



HAL
open science

A propos des expériences avec photons uniques

Pierre Blanc

► **To cite this version:**

| Pierre Blanc. A propos des expériences avec photons uniques. 2017. hal-01533595

HAL Id: hal-01533595

<https://hal.science/hal-01533595>

Preprint submitted on 6 Jun 2017

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



Distributed under a Creative Commons Attribution - NonCommercial - NoDerivatives 4.0 International License

A propos des expériences avec photons uniques

About experiments with single photons

Pierre BLANC *

Résumé : Cet article propose une interprétation alternative du résultat d'expériences d'interférences avec *photons uniques*, telles celles menées à Orsay et décrites dans la thèse de Vincent Jacques [1], les publications de Philippe Grangier [2] ou de Gaétan Messin[3][4]. La notion de photon ne serait pas forcément nécessaire pour expliquer le résultat de ces expériences, car l'onde lumineuse émise par un atome, au lieu d'être plane ou sphérique, pourrait être un train d'ondes d'extension finie.

Mots-clés : nature de la lumière, onde électromagnétique, interférences, photon, photon unique.

Abstract : This article proposes an alternative explanation for the results of interference experiments with single photons, like those carried out at Orsay and described in the thesis of Vincent Jacques [1], the publications of Philippe Grangier [2] or that of Gaétan Messin [3][4]. The concept of photon might be not necessary to explain the result of these experiments; the light wave emitted from an atom could be seen as a wave train with finite extension.

Keywords : nature of light, electromagnetic wave, interferences, photon, single photon.

La lumière est-elle une onde ou un flux de particules discrètes, les photons ? Cette question tourmente le monde scientifique depuis toujours. Jusqu'au 17^e siècle, la lumière était sans controverse censée être formée de particules. Après l'argumentation d'Huygens (1678) et l'expérience de Young (1801), on devait admettre qu'elle était constituée d'ondes, car on savait produire des interférences entre les rayons issus d'une même source et passant par deux chemins différents, ce qui constitue la signature d'une onde. De plus, l'interfrange i , distance entre deux franges brillantes, obéit à une loi très simple, qui permet de déterminer la longueur d'onde λ de la lumière incidente :

$$i = \lambda L/a$$

(a étant l'intervalle entre les fentes définissant les deux chemins et L la distance entre le plan des fentes et celui des franges). Mais la notion de flux de particules s'accordait mieux avec l'interprétation par Einstein de l'effet photo-électrique, celle du spectre du corps noir de Planck ou celle de l'effet Compton. De plus, la disponibilité récente de détecteurs de lumière très sensibles, comme les photomultiplicateurs, permet d'observer une à une les interactions entre lumière et matière. Des physiciens ont vite interprété ces interactions discrètes comme une preuve de l'existence du photon, alors qu'il s'agit en fait de l'émission de photo-électrons, électrons émis par le détecteur, de façon en partie aléatoire, sous l'influence de la lumière.

Is light a wave or a flow of discrete particles, the photons? This question has always tormented the world of scientists. Until the 17th century, light was supposed to be a flow of particles without controversy. Then after the argumentation of Huygens (1678) and the experiments of Young (1801), the wave nature of light shall be accepted, since interferences could be produced between rays of light coming from a same source and passed through two different paths, which constitutes the proof of a wave behaviour. In addition, the fringes spacing i follows a very simple law and allows to determine the wavelength λ of the incoming light :

$$i = \lambda L/a$$

(a being the interval between the two slits and L the distance between the plane of fringes and the slits setting out the two paths). However the particle flow theory was in closer agreement with the interpretation of photoelectric effect by Einstein or that of the blackbody spectrum of Planck or that of Compton scattering. Besides, the recent availability of very sensitive light detectors, like photomultipliers, allows to observe and count the interactions between matter and light one at a time. Some physicists interpreted these discrete interactions too fast as a proof of photon reality, when it was, in fact, an emission of photoelectrons, released from material layers under the influence of light, through a partly random process.

*Chercheur retraité, adresse Internet : Pierre@Blanc38.fr

Il est possible, avec un même montage expérimental, d'observer une figure d'interférences et de compter les photo-électrons. Dans l'expérience d'Young, l'onde lumineuse émise par une source étroite passe par deux trous ou deux fentes rapprochées pratiquées dans un écran opaque ; ces fentes étroites, comme c'est bien connu, diffusent la lumière très au dehors des cônes géométriques définis par la source et les fentes. Dans l'espace derrière l'écran, il y a interaction, i.e. interférence, entre les lumières diffusées par les fentes ; on observe effectivement des franges traduisant la présence d'ondes. Sur les franges sombres, des détecteurs photoélectriques n'enregistreront que très peu d'interactions lumineuses, tandis que ceux placés au droit des franges brillantes détecteront beaucoup plus d'événements.

Fig.1. Dispositif de Young classique avec fentes. La zone d'interférence (en grisé) commence au plan P1 (en réalité, les fentes sont très rapprochées).

