REVUE
SCIENTIFIQUE
REVUE ROSE
DIRECTEUR
PAUL GAULTIER
MEMBRE DE L'INSTITUT
RÉDACTEUR-EN-CHEF
JULES BAILLAUD
ASTRONOME-TITULAIRE-A-L'OBSERVATOIRE-DE-PARIS
SECRÉTAIRE-GÉNÉRAL: LOUIS FRANCHET
N° 1 68° ANNÉE 11 JANVIER 1930

SUR LA NATURE ONDULATOIRE DE L'ELECTRON

par Louis de BROGLIE(1)
Maître de Conférences à la Sorbonne
Prix Nobel de Physique

Quand, en 1920, j'ai repris mes études de physique théorique longtemps interrompues par des circonstances indépendantes de ma volonté, j'étais loin de penser que ces études allaient me mener, quelques années plus tard, à recevoir la récompense si haute et si enviée que l'Académie des Sciences de Suède décerne chaque année à un savant : le prix Nobel de physique. Ce qui m'attirait alors vers la physique théorique, ce n'était pas l'espoir qu'une distinction si élevée viendrait jamais couronner mes travaux. Ce qui m'attirait vers la physique théorique, c'était le mystère qui enveloppait de plus en plus la structure de la matière et la structure des radiations au fur et à mesure que l'étrange notion de quantum, introduite par Planck, en 1900, dans ses recherches sur le rayonnement noir, envahissait chaque jour davantage la physique entière.

Pour bien vous faire comprendre comment se développèrent mes recherches, je dois d'abord faire un tableau de la crise que la physique traversait alors depuis une vingtaine d'années.

*
* *

Longtemps les physiciens s'étaient demandé si la lumière n'était pas formée de petits corpuscules en mouvement rapide ; cette idée, déjà émise par les philosophes de l'Antiquité, fut soutenue au XVIII^e siècle par Newton. Après la découverte des phénomènes d'interférences par Thomas Young et après l'œuvre admirable d'Augustin Fresnel, l'hypothèse d'une structure granulaire de la lumière fut entièrement délaissée et la théorie des ondulations fut unanimement adoptée. Ainsi les physiciens du dernier siècle abandonnèrent complètement l'idée d'une structure atomique de la lumière. Mais, expulsée de l'optique, les théories atomiques se mirent à remporter de grands succès, non seulement en chimie où elles ont donné une interprétation simple des lois de proportions définies, mais aussi dans la physique de la matière, où elles ont permis d'interpréter bon nombre de propriétés des corps solides, liquides ou gazeux. Elles ont, notamment, permis de construire cette admirable théorie cinétique des gaz qui, généralisée sous le nom de mécanique statistique, a permis de donner un sens clair aux concepts abstraits de la Thermodynamique. L'expérience a aussi apporté des preuves décisives en faveur d'une constitution atomique de l'électricité ; grâce à Sir J.-J. Thomson, la notion de corpuscule d'électricité a fait son apparition et vous savez tout le parti qu'en a tiré H.-A. Lorentz dans sa théorie des électrons.

Il y a une trentaine d'années, la physique s'est donc trouvée divisée en deux parties : d'une

(1) Conférence faite à Stockolm le 11 décembre 1929 à l'occasion de la remise des prix Nobel.

part la physique de la matière fondée sur la conception de corpuscules et d'atomes que l'on supposait obéir aux lois classiques de la mécanique de Newton et, d'autre part, la physique du rayonnement partant de la notion de propagation d'ondes dans un milieu continu hypothétique : l'éther lumineux et électromagnétique. Mais ces deux physiques ne pouvaient rester étrangères l'une à l'autre : il fallait les souder en faisant une théorie des échanges d'énergie entre matière et rayonnement et c'est là qu'éclatèrent les difficultés. En cherchant à raccorder les deux physiques, on parvint, en effet, à des conclusions inexactes et même inadmissibles au sujet de l'équilibre d'énergie entre matière et rayonnement dans une enceinte thermiquement isolée : la matière, arrivait-on à dire, devrait céder toute son énergie au rayonnement et par suite tendre d'elle-même vers la température du zéro absolu ! Il fallait, à tout prix, éviter cette conclusion absurde. Dans une intuition de génie, M. Planck aperçut la manière de l'éviter : au lieu d'admettre, avec la théorie classique des ondes, qu'une source de lumière émet sa radiation d'une façon continue, il fallait admettre, au contraire, qu'elle l'émet par quantités égales et finies, par *quanta*. L'énergie de chaque quantum a, d'ailleurs, une valeur proportionnelle à la fréquence ν de la radiation : elle est égale à $h\nu$, h étant une constante universelle qu'on nomme depuis lors la constante de Planck.

