

La lumière

Hugues GENVRIN

Juillet 2014 - Révisé en 2026

La lumière est à la fois un objet d'étude et le médiateur de notre relation au monde : c'est par elle que nous appréhendons une large classe de phénomènes. Voilà toute l'ambiguïté de la lumière. Son étude est très ancienne : l'*Optique* d'Euclide (vers 300 av. J.-C.) et celle de Ptolémée (II^e siècle) en traitent déjà, et le *Traité d'optique* d'Ibn al-Haytham (Alhazen, vers 1015) en fait une science expérimentale. L'optique moderne prend son essor au XVII^e siècle, avec Kepler, Snell, Descartes, Fermat, Newton et Huygens.

Pour les éléments d'optique géométrique, nous avons largement emprunté aux textes de Samuëli [13, 14] et de Maitte [7, 8].

Nous distinguerons trois périodes pour décrire l'évolution des idées.

1. La première voit s'affronter les partisans des théories corpusculaire et ondulatoire. Elle s'étend jusqu'à la synthèse de Maxwell (1865) et aux expériences de Hertz (1887–1888), qui marquent le triomphe de la lumière conçue comme une onde électromagnétique.
2. La deuxième est celle de l'émergence des quanta, de la découverte de Planck (1900) et de l'hypothèse des quanta de lumière d'Einstein (1905) jusqu'aux travaux de de Broglie (1924). Les échanges d'énergie entre lumière et matière se révèlent discontinus, et une propriété sans équivalent classique apparaît : le spin (expérience de Stern et Gerlach en 1922, hypothèse d'Uhlenbeck et Goudsmit en 1925).
3. La troisième est celle de la mécanique quantique proprement dite. Elle est formulée en 1925–1926 par Heisenberg, Born, Jordan, Dirac et Schrödinger, puis discutée lors du congrès Solvay de 1927. Viennent ensuite les expériences de pensée, les expériences de laboratoire et les applications techniques tout au long du XX^e siècle.

Enfin nous aborderons deux expériences de pensée qui interrogent les fondements de la théorie, toutes deux proposées en 1935 :

1. par Einstein, Podolsky et Rosen, qu'on appelle le paradoxe EPR ;
2. par Schrödinger, qu'on appelle l'expérience du chat de Schrödinger.

1 Les fondateurs de l'optique géométrique

1.1 D'Ibn Sahl à Grimaldi

La loi de la réflexion (égalité des angles d'incidence et de réflexion) est connue depuis l'Antiquité ; Héron d'Alexandrie la justifiait déjà en montrant que le trajet réfléchi est le plus court.

La première formulation correcte de la loi de la réfraction est due à Ibn Sahl, dans son traité *Sur les instruments ardents* (vers 984). Sous une forme géométrique, elle est équivalente à la loi des sinus ; elle a été redécouverte par l'historien Roshdi Rashed en 1990, mais n'eut pas de postérité à l'époque.

Kepler, dans ses *Paralipomènes à Vitellion* (1604), propose une loi approchée de la réfraction, valable pour les petits angles ($i \approx nr$), sans parvenir à la loi des sinus. Dans sa *Dioptrique* (1611), il expose la théorie des lentilles convergentes et divergentes.

La loi des sinus fut établie par le savant hollandais Snell vers 1621, sans être publiée, puis par Descartes dans *La Dioptrique* (1637) : c'est la loi dite de Snell-Descartes. On peut la résumer ainsi : quels que soient les angles d'incidence et de réfraction, le rapport de leurs sinus reste égal à une même constante lors du passage de la lumière entre deux milieux donnés.

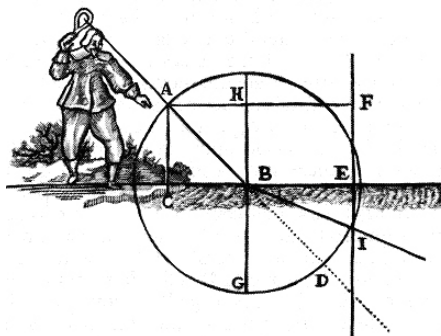


FIGURE 1 – Loi de la réfraction d'après Descartes, *La Dioptrique*.

Les angles d'incidence i et de réfraction r se prenant par rapport à la normale à la surface au point d'incidence :

$$n_1 \sin i = n_2 \sin r, \quad \text{soit} \quad \frac{\sin i}{\sin r} = \frac{n_2}{n_1},$$

où n_1 est l'indice du milieu d'où provient le rayon incident et n_2 celui du milieu où il est réfracté.

Fermat contesta la démonstration de Descartes, qui supposait que la lumière se propage plus facilement dans les milieux denses. Dans une lettre de 1657 à Cureau

de la Chambre, il énonça le principe qui porte son nom : la lumière se propage d'un point à un autre en suivant le trajet dont la durée de parcours est minimale (plus exactement stationnaire). En 1662, il en déduisit la loi des sinus, en supposant au contraire que la lumière est *plus lente* dans les milieux denses, ce que confirmera Foucault en 1850. Le principe de Fermat est un ancêtre des principes variationnels, comme le principe de moindre action formulé plus tard par Maupertuis (1744).

En 1665 parut l'ouvrage posthume de Grimaldi, *Physico-mathesis de lumine*, qui décrit expérimentalement la diffraction (c'est lui qui forgea le mot). Newton s'y intéressa et l'étudia sous le nom d'« inflexion ».

1.2 Théorie corpusculaire

A L'axiomatique de Newton

Le 6 février 1672, Newton adressa à la Royal Society une lettre intitulée *A New Theory about Light and Colours*¹, publiée dans les *Philosophical Transactions*. Il y présente une nouvelle théorie des couleurs fondée sur ses expériences avec le prisme.

Définition 1 (Prisme). Un prisme est un polyèdre constitué de deux bases polygonales superposables situées dans deux plans parallèles, et de parallélogrammes joignant ces bases.

L'optique occupa Newton toute sa vie. Il s'y intéressa très jeune : ses premières expériences sur le prisme datent de 1665–1666, alors qu'il avait vingt-trois ans environ. Son ouvrage majeur, *Opticks : or, A Treatise of the Reflexions, Refractions, Inflexions and Colours of Light*², ne parut qu'en 1704. Il s'ouvre sur des définitions et des axiomes, suivis de propositions établies par l'expérience. Entre-temps, Newton communiqua plusieurs résultats, dont la fameuse *experimentum crucis*, décrite dans la lettre de 1672 : elle montre que la lumière blanche est un mélange de rayons de réfrangibilités différentes, chacun associé à une couleur. On attribue souvent la parution tardive de l'*Opticks* à ses relations difficiles avec certains confrères, en particulier Hooke, mort en 1703. Newton enseigna l'optique à Cambridge, comme professeur lucasien, à partir de 1670.

Feynman, dans *Lumière et matière*, rappelle comment Newton rendait compte de la réflexion partielle par une lame de verre, qui varie avec l'épaisseur de la lame (théorie des « accès » de facile réflexion et de facile transmission, *Opticks*, livre II) : « La lumière qui vient frapper la première surface excite une sorte d'onde (ou de champ) qui se propage en même temps que la lumière et la « prédispose » à être réfléchie (ou pas réfléchie) par la deuxième surface ; la lumière manifeste alors des « accès » de plus

1. Une nouvelle théorie concernant la lumière et les couleurs.

2. L'Optique, ou un traité des réflexions, réfractions, inflexions et couleurs de la lumière.

ou moins grande réflexion (ou transmission) variant de façon cyclique avec l'épaisseur du verre » [3].

Newton posa une théorie axiomatique dont on reprend les principales définitions :

Définition 2 (Réfrangibilité [10]). La réfrangibilité des rayons lumineux est leur disposition à être réfractés, c'est-à-dire détournés de leur chemin en passant d'un corps ou d'un milieu transparent dans un autre. Une plus ou moins grande réfrangibilité des rayons est leur disposition à être plus ou moins détournés de leur chemin, pour une même incidence sur le même milieu.

Définition 3 (Réflexion [10]). La réflexion des rayons est leur disposition à être renvoyés dans le milieu d'origine par la surface de tout autre milieu sur laquelle ils tombent.

Définition 4 (Angle d'incidence [10]). L'angle d'incidence est l'angle que fait le rayon incident avec la perpendiculaire à la surface réfléchissante ou réfringente au point d'incidence.