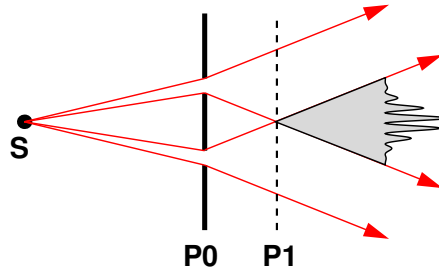


Fig.1. Classical device of Young with slits. The fringe area (shaded) starts at P1 plane (in fact, the slits are very close together).

Comptage des photo-électrons

L'émission d'un photo-électron se traduit, après forte amplification, par une impulsion électrique très brève, de beaucoup moins d'une microseconde. Ce phénomène est plus facilement observable si on réduit par des atténuateurs l'intensité de la lumière incidente : les impulsions sont d'autant plus séparées que l'atténuation est plus forte.

Si on assimile ces impulsions à la réception de photons, on pourrait penser qu'on observe les photons un à un. Comment se fait-il que chaque photon, étant passé *forcément* par l'une ou l'autre fente, parvient à se localiser préférentiellement sur les franges brillantes, comme s'il *savait* qu'il aurait pu passer par l'autre chemin ? La solution proposée jusqu'ici consiste à dire que la lumière est formée d'entités, à la fois ondes et particules, et que ces deux notions sont inséparables. On retrouve d'ailleurs cette dualité dans des faisceaux de particules manifestant des aspects ondulatoires.

Cependant, les partisans de la théorie ondulatoire pouvaient avancer que l'onde atténuée passait toujours à part égale par chacune des deux fentes, mais que les émissions de photo-électrons obéissaient, en partie aléatoirement, au champ électrique total produit en un point par les ondes, c'est-à-dire à la figure d'interférence.

The same experimental device can allow to observe an interference pattern and to count the photoelectrons. In the Young experiment, the wave coming from a narrow source passes through two holes or two narrow slits, close to one another and cut in a opaque screen ; these narrow apertures, as is well known, scatter light far beyond the cone defined by the source and the apertures. Behind the screen, the beams coming from the slits interfere and produce fringes : fringes can actually be observed, demonstrating the existence of waves. In the location of dark fringes, photoelectric detectors record few light interactions whereas those located on brilliant fringes record many more events.

Counting the photoelectrons

The emission of a photo-electron is observed, after a strong amplification, as a very short electrical pulse, much less than one microsecond. This phenomenon can much more easily observed if some attenuators reduce the light intensity : the pulses become the more separate as the attenuation increases.

If we identify these electrical pulses as the reception of photons, we may think that we observe photons each after one. So, why is it, then, that every photon, being passed *necessarily* through one or other slit, succeeds to fan only over the brilliant fringes, like if it apparently *knew* that it could pass through the other way ? The solution proposed until now is to say that light is composed of entities both particles and waves and that these two notions cannot be separated. Furthermore, the same duality can be observed in particle beams which often display a wave behaviour.

However, proponents of the wave theory could explain that the attenuated wave always passes through the two slits in equal shares, but the photo-electron emission was of random nature in accordance with the total electrical field produced in any point by the waves, that is the fringe pattern.

Interférences avec photons uniques

C'est pour contrer ce raisonnement que des physiciens ont imaginé des expériences avec photons uniques, c'est-à-dire avec des sources de très faible luminance dont on est sûr qu'un seul atome est excité à chaque *essai*, et donc, selon eux, qu'on assiste à l'émission d'un seul photon.

Les expériences d'Orsay

L'interféromètre d'Orsay possède une configuration différant légèrement de celles des fentes d'Young. La source lumineuse éclaire deux prismes accolés, qui dédoublent cette source. Cette méthode, due à Fresnel, assure une luminosité bien supérieure à celle des fentes, elle-même meilleure que celle des trous, mais ne change rien au principe de l'expérience. L'interfrange devient alors $i = \lambda / [(2(n-1) \tan \alpha)]$; cette configuration est équivalente à celle de fentes d'Young espacées de : $a = 2(n-1)\alpha L$, n étant l'indice du verre du prisme, α son angle au sommet et L la distance entre P_0 et le plan des franges.

Fig. 2. Interférences avec biprisme de Fresnel et faisceau parallèle. Les franges apparaissent dans la zone grise. Sans l'écran P_1 , les détecteurs reçoivent la totalité des faisceaux.

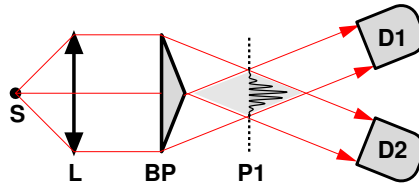


Fig. 2. Interferometric device with a Fresnel biprism and a parallel beam. The fringes lie in the grey area. If the screen P_1 is removed, the detectors collect the entire beams.

Dans cette expérience [1](p.36), on observe, bien sûr, l'émission de photo-électrons discrets par les détecteurs (APD, photodiodes à avalanche) ainsi que, avec le même dispositif, le champ classique des franges d'interférence, quelle que soit l'atténuation de la source ou la durée d'observation.