Le succès des idées de Planck a entraîné des conséquences graves. Si la lumière est émise par quanta, ne doit-elle pas, une fois émise, conserver une structure granulaire? L'existence des quanta de rayonnement ramène donc vers la conception corpusculaire de la lumière. D'un autre côté, on peut démontrer, comme l'ont fait Jeans et H. Poincaré, que si le mouvement des particules matérielles dans les sources lumineuses se faisait suivant les lois de la mécanique classique, on ne pourrait retrouver la loi exacte du rayonnement noir, la loi de Planck. Il faut donc admettre que l'ancienne dynamique, même modifiée par la théorie de relativité d'Einstein ne peut pas rendre compte des mouvements à très petite échelle.

L'existence d'une structure granulaire de la lumière et des autres radiations a été confirmée par la découverte de l'effet photoélectrique. Si l'on fait tomber un faisceau de lumière ou de rayons X sur un morceau de matière, celui-ci projette à l'extérieur des électrons en mouvement rapide. L'énergie cinétique de ces électrons croît linéairement avec la fréquence de la radiation incidente et est indépendante de son intensité. Ce fait s'explique simplement en admettant que la radiation est formée de quanta $h\nu$ susceptibles de céder en entier leur énergie à un électron du corps irradié : on est ainsi amené à la théorie des quanta de lumière proposée par M. Einstein, en 1905, et qui est, en somme, un retour à l'hypothèse corpusculaire de Newton, complétée par la relation de la proportionnalité entre l'énergie des corpuscules et la fréquence. Plusieurs arguments ont été donnés par M. Einstein en faveur de sa manière de voir et, en 1922, la découverte, par M. H.-A. Compton, du phénomène de diffusion des Rayons X, qui porte son nom, est venue la confirmer. Néanmoins, il était toujours nécessaire d'adopter la théorie des ondes pour l'explication des phénomènes d'interférences et de diffraction et l'on ne voyait pas du tout comment concilier la théorie des ondes avec l'existence des corpuscules de lumière.

Les travaux de Planck avait jeté, nous l'avons dit, des doutes sur la validité de la mécanique à très petite échelle. Envisageons un point matériel qui décrit une petite trajectoire fermée ou pelotonnée sur elle-même. D'après la dynamique classique, il y a une infinité de mouvements de ce genre qui sont possibles suivant les conditions initiales et les valeurs possibles de l'énergie du mobile forment une suite continue. M. Planck a été, au contraire, conduit à admettre que, seuls, certains mouvements privilégiés, les mouvements *quantifiés*, sont possibles ou du moins stables, l'énergie ne pouvant donc prendre que des valeurs formant une suite discontinue. Cette idée a paru, au début, bien étrange, mais il a bien fallu en reconnaître la valeur, parce que c'est elle qui a conduit M. Planck à la loi correcte du rayonnement noir et parce qu'ensuite elle a prouvé sa fécondité dans beaucoup d'autres domaines. Enfin, c'est sur l'idée de quantification des mouvements atomiques que M. Bohr a fondé sa célèbre théorie de l'atome ; elle est si connue des savants que je ne la résumerai pas ici.

Nécessité d'admettre, pour la lumière deux théories contradictoires : celle des ondes et celle des corpuscules, impossibilité de comprendre pourquoi, parmi l'infinité des mouvements qu'un électron devrait pouvoir posséder dans l'atome d'après les idées classiques certains seulement étaient possibles : telles étaient les énigmes qui se posaient aux physiciens à l'époque où je reprenais mes études de physique théorique.