Définition 5 (Angles de réflexion et de réfraction [10]). Ce sont les angles que font respectivement les rayons réfléchi et réfracté avec la perpendiculaire à la surface réfléchissante ou réfringente au point d'incidence.

1.3 La théorie ondulatoire

Si Newton défendit une théorie corpusculaire de la lumière, il revint à Huygens de développer une théorie ondulatoire, exposée dans le *Traité de la lumière* (présenté à l'Académie en 1678, publié en 1690). Chacun opposa à l'autre un argument tiré de la propagation de la lumière. Huygens objectait aux corpuscules que deux faisceaux peuvent se croiser sans se perturber, ce qui serait inexplicable si des grains de lumière s'entrechoquaient. Newton objectait aux ondes que, comme le son, elles devraient contourner les obstacles, alors que la lumière donne des ombres nettes et se propage en ligne droite.

La représentation corpusculaire, portée par l'autorité de Newton, l'emporta pendant environ un siècle. Le *Traité de la lumière* n'en reste pas moins une grande œuvre de la littérature scientifique, souvent mise en regard de l'*Opticks*. Il faut noter que les ondes de Huygens sont des impulsions non périodiques : la notion de longueur d'onde n'y figure pas.

Huygens prit pour point de départ la découverte, par Bartholin en 1669, de la double réfraction du spath d'Islande (un cristal transparent de calcite). Bartholin observa que le cristal donne deux rayons réfractés : l'un, ordinaire, reste fixe lorsqu'on fait tourner le cristal, tandis que l'autre, qu'il nomma extraordinaire, tourne

avec lui. Huygens rendit compte de ces deux rayons par deux surfaces d'onde, l'une sphérique, l'autre ellipsoïdale. Il remarqua que les fragments obtenus par clivage conservent la forme rhomboédrique du cristal initial, et rapporta la cause du phénomène à l'arrangement des particules qui constituent le cristal. Enfin, avec deux cristaux, il constata que lorsqu'ils sont orientés de manière identique, chacun des deux rayons issus du premier ne subit plus qu'une réfraction simple dans le second, en conservant sa qualité (ordinaire ou extraordinaire) ; lorsqu'on tourne le second d'un angle droit, le rayon ordinaire du premier devient extraordinaire dans le second, et inversement. Huygens avoua ne pas savoir expliquer ce phénomène, qui sera compris plus tard comme un effet de polarisation.

1.4 Le siècle des Lumières

Au XVIII^e siècle, la conception ondulatoire trouva quelques défenseurs. Malebranche, dans ses *Réflexions sur la lumière et les couleurs* (1699), proposa par analogie avec le son que l'éclat de la lumière dépend de l'amplitude des vibrations, comme l'intensité d'un son, et que la couleur dépend de leur fréquence, comme la hauteur d'un son : « le rayon rouge recommence ses vibrations moins souvent que ceux qui le suivent, et [...] le violet est celui de tous dont les vibrations sont les plus promptes. » [11]. Euler, dans sa *Nova theoria lucis et colorum* (1746), défendit à son tour une théorie ondulatoire dans laquelle la couleur d'un rayonnement monochromatique est liée à la fréquence de la vibration et non à son amplitude.

1.5 Young, Fresnel et le triomphe des ondes

C'est le physicien et médecin anglais Thomas Young qui relança la théorie ondulatoire. Entre 1801 et 1803, il énonça le principe des interférences et montra, notamment avec ses expériences de fentes ou de trous éclairés par une même source (la célèbre expérience des deux fentes, décrite dans ses *Lectures* de 1807), que la lumière produit des franges alternativement brillantes et sombres, ce qu'une théorie corpusculaire classique ne pouvait expliquer. Il en déduisit les longueurs d'onde des différentes couleurs.

La notion d'interférence contient une idée remarquable qu'Arago énonça simplement : « de la lumière ajoutée à de la lumière peut dans des conditions convenables produire de l'obscurité » [11].

Remarque. La dualité onde-corpuscule n'apparaît pas chez Young : ses expériences établissent le caractère ondulatoire de la lumière. L'observation d'impacts individuels qui, accumulés, reconstituent une figure d'interférence relève du XX^e siècle (Taylor en 1909 à très faible intensité, Grangier, Roger et Aspect en 1986 avec des photons uniques, Tonomura en 1989 avec des électrons).

1.6 La polarisation

La compréhension de la polarisation de la lumière se fit en trois temps : la double réfraction étudiée par Huygens, la découverte de Malus, puis la théorie des vibrations transversales de Fresnel.

A Malus (1775–1812)

À une époque où la cristallographie était une science à la mode [7], l’Institut mit au concours en 1808 la question de la double réfraction : « Donner de la double réfraction que subit la lumière en traversant diverses substances cristallisées une théorie mathématique vérifiée par l’expérience. » La même année, en observant à travers un cristal de calcite la lumière du soleil réfléchie par les fenêtres du palais du Luxembourg, Malus découvrit que la lumière réfléchie possède elle aussi les propriétés des rayons issus de la double réfraction : la réflexion polarise la lumière. C’est lui qui forgea le terme de « polarisation ». Dans le cadre corpusculaire qui était le sien, il l’interprétait comme une orientation des « pôles » des molécules lumineuses, reprenant l’idée newtonienne de « côtés » des rayons. Il remporta le prix de l’Institut en 1810.

On doit également à Malus la loi donnant l’intensité transmise par un analyseur dont l’axe fait un angle θ avec la direction de polarisation de la lumière incidente :

$$I = I_0 \cos^2 \theta.$$

Dans la théorie ondulatoire, elle s’obtient simplement : l’analyseur ne transmet que la projection $E_0 \cos \theta$ du champ sur son axe, et l’intensité est proportionnelle au carré de l’amplitude.

B Fresnel

L’analyse de Malus rendait compte des expériences, mais restait descriptive. Le grand apport de Fresnel fut de comprendre que les vibrations lumineuses sont transversales, c’est-à-dire perpendiculaires à la direction de propagation (idée que Young avait aussi entrevue en 1817). Les expériences menées avec Arago en 1816–1819 montrèrent que deux rayons polarisés à angle droit n’interfèrent pas, ce qu’une vibration longitudinale ne permettait pas d’expliquer : « Lorsque je m’occupais de la rédaction de mon premier Mémoire sur la coloration des lames cristallisées (en septembre 1816), je remarquai que les ondes lumineuses polarisées agissaient les unes sur les autres comme des forces perpendiculaires aux rayons qui seraient dirigées dans leurs plans de polarisation [...] En méditant avec plus d’attention sur ce sujet, j’ai reconnu qu’il était très probable que les mouvements oscillatoires des ondes lumineuses s’exécutaient uniquement suivant le plan de ces ondes, pour la lumière directe comme pour la

lumière polarisée. » [14]. Des ondes transversales supposaient toutefois un éther se comportant comme un solide élastique, tout en n'opposant aucune résistance au mouvement des planètes, difficulté qui ne sera levée qu'avec la théorie électromagnétique de Maxwell.

Mentionnons enfin la polarisation chromatique. Arago l'observa en 1811 : « En examinant une lame de mica à l'aide d'un prisme de spath d'Islande, je vis que les deux images qui se projetaient sur l'atmosphère n'étaient pas teintées de la même couleur » [7]. Il remarqua que les deux couleurs sont complémentaires, et Biot en proposa une théorie en 1812. Précisons enfin que la lumière dite non polarisée, comme celle du soleil, est une superposition de polarisations qui varient aléatoirement et très rapidement.

1.7 La mesure de la vitesse de la lumière

La première estimation du temps mis par la lumière pour parcourir les distances astronomiques est due à Rømer en 1676, à partir des retards des éclipses du satellite Io de Jupiter : il estima à environ 22 minutes le temps nécessaire pour traverser le diamètre de l'orbite terrestre, soit environ 11 minutes pour la distance Soleil-Terre (la valeur actuelle est d'environ 8 minutes 20 secondes) [11].