Les coïncidences

L'une des nouveautés introduite dans ces expériences réside dans la mesure du rapport de coïncidence entre les impulsions fournies par les détecteurs D_1 et D_2 recevant chacun la totalité du faisceau issu d'un des prismes. P_1 et P_2 sont respectivement les probabilités de détection d'un événement sur chaque détecteur et P_c la probabilité de détecter une coïncidence. Les expérimentateurs calculent un paramètre de coïncidence A , tel que

$$A = P_c / (P_1 \cdot P_2) \quad (2)$$

Si P_1 et P_2 sont indépendantes, la probabilité P_c d'observer un événement en même temps sur les deux détecteurs est égal au produit $P_1 P_2$ et A doit valoir 1. Par contre, si le passage d'un signal par une fente exclut son passage par l'autre, les deux probabilités sont totalement liées, un événement exclut l'autre, P_c et A doivent être nuls.

Single photons experiments

In order to refute this last reasoning, some physicists have designed experiments using single photons, that is very faint light sources so that they are sure that only one atom was excited at each time, and, in their opinion, only one photon was emitted at this time.

The Orsay experiments

The Orsay interferometer was slightly different from that with Young slits. The light source illuminates two joined prisms, so that they split the source into two ones. This method, designed by Fresnel, insures a much higher brightness than that with slits, this one being better than that using Young holes, but the experimental process remains the same. Then the fringe spacing is $i = \lambda / [(2(n-1) \tan \alpha)]$; this device is equivalent to that of Young holes with a ratio $a/L = 2(n-1) \tan \alpha$, n being the glass index of the prisms, α its top angle, L the gap between the P_0 plane and the fringe plane in fig. 1.

In this experiment [1](p.36), we indeed observe discrete photoelectrons produced by detectors (APD, avalanche photodiodes) and, with the same device, the typical pattern of interfering fringes, whatever the attenuation amount or the duration of observation.

The coincidences

One of the new features introduced in these experiments consists on measuring the coincidence ratio between the pulses delivered by the two detectors, each receiving all the beam coming from one of the prisms. P_1 and P_2 are the probabilities of detecting a pulse respectively by the detector D_1 and D_2 and P_c the probability of detecting a pulse simultaneously by the two detectors. A coincidence parameter A is defined as

If P_1 and P_2 are independent, the probability P_c of observing a pulse at the same time on both detectors equals the $P_1 P_2$ product and A shall equal 1. But if the passage of a signal through a slit excludes its passage through the other one, P_1 and P_2 are completely bound : one event excludes the other, P_c and A must be strictly equal to zero.

Les probabilités P_1 et P_2 de production d'un photo-électron sont égales si les fentes sont éclairées par la même lumière, ce qui serait le cas d'une onde sphérique ou d'une onde plane ou, à la rigueur, d'une onde à extension latérale limitée mais de vecteur d'onde constant. L'expérience montrant que A est bien inférieur à 1, ce type d'ondes ne peut pas l'expliquer.

Si la lumière est faite de particules discrètes, telles qu'elles passent *nécessairement* par l'un ou l'autre prisme, le paramètre de coïncidence A doit être rigoureusement nul. Or il ne l'est pas. Les expérimentateurs expliquent sa valeur finie par l'intervention de rayonnements parasites, malgré toutes les précautions prises

Une onde d'extension finie

Nous proposons une autre explication. Elle suppose qu'il n'y a pas un éclairage uniforme et reproductible des deux prismes, comme le voudrait la notion d'onde sphérique. Or entre la notion d'onde ponctuelle – celle du photon – et celle d'onde sphérique illimitée, il y a place pour une **onde d'extension finie**, par exemple une onde cylindrique ou une onde conique d'angle faible.

Soit S la surface de l'un des prismes, σ la section de l'onde incidente (qu'on pourrait d'ailleurs appeler sa section efficace), P_0 la probabilité pour que l'onde atteigne le biprisme et P_2 celle pour que l'onde atteigne en même temps chacun des demi-prismes. Si la direction d'émission de cette onde est aléatoire, le rapport P_2/P_0 est à peu près égal au rapport des surfaces σ/S .

Ce rapport σ/S devrait être alors voisin du rapport entre le nombre de coïncidences N_c et celui de la somme des événements détectés $N_1 + N_2$, mesuré avec pour valeur environ 30/100 000. La section efficace de l'onde élémentaire serait donc de l'ordre de $3 \cdot 10^{-4}$ fois la surface du biprisme, laquelle, non publiée, pourrait être d'une centaine de centimètres carrés, ce qui porte la section de l'onde à environ 3 mm² et son *diamètre* à 2500 λ .

Contre-expérience avec un faisceau laser

La même expérience de coïncidences est renouvelée à Orsay avec, pour source de lumière, un faisceau laser suffisamment atténué pour détecter les photo-électrons un à un. Cette expérience, montrant qu'alors $A = 1$, ne contredit pas la thèse ci-dessus, puisque la directivité du faisceau laser est excellente et ne présente pas de caractère aléatoire. Seules les probabilités de détection interviennent et celle de coïncidence P_c est bien égale au produit $P_1 P_2$.

