g^{(3/2)}(0) = 2 - \frac{1}{1+s}, \quad \text{et : } g^{(2)}(0) = 2 - \frac{1}{(1+s)^2}. \quad (3)$$

Si on note : $\Delta g^{(n/2)} := g^{(n/2)}(0) - g^{(n/2)}(\infty)$, puisque : $g^{(n/2)}(\infty) = 1$, on souhaite savoir lequel de $\Delta g^{(3/2)}$ ou $\Delta g^{(2)}$ est le plus faible en fonction de s , $\Delta g^{(n/2)}$ est l'inverse de la sensibilité à la composante cohérente ($s = +\infty$ s'il y en a aucune).

- Cas $s \ll 1$ (raie laser UI). Après un DL au premier ordre en s :

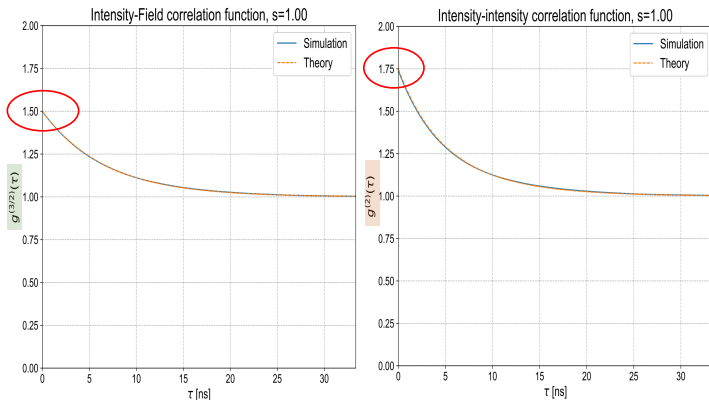
$$\Delta g^{(3/2)} = \Delta g^{(2)} / 2 < \Delta g^{(2)}$$

- Cas $s \gg 1$ (raie laser cachée). Après un DL au premier ordre en $1/s$:

$$\Delta g^{(3/2)} = \Delta g^{(2)} \cdot \frac{s-1}{s} < \Delta g^{(2)}$$

Activité didactique : vaut-il mieux mesurer $g^{(2)}$ ou $g^{(3/2)}$?

Cas $s = 1$. $\Delta g^{(3/2)} \simeq 0.86 \Delta g^{(2)}$



Où $s := \text{intensité continuum} / \text{intensité raie cohérente}$.

Activité didactique : vaut-il mieux mesurer $g^{(2)}$ ou $g^{(3/2)}$?

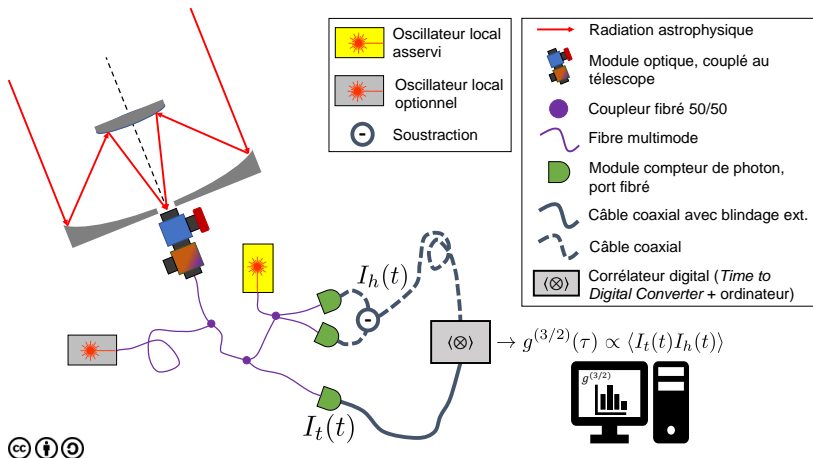
Conclusion : Q39. $g^{(3/2)}$ offre une résolution temporelle supérieure pour accéder à τ_c (facteur 2) et $\Delta\lambda$ (facteur $\sqrt{2}$)

Q41. $g^{(3/2)}$ est plus sensible à la composante cohérente de la raie ultra intense, d'autant plus que la composante cohérente est intense.