On doit à Fizeau la première mesure terrestre de la vitesse de la lumière. L'expérience fut menée en 1849 entre Suresnes et Montmartre, distants de 8 633 m. Un faisceau lumineux, haché par une roue dentée de 720 dents, était renvoyé par un miroir placé à Montmartre et repassait par la roue. À faible vitesse, la lumière revenait par le même intervalle entre deux dents. Lorsque la roue tournait à environ 12,6 tours par seconde, la lumière de retour rencontrait la dent suivante et l'observateur voyait une première extinction ; à une vitesse double, elle repassait par l'intervalle suivant et réapparaissait ; une seconde extinction se produisait à une vitesse triple. Le temps d'aller-retour vaut donc

$$t = \frac{2d}{c} = \frac{1}{2 \times 720 \times f}, \quad \text{d'où} \quad c = 4 \times 720 \times f \times d \approx 3,1 \times 10^5 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}.$$

Fizeau annonça une valeur de l'ordre de $315\,000 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ [6]. L'appareil fut construit par Gustave Froment, ce qui demandait une mécanique de haute précision. Foucault, avec la méthode du miroir tournant, montra en 1850 que la lumière est plus lente dans l'eau que dans l'air, puis obtint $298\,000 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ en 1862. Michelson (1879) puis Newcomb (1882) obtinrent des valeurs plus précises, respectivement $299\,910$ et $299\,860 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ [6].

Fizeau suggéra également d'utiliser la lumière comme étalon de longueur : « On voit qu'un rayon de lumière, avec ses séries d'ondulations d'une ténuité extrême, mais parfaitement régulières, peut être considéré en quelque sorte comme un micromètre naturel de la plus grande perfection, et particulièrement propre à déterminer des longueurs

extrêmement petites qui échapperaient à tout autre moyen de mesure » [11]. Il préfigurait ainsi la définition du mètre par une longueur d'onde (raie du krypton 86, en 1960), puis, depuis 1983, par la vitesse de la lumière, fixée à exactement $299\,792\,458\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.

1.8 L'apogée de la conception ondulatoire

En 1865, Maxwell unifia l'électricité et le magnétisme et montra que ses équations admettent des ondes électromagnétiques se propageant à une vitesse égale, aux erreurs de mesure près, à celle de la lumière ; il en conclut que la lumière est une onde électromagnétique (voir la section 1.10). Hertz produisit et détecta de telles ondes en 1887–1888, et en mesura les propriétés de réflexion, de réfraction et de polarisation. Ironie de l'histoire, il observa au même moment l'effet photo-électrique, que la théorie ondulatoire ne parviendra pas à expliquer.

En 1895, Röntgen découvrit les rayons X. Il remarqua qu'à la différence des rayons cathodiques, ils ne sont pas déviés par un aimant. Leur nature ondulatoire ne fut établie qu'en 1912, lorsque von Laue et ses collaborateurs observèrent leur diffraction par un cristal.

1.9 Quelques éléments d'optique ondulatoire

3

A Les ondes

« Une onde progressive classique est un ébranlement qui se propage dans un milieu, d'un endroit à un autre en transportant de l'énergie et de la quantité de mouvement. » [4] Les ondes les plus accessibles aux sens sont les ondes à la surface d'un liquide ou les ondes mécaniques le long d'une corde. On se représentera une onde comme « une perturbation auto-entretenu qui progresse dans un milieu. » [4]

Les ondes sonores dans un fluide sont des perturbations qui s'exercent dans la direction de la propagation : ce sont des ondes longitudinales. Les ondes lumineuses décrivent une perturbation perpendiculaire à la direction de propagation : ce sont des ondes transversales. Dans une onde électromagnétique plane, le champ électrique et le champ magnétique sont perpendiculaires entre eux et à la direction de propagation ; la direction du champ électrique définit la polarisation de l'onde.

Les ondes peuvent se propager dans des milieux à plusieurs dimensions, mais on se ramènera, par souci de clarté, au cas d'une propagation le long d'un seul axe.

3. Pour cette section il a largement été emprunté aux livres de Hecht [4], de Maitte [7] et de Samuëli [13].

B Représentation fonctionnelle

Dans le cas d'une onde unidimensionnelle, la perturbation est décrite par une fonction $\psi(x, t)$. Si, à l'instant $t = 0$, elle a la forme $\psi(x, 0) = f(x)$, et si l'onde se propage sans se déformer à la vitesse v dans le sens des x croissants, alors $\psi(x, t) = f(x - vt)$: la forme initiale est simplement translatée. Cette formalisation permet d'étudier les ondes par le calcul. Il revint à d'Alembert, en 1747 à propos des cordes vibrantes, d'introduire les équations aux dérivées partielles pour les étudier, avec sa célèbre équation à une dimension :

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2}.$$

L'équation étant linéaire, la somme de deux solutions est encore une solution : c'est la traduction mathématique du principe de superposition des ondes. Grâce aux travaux de Fourier (1807–1822), on sut décomposer une onde quelconque en une somme d'ondes harmoniques, ce qui s'accorde avec l'analyse de la lumière blanche par Newton comme superposition de lumières simples.

À partir de là nous utiliserons une onde harmonique :

$$\psi(x, t) = A \cos k(x - vt).$$

ψ est une fonction périodique et bornée. La valeur maximale de $|\psi|$, ici A , est l'amplitude. La période spatiale de ψ est la longueur d'onde $\lambda = \frac{2\pi}{k}$, où k est le nombre d'onde. En optique, on l'exprime souvent en nanomètres ($1 \text{ nm} = 10^{-9} \text{ m}$). Le spectre visible correspond à des longueurs d'onde comprises entre 400 et 750 nm environ, domaine très étroit au sein du spectre électromagnétique, qui s'étend des rayons gamma aux ondes radio.

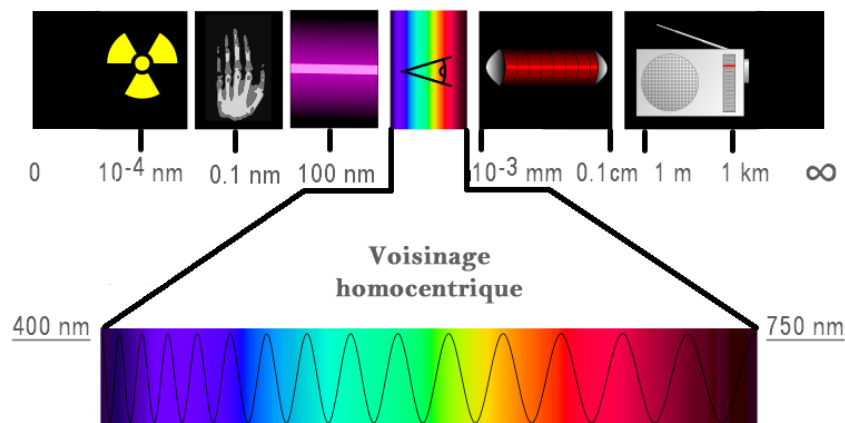


FIGURE 2 – Spectre visible.

L'argument $k(x - vt)$ est la phase de l'onde. La longueur d'onde est la distance entre deux points voisins où l'onde est dans la même phase. On définit également la période temporelle T , telle que $\psi(x, t + T) = \psi(x, t)$, d'où $T = \frac{\lambda}{v}$. La fréquence $\nu = \frac{1}{T}$ est le nombre de cycles par seconde, et la pulsation est $\omega = \frac{2\pi}{T} = 2\pi\nu$.

C Représentation complexe

Pour des raisons pratiques autant que théoriques, le traitement des ondes électromagnétiques fait appel aux nombres complexes. On écrit $\psi(x, t) = \text{Re} (A e^{i(kx - \omega t)})$: l'onde est représentée par un vecteur tournant dans le plan complexe (vecteur de Fresnel, ou phaseur), à l'image d'une aiguille d'horloge, et l'addition de deux ondes de même fréquence se ramène à l'addition de deux vecteurs. Cette représentation est devenue incontournable en électricité [15]. Feynman en fit l'outil central de sa présentation de l'électrodynamique quantique dans *Lumière et matière*, sous la forme de « flèches » qui tournent.

1.10 Les équations de Maxwell

A De l'électricité et du magnétisme à la lumière

Au début du XIX^e siècle, électricité, magnétisme et lumière sont trois domaines distincts. Coulomb a établi en 1785 la loi de force entre charges électriques. En 1820, Ørsted observe qu'un courant électrique dévie une aiguille aimantée : électricité et magnétisme sont liés. Dans les mois qui suivent, Biot et Savart, puis Ampère, établissent les lois de l'action d'un courant sur un aimant et d'un courant sur un autre courant ; Ampère en donne la synthèse dans son mémoire de 1826. En 1831, Faraday découvre l'induction : un champ magnétique variable produit un courant électrique. Il interprète ces phénomènes à l'aide de « lignes de force » qui emplissent l'espace, idée qui annonce la notion de champ.