Lorsque je me suis mis à réfléchir sur ces difficultés, deux choses m'ont principalement frappé. D'une part la théorie des quanta de lumière ne peut pas être considérée comme satisfaisante puisqu'elle définit l'énergie d'un corpuscule de lumière par la relation $W = h\nu$ où figure une fréquence ν. Or, une théorie purement corpusculaire ne contient aucun élément permettant de définir une fréquence. Rien que pour cette raison, il faut, dans le cas de la lumière, introduire simultanément l'idée de corpuscule et l'idée de périodicité.

D'un autre côté, la détermination des mouvements stables des électrons dans l'atome fait intervenir des nombres entiers et jusqu'ici les seuls phénomènes pour lesquels les nombres entiers intervenaient en physique, c'étaient les phénomènes d'interférence et ceux de vibrations propres. Cela m'a suggéré l'idée que les électrons, eux aussi, ne pouvaient pas se représenter comme de simples corpuscules mais qu'il fallait, de plus, leur attribuer une périodicité.

Ainsi je suis parvenu à l'idée d'ensemble suivante, qui a dirigé mes recherches. Il est nécessaire, aussi bien pour la matière que pour les rayonnements, la lumière en particulier, d'introduire à la fois la notion de corpuscules et la notion d'ondes. En d'autres termes, on doit, dans un cas comme dans l'autre, admettre l'existence de corpuscules accompagnés d'ondes. Mais, comme corpuscules et ondes ne peuvent pas être indépendants, comme ils constituent, suivant l'expression de M. Bohr, deux faces complémentaires de la réalité, on doit pouvoir établir un certain parallélisme entre le mouvement d'un corpuscule et la propagation de l'onde qui lui est associée. Le premier but à atteindre devait donc être d'établir cette correspondance.

Pour cela, j'ai commencé par considérer, le cas le plus simple : celui d'un corpuscule isolé, c'est-à-dire soustrait à toute action extérieure. Nous voulons lui associer une onde. Considérons d'abord un système référence $o\ x_0\ y_0\ z_0$ dans lequel le corpuscule se trouve immobile : c'est le système « propre » du corpuscule au sens de la théorie de relativité. Dans ce système l'onde sera stationnaire, puisque le corpuscule est immobile ; sa phase sera la même en tout point, elle sera représentée par une expression de la forme $\sin 2\pi\nu_0\,(t_0-\tau_0)$, t_0 étant le temps propre du corpuscule et τ_0 une constante.

D'après le principe de l'inertie dans tout système galiléen, le corpuscule aura un mouvement rectiligne et uniforme. Considérons un tel système galiléen et soit $v=\beta c$ la vitesse du corpuscule dans ce système ; nous ne restreindrons pas la généralité en prenant la direction du mouvement pour axe des x. Le temps t employé par un observateur de ce nouveau système est, d'après la transformation de Lorentz, relié au temps propre t_0 par la relation

$$t_0 = \frac{t - \frac{\beta x}{c}}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

et par suite, pour cet observateur, la phase de l'onde sera donnée par

$$\sin 2\pi \frac{\nu^0}{\sqrt{1-\beta^2}}\left(t - \frac{\beta x}{c}\right)$$

Pour lui, l'onde aura donc une fréquence :

$$\nu = \frac{\nu_0}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

et se propagera dans le sens de l'axe des x avec la vitesse de phase

$$V = \frac{c}{\beta} = \frac{c^2}{v}$$

En éliminant β entre les deux formules précédentes, on trouve aisément la relation suivante qui définit l'indice de réfraction du vide n pour les ondes considérées

$$n = \sqrt{1 - \frac{\nu_0^2}{\nu^2}}$$

A cette « loi de dispersion » correspond une « vitesse de groupe ». Vous savez que la vitesse de groupe est la vitesse avec laquelle se transporte l'amplitude résultante d'un groupe d'ondes de fréquences très voisines.

Lord Rayleigh a montré que cette vitesse U vérifie l'équation :

$$\frac{1}{U} = \frac{1}{c}\frac{d(n\nu)}{d\nu}$$

On trouve ici $U=v$, c'est-à-dire que la vitesse de groupe des ondes dans le système $x\ y\ z\ t$ est égale à la vitesse du corpuscule dans ce système. Cette relation a une très grande importance pour le développement de la théorie.

