

Quelques tests expérimentaux du caractère quantique du rayonnement (suite)

D - Expérience de Clauser⁽¹⁾ [J.F. Clauser Phys. Rev. D 9, 853 (1974)]
Référence (1)

① Idee générale de l'expérience

Soit une source de mesure S émettant (Figure 1) un rayonnement à $\lambda_1 = 5676 \text{ \AA}$ et un rayonnement à $\lambda_2 = 4358 \text{ \AA}$. Ces rayonnements sont respectivement filtrés par les filtres F_1 et F_2 et envoyés par les lames séparatrices LS_1 et LS_2 sur 2 paires de PM, γ_{1A} et γ_{1B} pour λ_1 , γ_{2A} et γ_{2B} pour λ_2 , disposés symétriquement par rapport à LS_1 et LS_2 (Figure 2)

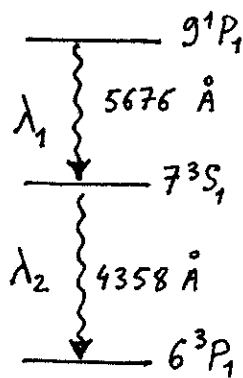


Fig. 1

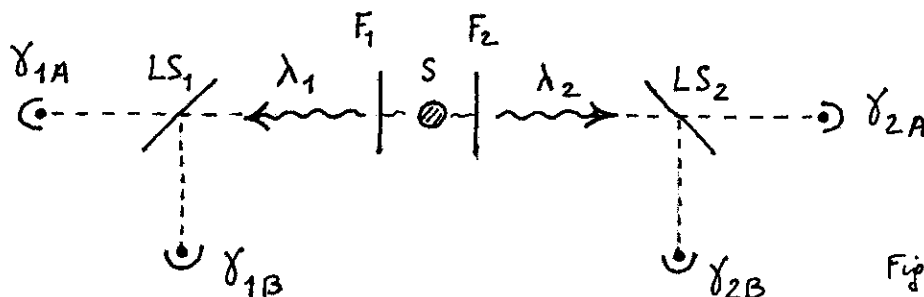


Fig. 2

Le principe de l'expérience consiste à comparer le signal de corrélation entre les 2 voies λ_1 et λ_2 ($\gamma_{1A} - \gamma_{2B}$ par exemple ou $\gamma_{1B} - \gamma_{2A}$) aux signaux de corrélation sur la même voie λ_1 ($\gamma_{1A} - \gamma_{1B}$) ou λ_2 ($\gamma_{2A} - \gamma_{2B}$)

Le signal de corrélation $\lambda_1 - \lambda_2$ vient de processus à 1 atome source (voir fin du § C). Si on le voit, on doit voir aussi les signaux de corrélation $\lambda_1 - \lambda_1$ ou $\lambda_2 - \lambda_2$ dus à un seul atome source.

Le § 2 suivant précise cette idée de manière quantitative et indépendamment de tout modèle précis de source.

② Inégalité prédite par la théorie semi-classique.

- Soient $I_1(t)$ et $I_2(t)$ les intensités émises par la source dans les voies λ_1 et λ_2 . Dans ce §, on traite $I_1(t)$ et $I_2(t)$ comme 2 fonctions aléatoires classiques et on ne fait aucune hypothèse sur les propriétés statistiques de $I_1(t)$ et $I_2(t)$, si ce n'est la stationnarité.