Faraday établit aussi le premier lien expérimental entre magnétisme et lumière : en 1845, il montre qu'un champ magnétique fait tourner le plan de polarisation de la lumière qui traverse un verre (effet Faraday). L'année suivante, dans ses *Thoughts on Ray-vibrations*, il suggère que la lumière pourrait être une vibration des lignes de force elles-mêmes.

En 1856, Weber et Kohlrausch mesurent le rapport entre les unités électrostatique et électromagnétique de charge. Ce rapport a la dimension d'une vitesse et vaut environ $3,1 \times 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, valeur très proche de la vitesse de la lumière mesurée par Fizeau et Foucault.

Maxwell entreprend de donner une forme mathématique aux idées de Faraday dans trois articles : *On Faraday's Lines of Force* (1855–1856), *On Physical Lines of Force* (1861–1862) et *A Dynamical Theory of the Electromagnetic Field*

(1865). Dans le deuxième, il introduit le *courant de déplacement* et calcule la vitesse de propagation des perturbations dans son modèle mécanique du milieu ; la comparaison avec la valeur de Fizeau le conduit à écrire : « *We can scarcely avoid the inference that light consists in the transverse undulations of the same medium which is the cause of electric and magnetic phenomena* »⁴. L'article de 1865 abandonne le modèle mécanique et présente la théorie sous forme d'un système de vingt équations à vingt inconnues ; le *Treatise on Electricity and Magnetism* (1873) en donne l'exposé complet.

La forme compacte des quatre équations vectorielles que l'on utilise aujourd'hui est due à Heaviside (1884–1885) et, indépendamment, à Hertz (1890), qui exploitent le calcul vectoriel développé à la même époque par Gibbs et Heaviside.

B Les quatre équations

On note $\mathbf{E}$ le champ électrique, $\mathbf{B}$ le champ magnétique, ρ la densité volumique de charge et $\mathbf{j}$ la densité de courant. Dans le vide, en présence de charges et de courants, les équations de Maxwell s'écrivent, en unités du Système international :

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0} \quad (\text{Maxwell-Gauss}) \quad (1)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = 0 \quad (\text{Maxwell-flux}) \quad (2)$$

$$\overrightarrow{\operatorname{rot}} \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (\text{Maxwell-Faraday}) \quad (3)$$

$$\overrightarrow{\operatorname{rot}} \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j} + \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (\text{Maxwell-Ampère}) \quad (4)$$

où ε_0 est la permittivité du vide et μ_0 sa perméabilité. Les charges subissent de la part du champ la force de Lorentz

$$\mathbf{F} = q (\mathbf{E} + \mathbf{v} \wedge \mathbf{B}).$$

Chaque équation a un sens physique simple, que l'on lit mieux sous sa forme intégrale (théorèmes de Green-Ostrogradski et de Stokes) :

- **Maxwell-Gauss** : le flux de $\mathbf{E}$ sortant d'une surface fermée est proportionnel à la charge qu'elle contient, $\oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{S} = Q_{\text{int}}/\varepsilon_0$. Les charges sont les sources du champ électrique ; on retrouve la loi de Coulomb.
- **Maxwell-flux** : le flux de $\mathbf{B}$ à travers toute surface fermée est nul. Il n'existe pas de « charge magnétique » : les lignes de champ magnétique n'ont ni début ni fin.

4. « Nous pouvons difficilement éviter la conclusion que la lumière consiste en ondulations transversales du même milieu qui est la cause des phénomènes électriques et magnétiques. »

- **Maxwell-Faraday** : la circulation de $\mathbf{E}$ le long d'un contour fermé est égale à l'opposé de la dérivée du flux magnétique qui le traverse, $\oint \mathbf{E} \cdot d\boldsymbol{\ell} = -\frac{d\Phi}{dt}$. C'est la loi de l'induction de Faraday.
- **Maxwell-Ampère** : un champ magnétique est créé par les courants, mais aussi par un champ électrique variable. Le premier terme est le théorème d'Ampère ; le second, $\varepsilon_0 \partial \mathbf{E} / \partial t$, est le *courant de déplacement* introduit par Maxwell.

C Le courant de déplacement

Le terme ajouté par Maxwell n'est pas un simple ajustement : sans lui, les équations seraient incompatibles avec la conservation de la charge. Celle-ci s'écrit localement

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \mathbf{j} = 0.$$

Or la divergence d'un rotationnel est toujours nulle. Avec le seul théorème d'Ampère, $\operatorname{rot} \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j}$, on obtiendrait $\operatorname{div} \mathbf{j} = 0$, ce qui est faux dès que la charge varie quelque part, par exemple lors de la charge d'un condensateur. En prenant la divergence de (4) et en utilisant (1), on trouve au contraire

$$0 = \mu_0 \operatorname{div} \mathbf{j} + \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} \operatorname{div} \mathbf{E} = \mu_0 \left(\operatorname{div} \mathbf{j} + \frac{\partial \rho}{\partial t} \right),$$

qui est exactement la conservation de la charge. Le courant de déplacement rétablit aussi une symétrie entre les deux champs : un champ magnétique variable crée un champ électrique (3), et un champ électrique variable crée un champ magnétique (4). C'est ce couplage qui rend possible une onde qui s'auto-entretient.

D Les ondes électromagnétiques

Loin de toute charge et de tout courant ($\rho = 0, \mathbf{j} = \mathbf{0}$), prenons le rotationnel de l'équation de Maxwell-Faraday et utilisons l'identité $\operatorname{rot}(\operatorname{rot} \mathbf{E}) = \operatorname{grad}(\operatorname{div} \mathbf{E}) - \Delta \mathbf{E}$, avec $\operatorname{div} \mathbf{E} = 0$:

$$-\Delta \mathbf{E} = -\frac{\partial}{\partial t} \operatorname{rot} \mathbf{B} = -\mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2}.$$

Chaque composante du champ électrique vérifie donc l'équation de d'Alembert vue plus haut, et il en va de même pour $\mathbf{B}$:

$$\Delta \mathbf{E} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2}, \quad \Delta \mathbf{B} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial t^2}, \quad \text{avec } c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}}.$$

La vitesse de propagation se calcule à partir de deux constantes mesurées par des expériences d'électricité et de magnétisme, sans aucune référence à l'optique. Avec $\mu_0 \approx 4\pi \times 10^{-7} \text{ H} \cdot \text{m}^{-1}$ et $\varepsilon_0 \approx 8,854 \times 10^{-12} \text{ F} \cdot \text{m}^{-1}$, on obtient $c \approx 2,998 \times 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. C'est cette coïncidence numérique, déjà visible dans la mesure de Weber et Kohlrausch, qui fonde l'identification de la lumière à une onde électromagnétique. Depuis 1983, c est fixée par définition à $299\,792\,458 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$.

E Propriétés de l'onde plane

Considérons une onde plane harmonique se propageant selon le vecteur d'onde $\mathbf{k}$:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0 \cos(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t).$$

Les équations de Maxwell imposent plusieurs propriétés qui retrouvent, en les justifiant, des résultats établis plus haut par l'expérience.

1. **Relation de dispersion.** L'équation d'onde impose $\omega = c|\mathbf{k}|$, soit $\lambda\nu = c$: toutes les ondes électromagnétiques se propagent dans le vide à la même vitesse, quelle que soit leur fréquence.
2. **Transversalité.** L'équation $\text{div } \mathbf{E} = 0$ donne $\mathbf{k} \cdot \mathbf{E}_0 = 0$: le champ électrique est perpendiculaire à la direction de propagation. L'onde est transversale, comme l'avait compris Fresnel, mais sans qu'il soit besoin d'un éther solide.
3. **Structure de l'onde.** L'équation de Maxwell-Faraday donne $\mathbf{B} = \frac{\mathbf{k} \wedge \mathbf{E}}{\omega}$: $\mathbf{B}$ est perpendiculaire à $\mathbf{E}$ et à $\mathbf{k}$, en phase avec $\mathbf{E}$, et $|\mathbf{B}| = |\mathbf{E}|/c$. Le trièdre $(\mathbf{k}, \mathbf{E}, \mathbf{B})$ est direct.
4. **Polarisation.** La direction de $\mathbf{E}_0$ définit la polarisation de l'onde. En superposant deux ondes polarisées à angle droit et déphasées, on obtient en général une polarisation elliptique, dont les polarisations rectiligne et circulaire sont des cas particuliers.
5. **Énergie et intensité.** Le champ transporte une énergie de densité volumique $u = \frac{\varepsilon_0 E^2}{2} + \frac{B^2}{2\mu_0}$, et le flux d'énergie est donné par le vecteur de Poynting (1884) $\mathbf{\Pi} = \frac{\mathbf{E} \wedge \mathbf{B}}{\mu_0}$. Pour une onde plane, l'intensité lumineuse, moyenne temporelle de $|\mathbf{\Pi}|$, vaut $I = \frac{1}{2}\varepsilon_0 c E_0^2$: elle est proportionnelle au carré de l'amplitude. C'est ce qui fonde la loi de Malus, $I = I_0 \cos^2 \theta$, puisqu'un analyseur ne transmet que la composante $E_0 \cos \theta$ du champ.
6. **Quantité de mouvement.** L'onde transporte aussi une quantité de mouvement et exerce une pression sur les surfaces qu'elle frappe. Maxwell prédit cette pression de radiation dès 1873 ; elle fut mesurée par Lebedev (1900) et par Nichols et Hull (1901).