Le corpuscule se trouve ainsi défini dans le système $x,\ y,\ z,\ t$ par la fréquence ν et la vitesse de phase V de son onde associée. Pour établir le parallélisme dont nous avons parlé, il faut chercher à relier ces grandeurs aux grandeurs mécaniques : énergie et quantité de mouvement. Comme la proportionnalité entre énergie et fréquence est une des relations les plus caractéristiques de la théorie des quanta et que, de plus, la fréquence et l'énergie se transforment de même quand on change de système de référence galiléen, il est naturel de poser

$$\text{énergie} = h \times \text{fréquence, ou } W = h\nu$$

où h est la constante de Planck. Cette relation doit être valable dans tous les systèmes galiléens et dans le système propre du corpuscule où l'énergie du corpuscule se réduit suivant Einstein à son énergie interne $m_0 c^2$ (m_0 étant la masse propre) on a :

$$h\nu_0 = m_0 c^2$$

Cette relation définit la fréquence ν_0 en fonction de la masse propre m_0 ou inversement.

La quantité de mouvement est un vecteur $\vec{p}$ égal à $\dfrac{m_0 \vec{v}}{\sqrt{1-\beta^2}}$ et l'on a :

$$|p| = \frac{m_0 v}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{W}{c^2} v = \frac{h\nu}{V}$$

La quantité $\frac{V}{\nu}$ est la distance de 2 crêtes consécutives de l'onde : c'est la « longueur d'onde » λ. Donc :

$$\lambda = \frac{h}{p}$$

C'est une relation fondamentale de la théorie.

Tout ce qui précède se rapporte au cas très simple où il n'y a aucun champ de force agissant sur le corpuscule. Je vais vous indiquer, très brièvement, comment on peut généraliser la théorie dans le cas d'un corpuscule se déplaçant dans un champ de force constant dérivant d'une fonction potentielle F (x, y, z). On est alors conduit par des raisonnements que je passe sous silence, à admettre que la propagation de l'onde correspond à un indice de réfraction variable d'un point à l'autre de l'espace, conformément à la formule :

$$n\,(x,y.z) = \sqrt{\left(1 - \frac{F(x,y,z,)}{h\nu}\right)^2 - \frac{\nu_0^2}{\nu^2}}$$

ou en première approximation, si l'on peut négliger les corrections introduites par la théorie de Relativité

$$n(x,y,z) = \sqrt{\frac{2(E-F)}{m_0 c^2}}$$

L'énergie constante W du corpuscule est encore reliée à la fréquence constante ν de l'onde par la relation

$$W = h\nu$$

tandis que la longueur d'onde λ qui est variable d'un point à l'autre du champ de force est reliée à la quantité de mouvement p également variable par la relation :

$$\lambda\,(x,y,z) = \frac{h}{p\,(x,y,z)}$$

Ici encore on démontre que la vitesse de groupe des ondes est égale à la vitesse du corpuscule. Le parallélisme ainsi établi entre le corpuscule et son onde permet d'identifier le principe de Fermat pour les ondes et le principe de moindre action pour les corpuscules (champs constants). Le principe de Fermat dit que le rayon au sens de l'optique qui passe par deux points A et B dans un milieu d'indice n (x, y, z) variable d'un point à un autre, mais constant dans le temps est tel que l'intégrale $\int_A^B n\,dl$ prise le long de ce rayon soit extrémum. D'autre part le principe de moindre action de Maupertuis nous apprend ceci : la trajectoire d'un corpuscule passant par deux points A et B de l'espace est telle que l'intégrale $\int_A^B p\,dl$ prise le long de la trajectoire soit extremum, étant bien entendu que l'on ne considère que les mouvements correspondant à une valeur donnée de l'énergie. D'après les relations établies plus haut entre les grandeurs mécaniques et les grandeurs ondulatoires on a :

$$n = \frac{c}{V} = \frac{c}{\nu} \cdot \frac{1}{\lambda} = \frac{c}{h\nu} \cdot \frac{h}{\lambda} = \frac{c}{W} p = c^{te} \times p.$$

puisque W est constant dans un champ constant. Il en résulte que le principe de Fermat et le principe de Maupertuis sont la traduction l'un de l'autre : les trajectoires possibles du corpuscule sont identiques aux rayons possibles de son onde.