- Soient α_{1A} , α_{1B} , α_{2A} , α_{2B} les efficacités des 4 photomultiplicateurs (dépendant de leurs rendements quantiques et des coefficients de réflexion et de transmission de LS_1 et LS_2). D'après les résultats d'un chapitre précédent, la probabilité de détecter un photoélectron en γ_{1A} à l'instant t et un autre en γ_{2B} à l'instant $t + \tau$, (-à-d le temps de coïncidence retardé $C_{1A, 2B}(\tau)$, est donné par

$$C_{1A, 2B}(\tau) = \alpha_{1A} \alpha_{2B} \overline{I_1(t) I_2(t + \tau)} \quad (IV-1)$$

On a de même

$$C_{1B\ 2A}(\tau) = \alpha_{1B} \alpha_{2A} \overline{I_1(t) I_2(t+\tau)}$$

$$C_{1A\ 1B}(\tau) = \alpha_{1A} \alpha_{1B} \overline{I_1(t) I_1(t+\tau)} \quad (V-2)$$

$$C_{2A\ 2B}(\tau) = \alpha_{2A} \alpha_{2B} \overline{I_2(t) I_2(t+\tau)}$$

(V-2)

- Écrivons alors que la moyenne du carré de l'expression $\lambda I_1(t) + \mu I_2(t+\tau)$ est positive ou nulle quels que soient λ et μ . En écrivant que le discriminant de l'équation du second degré ainsi obtenue en λ/μ est négatif, on établit l'inégalité suivante (démonstration analogue à celle de l'inégalité de Schwarz)

$$\overline{I_1(t) I_1(t)} \overline{I_2(t+\tau) I_2(t+\tau)} \geq \overline{I_1(t) I_2(t+\tau)} \overline{I_1(t) I_2(t+\tau)} \quad (V-3)$$

En multipliant les 2 membres de (V-3) par $\alpha_{1A} \alpha_{1B} \alpha_{2A} \alpha_{2B}$, et en utilisant (V-1) et (V-2), on obtient finalement

$$\boxed{C_{1A\ 1B}(0) C_{2A\ 2B}(0) \geq C_{1A\ 2B}(\tau) C_{1B\ 2A}(\tau)} \quad (V-4)$$

La généralisation de la discussion qualitative du § précédent est donc que le produit des taux de coïncidence "carrés" (sur une même voie) est supérieure ou égale au produit des taux de coïncidence "rectangles".

Remarque : l'inégalité (V-4) demeure valable lorsqu'on tient compte du temps de réponse fini de l'électronique et de la surface des photocathodes.

③ Résultats expérimentaux

Ils sont représentés sur la figure 2 ci-dessous extraite de (1)

Ils montrent clairement (fig. 9) que l'inégalité (V-4) est violée pour τ compris entre 0 et 20 nsec. Le rayonnement émis par la source ne peut donc être considéré comme un champ classique. De plus, le test est indépendant de tout modèle de source.