La théorie ne fixe aucune limite à la fréquence : la lumière visible n'est qu'une petite partie d'un spectre continu qui s'étend des ondes radio aux rayons gamma.

F La lumière dans la matière

Dans un milieu matériel linéaire, homogène et isotrope, les équations gardent la même forme en remplaçant ε_0 et μ_0 par $\varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_r$ et $\mu = \mu_0 \mu_r$. La vitesse de l'onde devient $v = 1/\sqrt{\varepsilon\mu}$, d'où l'indice de réfraction

$$n = \frac{c}{v} = \sqrt{\varepsilon_r \mu_r} \simeq \sqrt{\varepsilon_r} \quad \text{pour un milieu non magnétique.}$$

On retrouve que la lumière est plus lente dans un milieu d'indice $n > 1$, comme l'avaient supposé Fermat et mesuré Foucault. Les conditions de passage des champs à l'interface entre deux milieux redonnent la loi de Snell-Descartes, ainsi que les coefficients de réflexion et de transmission que Fresnel avait obtenus en 1823 dans le cadre de l'éther élastique.

La relation de Maxwell $n = \sqrt{\varepsilon_r}$ marche bien pour certains gaz, mais échoue nettement pour d'autres substances. Pour l'eau, la permittivité statique $\varepsilon_r \approx 80$ donnerait $n \approx 9$, alors qu'on mesure $n \approx 1,33$ dans le visible. L'écart vient de ce que ε_r dépend de la fréquence : c'est le phénomène de *dispersion*, à l'origine de la décomposition de la lumière blanche par le prisme. Son explication demanda de prendre en compte la structure de la matière, ce que fit Lorentz dans sa théorie des électrons (années 1890), où les charges liées aux atomes oscillent sous l'effet de l'onde.

G Confirmation et prolongements

Les équations de Maxwell ne furent pleinement acceptées qu'après les expériences de Hertz (1887–1888) à Karlsruhe. Avec un oscillateur électrique, il produisit et détecta des ondes de quelques mètres de longueur d'onde. Il montra qu'elles se réfléchissent, se réfractent, interfèrent et se polarisent comme la lumière, et que leur vitesse est du même ordre que celle de la lumière.

La théorie posait cependant une question de fond. Les équations font intervenir une vitesse c sans préciser par rapport à quoi elle est mesurée. On pensait qu'il s'agissait de la vitesse par rapport à l'éther, mais l'expérience de Michelson et Morley (1887) ne put mettre en évidence aucun mouvement de la Terre par rapport à celui-ci. Les équations de Maxwell ne sont pas invariantes par les transformations de Galilée de la mécanique newtonienne, mais par celles que Lorentz introduisit à la fin du siècle. En 1905, dans *Zur Elektrodynamik bewegter Körper*, Einstein en tira les conséquences : la vitesse de la lumière dans le vide est la même dans tous les référentiels galiléens, l'éther devient superflu, et c'est la mécanique qui doit être modifiée. La relativité restreinte est ainsi née de l'électromagnétisme.

Enfin, la théorie de Maxwell est une théorie classique : le champ y est continu et peut échanger n'importe quelle quantité d'énergie. Elle ne peut rendre compte ni du spectre du corps noir ni de l'effet photoélectrique, qui conduiront aux quanta. Dans

l'électrodynamique quantique, développée entre les années 1920 et 1950 (Dirac, puis Tomonaga, Schwinger, Feynman et Dyson), le champ électromagnétique est quantifié et ses quanta sont les photons ; les équations de Maxwell en restent la limite classique, valable dès que le nombre de photons est grand.

2 L'émergence de la théorie des quanta

2.1 Genèse du photon

En 1900, pour rendre compte du spectre du rayonnement du corps noir, Planck dut supposer que les échanges d'énergie entre la matière et le rayonnement se font par quantités discrètes, multiples de $h\nu$. Il y voyait un artifice de calcul portant sur les oscillateurs matériels, non une propriété de la lumière elle-même.

L'effet photoélectrique allait fournir l'occasion de dépasser cette réserve. Hertz l'observa le premier en 1887 : une étincelle jaillit plus facilement entre deux électrodes éclairées par de la lumière ultraviolette. En 1888, Hallwachs montra qu'une plaque de zinc chargée négativement se décharge sous l'effet de l'ultraviolet, alors qu'une plaque chargée positivement ne se décharge pas : la lumière arrache des charges négatives au métal. J. J. Thomson identifia ces charges comme des électrons en 1899. En 1902, Lenard établit les propriétés qui mettaient en échec la théorie ondulatoire : l'énergie des électrons émis ne dépend pas de l'intensité de la lumière mais de sa fréquence, et augmenter l'intensité augmente seulement le nombre d'électrons émis. En dessous d'une certaine fréquence, aucun électron n'est émis, quelle que soit l'intensité.

En 1905, Einstein proposa que la lumière elle-même est constituée de quanta d'énergie $E = h\nu$. Un électron absorbant un quantum reçoit l'énergie $h\nu$; il doit en dépenser une partie W , le travail d'extraction propre au métal, pour sortir de celui-ci. L'énergie cinétique maximale des électrons émis vaut donc

$$E_{\max} = h\nu - W,$$

ce qui explique à la fois l'existence d'une fréquence seuil $\nu_0 = W/h$ et l'indépendance de l'énergie vis-à-vis de l'intensité. Il écrivait : « l'énergie d'un rayon lumineux émis par une source ponctuelle n'est pas distribuée de façon continue dans un espace de plus en plus grand, mais consiste en un nombre fini de quanta d'énergie, localisés en des points de l'espace, qui se déplacent sans se diviser et qui ne peuvent être absorbés ou produits que dans leur totalité. » Dans une lettre à son ami Habicht, il qualifiait lui-même cette idée de « très révolutionnaire ».

Soler [17] nous précise qu'« En 1905 et pour encore une vingtaine d'années, aucun autre physicien n'est prêt à accorder ne serait-ce qu'une faible plausibilité à l'hypothèse d'une structure de la lumière. » Millikan, qui voulait réfuter cette hypothèse, en

confirma pourtant les prédictions entre 1914 et 1916 : il vérifia la relation linéaire entre $E_{\max}$ et ν , et en tira une valeur de h en accord avec celle de Planck. Einstein reçut le prix Nobel de physique 1921 (décerné en 1922) « notamment pour sa découverte de la loi de l'effet photoélectrique », et non pour la relativité. C'est l'effet Compton (1923), diffusion des rayons X par les électrons, qui convainquit la communauté de la réalité des quanta de lumière. Le terme de « photon » fut proposé par le chimiste Lewis en 1926. Entre-temps, en 1924, de Broglie avait généralisé la dualité onde-corpuscule à toutes les particules matérielles, en associant à toute particule de quantité de mouvement p une onde de longueur $\lambda = h/p$.