The probabilities P_1 and P_2 for producing a photoelectron are equal if the slits are illuminated by the same light, which would be the case if the wave was plane or spherical or, at most, a wave with a limited side extent but with a constant propagation vector. The Orsay experiment attesting that A is much less than 1, these kinds of waves cannot be adequate.

If light consists of discrete particles, so that they *necessarily* pass through one or another prism, the parameter A shall be strictly zero. However, that it is not true. The experimenters explain its finite value by some parasitic radiation contributions, despite the care taken to avoid them.

A finite extension waveform

We propose another explanation. It assumes a non uniform and non-reproducible illumination of the two prisms, as the spherical wave theory would predict. However, between the point-shaped waveform – that of photon – and the spherical and unlimited wave, there is room for a waveform of finite extension, for instance a cylindrical or a conical wave with a small top angle.

Let S be the area of one of the prisms, σ the cross section of the incident wave, P_0 the probability that the wave reaches the biprism and P_2 that it illuminates a part of the two prisms at the same time. Then, if the radiation direction is a random process, the ratio P_2/P_0 is roughly equal to σ/S .

This ratio σ/S should be near that of the coincidences number N_c versus the total number of detected events $N_1 + N_2$. This ratio is measured with a value near to 30/100 000. Then, the cross section of the wave would be about $3 \cdot 10^{-4}$ times the area of the biprism. Its value is not published, but we may assume it around 100 square centimetres, so that the cross section of the wave should be about 3 mm² and its *diameter* about 2500 λ .

Counter-experiment with a laser beam

The same coincidence experiment is repeated in Orsay with, as light source, a laser beam reduced enough to detect photoelectrons one by one. This experiment, showing that $A = 1$ in this case, does not contradict the above thesis, since the laser beam has an excellent directivity and is not affected by some random orientation. Only the detection probabilities are efficient and the coincidence probability P_c equals the $P_1 P_2$ product.

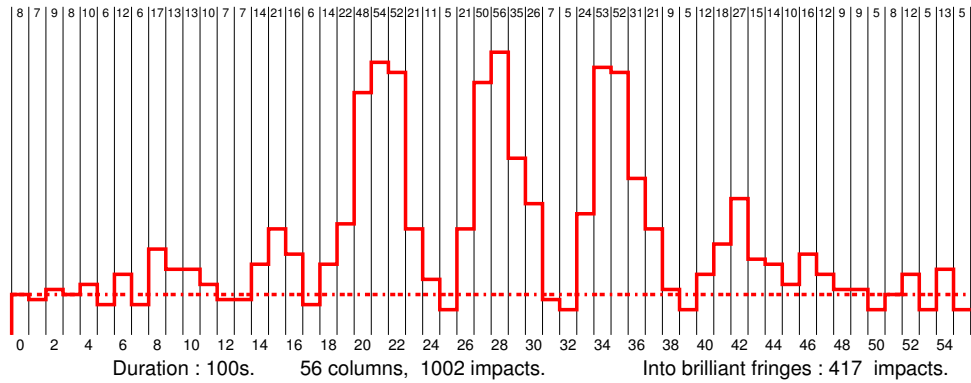
Les franges d'interférence

Nous avons essayé de confirmer notre point de vue par l'étude des photos de franges d'interférence publiées par le même auteur [1](fig 19, page 41). Nous n'étudierons que la photo b.

The interference fringes

We have tried to confirm our point of view by the study of the interference fringe pictures published by the same author [1](fig 19, page 41). We are going to discuss only the b picture.

Fig. 3.
Fringes on CCD
elaborated from the
picture 16, ref. [1]



Le rapport du nombre d'impacts sous les franges au nombre total détecté est de l'ordre de 42% (417/1002), soit 14000 fois plus que le rapport du nombre de coïncidences au nombre total détecté dans la première expérience. Mais le CCD utilisé n'a pas les mêmes propriétés que les diodes à avalanche. Les sensibilités sont différentes puisque le CCD ne détecte que 1‰ des événements enregistrés par les diodes ; si le réglage du seuil est suffisamment élevé, la détection des coïncidences est fortement favorisée avec le CCD, l'énergie reçue alors étant double et le contraste frange-bruit de fond est favorisé. Nous ne pouvons pas tirer des conclusions numériques de ces photos. Elles prouvent seulement que la source émet des ondes.

The ratio of impact number in the fringe area versus the entire area of the picture is about 42% (417/1002), a value 140 times the ratio of the coincidence number to the detected amount in the previous experiment. The discrepancy can be explained by differences in the properties of the two kinds of detectors. In particular, their sensitivities are quite different since the CCD registers only 1‰ of the events detected by the diodes ; if the threshold is high enough, the detection of coincidences is greatly enhanced on the CCD, the received energy being doubled into the fringes. The fringe to noise contrast is thus improved. We cannot draw accurate conclusions from these pictures. They only show that the source produces waves.