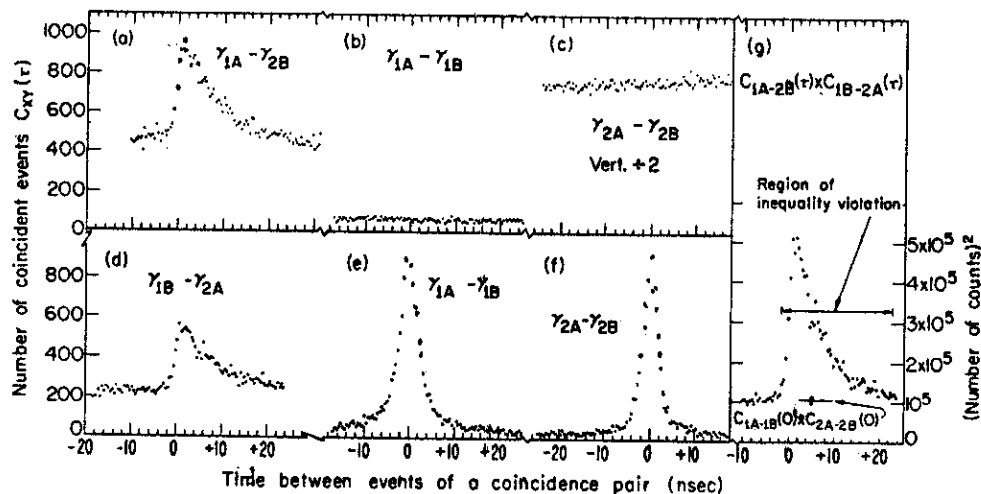


FIG. 3. (a)-(d) Time-delay coincidence spectra of the four monitored channels: C_{1A-2B} , C_{1A-1B} , C_{2A-2B} , and C_{1B-2A} . (e)-(f) C_{1A-1B} and C_{2A-2B} coincidence spectra in response to short pulses of light incident upon beam splitters produced by a barium titanate source. (g) Product of C_{1A-2B} and C_{1B-2A} versus time delay. For small times this clearly exceeds the indicated value of the product C_{2A-2B} and C_{1A-1B} evaluated at zero delay.

Fig. 2
(extraite de la référence 1)

E - Etude expérimentale des corrélations d'intensité sur la fluorescence de résonance d'un jet atomique irradié par un laser
Observation d'un dégroupement.

① Références expérimentales.

(Les références théoriques seront données dans le chapitre suivant)

- Référence 2 . Première publication expérimentale sur le sujet
H.J. Kimble, M. Dagenais, L. Mandel
Phys. Rev. Lett. 39, 691 (1977)
- Référence 3 . Voir aussi les résultats expérimentaux du groupe de H. Walther à Garching, non encore publiés, mais représentés sur la figure 5 de l'article de revue de D.F. Walls, Nature 280, 451 (1979).
- Référence 4 . Cette référence attire l'attention sur le fait que le nombre N d'atomes n'est pas égal à 1 avec certitude, et que les fluctuations (poissonniennes) de N peuvent fausser le résultat
(1978)
E. Jakeman, E.R. Pike, P.N. Pusey, J.M. Vaughan J. Phys A 11, L121
- Référence 5 . Réplique des auteurs de (2) qui montrent qu'ils peuvent tenir compte des fluctuations de N et de plusieurs autres corrections
Mêmes auteurs que (2). Phys. Rev. A 18, 201 (1978)
- Référence 6 . Article expérimental détaillé complétant (2) et (5)
M. Dagenais, L. Mandel Phys. Rev. A 18, 2217 (1978)

② Montage expérimental

Représenté sur la figure 3 (extraite de [6])