2.2 La propriété de spin [1, 5]

A Rappel sur le moment magnétique orbital [5]

Soit une particule de charge q et de masse m décrivant une trajectoire $\mathbf{r}(t)$, de quantité de mouvement $\mathbf{p} = m \dot{\mathbf{r}}$ et de moment cinétique $\mathbf{L} = \mathbf{r} \wedge \mathbf{p}$. L'aire balayée par le rayon vecteur, comptée vectoriellement, varie selon

$$\frac{d\mathbf{A}}{dt} = \frac{1}{2} \mathbf{r}(t) \wedge \dot{\mathbf{r}}(t) = \frac{1}{2m} \mathbf{r}(t) \wedge \mathbf{p} = \frac{1}{2m} \mathbf{L}.$$

Dans un champ de force central, $\mathbf{L}$ est constant et orthogonal au plan de l'orbite. Si l'orbite est fermée et de période T , l'intégration entre 0 et T donne $\mathbf{A} = \frac{T}{2m} \mathbf{L}$. La particule passe en un point donné de l'orbite $\frac{1}{T}$ fois par seconde, ce qui équivaut à une boucle de courant d'intensité $I = \frac{q}{T}$. Ce courant crée un champ magnétique, et la boucle possède un moment magnétique orthogonal au plan de l'orbite :

$$\boldsymbol{\mu} = I \mathbf{A} = \frac{q}{2m} \mathbf{L}.$$

Le coefficient $\gamma = \frac{q}{2m}$, rapport du moment magnétique au moment cinétique, est appelé rapport gyromagnétique.

B L'expérience de Stern et Gerlach

B.1 Le contexte. L'expérience de Stern et Gerlach, réalisée à Francfort en février 1922, est antérieure à la notion de spin. Son but était de tester la « quantification spatiale » (*Richtungsquantelung*) prédite par le modèle de Bohr-Sommerfeld : selon ce modèle, l'orientation du moment cinétique d'un atome par rapport à un champ magnétique ne peut prendre que des valeurs discrètes. Les résultats parurent en 1922 dans la *Zeitschrift für Physik*, notamment sous les titres « Der experimentelle Nachweis der Richtungsquantelung im Magnetfeld » et « Das magnetische Moment des Silberatoms »⁵ [14]. Stern maîtrisait la technique des jets

5. La preuve expérimentale de la quantification spatiale dans un champ magnétique ; Le moment magnétique de l'atome d'argent.

moléculaires, qu'il avait mise au point en 1920 pour mesurer la vitesse des molécules d'un gaz.

Le faisceau d'atomes d'argent se sépara en deux taches nettes et symétriques, et non en une tache étalée comme le prévoyait la physique classique. Stern et Gerlach y virent une confirmation de la quantification spatiale. L'interprétation actuelle est différente : dans son état fondamental, l'atome d'argent a un moment cinétique orbital nul, et son moment magnétique est dû au moment cinétique intrinsèque, ou *spin*, de son électron de valence. Le spin fut proposé par Uhlenbeck et Goudsmit en 1925, et Pauli lui donna un formalisme mathématique en 1927 ; Dirac montra en 1928 qu'il découle naturellement d'une équation d'onde relativiste. La séparation en exactement deux taches traduit le fait que la projection du spin de l'électron sur un axe ne peut prendre que deux valeurs, $\pm \frac{\hbar}{2}$.

L'électron possède ainsi deux moments magnétiques :

1. un moment magnétique orbital ;
2. un moment magnétique de spin.

Ajoutons qu'en 1919, Hendrika van Leeuwen avait démontré (théorème de Bohr-van Leeuwen) que la physique classique, mécanique statistique et électrodynamique de Maxwell réunies, ne peut expliquer le magnétisme de la matière. Les deux résultats annonçaient la nécessité d'une nouvelle mécanique, qui ne sera formulée que quelques années plus tard.

B.2 Le dispositif. Le dispositif expérimental se composait :

1. d'un four (F) où l'on vaporisait de l'argent (Ag, numéro atomique 47). L'atome d'argent ne possède qu'un électron sur sa couche externe, et son moment magnétique $\boldsymbol{\mu}$ est celui de cet électron. À la sortie du four, l'orientation de ce moment est aléatoire ;
2. d'un collimateur (C) qui produit un jet fin et rectiligne ;
3. d'un entrefer (M) où règne un champ magnétique $\mathbf{B}$ *inhomogène*, dirigé principalement selon l'axe (Oz), perpendiculaire au jet. Le Bellac souligne que considérer une seule composante $B_z(z)$ n'est qu'une approximation, puisqu'elle ne vérifierait pas l'équation de Maxwell $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$. L'atome étant électriquement neutre, il ne subit pas de force de Lorentz ;
4. d'un écran (E) où l'on visualise l'impact des atomes.

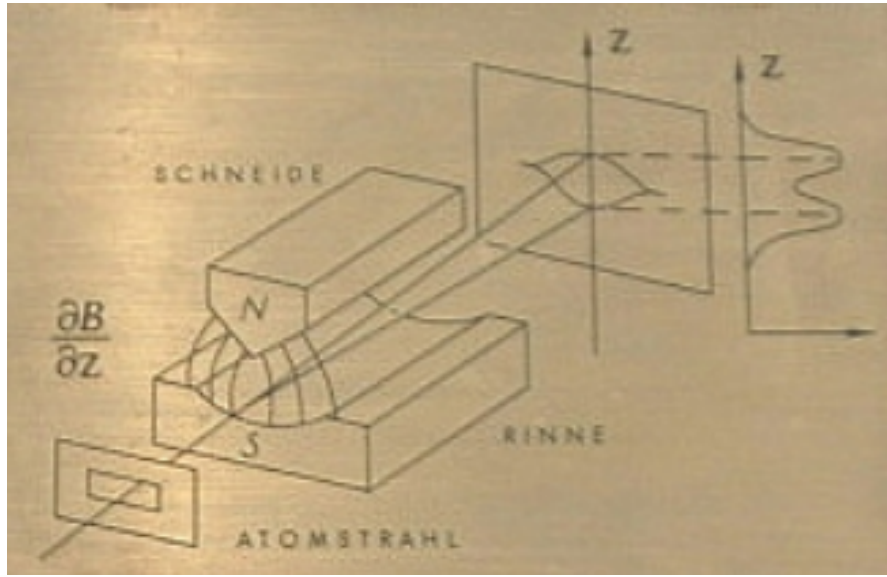


FIGURE 3 – Plaque commémorative de l’expérience de Stern et Gerlach (Francfort, février 1922).

On définit un repère $(O, \mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z)$ à la sortie du four, l’axe (Ox) étant l’axe du jet, orthogonal à l’écran E .

En l’absence de champ, les impacts se regroupent au voisinage du point où l’axe (Ox) rencontre l’écran. En présence du champ, l’énergie d’interaction $U = -\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B}$ donne naissance à une force

$$\mathbf{F} = \nabla(\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B}) \quad \Rightarrow \quad F_z \simeq \mu_z \frac{\partial B_z}{\partial z},$$

qui n’existe que parce que le champ est inhomogène. Selon le signe de μ_z , le jet est dévié vers le haut ou vers le bas. Classiquement, μ_z prendrait toutes les valeurs entre $-|\boldsymbol{\mu}|$ et $+|\boldsymbol{\mu}|$, d’où une tache continue ; on observe au contraire deux taches symétriques par rapport au point d’arrivée sans champ.

3 Le formalisme quantique et le développement des technologies quantiques

La mécanique quantique fut formulée en 1925–1926 : mécanique matricielle de Heisenberg, Born et Jordan (1925), formalisme de Dirac (1925–1926), mécanique ondulatoire de Schrödinger (1926). En 1926, Born proposa l’interprétation probabiliste de la fonction d’onde ; l’interprétation dite de Copenhague doit beaucoup à Bohr et Heisenberg (principe d’incertitude, 1927). Nous suivons ici la présentation du formalisme de Marchildon [9].

3.1 Le cadre de la mécanique quantique

Définition 6 (Système quantique [9]). Un système quantique est un système correctement décrit par la mécanique quantique.

Le formalisme s'organise autour de quelques règles, qui relient les objets mathématiques aux résultats de mesure obtenus par un appareil.

Règle 1 ([9]). À un système quantique est associé un espace vectoriel complexe muni d'un produit scalaire (un espace de Hilbert), appelé espace des états.

Règle 2 ([9]). À un instant donné, l'état d'un système quantique est décrit par un vecteur non nul de l'espace des états, noté $|\psi(t)\rangle$.

Le temps t y figure comme un paramètre extérieur, et non comme une grandeur observable : la mécanique quantique non relativiste conserve le temps absolu de la mécanique classique.

Règle 3 ([9]). À toute grandeur physique d'un système quantique est associé un opérateur hermitien agissant dans l'espace des états, appelé observable.