Corrélations sur signaux périodiques

Dans l'article de Messin et Treussart [4] (p. 120), les auteurs décrivent une expérience de corrélation temporelle sur des impulsions lumineuses provenant d'une lame séparatrice S (miroir semi-réfléchissant) et issues de la même source. Ces impulsions sont isochrones et très probablement de très faible amplitude, à la limite du seuil de sensibilité des détecteurs D1 et D2. Un convertisseur temps-amplitude (CTA) traduit la durée τ séparant les impulsions électriques issues de D1 et D2 en un signal (une rampe) de hauteur proportionnelle à τ . Enfin, un analyseur d'amplitudes multicanal (MCA) construit et affiche la distribution statistique (l'histogramme) des temps τ mesurés.

Correlations on periodic light pulses

The article of Messin and Treussart [4] (p. 120), describes a time correlation experiment with light pulses coming from a single source, then divided into two parts by a beam splitter (semi-transparent mirror S). These pulses are isochronal and likelihood of very little amplitude, close to the sensitivity threshold of the detectors D1 and D2. A time to amplitude converter (CTA) translates the delay τ between the electrical pulses produced by the detectors D1 and D2 into a signal (a staircase) having an amplitude proportional to τ . Finally, a multichannel pulse height analyser (MCA) builds and displays the random distribution (histogram) of the measured delays τ .

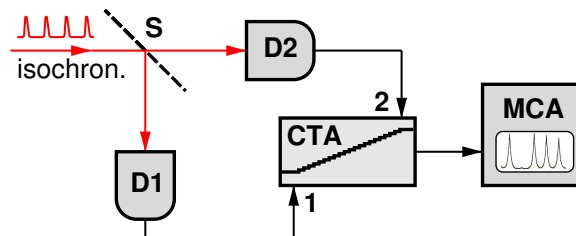


Fig. 4 : Dispositif pour l'étude des corrélations.
Device for correlation studies.

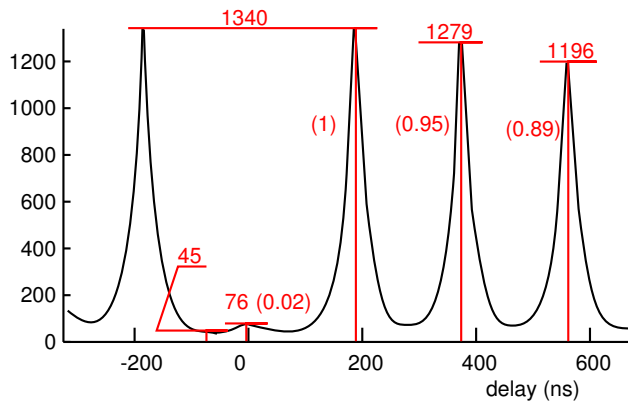


Fig. 5. Histogramme des retards entre signaux sur D1 et D2.
Distribution of the delays between pulses on D1 and D2.

La distribution affiche clairement un déficit de corrélations pour $\tau = 0$. Les auteurs en déduisent que l'impulsion lumineuse est formée d'un seul photon indivisible, de sorte qu'il emprunte une voie ou l'autre, jamais l'une et l'autre.

Les impulsions lumineuses sont très faibles, puisqu'elles sont produites par un seul atome et capables d'exciter au plus un seul centre photosensible. La période de ces impulsions est T , égale ici à 180 ns. Dans la figure 5, les pics successifs correspondant aux retards $\tau = nT$ (n entier ≥ 1), proviennent de la faible probabilité pour que le détecteur D2 provoque l'arrêt de la rampe de conversion déclenchée par D1. Si P est la probabilité de production d'un photo-électron sur l'un ou l'autre détecteur, celle pour que D2 arrête la rampe au temps nT est $P_n = P^2(1 - P)^n$.

On a étalonné l'amplitude h_i des pics successifs dans la figure 5, après correction par soustraction du bruit de fond. Puis on compare les rapports h_i/h_1 de ces pics à la fonction P_n , telle que tracée dans la figure 6 ; on trouve alors que la probabilité P , qui s'adapte le mieux à ces rapports, est voisine de 5% (voir le tableau ci-dessous).

	Peak 0	Peak 1	Peak 2	Peak 3	
Retard τ (ns)	0	180	360	540	Delay τ (ns)
Ordonnée brute	76	1340	1279	1196	Rough ordinate
Ordonnée corrigée	31	1295	1234	1151	Corrected ordinate h_i
Rapport $\rho_i = h_i/h_1$	0.024	1	0.95	0.89	Ratio $\rho_i = h_i/h_1$
Fonction $P_n(\times 10^3)$	2.5	2.37	2.25	2.14	Function $P_n(\times 10^3)$
Valeur théorique de ρ_i	1.05	1	0.95	0.9	Theoretical value for ρ_i

Si les coïncidences ne relevaient que du hasard, leur probabilité P_0 au retard $\tau = 0$ serait égale à P^2 , soit 2,5% ou 1,05 fois celle de P_1 (ρ_0) ; or elle est beaucoup plus faible.

On peut expliquer ce résultat sans passer par la notion de photon. En effet, la théorie macroscopique de la réfraction-réflexion sur la séparatrice S ne peut pas être appliquée à une telle impulsion.