Ces conceptions conduisent à une interprétation des conditions de stabilité introduites par la théorie des quanta. Si on considère, en effet, une trajectoire C fermée dans un champ constant, il est très naturel d'admettre que la phase de l'onde associée doit être une fonction uniforme le long de cette trajectoire. Ceci conduit à écrire :

$$\int_c \frac{dl}{\lambda} = \frac{1}{h} \int_c p\,dl = \text{nombre entier}$$

C'est précisément la condition de stabilité des mouvements atomiques périodiques d'après Planck. Les conditions de stabilité quantique apparaissent donc comme analogues à des phénomènes de résonance et l'apparition des nombres entiers devient ici aussi naturelle que dans la théorie des cordes et plaques vibrantes.

Les formules générales qui établissent le parallélisme entre ondes et corpuscules peuvent s'appliquer aux corpuscules de lumière, à condition de supposer qu'en ce cas la masse propre m_0 est infiniment petite. Si, en effet, pour une valeur donnée de l'énergie W, on fait tendre m_0 vers zéro, on trouve que v et V tendent toutes deux vers c et à la limite on obtient les deux formules fondamentales sur lesquelles Einstein avait établi sa théorie des quanta de lumière

$$W = h\nu \quad p = \frac{h\nu}{c}$$

Telles sont les principales idées que j'avais développées dans mes premiers travaux. Elles montraient nettement qu'il était possible d'établir une correspondance entre ondes et corpuscules telle que les lois de la mécanique correspondent aux lois de l'optique géométrique. Mais, dans la théorie des ondes, l'optique géométrique, vous le savez, n'est qu'une approximation : cette approximation a ses limites de validité et, en particulier, quand entrent en jeu des phénomènes d'interférence et de diffraction, elle est tout à fait insuffisante. Ceci nous conduit à penser que l'ancienne mécanique est seulement, elle aussi, une approximation par rapport à une mécanique plus vaste, de caractère ondulatoire. C'est ce que j'exprimais presque, au début de ces travaux en disant : « Il faut constituer une mécanique nouvelle qui soit à la mécanique ancienne ce que l'optique ondulatoire est à l'optique géométrique. » Cette mécanique nouvelle s'est développée depuis, grâce surtout aux beaux travaux de M. Schrödinger. Elle part d'équations de propagation d'ondes prises comme bases et déterminent rigoureusement l'évolution dans le temps de l'onde associée à un corpuscule. Elle est, en particulier, parvenue à donner une forme nouvelle et plus satisfaisante aux conditions de quantification des mouvements intraatomiques car les anciennes conditions de quantification se justifient, nous l'avons vu, par une application de l'optique géométrique aux ondes associées aux corpuscules intra-atomiques et cette application n'est pas justifiée rigoureusement.

Je ne puis tenter, même brièvement, de résumer, ici, le développement de la nouvelle mécanique. Je veux seulement dire qu'à l'examen elle s'est révélée comme identique à une mécanique développée indépendamment d'abord par M. Heisenberg, puis par MM. Born, Jordan, Pauli, Dirac, etc. : la mécanique quantique. Les deux mécaniques ondulatoire et quantique sont équivalentes au point de vue mathématique.