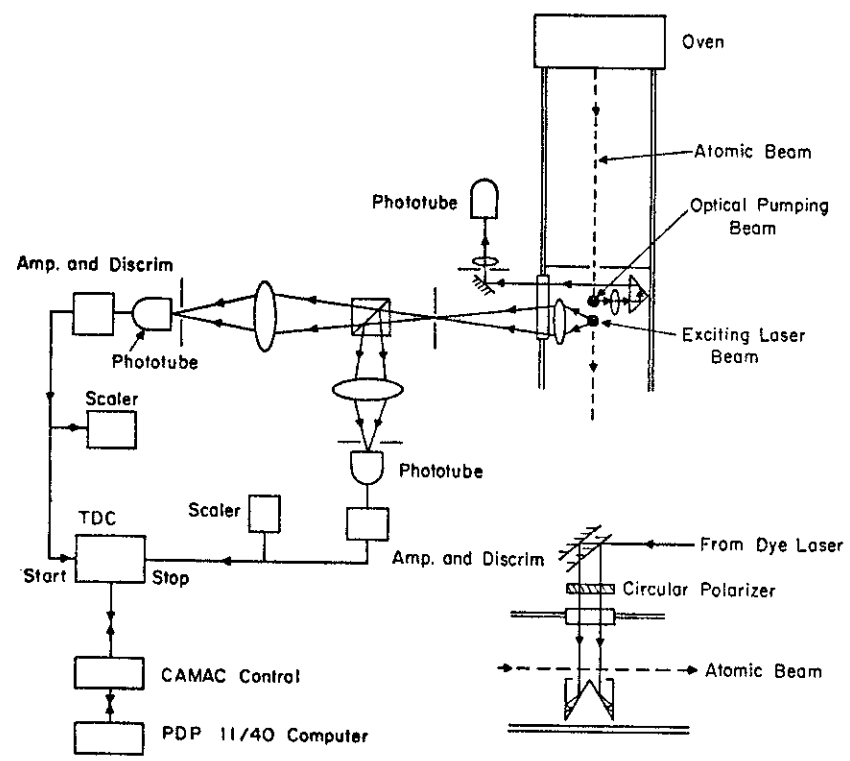


FIG. 1. Outline of the apparatus. The inset in the lower-right-hand corner of the figure shows the exciting light beams, which lie in a plane perpendicular to the atomic and fluorescent beams.

Fig. 3

- (i) Le jet atomique est préalablement pompé optiquement par le faisceau de pompage, polarisé en σ^+ , qui pompe les atomes de sodium dans le sous-niveau $F=2, m_F=2$ de l'état fondamental. Le laser d'excitation, centré sur D_2 , et lui aussi polarisé en σ^+ , ne couple cet état qu'au sous-niveau $F=3, m_F=3$ de l'état excité $3P_{3/2}$.
On a donc un vrai système à 2 niveaux

- (ii) Le signal mesuré est un signal "start-stop". On mesure la distribution $n(\tau)$ des intervalles de temps séparant une impulsion observée sur un détecteur et l'impulsion suivante observée sur l'autre détecteur.

$n(\tau)$ est donc proportionnelle à la probabilité conditionnelle pour qu'après avoir détecté un photoélectron sur une voie, le premier photoélectron détecté ensuite sur l'autre voie survienne un temps τ après. Comme on explore une faible zone de valeurs de τ (~ 100 nsec), on montre aisément que $n(\tau)$ est proportionnelle à la probabilité de détecter un photoélectron sur une voie à l'instant t et un autre photoélectron sur l'autre voie à l'instant $t+\tau$, ce qui n'est autre que $G^{(2)}(t, t+\tau)$.

③ Exemple de résultats expérimentaux bruts

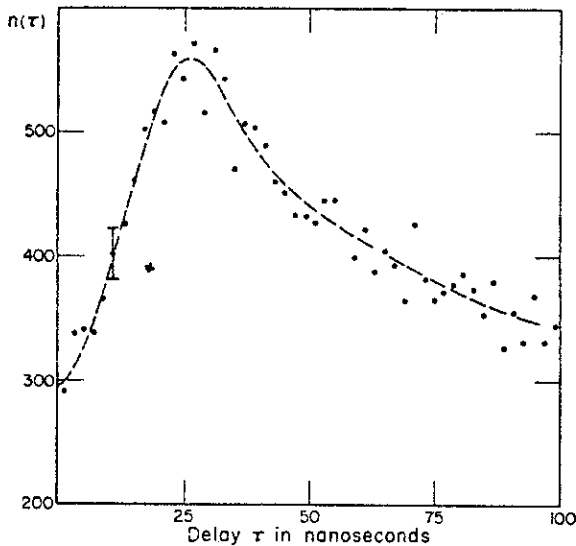


FIG. 2. The number of recorded pulse pairs $n(\tau)$ as a function of the time delay τ in nanoseconds. The growth of $n(\tau)$ from $\tau=0$ shows antibunching. The bars on one point indicate statistical uncertainties corresponding to one standard deviation. The broken line just outlines the trend.

Figure 4.
Premiers résultats expérimentaux publiés (extraite de [2])

Commentaires

- (i) $n(\tau)$, c-à-d encore $G^{(2)}(\tau)$, est une fonction croissante de τ au voisinage de $\tau=0$ ("antibunching"). La théorie semi-classique, qui prévoit une fonction non croissante est donc mise en défaut. Cet argument semble convaincant malgré les critiques de la référence [4] qui objecte que $n(0)$ n'est pas clairement inférieur à $n(\infty)$.