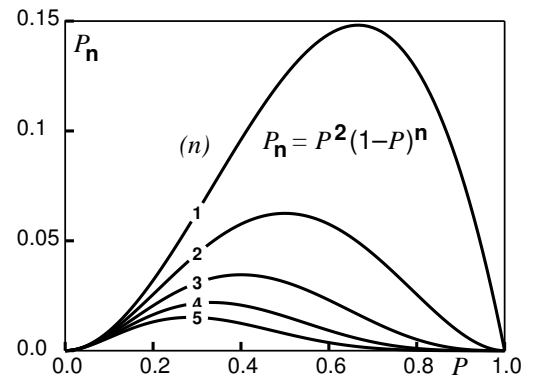


Fig. 6. Fonction de probabilité de détection
Detection probability function.

The distribution of fig. 5 clearly displays a deficit in the correlations at $\tau = 0$. The authors infer that each light pulse involves just one indivisible photon, so that it passes through a path or the other, but never through both.

The light pulses are quite low, since they are produced by just one atom and are able to excite at the most one photosensitive grain. Their repeat period is T , here equal to 180 ns. In fig. 5, the succeeding peaks relevant to delays $\tau = nT$ (n integer ≥ 1), result from the low probability for the D2 detector to stop the conversion staircase triggered by D1. Let P be the probability for a photo-electron output from one or the other detector ; the probability that D2 stops the staircase at the time nT is $P_n = P^2(1 - P)^n$.

We measured the height h_i of the successive peaks in fig. 5 and subtracted the background noise from their rough value. Let h_1 be the height of the peak at 180 ns, we compared the ratios h_i/h_1 to the function P_n , like that displayed in fig. 6. The best matching for the probability P with the above ratios is close to 5% (cf. the array above).

If the coincidences were based only on random process, their probability P_0 at the delay $\tau = 0$ would be equal to P^2 , that is to say 2.5% or 1.05 times P_1 (ρ_0) ; in fact, it is much lower.

This result could be explained without the theory of photon. Indeed, the macroscopic theory of refraction-reflection on the splitter cannot be applied to such a pulse.

Ces phénomènes s'expliquent par la polarisation et la vibration d'atomes dans le matériau de la lame sous l'influence de l'impulsion lumineuse ; les atomes concernés sont ici en très petit nombre, nombre donc aléatoire. On n'aura pas une partition exacte de 50% entre réflexion et réfraction, ce qui va avantager une voie ; l'autre voie transmettra moins d'énergie et sera incapable d'exciter le détecteur. Il y a donc un lien de causalité entre les deux voies de la séparatrice, l'une excluant l'autre, et la probabilité d'observer une coïncidence sur les deux voies ne sera pas égale à P^2 , mais voisine de 0. C'est, on le voit, un raisonnement voisin de celui impliquant la notion de photon.

Corrélations sur signaux aléatoires

Dans l'article de Philippe Grangier [2], l'auteur relate une expérience voisine de la précédente, avec le même matériel, mais avec des impulsions aperiodiques (figure 7). Les retards τ *physiques* (réels) sont maintenant distribués continûment sur une gaussienne dont la largeur caractéristique devrait être voisine de l'intervalle moyen T entre impulsions.

L'histogramme enregistré présente cependant deux anomalies (figure 8). Tout d'abord, sa largeur est bien supérieure à T . Ceci provient encore de la très faible probabilité de détection par D2 et a même origine que la production des pics en nT dans l'expérience précédente. Seconde anomalie : le déficit de réponse au retard $\tau = 0$. Là aussi, nous pensons que la raison en est l'absence de symétrie rigoureuse dans le partage par la lame séparatrice S, étant donné le trop faible nombre d'atomes mis en œuvre, d'où une probabilité de coïncidences directes très faible, les probabilités d'exciter D1 et D2 simultanément n'étant pas indépendantes.

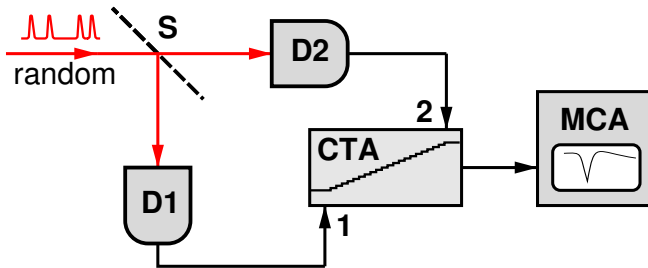


Fig. 7. Schéma de l'expérience d'intercorrélation entre les signaux de D1 et D2 en émission spontanée.
Experimental device for intercorrelations between D1 and D2 outputs with random light input.

These phenomena are explained by the polarisation and the vibration of atoms inside the splitter material under the influence of the light ; the atoms involved here are very few in number and necessarily of random behaviour. There will not be an exact division between reflection and refraction, that will favour one of the paths ; the other path will transmit less energy and will not be able to excite the detector. Thus it exists a causality link between the two paths of the splitter, one excluding the other. The probability of observing a coincidence on both paths will not be equal to P^2 , but close to 0. It may be noticed that this argument is near to that implying the thesis of photon.