Nous allons, ici, nous contenter de réfléchir au sens général des résultats obtenus. Pour résumer la signification de la mécanique ondulatoire, nous pouvons dire : à tout corpuscule il faut associer une onde et l'étude de la propagation de l'onde peut seule nous renseigner sur les localisations successives du corpuscule dans l'espace. Dans les phénomènes mécaniques usuels à grande échelle, les localisations prévues sont disposés suivant une courbe qui est la trajectoire en sens classique du mot. Mais qu'arrive-t-il si l'onde ne se propage pas suivant les lois de l'optique géométrique, si, par exemple, il y a interférence et diffraction? On ne peut plus, alors, attribuer au corpuscule un mouvement conforme à la dynamique classique : cela est certain. Peut-on même encore supposer qu'à chaque instant le corpuscule occupe dans l'onde une position bien déterminée et que l'onde, dans sa propagation, entraîne le corpuscule comme une vague entraînerait un bouchon? Ce sont là des questions difficiles dont la discussion nous mènerait trop loin, jusqu'aux confins de la philosophie. Tout ce que j'en dirai ici, c'est qu'on tend généralement, aujourd'hui, à admettre qu'il n'est pas constamment possible d'attribuer au corpuscule une position bien définie dans l'onde et l'on doit se borner à affirmer ceci : lorqu'on fait une observation permettant de localiser le corpuscule, on est toujours amené à lui attribuer une position à l'intérieur de l'onde et la probabilité, pour que ce soit en tel point M de l'onde est proportionnelle au carré de l'amplitude, à l'intensité en M.

Ceci peut s'exprimer encore de la façon suivante : si nous considérons un nuage de corpuscules associées à une même onde, l'intensité de l'onde, en chaque point est proportionnelle à la densité du nuage en ce point (c'est-à-dire au nombre de corpuscules par unité de volume autour de ce point). Cette hypothèse est nécessaire pour expliquer comment, dans le cas des interférences de la lumière, c'est aux points où l'intensité de l'onde est maximum que l'on trouve concentrée l'énergie lumineuse : si l'on admet, en effet, que l'énergie lumineuse est transportée par des corpuscules de lumière, des photons, il faut bien que la densité des photons dans l'onde soit proportionnelle à l'intensité.

Cette règle, à elle seule, va nous permettre de comprendre comment la théorie ondulatoire de l'électron a pu être vérifiée par l'expérience.

Imaginons, en effet, un nuage indéfini d'électrons, tous animés de la même vitesse dans la même direction. D'après les idées fondamentales de la mécanique ondulatoire, nous devons associer à ce nuage une onde plane indéfinie de la forme :

$$a \sin 2\pi \left[\frac{W}{h} t - \frac{\alpha x + \beta y + \gamma z}{\lambda}\right]$$

où α, β, γ sont les cosinus directeurs de la direction de propagation et où la longueur d'onde λ est égale à $\frac{h}{p}$. Avec des électrons qui ne sont pas extrêmement rapides on peut poser

$$p = m_0 v$$

et par suite

$$\lambda = \frac{h}{m_0 v}$$

m_0 est la masse propre de l'électron.

Vous savez que, pratiquement, pour obtenir des électrons de même vitesse, on leur fait subir une même chute de potentiel P et l'on a

$$\frac{1}{2} m_0 v = e \mathrm{P}$$

Par suite

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2 m_0 e \mathrm{P}}}$$

Numériquement ceci donne :

$$\lambda = \frac{12{,}24}{\sqrt{\mathrm{P}}} 10^{-8}\text{cm. (P en volts)}$$

Comme on ne peut guère utiliser que des électrons ayant subi une chute de potentiel d'au moins quelques dizaines de volts, vous voyez que la longueur d'onde λ prévue par la théorie est au plus de l'ordre de 10^{-8}cm., c'est-à-dire de l'ordre de l'unité Angström. C'est aussi l'ordre de grandeur des longueurs d'onde des rayons X.

Puisque la longueur d'onde de l'onde électronique est de l'ordre de celle des rayons X, on doit s'attendre à pouvoir obtenir une diffusion de cette onde par les cristaux tout à fait analogue au phénomène de Laue. Je vous rappelle en quoi consiste le phénomène de Laue. Dans un cristal naturel, comme le sel gemme, par exemple, il existe des nœuds formés par les atomes des corps composant le cristal et régulièrement disposés à des distances de l'ordre de l'Angström. Ces nœuds jouent le rôle de centres de diffusion pour les ondes et si l'on envoie sur le cristal une onde dont la longueur d'onde est, elle aussi, de l'ordre de grandeur de l'Angström, les ondes diffusées par les divers nœuds se trouvent en concordance de phase dans certaines directions bien déterminées et dans ces directions l'intensité diffusée totale présente un fort maximum. La disposition de ces maxima de diffusion est donnée par la théorie mathématique développée par MM. von Laue et Bragg et fort connue aujourd'hui ; cette théorie détermine la position de maxima en fonction de la distance des nœuds dans le cristal et de la longueur d'onde de l'onde incidente. Pour les rayons X, cette théorie a été magnifiquement vérifiée par MM. Laue, Friedrich et Knipping et depuis la diffraction des rayons X pour les cristaux est devenue une expérience banale. C'est sur cette diffraction qu'est basée la mesure de précision des longueurs d'onde des rayons X : est-il besoin de le rappeler dans le pays où M. Siegbahn et ses collaborateurs poursuivent leurs beaux travaux?

