DISCOURS PRONONCE PAR

MONSIEUR LOUIS DE BROGLIE

À LA PREMIERE SEANCE DU SEMINAIRE

DE LA FONDATION LOUIS DE BROGLIE

Mes Chers Amis,

Je voudrais commencer par l'exposé de ma manière de concevoir la nature de la Physique théorique.

La Physique est une science portant sur certains phénomènes observables dans la nature. Elle repose donc essentiellement sur l'observation et sur l'expérience et son rôle est de rendre compte de la véritable nature des phénomènes observés. Il peut paraître étrange d'être obligé d'insister sur un point aussi évident, mais il semble que certains physiciens théoriciens l'ont aujourd'hui un peu oublié.

Je crois donc que, quand on étudie une certaine classe de phénomènes physiques, il est nécessaire de prendre comme point de départ une image concrète de ces phénomènes. C'est ce que voulait dire Max Planck quand il affirmait que toute théorie physique doit correspondre à une certaine "image du monde", en allemand Weltbild. C'est ce qu'a également très clairement affirmé H.A. Lorentz dans le remarquable discours qu'il avait prononcé à la fin du Conseil Solvay d'octobre 1927.

Sans doute, le physicien théoricien doit-il, pour préciser ces démonstrations, faire appel aux Mathématiques (aux Mathématiques anciennes plus sans doute qu'aux Mathématiques dites modernes). Mais les représentations mathématiques qu'il utilise ne doivent être qu'une manière de représenter avec précision la nature des phénomènes physiques étudiés et ne doivent pas se réduire à une simple gymnastique intellectuelle.

Une idée que je crois essentiel de conserver dans l'étude des phénomènes physiques est celle de causalité. Je n'ai pas la prétention de trancher la question philosophique de savoir si tous les phénomènes sont reliés par des liens de causalité, mais je crois que tous les phénomènes dont l'étude peut être abordée par la Science sont soumis à la causalité.

S'il en est bien ainsi, on peut en déduire que toute théorie statistique, en particulier en Physique, est une théorie incomplète, car elle ne fournit que des prévisions moyennes et ne donne aucune image des processus qui en assurent la réalisation. Or, à l'heure actuelle, il me paraît certain que la Physique quantique, telle qu'on l'enseigne aujourd'hui, n'est qu'une théorie statistique très souvent exacte, mais qui ne fournit pas une véritable image des phénomènes microphysique.

Je veux maintenant dire quelques mots de la façon dont j'avait orienté mes recherches lorsque, peu de temps après la fin de la guerre de 1914, j'ai entrepris les réflexions qui m'ont conduit à la découverte de la Mécanique Ondulatoire. Déjà vaguement esquissées dans des travaux antérieurs, je les ai exposées d'abord brièvement dans mes Notes aux Comptes Rendus de Septembre-Octobre 1923, puis développées dans ma Thèse de Doctorat soutenue le 25 Novembre 1924.

J'avais depuis plusieurs années beaucoup réfléchi à l'introduction par Einstein en 1905 de la notion de photon dans la théorie de la lumière et à l'explication qu'elle fournissait de l'effet photoélectrique de la lumière, confirmée plus tard par la découverte de l'effet photoélectrique des Rayons X effectuée par mon frère. Peu à peu, s'est alors introduite dans ma pensée l'idée que les électrons, eux aussi, pouvaient être transportés par une onde. Une chose m'avait particulièrement frappé, c'était que, dans l'atome de Bohr, les électrons étaient animés de mouvements quantifiés ou intervenaient des nombres entiers. Or, c'est surtout dans les phénomènes ondulatoires, telles que cordes vibrantes, interférences etc, que l'on voit en Physique apparaître des nombres entiers. Et cela me suggérait que quelque chose d'ondulatoire devait intervenir dans le mouvement des électrons.