Correlations between random pulses

In the article of Philippe Grangier [2], the author investigates the distribution of the delays between pulses on one and another path of a beam splitter, with the same device than above, but non periodical pulses (figure 7). The *physical* (real) delays τ now are dispatched on a gaussian curve, the characteristic width of which should be near to the mean interval T between pulses.

However, the registered histogram displays two anomalies (figure 8). First, its width is much extended than over T . This arises again from the low probability detection by D2 and has the same origin than the emergence of several peaks in the previous experiment. Second anomaly, a deficit of coincidence at $\tau = 0$. Here too, we think that the cause is the lack of rigorous symmetry in the sharing of the beam splitter S, due to the too small number of atoms excited by the beam, hence a too low probability for immediate coincidences, the probabilities for exciting at the same time D1 and D2 being not independent.

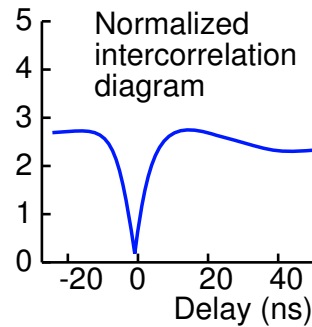


Fig. 8. Histogramme avec des impulsions aléatoires.
Histogram with random pulses.

Notre proposition

Pour expliquer les expériences d'Orsay, nous proposons deux concepts, à notre avis, nouveaux. D'une part, le partage par une séparatrice aux très faibles niveaux de lumière n'obéirait pas à des lois *macroscopiques* et n'assurerait pas un partage rigoureux du faisceau. D'autre part, la lumière émise par la désexcitation spontanée d'un atome consisterait en un train d'ondes de géométrie conique ou cylindrique centré sur son vecteur de propagation, lui-même ayant une direction aléatoire, qui expliquerait la notion d'onde sphérique observée en moyenne.

Bien sûr, les sources de rayonnement non spontanées, antennes radio, lasers ou éléments d'insertion des synchrotrons, n'obéissent pas à ce mode d'émission, mais on remarquera que l'onde qu'elles émettent possède une extension latérale limitée, ce qui montre que les ondes électromagnétiques ne sont pas nécessairement planes ou sphériques.

La dimension latérale du paquet d'onde, bien que fortement dépendante de la longueur d'onde, resterait suffisamment élevée pour expliquer les aspects ondulatoires de la diffraction X, y compris la spectrométrie fine, comme l'EXFAS ou le XANES, nécessitant la corrélation de plusieurs atomes. Quant à l'effet photoélectrique, on peut l'expliquer par une résonance entre la fréquence de l'onde et celle de forces oscillantes internes à l'atome, forces qui assureraient sa stabilité et dont l'équilibre serait rompu par l'onde incidente.

En ce qui concerne la diffusion Thomson, interaction entre lumière et électrons libres, notre modèle n'est pas en désaccord avec l'explication classique, qui repose sur l'action des champs de l'onde sur les électrons. De plus, la longueur d'onde joue ici un rôle primordial dans la corrélation entre les champs individuels rayonnés par les électrons.

Les interactions ci-dessus sont compatibles avec le modèle d'un paquet d'onde relativement étendu. Par contre, celles entre la matière et un rayonnement de longueur d'onde inférieure à 0,025 nm (ou, si l'on veut, d'énergie supérieure à 50 keV) s'expliquent mal par l'effet d'une onde étendue. Elles n'ont pu l'être que par la théorie quantique de Compton. Mais cette explication n'est pas forcément incompatible avec notre schéma si on attribue au paquet d'onde un diamètre décroissant fortement avec la longueur d'onde. Le train d'onde aurait alors dans ce domaine, comme caractéristiques principales, son énergie et son impulsion totales et les équations de Compton pourraient être regardées comme les intégrales premières de mécanismes ondulatoires complexes.

Our proposal

In order to explain the Orsay experiments, we propose two new concepts, in our opinion. First, the beam sharing by a splitter at very weak energy levels would not fit *macroscopic* laws and not insure an exact division of the beam. On another hand, the light emitted by spontaneous relaxation of excited atoms might consist on a wave train having a conical or a cylindrical shape of finite extension, centred along its propagation vector. This vector having a random orientation, a great number of wave trains may look like a spherical wave on average.

Of course, the not-spontaneous sources of radiation, so that radio antennas, lasers or insertion devices in synchrotrons, would not fit this emission scheme. But we will notice that the wave produced by these sources have also a limited space extension, showing that electromagnetic waves are not necessarily plane or spherical.

The side dimension of the wave packet would depend from wavelength and be high enough to explain the wave behaviour of X rays diffraction, including fine structure measurements as EXFAS and XANES, which require the correlated excitation of several atoms. Regarding photoelectric effect, it may be accepted that its mechanism is explained by a resonance between the wave frequency and oscillating strengths internal to atom, strengths which ensure its stability, their balance being destroyed by the incoming wave.

As concerns Thomson scattering, interaction between visible light and free electrons, our model does not disagree with the classical explanation, based on the action of electromagnetic fields on electrons. Moreover, the wavelength plays an essential role in the correlation between the individuals fields radiated by the electrons.

