

observatory photometric systems pass-bands », in *Astronomy and Astrophysics*, suppl. sér., vol. IV, p. 23, 1971.

Catalogues

Harvard Photometry (HP), Harvard, 1882 / *Revised Harvard Photometry* (RHP), Harvard, 1908 / F. H. SEARES, « Revised Magnitudes for stars near the North Pole », in *Astrophys. Journ.*, vol. XLVI, p. 97, 1922 / F. H. SEARES, J. C. KAPTEYN & P. J. VAN RIJN dir., *Mount Wilson Catalogue of Photographic Magnitudes in Selected Areas I-139*, MWSA, Carnegie Institution of Washington.

Corrélat

ÉTOILES, GALAXIE (LA), GALAXIES, PHOTOMÉTRIE, SPECTROSCOPIE, THERMODYNAMIQUE.

PHOTON

Le photon est la particule qui décrit les excitations élémentaires du champ électromagnétique quantifié. En théorie quantique, le champ présente, en effet, un double caractère : ondulatoire et corpusculaire. L'aspect ondulatoire se manifeste par la possibilité d'observer des interférences avec des ondes électromagnétiques. L'aspect corpusculaire est révélé par le fait que l'énergie et l'impulsion d'un mode du champ électromagnétique varient de manière discontinue. On appelle mode une composante du champ, de fréquence ν et de vecteur d'onde $\vec{k}$ bien définis. L'énergie dans le mode étant égale à $n h \nu$, où n est un nombre entier et h la constante de Planck, tout se passe comme si le mode contenait n particules, appelées photons, ayant chacune l'énergie $h \nu$. Les échanges d'énergie entre la matière et le champ électromagnétique consistent en des absorptions, des émissions ou des diffusions de photons d'un mode à un autre. C'est d'ailleurs en analysant les propriétés de l'effet photo-électrique qu'Einstein a introduit la notion de photon en 1905. Il faut noter que le nombre de photons n'est généralement pas conservé dans ces processus d'interaction.

Le champ électromagnétique quantifié

La notion de photon résulte de la quantification du rayonnement. En théorie quantique, l'état du champ électromagnétique peut être décrit par la donnée de plusieurs nombres entiers positifs ou nuls $n_1, n_2, \dots, n_j, \dots$ caractérisant l'excitation des divers modes du champ électromagnétique. Par rapport à son état d'énergie minimale (appelé le vide) correspondant à tous les n_j nuls, cet état du champ a une énergie $(n_1 h \nu_1 + n_2 h \nu_2 + \dots + n_j h \nu_j + \dots)$ et une impulsion $(n_1 \hbar \vec{k}_1 + \dots + n_j \hbar \vec{k}_j + \dots)$ où $\hbar = h/2\pi$. Le vecteur d'onde $\vec{k}_j$ et la fréquence ν_j , relatifs à un mode du champ électromagnétique, sont reliés entre eux par

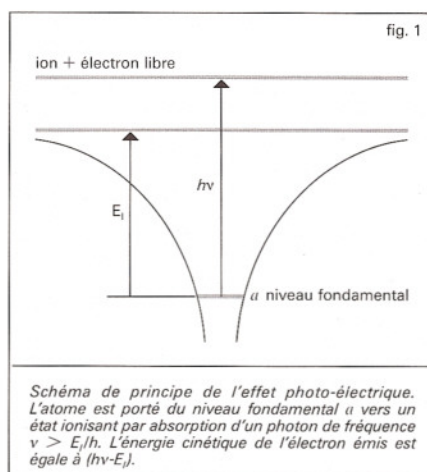
l'égalité $\nu_j = c |\vec{k}_j| / 2\pi$ où c est la vitesse de la lumière. Il est donc possible de considérer qu'un tel état du champ décrit un ensemble de n_1 particules, ou photons, d'énergie $h \nu_1$ et d'impulsion $\hbar \vec{k}_1, \dots, n_j$ photons, d'énergie $h \nu_j$ et d'impulsion $\hbar \vec{k}_j$, etc.

La donnée du nombre de photons n_j dans chaque mode définit un état du rayonnement. L'état le plus général est construit en superposant linéairement des états à nombres de photons différents. Pour rendre compte de la propagation d'un paquet d'ondes, il faut par exemple utiliser des superpositions linéaires d'états contenant des photons dans des modes différents. Ainsi, le champ émis lors de la désexcitation radiative d'un atome ne comporte-t-il qu'un seul photon réparti sur plusieurs modes du champ.

L'interaction photon-particule

En théorie quantique, l'interaction de la matière avec le champ électromagnétique est décrite en termes d'absorptions, d'émissions ou de diffusions de photons. Ainsi l'effet photo-électrique, qui correspond à l'ionisation d'un atome sous l'action d'un champ électromagnétique de fréquence ν , est-il le résultat de l'absorption d'un photon d'énergie $h \nu$ par l'atome qui est porté de son niveau fondamental a à un niveau situé au-dessus du seuil d'ionisation (fig. 1). Le photon disparaît au cours d'un tel processus. Si l'énergie d'ionisation de l'atome est E_i , la conservation de l'énergie totale implique que l'électron émis ait une énergie cinétique égale à $(h \nu - E_i)$. C'est la relation établie par Einstein pour l'effet photo-électrique.