Les opérateurs hermitiens ont des valeurs propres réelles et des vecteurs propres qui forment une base orthonormée (en dimension finie), ce qui justifie leur rôle : les résultats d'une mesure sont des nombres réels.

Règle 4 ([9]). Les seuls résultats possibles de la mesure d'une grandeur physique sont les valeurs propres de l'opérateur hermitien correspondant.

Règle 5 ([9]). Soit $|\psi(t)\rangle$ le vecteur d'état normé d'un système quantique, et soit A une grandeur associée au système. Si la valeur propre a_i est non dégénérée, de vecteur propre normé $|a_i\rangle$, la probabilité que la mesure de A à l'instant t donne le résultat a_i est :

$$\Pr(A \rightarrow a_i, t) = |\langle a_i | \psi(t) \rangle|^2.$$

Si a_i est dégénérée, on somme ces quantités sur une base orthonormée $(|a_i^{(k)}\rangle)_k$ du sous-espace propre : $\Pr(A \rightarrow a_i, t) = \sum_k |\langle a_i^{(k)} | \psi(t) \rangle|^2$.

C'est la règle de Born : le carré du module d'une amplitude complexe donne une probabilité.

La mécanique quantique est un formalisme abstrait, qui laisse peu de place aux représentations intuitives. Certains de ses aspects furent sévèrement critiqués, notamment par Einstein, mais elle doit son statut à l'exactitude remarquable de ses prédictions. Les paradoxes qu'elle soulève prirent d'abord la forme d'expériences de pensée ; il fallut attendre les progrès de l'instrumentation pour qu'ils deviennent des expériences réelles.

3.2 Le spin, origine d'une filiation théorique et technique

On cite souvent le spin comme l'exemple d'une propriété qui n'a pas d'équivalent en physique classique. Il fut à l'origine d'une filiation remarquable de découvertes et de techniques.

- Isidor Rabi, après son doctorat à Columbia (1927), travailla dans le laboratoire de Stern à Hambourg en 1927–1928. En 1938, il mit au point la méthode de résonance magnétique sur jets moléculaires, qui permet de mesurer avec une grande précision les moments magnétiques des noyaux (prix Nobel 1944).
- En 1946, Bloch et Purcell observèrent indépendamment la résonance magnétique nucléaire dans la matière condensée (prix Nobel 1952). La RMN devint un outil majeur de la chimie.
- En 1973, Lauterbur puis Mansfield montrèrent comment en tirer des images : c'est l'imagerie par résonance magnétique (IRM), devenue un outil essentiel du diagnostic médical (prix Nobel de médecine 2003).
- Les méthodes de Rabi conduisirent aussi aux horloges atomiques (première horloge à césium par Essen et Parry en 1955). Depuis 1967, la seconde est définie comme la durée de 9 192 631 770 périodes du rayonnement correspondant à la transition entre les deux niveaux hyperfins de l'état fondamental du césium 133.

4 Sur deux paradoxes de la mécanique quantique

4.1 Le paradoxe EPR

A D'une expérience de pensée à des confirmations expérimentales

L'article d'Einstein, Podolsky et Rosen parut dans la *Physical Review* en mai 1935 sous le titre « *Can Quantum-Mechanical Description of Physical Reality Be Considered Complete ?* »⁶. Il y était proposé une *Gedankenexperiment*⁷.

Voici comment Aspect présente ce paradoxe, dans sa version moderne avec des photons (due à Bohm et à Bell) : « Deux particules interagissent puis s'éloignent. Einstein a noté que, selon la théorie quantique, les quantités mesurées sur ces particules sont fortement corrélées. Par exemple, deux photons sont émis par la même source dans un état particulier puis s'éloignent ; si l'on mesure les polarisations de ces photons suivant une direction unique, on obtient le même résultat pour chacun d'eux, quelle que soit la direction de mesure choisie » [12]. À l'origine, il ne s'agissait que d'une expérience de pensée, dont on n'imaginait pas pouvoir tester les conclusions.

6. La description quantique de la réalité physique peut-elle être considérée comme complète ?

7. Expérience de pensée.

Le critère de réalité des trois auteurs est le suivant : « *If, without in any way disturbing a system, we can predict with certainty (i.e., with probability equal to unity) the value of a physical quantity, then there exists an element of physical reality corresponding to this physical quantity.* »⁸ Ils posent par ailleurs une condition de complétude : « chaque élément de la réalité physique doit avoir un correspondant dans la théorie physique. » Leur conclusion est que la mécanique quantique, qui ne peut attribuer simultanément des valeurs à toutes les grandeurs ainsi prédites, est incomplète.

Le mot « complet » n’a pas ici le sens qu’il prend en logique. En 1899, dans ses *Fondements de la géométrie*, Hilbert avait axiomatisé la géométrie euclidienne et démontré la consistance de ses axiomes relativement à l’arithmétique des nombres réels ; en 1900, son sixième problème proposait d’axiomatiser de même les théories physiques. La notion logique d’incomplétude (existence d’énoncés vrais non démontrables) ne sera établie qu’en 1931, par Gödel. Born et Heisenberg, dans leur exposé au congrès Solvay de 1927, déclaraient : « Nous tenons la mécanique des quanta pour une théorie complète, dont les hypothèses fondamentales, physiques et mathématiques, ne sont plus susceptibles de modifications. » [2]. C’est cette thèse que l’article EPR contestait, au sens précis de sa condition de complétude.

En 1964, Bell montra que toute théorie à variables cachées locales, du type de celles qu’appelait l’argument EPR, conduit à des inégalités que les prédictions de la mécanique quantique violent dans certaines configurations. La question devenait alors tranchable par l’expérience.

Les premières expériences furent réalisées au début des années 1970 (Freedman et Clauser, 1972). En 1981–1982, le groupe d’Alain Aspect à l’Institut d’optique d’Orsay réalisa une série d’expériences décisives, en accord avec la mécanique quantique et en violation des inégalités de Bell.

8. Que Basdevant et Dalibard traduisent par : « Lorsque, sans perturber en quoi que ce soit un système, nous pouvons prédire avec certitude (c’est à dire avec une probabilité de 1) la valeur d’une quantité physique, alors il existe un élément de la réalité physique correspondant à cette quantité. » [1]

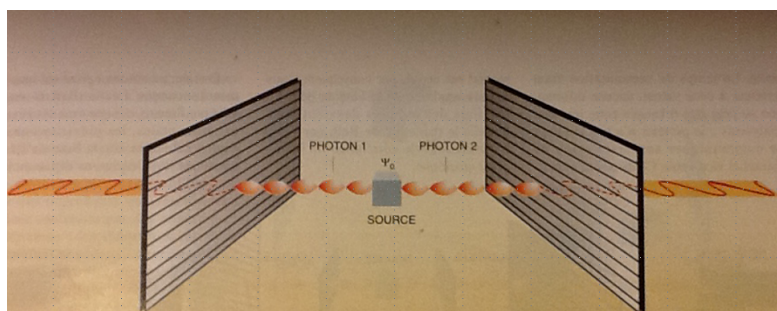


FIGURE 4 – Expérience de pensée d’une corrélation d’une paire de photons [12].

Shimony présente ainsi le principe expérimental : « On mesure la polarisation à l’aide d’un filtre polarisateur (ou analyseur). Ce filtre laisse passer tout rayon lumineux (perpendiculaire au filtre) dont la polarisation est parallèle à l’axe de transmission du filtre. Inversement il stoppe ce même rayon lorsque sa polarisation est perpendiculaire à l’axe de transmission. » [12]

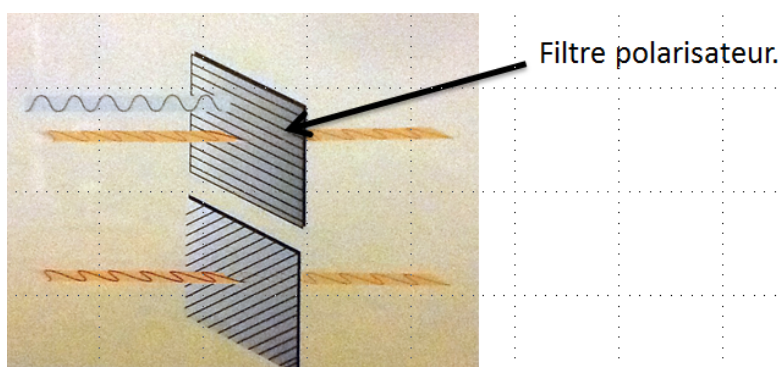


FIGURE 5 – Principe du filtre polarisateur [12].