The above interactions are compatible with the model of a relatively broad wave packet. But those between matter and radiation at wavelength less than 0.025 nm (or, if you wish, of energy greater than 50 keV) is difficult to explain by the way of a wide wave. They can be only described by the quantum theory of the Compton scattering. But this explanation does not necessarily disagree with our model since we assign to the wave package a side width strongly decreasing with the wavelength. In this domain, the wave train would have, as main characteristics, its total energy and momentum, so that the equations of Compton could be considered as first integrals of a motion determined by very complex undulating mechanisms.

Une autre difficulté surgit avec le constat d'une limite basse (i.e. aux faibles λ) dans le spectre des rayons X émis par les tubes classiques. Cette limite, jusqu'ici expliquée par le rayonnement de freinage au voisinage des atomes, pourrait l'être également par un effet Doppler-Fizeau des atomes cibles sur les raies caractéristiques.

Une forte dépendance en λ de la *largeur* du paquet d'ondes pourrait être liée à la dépendance moyenne en λ^3 de l'absorption de ces ondes dans la matière. De même, elle pourrait être en relation avec la faible cohérence spatiale latérale de la lumière émise par le corps noir, et donc probablement avec son spectre, dont la forme comprend un terme en λ^{-5} et à sa limite, connue sous le nom de *catastrophe ultraviolette*.

Cette ondelette cylindrique satisferait aux équations de Maxwell, en tout cas aux lois de conservation des champs électrique \vec{E} et magnétique \vec{B} , si \vec{E} est contenu dans les plans d'onde, si \vec{B} leur est normal et si ces champs décroissent en $1/r$, perpendiculairement à l'axe de propagation z .

La durée du train d'onde est probablement lié au temps de désexcitation du niveau atomique émetteur. Elle devrait contribuer, ainsi que l'amplitude des champs, à donner au paquet d'onde les valeurs de l'impulsion et de l'énergie intervenant dans la diffusion Compton, la constante de Planck h devenant un paramètre lié à l'atome émetteur et non à la nature de l'onde électromagnétique.

Le lecteur voudra bien trouver ici une tentative d'explication cartésienne au comportement dual de la lumière, qui tantôt agit comme une onde et tantôt comme une particule. Dire que la lumière est à la fois une onde et une particule sans charge ni masse est choquant sur le plan cartésien. On a essayé ici de trouver, pour ces ondes, un schéma intermédiaire, celui du paquet d'ondes, qui pourrait expliquer les phénomènes connus.

Another difficulty arises from the observation of a lower limit (that is for low λ) of the spectrum emitted by conventional electrical X-ray tubes. This limit, explained till now by the braking radiation in the neighbourhood of the atoms, could also be expressed as a Doppler-Fizeau effect from the target atoms on the characteristic lines.

A strong λ dependency of the wave packet could be linked to the mean behaviour of absorption of that waves in matter according to λ^3 . Likewise, it could be related to the low spatial lateral coherence of the black-body radiation, then, probably, to its spectrum, whose shape involves a λ^{-5} term and also to its limit, often known as *ultraviolet disaster*.

Such a cylindrical wave would satisfy the Maxwell equations, in any case the law of electric and magnetic fields \vec{E} and \vec{B} conservation, if \vec{E} lies inside the wave planes, if \vec{B} is perpendicular to them, and if these fields decrease according $1/r$, r being perpendicular to the propagation axis z .

The duration of the wave train is probably linked to the relaxation time of the emitting atomic level. It should contribute, with the amplitude of fields, to assign to the wave packet the energy and momentum values used in Compton scattering; the Planck constant h would now become a parameter bound to the emitter atom, not to electromagnetic wave.

The reader should here find an attempt to Cartesian approach for the dual behaviour of light, which sometimes acts as an electromagnetic wave and sometimes as a particle. The assertion that light is at the same time a wave and a particle with no mass and no charge is shocking on a Cartesian concept. We here tried to elaborate, for these waves, a intermediate scheme, a wave packet, which could explain the known phenomena.

Les figures de cet article sont reconstruites à partir de celles publiées par les auteurs cités en référence.

The figures in this paper are rebuilt after those published by the referenced authors.

Références

- [1] Vincent JACQUES : Source de photons uniques et interférences à un seul photon. De l'expérience des fentes d'Young au choix retardé (thèse de doctorat, ENS de Cachan, nov. 2007, en français (Hal tel-00281163))
- [2] Philippe GRANGIER : Experiments with single photons, séminaire Poincaré 2, 2005, p.3 (Internet : [www-Bourbaphy.fr/Grangier.pdf](http://www.Bourbaphy.fr/Grangier.pdf))
- [3] Gaétan MESSIN : Sources de lumière pour l'information quantique, mémoire HDR, déc 2008, Paris-Orsay. (Internet : Gate.free.fr/Hdr-light.pdf)
- [4] Gaétan MESSIN, François TREUSSART : Photons uniques et cryptographie quantique, Images de la Physique 2005, publication CNRS, p. 118.