Mais il falait traduire cette intuition sous une forme plus précise et c'est ici qu'est intervenu le fait que j'avais beaucoup étudié la théorie de la Relativité, principalement sous sa forme restreinte. J'avais remarqué que, l'énergie d'une particule pouvant s'écrire $W = h\nu$ où h est la constante de Planck, la fréquence ν doit être une caractéristique interne de la particule et que, par suite, celle-ci peut être assimilée à une horloge. Mais la théorie des photons d'Einstein nous apprend que cette fréquence ν est aussi celle de l'onde qui transporte la particule. On se heure alors à la difficulté suivante : l'égalité des deux fréquences de l'onde et de la particule doit être vraie dans tous les systèmes galiléens et cependant la fréquence d'une onde et celle d'une horloge ne se transforment pas de la même façon quand on change le système galiléen. En réfléchissant à cette difficulté je suis arrivé à la conclusion essentielle suivante : pour que la particule en mouvement reste en phase avec l'onde qui la porte, il est nécessaire qu'elle glise dans l'onde avec une vitesse v différente de la vitesse de phase V de l'onde et telle que $vV = C^2$. Cela m'amenait, en considérant toujours le cas d'une onde pratiquement monochromatique plane, aux deux formules $W = h\nu$ et $p = \frac{h}{\lambda}$, p étant la quantité de mouvement de la particule et λ la longueur d'onde de l'onde. La première de ces formules était déjà bien connue, mais la seconde était entièrement nouvelle. De plus, je démontrais que la vitesse v de la particule était égale à la vitesse de groupe ou vitesse de l'énergie, ce qui était très satisfaisant.

A l'approximation de l'optique géométrique où il est classique d'assimiler les rayons à des trajectoires, on est conduit à identifier le principe de Fermat et le principe de Maupertuis et à retrouver ainsi les formules $W = h\nu$ et $p = \frac{h}{\lambda}$. Mais cette nouvelle manière d'obtenir ces formules, seule encore mentionnée aujourd'hui, est moins profonde et moins suscéptible de généralisations que la première.

Au printemps de 1926, Erwin Schrödinger publiait ses remarquables travaux qui lui permettaient d'obtenir des résultats sensationnels en partant de l'équation d'ondes non relativiste qui porte son nom. Mais l'onde ψ qu'il introduisait était une onde du type classique sans concentration locale d'énergie correspondant à l'existence des particules. Malgré le succès mérité de la théorie de Schrödinger et des très belles applications qu'on en avait faites, la disparition de toute particule localisée me troublait d'autant plus de Schrödinger, pour étudier les ensembles de particules, utilisait un espace de configuration formé, comme en Mécanique classique, par les coordonnées de particules. Or, que peuvent signifier les coordonnées de particules qui ne sont pas localisées ?

Peu satisfait de l'orientation que prenait ainsi la nouvelle Mécanique quantique, j'ai tenté, dans un article paru en Juin 1927 dans le Journal de Physique, de rappeler l'attention sur mes idées primitives et de les préciser sous la forme d'une "théorie de la double solution" en distinguant l'onde ψ continue et à caractère statistique de Schrödinger et une véritable onde physique $\underline{v}$ de très faible amplitude dont la particule constituerait une sorte de région singulière très localisée. J'étais ainsi amené à introduire la notion toute nouvelle de potentiel quantique dans le cas d'une onde $\underline{v}$ à amplitude variable.

J'ai plus d'une fois exposé ce qui s'était passé au Conseil Solvay d'octobre 1927 où les jeunes théoriciens de l'Ecole de Copenhague groupés autour de Niels Bohr et de Max Born finirent par l'emporter malgré l'opposition d'Einstein et de Lorentz.

C'est peu après, en octobre 1928, que je fus chargé d'enseignement à la Faculté des Sciences de Paris et, en octobre 1929, je recevais le prix Nobel de Physique. Dès lors, ayant à assurer les nombreuses obligations d'une haute situation universitaire et l'assez lourd fardeau d'une réputation internationale, je me suis peu à peu résigné à enseigner la Mécanique quantique telle qu'elle résultait des travaux de ses fondateurs et des conceptions de l'Ecole de Copenhague. Je crois cependant pouvoir dire que mes enseignements et mes travaux ont toujours conservé des aspects assez concrets et assez proches des réalités expérimentales.

A partir de 1947, et notamment dans un article que j'ai publié à cette époque dans les Cahiers de Physique sur la Thermodynamique relativiste, on peut apercevoir chez moi une tendance à revenir à mes idées primitives et à soumettre dans mes cours à une nouvelle critique les idées de Bohr et de son école. A partir de 1952-53, après la publication d'articles où M. David Bohm se rapprochait de mes idées anciennes, je reprends l'étude de la théorie de la double solution.