⇒ il vaut mieux mesurer $g^{(3/2)}$!

Le corrélogramme stellaire **hybride** photonique

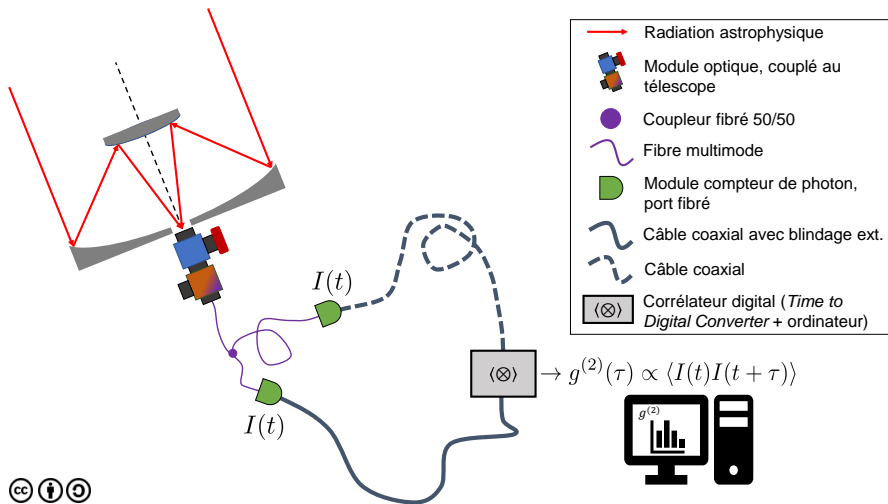
Permet de mesurer $g^{(3/2)}(\tau) \equiv$ moment d'ordre 3 du champ :



Difficultés pratiques, techniques, et coût de l'instrument... :(

Le corrélomètre stellaire photonique

Permet de mesurer $g^{(2)}(\tau) \propto \langle I(t)I(t + \tau) \rangle$



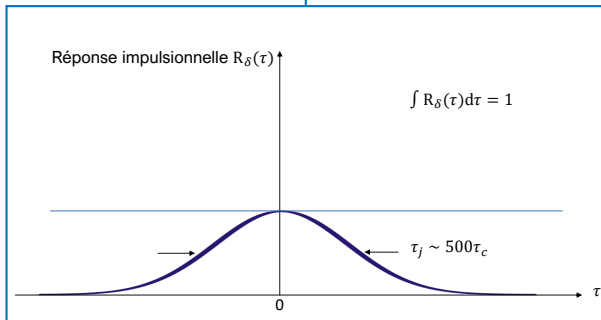
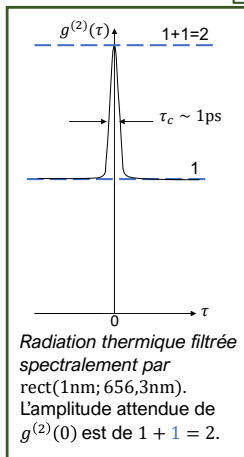
Limitation de la mesure

Avec les technologies photoniques actuelles, la réponse temporelle R_δ d'un corrélogmètre est telle que le signal est de faible amplitude !

physique

*

instrument



L'amplitude attendue de $g^{(2)}(0)$ est de l'ordre de : $1 + \sim \frac{\tau_c}{\tau_j} = 1 + 0,002 \dots$

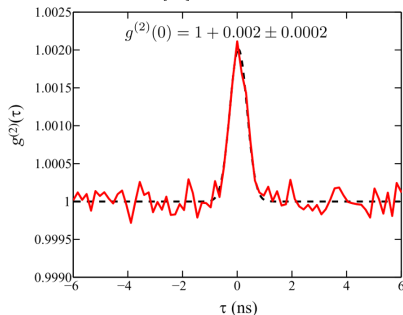
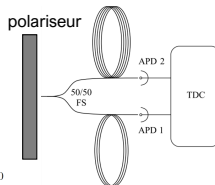
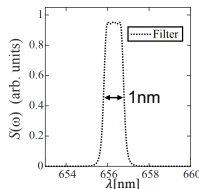
Mesure de $g^{(2)}(\tau)$ avec une source thermique

On mesure bien $g^{(2)}(0) = 1,002$!