De manière générale, dans un processus d'interaction entre matière et rayonnement, l'énergie et l'impulsion du système global « particules matérielles + photons » sont conservées. Ainsi, il est possible de calculer la fréquence d'un photon émis par un atome à partir d'un niveau excité b vers un niveau inférieur a en utilisant ces équations de conservation. Pour un atome initialement au repos, l'énergie du photon $h \nu$ coïncide avec celle de la transition $(E_b - E_a)$, à un terme correctif près égal à $\hbar^2 k^2 / 2M$ (où M est la



masse de l'atome) et correspondant au recul de l'atome lors de l'émission du photon. Ces équations de conservation jouent également un rôle important dans la description des processus de diffusion. Par exemple, elles permettent de comprendre le changement de fréquence d'un photon lors de sa diffusion sur un électron (effet Compton).

Le moment cinétique global est aussi conservé au cours des interactions matière-rayonnement. Le photon apparaît comme une particule ayant un moment cinétique intrinsèque (ou spin) égal à 1, cette propriété étant liée au caractère vectoriel du champ électromagnétique. La conservation du moment cinétique global peut être utilisée pour polariser des atomes en leur transférant le moment cinétique transporté par des photons polarisés. C'est la méthode du pompage optique.

Le photon et la statistique quantique

Les diverses particules élémentaires peuvent être classées en deux catégories : les fermions, de spin demi-entier, et les bosons, de spin entier. Les photons sont des bosons, ce qui explique pourquoi il est possible d'avoir simultanément n_i photons de même énergie $h\nu_i$ et de même impulsion $\hbar\vec{k}_i$.

Le fait que les photons, comme tout boson, ont tendance à s'accumuler dans le même état, et ce d'autant plus que ce dernier est déjà peuplé, permet de comprendre pourquoi un atome excité en présence de N photons dans le même mode a tendance à se désexciter en émettant un photon supplémentaire dans ce mode. Il s'agit là du phénomène d'émission stimulée qui joue un rôle important dans les masers et lasers.

L'application des lois de la mécanique statistique montre que les photons en équilibre avec une enceinte à la température T se répartissent selon la distribution de Bose-Einstein : le nombre de photons $\langle n \rangle$ par unité de volume (V) de fréquence comprise entre ν et $\nu + d\nu$ est égal à :

$$(1) \quad \frac{\langle n \rangle}{V} = 8\pi \frac{\nu^2}{c^3} \frac{1}{\exp \frac{h\nu}{k_B T} - 1}$$

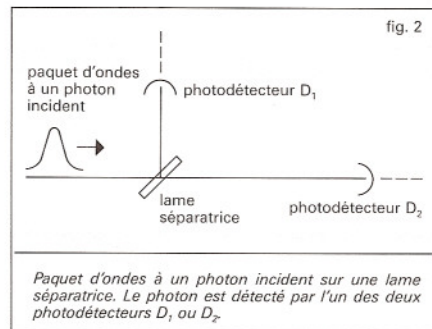
où k_B est la constante de Boltzmann. De la relation (1) découle la formule de Planck pour le rayonnement du corps noir. C'est d'ailleurs lors de l'établissement de cette dernière que Max Planck a introduit pour la première fois l'idée que les échanges d'énergie entre un atome et un rayonnement de fréquence ν ne peuvent mettre en jeu que des multiples de $h\nu$.

Caractère quantique de la lumière et interférences

Il y a de multiples preuves de la nécessité de quantifier le rayonnement. Cependant, dans les expériences d'optique, le caractère corpusculaire de la lumière est souvent difficile à mettre en évidence. Nous présentons ci-dessous une situation expérimentale où la description de la lumière en termes de photons est indispensable. Considérons un paquet d'ondes incident sur une lame séparatrice et deux photodétecteurs situés de part et d'autre de la lame (fig. 2). Si le paquet d'ondes ne contient qu'un seul photon, la lame séparatrice défléchira le photon vers l'un ou l'autre des photodétecteurs et il n'y aura jamais d'excitation simultanée des deux photodétecteurs. En revanche, en théorie classique, le paquet d'ondes est divisé en deux paquets d'ondes par la lame séparatrice et il existe une probabilité non nulle d'excitation simultanée des deux photodétecteurs. Des expériences correspondant au schéma de la figure 2 ont été réalisées et montrent l'absence de coïncidences dans l'excitation des photodétecteurs. Ces expériences apparaissent donc comme une confirmation supplémentaire de la nécessité de la description du champ électromagnétique en termes de photons.