Mais, très vite, je m'aperçois alors que, pour rétablir l'accord entre ma théorie et les prévisions statistiques certainement exactes de la Mécanique quantique, il était nécessaire d'introduire dans la théorie de la double solution un élément aléatoire qui n'existait pas dans sa forme primitive. C'est pourquoi, m'inspirant alors un travail récent de MM. Bohm et Vigier, j'ai admis l'existence d'un milieu caché, le milieu subquantique, jouant le rôle d'un "thermostat caché". J'ai été ainsi amené à développer une théorie plus complète où pour la particule, au mouvement de guidage que lui impose la propagation de son onde, se superpose un mouvement aléatoire dû à des changements brusques de son énergie interne de masse par suite d'échanges de chaleur avec le thermostat caché. En d'autres termes, l'énergie interne $m_0c^2 \sqrt{1-\beta^2}$ que ma théorie attribue à la particule en mouvement serait en réalité de la chaleur contenue dans cette particule et variant constamment d'une façon aléatoire par suite des échanges de chaleur entre la particule et le thermostat caché. Cette hypothèse entraîne nécessairement la conséquence que la transformation relativiste de la chaleur doit être $Q = Q_0\sqrt{1-\beta^2}$. Or, cette formule de transformation est bien celle que l'on admet depuis longtemps à la suite des travaux de Plank et de Laue (1907). Ceci paraissait donc très satisfaisant.

Aussi ai-je été très ému quand j'ai appris que des Physiciens théoriciens qualifiés avaient mis en doute la formule de Planck-Laue et affirmaient que la véritable formule relativiste de transformation de la chaleur était $Q = \dfrac{Q_0}{\sqrt{1-\beta^2}}$. J'ai perdu un peu de temps à examiner cette question difficile un peu extérieure à mon plan de travail. Je suis arrivé à la conclusion que la formule de Planck-Laue est bien exacte et j'ai consacré en 1968 un article dans les Annales de l'Institut Henri Poincaré à cette question. Elle a d'ailleurs été examinée d'une façon approfondie par MM. Guessous et Brotas dans leurs thèses de Doctorat et M. Georges Lochak en a fait un exposé d'ensemble dans le livre consacré à mon 80ème anniversaire. Cette question me paraît aujourd'hui réglée.

En résumé, mes recherches de ces dix dernières années m'ont conduit à attribuer aux particules de la Microphysique une Dynamique à masse propre variable qui est différente de l'ancienne Dynamique relativiste et dont l'étude approfondie est d'un très grand intérêt. Indépendamment des perturbations subquantiques, elle résulte de l'incorporation dans la masse propre, non seulement du potentiel quantique comme cela résulte de la théorie du guidage, mais aussi sans doute de la répartition entre toutes les particules d'un système de toutes les interactions comme Léon Brillouin l'avait suggéré dans son dernier livre "Relativity reexamined". J'ai repris et précisé cette idée dans une Note aux Comptes Rendus du 18 Décembre 1972.

Le développement de cette Dynamique relativiste à masse propre variable et de ses diverses extensions me paraît être un sujet d'études très important sur lequel il y aurait beaucoup de travaux à effectuer.

Un sujet dont l'étude est extrêmement importante pour le développement de la Mécanique ondulatoire telle que je la conçois, c'est l'approfondissement des idées qui sont à la base de ma Thermodynamique cachée des particules. Sans doute, il serait intéressant de chercher à préciser la nature de ce thermostat caché que constitue le milieu subquantique. Mais c'est là une question très difficile et je crois qu'il vaut mieux pour l'instant ne pas l'aborder.

Plus aisée et sans doute pour l'instant plus fructueuse est l'étude approfondie de la Thermodynamique cachée des particules dont j'ai esquissé les grandes lignes. Ne voulant pas aujourd'hui développer les formules de cette théorie que vous trouverez dans plusieurs de mes travaux récents, je me contenterai d'en donner une vue d'ensemble.