Pour les rayons X, les phénomènes de diffraction par les cristaux était une conséquence naturelle de l'idée que les rayons X sont des ondulations analogues à la lumière et ne se différencient d'elle que par une plus petite longueur d'onde. Pour les électrons, rien de semblable ne pouvait être prévu, tant qu'on se figurait l'électron comme un simple petit corpuscule. Mais si l'on admet que l'électron est associé à une onde et que la densité d'un nuage d'électrons est mesurée par l'intensité de l'onde associée, alors, on doit prévoir pour les électrons un phénomène analogue à celui de Laue. L'onde électronique sera, en effet, diffusée avec intensité dans les directions que la théorie de Laue-Bragg permet de calculer, à partir de la longueur d'onde $\lambda = \frac{h}{m_0 v}$ qui correspond à la vitesse connue des électrons tombant sur le cristal. L'intensité de l'onde diffusée mesurant, d'après notre principe général, la densité des nuages des électrons diffusés, nous devons nous attendre à trouver, dans les directions de maxima, beaucoup d'électrons diffusés. Si le phénomène existe réellement, il doit donc apporter une preuve expérimentale décisive en faveur de l'existence d'une onde associée à l'électron dont la longueur d'onde est $\frac{h}{m_0 v}$ et ainsi l'idée fondamentale de la mécanique ondulatoire se trouvera établie sur des bases expérimentales solides.

Or, l'expérience qui juge souverainement les théories, a montré que le phénomène de diffraction des électrons par les cristaux existait réellement et qu'il suit exactement et quantitativement les lois de la mécanique ondulatoire. C'est à MM. Davisson et Germer, travaillant au laboratoire Bell, de New-York, que revient l'honneur d'avoir les premiers observé le phénomène par une méthode analogue à celle de Laue pour les rayons X. Reprenant les mêmes expériences, mais en remplaçant le cristal unique par un film métallique, contenant des cristaux orientés au hasard, conformément à une méthode inaugurée, pour les rayons X, par MM. Debye et Scherrer, le professeur G.-P. Thomson, d'Aberdeen, le fils de l'illustre physicien de Cambridge, sir J.-J. Thomson, a retrouvé les mêmes phénomènes. Puis, M. Rupp, en Allemagne, M. Kikuchi au Japon, M. Ponte en France, d'autres encore les ont reproduits en variant les conditions expérimentales. Aujourd'hui, l'existence du phénomène est hors de doute et les petites difficultés d'interprétation qu'avaient soulevées les premières expériences de Davisson et Germer paraissent avoir reçu une solution satisfaisante.

M. Rupp est même parvenu à obtenir la diffraction des électrons sous une forme particulièrement frappante. Vous savez ce que l'on nomme des réseaux optiques : ce sont des surfaces de verre ou de métal, planes ou légèrement courbes, sur lesquels ont été tracés mécaniquement des traits équidistants dont l'intervalle est en ordre de grandeur comparable aux longueurs d'ondes lumineuses. Les ondes diffractées par ces traits interfèrent et ces interférences donnent lieu à des maxima de lumière diffractée dans certaines directions dépendant de l'écartement des traits, de la direction de la lumière tombant sur le réseau et de la longueur d'onde de cette lumière. Pendant longtemps on n'a pas pu obtenir de phénomènes semblables avec des réseaux de ce genre, faits de main d'homme quand on employait au lieu de lumière des rayons X. La raison en était que la longueur d'onde des rayons X est beaucoup plus petite que celle de la lumière et aucun instrument ne peut tracer sur une surface des traits dont l'écartement soit de l'ordre des longueurs d'onde X. Des physiciens ingénieux (Compton, J. Thibaud) ont su tourner la difficulté. Prenons un réseau optique ordinaire et regardons-le presque tangentiellement à sa surface. Les traits de ce réseau nous paraîtront beaucoup plus serrés qu'ils ne le sont en réalité. Pour des rayons X tombant sous cette incidence presque rasante sur le réseau, tout se passera comme si les traits en étaient très serrés et des phénomènes de diffraction analogues à ceux de la lumière se produiront. C'est ce que les physiciens visés plus haut ont vérifié. Mais, alors, puisque les longueurs d'onde électroniques sont de l'ordre des longueurs d'onde X, on doit aussi pouvoir obtenir des phénomènes de diffraction en envoyant sur un réseau optique sous une incidence très rasante un faisceau d'électrons. C'est ce que Rupp a réussi à faire et il a pu ainsi mesurer la longueur d'onde des ondes électroniques en la comparant directement à l'écartement des traits tracés mécaniquement sur le réseau.