Comme tout objet quantique, la lumière a donc une double nature corpusculaire et ondulatoire. Le caractère corpusculaire se

manifeste par la quantification de l'énergie du rayonnement et le caractère ondulatoire par la possibilité de réaliser des interférences. La dualité onde-corpuscule postulée par Albert Einstein en 1909 présente cependant ici une certaine subtilité. Dans le cas d'une particule non relativiste, comme l'électron ou le neutron, on associe à la fonction d'onde $\psi(\vec{r}, t)$, solution de l'équation de Schrödinger, une densité de probabilité de présence $|\psi(\vec{r}, t)|^2$ pour la particule au point $\vec{r}$ et à l'instant t . En revanche, dans le cas du champ



électromagnétique, il n'est pas possible de définir une densité de probabilité de présence pour le photon et il serait incorrect de considérer l'onde de Maxwell comme la fonction d'onde du rayonnement. En théorie quantique du rayonnement, ce sont les amplitudes de transition d'un état initial du rayonnement vers un état final qui interfèrent.

Photons et théorie électrofaible

Le photon véhicule les interactions électromagnétiques entre particules chargées. Les théories de jauge ont conduit à une unification des interactions électromagnétiques et faibles, qui sont décrites maintenant dans le cadre d'une seule théorie, la théorie électrofaible. Le photon est alors intégré à un ensemble plus vaste de bosons de jauge véhiculant les interactions électrofaibles, ensemble qui comprend également les bosons chargés W_+ et W_- et le boson vectoriel neutre Z_0 .

GILBERT GRYNBERG,
JACQUES DUPONT-ROC
et CLAUDE COHEN-TANNOUDJI

Bibliographie

C. COHEN-TANNOUDJI, B. DIU & F. LAOË, *Mécanique quantique*, Hermann, Paris, 1977 / C. COHEN-TANNOUDJI, J. DUPONT-ROC & G. GRYNBERG, *Photons et atomes*, InterEditions, Paris, 1987 ; *Processus d'interaction entre photons et atomes*, *ibid.*, 1988 / B. DIU, C. GUTHMAN, D. LEDERER & B. ROULET, *Physique statistique*, Hermann, 1989 / R. P. FEYNMAN, R. B. LEIGHTON & M. SANDS, *The Feynman Lectures on Physics*, Addison-Wesley, Reading (Mass.), 1966 / R. LOUDON, *The Quantum Theory of Light*, Clarendon Press, Oxford, 1973.

Corrélat

ASTRONOMIE ET ASTROPHYSIQUE, ATOME, CHAMPS (THÉORIE DES), COMPTON (EFFET), COSMOLOGIE, EINSTEIN (A.), FEYNMAN (R. P.), INTERFÉRENCES LUMINEUSES, LASERS, LUMIÈRE (optique), PARTICULES ÉLÉ-

MENTAIRES, PHOTOÉLECTRIQUE (EFFET), PLANCK (M.), QUANTIQUE (ÉLECTRODYNAMIQUE), QUANTIQUE (MÉCANIQUE), QUANTIQUE (OPTIQUE), RELATIVITÉ, SPECTROSCOPIE, STATISTIQUE (MÉCANIQUE).

PHOTOPÉRIODISME

Le photopériodisme, qui traduit l'influence de la durée du jour et de la nuit sur diverses réactions physiologiques, est un phénomène important, répandu aussi bien dans le monde animal que dans le monde végétal. La diapause des insectes et l'activité hormonale des oiseaux chez les animaux (cf. INSECTES, REPRODUCTION), de même que la floraison, la tubérisation, la chute des feuilles ainsi que la dormance des bourgeons des végétaux, dépendent de la durée de l'éclairement.

La découverte du photopériodisme remonte à 1912, lorsque J. Tournais montra que le chanvre et le houblon fleurissent mieux si la durée du jour est courte. Puis, en 1920, W. Garner et H. Allard aux États-Unis établissent plus précisément les bases du photopériodisme en montrant que le tabac (*Nicotiana tabacum* Maryland Mammoth) ne fleurit qu'en journée courte. Ces mêmes auteurs démontrent l'effet d'un éclairage faible de lumière blanche (quelques dizaines de lux) donné au cours de la nuit pour empêcher la floraison du soja.

Le photopériodisme apparaît comme un « remarquable processus régulateur de la floraison » et a reçu de ce fait diverses applications en horticulture (P. Chouard).

Besoins des plantes en lumière

De nombreuses observations écologiques et physiologiques ont permis de classer les plantes en trois groupes selon la quantité de lumière nécessaire à leur floraison : les plantes de jour long ou héméroperiodiques ; les plantes de jour court ou nyctipériodiques ; les plantes indifférentes au photopériodisme.

Vis-à-vis du photopériodisme de jour long ou de jour court, les plantes peuvent avoir des exigences absolues ou être seulement préférentes (fig. 1).

Les plantes héméroperiodiques ou nyctipériodiques absolues demandent respectivement des durées quotidiennes d'éclairement ou d'obscurité au-dessous desquelles elles ne fleurissent pas (P. Chouard) ; on définit ainsi des héméroperiodes critiques et des nyctipériodes critiques.

Il est important de souligner que, si un éclairage faible suffit à assurer une réponse photopériodique, les plantes exigent d'abord un éclairage suffisamment intense d'une durée minimale (environ 8 à 9 heures sous