Les photons partent d’une source S dans des sens opposés, vers deux polariseurs P_1 et P_2 orientés suivant des angles α_1 et α_2 . Dans l’expérience d’Aspect, Dalibard et Roger (1982), l’orientation des analyseurs était modifiée pendant le vol des photons par des commutateurs situés à environ 6 m de la source, afin qu’aucun signal se propageant au plus à la vitesse de la lumière ne puisse relier les deux mesures.

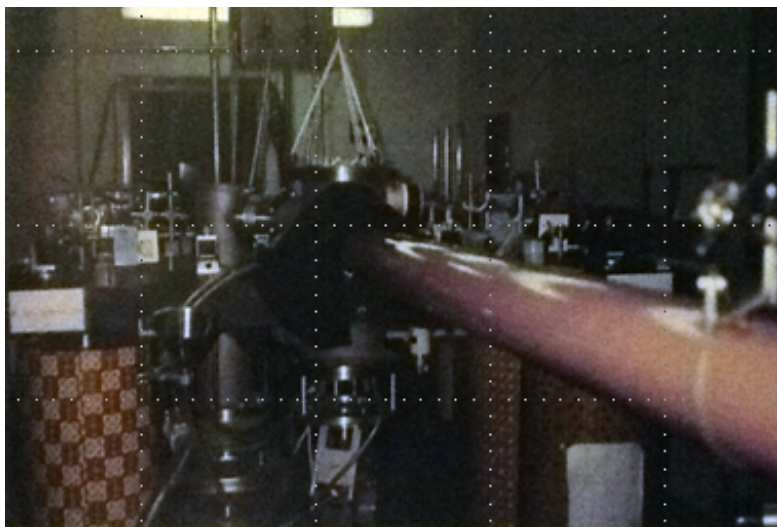


FIGURE 6 – Dispositif expérimental de l'expérience de 1982 [12].

Ces résultats furent ensuite confirmés et renforcés : à Genève sur plus de 10 km de fibre optique (Gisin et al., 1998), à Innsbruck avec un choix aléatoire des orientations (Weihs, Zeilinger et al., 1998), puis en 2015 par les premières expériences fermant simultanément les principales échappatoires (Delft, Vienne, Boulder). Aspect, Clauser et Zeilinger reçurent le prix Nobel de physique en 2022.

4.2 L'expérience du chat de Schrödinger

En 1935, Schrödinger publia un article resté célèbre, « La situation actuelle en mécanique quantique », dans lequel il propose l'expérience de pensée suivante : « Un chat est enfermé dans une enceinte d'acier avec le dispositif infernal suivant (qu'il faut soigneusement protéger de tout contact direct avec le chat) : un compteur Geiger est placé à proximité d'un minuscule échantillon de substance radioactive, si petit que, durant une heure, il se peut qu'un seul des atomes se désintègre, mais il se peut également, et avec une égale probabilité, qu'aucun ne se désintègre ; en cas de désintégration, le compteur crépite et actionne, par l'intermédiaire d'un relais, un marteau qui brise une ampoule contenant de l'acide cyanhydrique. Si on abandonne ce dispositif à lui-même durant une heure, on pourra prédire que le chat est vivant à condition que, pendant ce temps, aucune désintégration ne se soit produite. La première désintégration l'aurait empoisonné. La fonction Ψ de l'ensemble exprimerait cela de la façon suivante : en elle, le chat vivant et le chat mort sont (si j'ose dire) mélangés ou brouillés en proportions égales. »

Appliqué au système complet, le formalisme décrit l'atome et le chat dans un état intriqué : superposition de « atome intact et chat vivant » et de « atome dés-

intégré et chat mort ». Schrödinger voulait souligner l'absurdité apparente d'une telle superposition à l'échelle macroscopique, où l'on n'observe jamais qu'un seul des deux états. La réponse moderne passe par la théorie de la *décohérence*, développée à partir des années 1970 (Zeh, puis Zurek) : l'interaction d'un système macroscopique avec son environnement détruit extrêmement vite les interférences entre les deux branches de la superposition, si bien qu'elle devient inobservable en pratique.

C'est ce que l'équipe de Serge Haroche a observé directement en 1996, à l'École normale supérieure, sur un « chaton » de Schrödinger. Nous suivons la description de l'article « Chatons de Schrödinger » [16]. Une cavité C contient un champ électromagnétique produit par une source S de fréquence et de phase bien définies ; l'amplitude de ce champ est proportionnelle à la racine carrée du nombre moyen de photons qu'il contient. Un déphasage de 2π ramène l'oscillation à sa position initiale, tandis qu'un déphasage de π transforme un maximum en minimum. Un atome préparé dans une superposition de deux états traverse la cavité. Or le décalage de phase qu'un atome imprime au champ « dépend de l'état de l'atome » : la superposition des deux états de l'atome se traduit donc par la superposition de deux champs de phases différentes, intriqués avec l'atome. Le champ joue ici le rôle du chat. L'expérience a permis de mesurer la vitesse à laquelle cette superposition se dégrade, et de vérifier qu'elle est d'autant plus rapide que les deux composantes du champ sont plus séparées, conformément à la théorie de la décohérence. Haroche reçut le prix Nobel de physique en 2012, avec David Wineland.

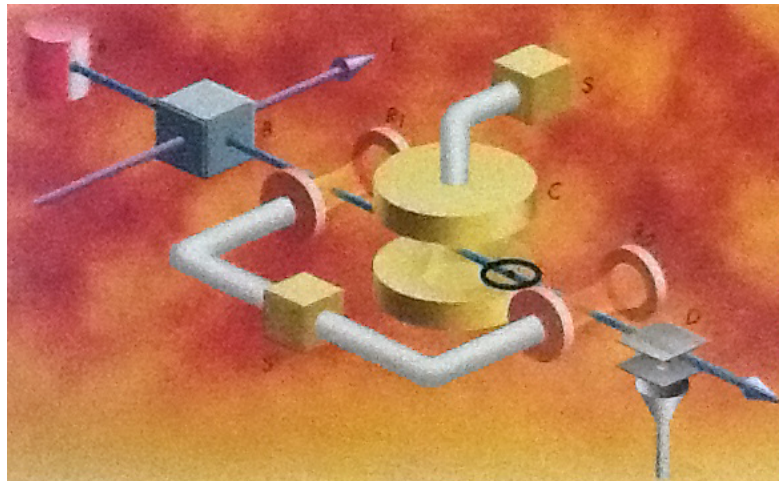


FIGURE 7 – Schéma du dispositif de l'expérience de Haroche.

Références

- [1] J.-L. Basdevant et J. Dalibard, *Mécanique quantique*, Éditions de l'École polytechnique, 2002.
- [2] F. Balibar (p. 185).
- [3] R. P. Feynman, *Lumière et matière : une étrange histoire*, InterÉditions, 1987 ; rééd. Seuil, coll. Points Sciences.
- [4] E. Hecht, *Optique*, Pearson Education.
- [5] M. Le Bellac, *Physique quantique*, EDP Sciences / CNRS Éditions.
- [6] J. Lequeux, *Hippolyte Fizeau, physicien de la lumière*, EDP Sciences, 2014.
- [7] B. Maitte, *La Lumière*, Seuil, coll. Points Sciences, 1981.
- [8] B. Maitte, *Une histoire de la lumière. De Platon au photon*, Seuil, coll. Science ouverte, 2015.
- [9] L. Marchildon, *Mécanique quantique*, De Boeck Université, 2000.
- [10] I. Newton, *Opticks : or, A Treatise of the Reflexions, Refractions, Inflexions and Colours of Light*, Londres, 1704.
- [11] Auteur à préciser.
- [12] A. Aspect et A. Shimony.
- [13] J.-J. Samuëli et J.-C. Boudenot, *Trente livres de physique qui ont changé le monde*, Ellipses.
- [14] J.-J. Samuëli.
- [15] Auteur à préciser.
- [16] « Chatons de Schrödinger ».
- [17] L. Soler, « Les quanta de lumière d'Einstein en 1905, comme point focal d'un réseau argumentatif complexe », *Philosophia Scientiæ*, vol. 3, n° 3, 1998–1999, p. 107–144.