En Thermodynamique classique, on introduit pour énoncer le second principe de cette science la grandeur "Entropie" dont la signification physique restait si obscure que Henri Poincaré la qualifiait de "prodigieusement abstraite". C'est Boltzmann qui, en développant les idées de la Thermodynamique statistique, nous a donné le véritable sens de cette grandeur en montrant que l'entropie S de l'état d'un corps est reliée à la probabilité P de cet état par la célèbre formule :

$$S = k \log P$$

Dans son ancien livre sur la théorie cinétique des gaz, le physicien anglais Jeans a écrit que l'interprétation de l'entropie par la formule de Boltzmann jette un flot de lumière (a flow of light) sur la véritable nature de cette grandeur jusque là si mystérieuse.

Or, en Mécanique analytique, il existe un principe qui est en quelque sorte la clef de voûte de cette science. C'est le principe de moindre Action de Hamilton qui généralise celui de Maupertuis. Mais ce principe a, comme la notion d'entropie en Thermodynamique classique, une signification assez mystérieuse. Or, mes travaux sur la Thermodynamique cachée des particules m'ont conduit à affirmer que la véritable signification du principe de Hamilton est la suivante : "le mouvement classique d'un corps est celui qui possède la plus grande probabilité thermodynamique dans les conditions auxquelles il est soumis". Je pense que cette conception de la nature profonde du principe de Hamilton jette un flot de lumière sur son véritable sens, analogue à celui que jette la formule de Boltzmann sur la signification de l'entropie.

On pourrait peut-être aller jusqu'à dire : "Quand Boltzmann et ses continuateurs ont développé leur interprétation statistique de la Thermodynamique, on a pu considérer la Thermodynamique comme une branche compliquée de la Mécanique. Mais, avec mes idées actuelles, c'est plutôt la Dynamique qui apparaît comme une branche particulière de la Thermodynamique".

Ajoutons encore une intéressante remarque. A un certain moment du développement des théories quantiques, entre 1910 et 1925 environ, divers auteurs ont remarqué que, quand un système quantifié évolue très lentement, une certaine intégrale d'action reste constante. Reprenant une expression employée longtemps auparavant par Boltzmann dans un problème de thermodynamique, ils ont dit qu'il y avait alors "invariance adiabatique". Mais l'on a pu appliquer cette idée à des systèmes mécaniques très simples. Vers 1922, Léon Brillouin en avait donné un exemple particulièrement frappant en considérant un pendule simple dont le fil de suspension a une longueur très lentement variable. Mais l'introduction du terme "adiabatique", qui désigne l'absence d'échange de chaleur, paraît fort surprenant quand on l'applique à des systèmes mécaniques aussi simples qui ne paraissent comporter aucun aspect thermodynamique. Il en est autrement si l'on admet que dans tout phénomène mécanique il y a un aspect thermodynamique caché. Dans un travail récent non encore publié (1), j'ai montré que ma Thermodynamique cachée permet de justifier l'emploi du terme "adiabatique" dans le cas de tous les mouvements très lents auxquels on l'a appliqué.

Passons maintenant à des problèmes concernant la lumière. Je rappellerai d'abord que dans ma Thèse de Doctorat, afin d'incorporer le cas des photons dans la théorie générale des particules, j'avais admis, contrairement à l'opinion courante, que la masse propre du photon n'est pas rigoureusement nulle, mais qu'elle est seulement extrêmement petite, certainement inférieure à 10^{-45} gramme. J'ai toujours ensuite maintenu cette hypothèse dans tous les nombreux travaux que j'ai faits sur les ondes électromagnétiques. Tous ceux qui ont étudié ces problèmes avec moi, comme récemment M. Vassalo-Pereira, savent que l'on peut compléter ainsi d'une façon très intéressante les équations classiques de Maxwell. Cela permet notamment d'attribuer un sens physique aux potentiels électromagnétiques, contrairement à l'hypothèse que l'on admet arbitrairement sous le nom d'invariance de jauge.

(1) A paraître aux Annales de la Fondation Louis de Broglie.

Des expériences récentes semblent bien prouver la valeur non nulle de la masse du photon et la réalité physique des potentiels électromagnétiques. Mais je ne puis pas insister sur ces questions et je veux maintenant parler des problèmes relatifs au passage de la lumière dans les milieux réfringents et absorbants.