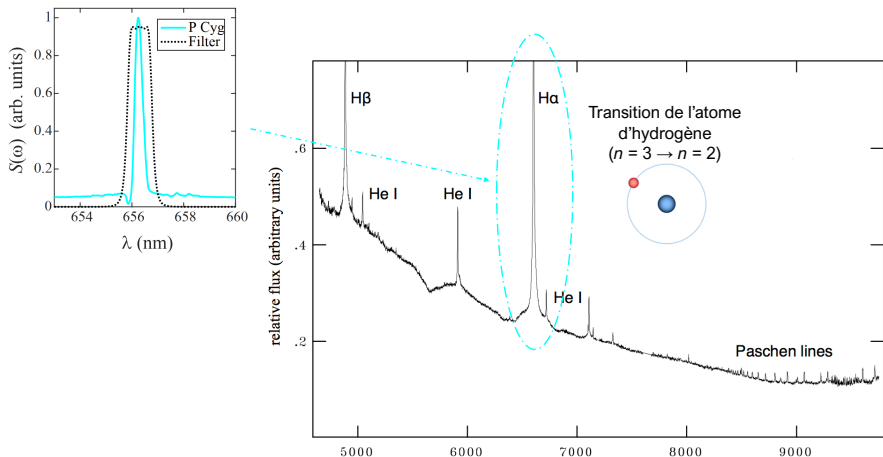
Source thermique,
spectre type corps
noir

Fibre
monomode



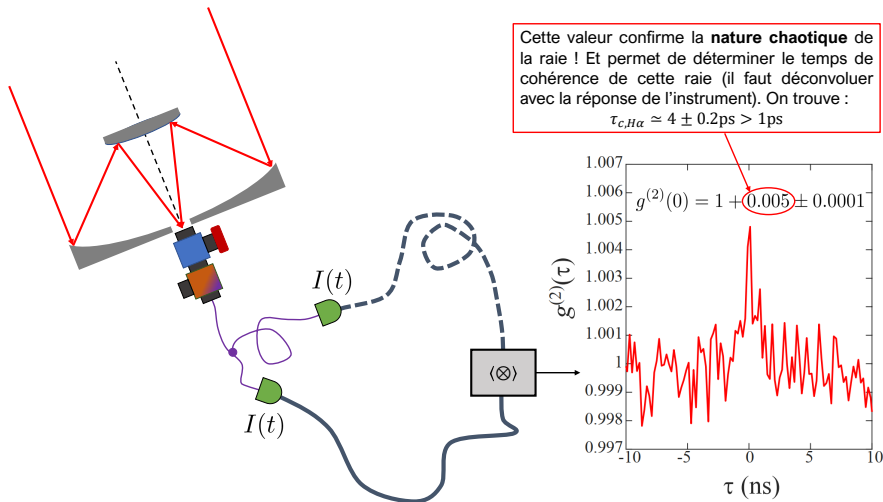
Mesure de $g^{(2)}(\tau)$ sur la raie $H\alpha$ de P Cygni

Cette raie sub-nanométrique présente toutes les caractéristiques d'un système suspecté d'être un laser astrophysique pour lequel on aurait $g^{(2)}(0) = 1...$



Mesure de $g^{(2)}(\tau)$ sur la raie $H\alpha$ de P Cygni

...La mesure de $g^{(2)}(\tau)$ montre que la raie $H\alpha$ de P Cygni ne lase pas !



Observatoire de Calern