Ainsi donc, pour décrire les propriétés de la matière aussi bien que celles de la lumière, il faut parler tout à la fois d'ondes et de corpuscules. L'électron ne peut plus être conçu comme un simple petit granule d'électricité ; il faut lui associer une onde et cette onde n'est pas un mythe, on peut en mesurer la longueur d'onde et en prévoir les interférences. Toute une classe de phénomènes ont pu ainsi être prévu avant d'être effectivement découverts. Et c'est sur cette idée de la dualité des ondes et des corpuscules dans la nature, exprimée sous une forme plus ou moins abstraite, qu'à été fondé tout le développement récent de la physique théorique et que semble devoir être fondé tout le développement prochain de cette science.

JULES WELSCH (1858-1929)

par Armand BILLARD
Doyen de la Faculté des Sciences de Poitiers

La Géologie française vient de perdre un de ses représentants des plus qualifiés; M. Jules Welsch, Doyen honoraire de la Faculté des Sciences de Poitiers, est décédé subitement en cette ville le 2 novembre 1929.

M. Jules Welsch, né à Alger le 17 février 1858, fit ses études au lycée de sa ville natale. Lorsqu'elles furent terminées, son père l'associa à ses affaires; mais il avait le goût des sciences, aussi après la mort de son père, il retourna au lycée, faisant ainsi preuve d'une rare énergie. Reçu à l'Ecole Normale supérieure en 1881, il en sortit agrégé des Sciences naturelles et fut nommé professeur au Lycée d'Alger, en 1884. Il se mit aussitôt au travail pour préparer une thèse de Doctorat; mais ses premières recherches sur les terrains des gorges de la Chiffa, non loin de Blida, ne furent pas heureuses et il fut obligé de l s abandonner, car les terrains en question sont dépourvus de fossiles. Il alla étudier alors, sur les conseils de M. Pomel, Directeur de l'Ecole des Sciences d'Alger et savant réputé, la région de Tiaret, petite ville située à une altitude de 1.000 m., à la limite du Tell et des Hauts-Plateaux. Sa thèse qui a pour titre : *Les terrains secondaires des environs de Tiaret et de Frenda (Département d'Oran, Algérie)* fut soutenue le 27 mai 1890; M. Welsch était alors Professeur au Lycée Buffon, depuis la rentrée d'octobre 1889. Ce travail remarquable, auquel il avait consacré ses vacances pendant plusieurs années, lui valut d'être nommé, dès juillet 1890, Chargé de cours de géologie et de minéralogie à la Faculté des Sciences de Poitiers où il termina sa carrière. Il y devint Professeur titulaire le 1er novembre 1892, puis Doyen le 16 mars 1914 et, depuis, il fut à chaque renouvellement réélu par ses collègues et renommé par le Ministre. Il avait pris sa retraite le 1er octobre 1928 et l'honorariat lui avait été conféré par arrêté du 5 novembre 1928.

Jules Welsch.

On espérait que, grâce à sa robuste constitution, il pourrait jouir de sa retraite, tout en continuant ses travaux scientifiques, en faisant profiter l'Université de sa grande compétence et de sa longue expérience, car il avait encore sa place au