(ii) Pourquoi $n(\tau)$ décroît pour les grandes valeurs de τ ? [V-5]

Tout simplement à cause du temps de vol fini de chaque atome dans la zone d'observation (vitesse thermique $\sim 10^5$ cm/sec, région observée ~ 0.1 mm \rightarrow temps d'observation ~ 100 nsec). On ne peut donc observer un même atome plus de 100 nsec.

Pourquoi ne pas augmenter la zone d'observation? On augmente la contribution des effets à plusieurs atomes (et la lumière parasite!).

④ Résultats expérimentaux corrigés - Comparaison avec la théorie.

- Dans [5] et [6], il est tenu compte
- de la contribution des processus à 2 atomes sources (pour une distribution poissonienne du nombre d'atomes dans la zone d'observation).
 - de l'effet du temps de vol fini (pour une répartition maxwellienne des vitesses).
 - de la lumière parasite.

Des courbes brutes est extraite la contribution des processus à 1 atome source. Sur les figures 5 et 6 (extraites de [6]), on représente les variations avec τ de la fonction de corrélation normalisée $g_2(\tau)$ [notée $1 + \lambda(\tau)$] relative à 1 seul atome source, pour diverses valeurs du rapport Ω/β [Ω : fréquence de Rabi, $\beta \sim$ largeur naturelle du niveau excité]

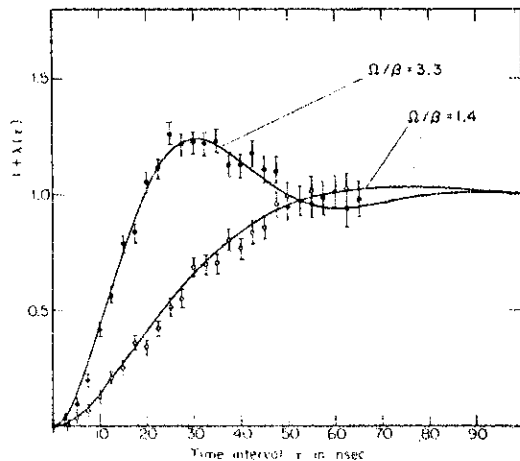


FIG. 3. Comparison of the correlation function $1 + \lambda(\tau)$ derived from the measurements with the theoretical curve given by Eq.(9), for two different values of Ω/β on resonance. A few experimental points have been omitted where they fall on top of others.

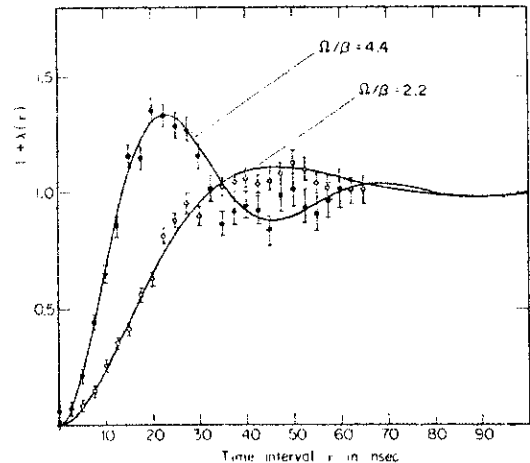


FIG. 4. Comparison of the correlation function $1 + \lambda(\tau)$ derived from the measurements with the theoretical curve given by Eq.(9), for two different values of Ω/β on resonance. A few experimental points have been omitted where they fall on top of others.

Figure 5 (extraite de [6])

Figure 6 [extraite de [6]]

Il ressort clairement qu'en $\tau = 0$ le dégroupement est total : $g_2(0) = 0$. Pour $\tau \rightarrow \infty$, on obtient bien $g_2(\tau) \rightarrow 1$ la précision est moins bonne quand τ est grand (à cause de l'effet temps de vol). L'accord théorie - expérience est néanmoins très bon.

L'interprétation théorique de l'effet de dégroupement et des oscillations apparaissant quand l'intensité du laser augmente sera abordée ultérieurement.