Le passage de la lumière à travers un milieu réfringent est un problème qui avait attiré mon attention il y a bien longtemps puisque je l'avais abordé en 1925 dans une Note aux Comptes Rendus intitulée "Sur la Dynamique du point matériel et l'Optique géométrique". Je m'était alors aperçu que le mouvement d'un photon dans un milieu réfringent d'indice $n > 1$ soulevait des difficultés parce qu'alors la formule $p = \frac{h}{\lambda}$ ne peut plus être exacte et que l'on n'a plus la relation $vV = c^2$ entre la vitesse $\underline{v}$ du photon et la vitesse de phase V de l'onde. A la fin de ma Note, j'avais signalé que, pour éviter ces difficultés, il fallait admettre que le milieu réfringent exerce sur le photon une action représentée par un potentiel dont je donnais l'expression et que l'on pourrait appeler le "potentiel d'environnement".

J'ai entrepris une étude plus approfondie de cette question dans un article du Journal de Physique en 1967 et dans un exposé paru dans les Annales de l'Institut Henri Poincaré en automne 1973. Cette théorie entraîne que le potentiel exercé par le milieu réfringent sur le photon s'ajoute à sa masse propre dans l'expression de l'énergie, mais pas de celle de la quantité de mouvement. Cette différence s'explique par le fait que le milieu réfringent supposé immobile dans son ensemble ne participe pas au transport de l'énergie par le photon et par suite ne peut pas intervenir dans l'expression de la quantité de mouvement qui représente le flux de l'énergie. Dans les deux articles que j'ai consacrés à cette question, j'ai indiqué que des idées analogues pourraient peut-être être introduites dans la théorie des semi-conducteurs. Il est également possible que l'on puisse comprendre la véritable nature de ce que l'on nomme les "phonons" en les considérant comme des photons transportés par des ondes électromagnétiques de fréquence acoustique se propageant dans des conditions particulières. Les objections que l'on fait souvent à une telle interprétation ne me paraissent pas très probantes. Il y a là une série de problèmes d'un grand intérêt.

Il y aurait lieu d'étendre l'étude des milieux réfringents à des cas plus généraux que ceux dont je viens de parler, par exemple en examinant le cas des milieux à indice variable dans l'espace ou même au cours du temps. D'une façon tout à fait générale, il faudrait reprendre l'étude de *tous* les phénomènes si nombreux et si bien étudiés de l'optique classique en introduisant systématiquement en théorie ondulatoire la notion de photon. Il y aurait là la matière d'un grand nombre de travaux.

Je tiens aussi à souligner qu'il faudrait alors renoncer à certaines simplifications un peu trompeuses couramment introduites en Optique classique. Je pense notamment à celle qui consiste à considérer l'entrée de la lumière dans un corps matériel comme s'effectuant à travers une surface géométrique d'épaisseur nulle sur laquelle on raccorde les champs intérieurs et extérieurs. En réalité, le passage des champs extérieurs aux champs intérieurs s'opère progressivement dans une couche superficielle très mince et l'analyse exacte de ce qui se passe dans cette couche pourrait avoir dans certains cas une très grande importance.

Passons maintenant au cas du passage de la lumière à travers un milieu absorbant et adoptons d'abord le point de vue de l'optique classique en considérant un train d'ondes presque monochromatique traversant un écran absorbant d'épaisseur e. L'intensité de l'onde, initialement égale au carré α_0^2 de son amplitude, est à la sortie de l'écran réduite à $\alpha_0^2 e^{-\gamma e}$ où γ est le coefficient d'absorption de l'écran.

Passons au point de vue de la théorie de la double solution. L'onde *v* est alors entièrement assimilable à une onde lumineuse classique de très faible amplitude α_0 et son intensité après son passage à travers l'écran sera $\alpha_0^2 e^{-\gamma e}$. Je nommerai cette absorption de l'onde *v* la "microabsorption". Elle est la même quel que soit le nombre des photons qu'elle transporte, du moins nous l'admettrons. Si initialement l'onde *v* transportait un grand nombre N_0 de photons, le nombre de ceux-ci qui sortent de l'écran est en *moyenne* égal à $N_0 e^{-\gamma e}$ car ces photons peuvent être considérés comme des *échantillons* d'une onde d'amplitude A >> a. J'appellerai cette absorption des photons, c'est-à-dire de l'énergie, la "macroabsorption".

Mais, et ceci est essentiel, cette correspondance ne se maintient pas si l'onde *v* ne porte que quelques photons et, à plus forte raison, si elle n'en porte qu'un seul. On voit alors que chaque photon, étant ou n'étant pas absorbé, la macroabsorption devient un phénomène de tout ou rien qui n'est aucunement représentable par la loi statistique en $e^{-\gamma e}$ tandis que la microabsorption est toujours représentée par cette exponentielle.

Cette remarque est extrêmement importante car elle montre que, si dans le cas d'un très grand nombre de photons, la représentation de l'absorption de l'énergie par la théorie électromagnétique classique est globalement exacte, elle ne l'est plus du tout pour des trains d'ondes portant un seul photon. Il doit donc être possible de trouver des phénomènes comportant l'absorption de photons, apportés isolément par des trains d'ondes électromagnétiques, qui ne soient aucunement représentables pour l'image fournie par l'onde maxwellienne.

C'est ce qui m'a amené à penser qu'il y aurait lieu de répéter les expériences d'apodisation bien connues de tous les spécialistes de l'Optique en employant une lumière de très faible intensité de façon que les photons arrivent sur la lame apodisante apportés successivement un par un sur des trains d'ondes isolés. Si chaque photon qui traverse l'écran vient former l'image apodisée, c'est que la microabsorption de l'onde aura modifié son mouvement de guidage. Ainsi serait prouvée, par une expérience qui n'a pas, je crois, été jusqu'ici tentée, que le mouvement du photon est déterminé par la propagation d'une onde électromagnétique très faible.

Un sujet particulièrement intéressant à examiner est celui de l'application de mes idées à l'étude des processus dont les systèmes atomiques sont le siège.

Un premier problème que l'on pourrait étudier est celui des trajectoires de guidage correspondant aux états stationnaires d'un état quantifié. Dans mon livre de 1956 où je reprenais l'étude de la théorie de la double solution, j'avais étudié le cas simple des trajectoires d'un électron dans un atome d'hydrogène. Ces trajectoires ne coïncident pas avec celles prévues par Bohr dans sa théorie primitive qui étaient des cercles ou des ellipses du type képlérien décrits autour du noyau. En effet, les trajectoires de guidage sont alors l'ensemble des cercles de rayons différents ayant leurs centres sur un même axe passant par le noyau. L'équilibre de l'électron sur sa trajectoire circulaire résulte alors de l'action simultanée du potentiel coulombien émanant du noyau et du potentiel quantique introduit par la théorie du guidage. On pourrait étudier des problèmes de guidage plus compliqués relatifs aux mouvements des électrons dans diverses sortes d'atomes ou molécules, mais ce travail serait difficile et probablement sans grand intérêt.

Beaucoup plus importante est l'étude des transitions quantiques en général et spécialement de l'émission et de l'absorption des rayonnements par les atomes ou molécules. Certains de ces problèmes font l'objet de belles recherches de M. Lochak et de ses collaborateurs. Je me bornerai ici à résumer quelques unes des idées générales que j'ai développées dans un article récent, non encore publié, intitulé "Processus forts et état stationnaires".

Mon point de départ a été une idée très profonde énoncée par Einstein dans l'article qu'il avait écrit comme introduction pour le livre de mon 60ᵉ anniversaire. Il avait remarqué qu'en Mécanique quantique usuelle l'on envisage des processus continus obéissant aux équations d'onde de Schrödinger ou à ses généralisations, mais qu'on y introduit aussi de brusques discontinuités correspondant à des échanges d'énergie entre particules. Einstein en déduisait qu'il se produit alors quelque chose de très important, impossible à décrire par le formalisme usuel et cela parce que ce formalisme, ignorant la localisation des particules, ne peut pas tenir compte de leur structure et de la possibilité de "chocs" qui auraient lieu entre elles.

En théorie de la double solution, cette difficulté me semble levée car, si une particule localisée se trouve à un certain moment entrer en contact avec une autre particule localisée, un processus très rapide, que les équations de propagation ne permettent pas de décrire, va se produire qui détachera chaque particule de son onde $\underline{v}$ primitive pour l'attacher à l'une des composantes de cette onde avec rupture des relations de phase et conservation globale de l'énergie et de la quantité de mouvement. C'est là ce que j'ai appelé un "processus fort" par opposition au "processus faible" décrit par la propagation des ondes.

Naturellement l'émission ou l'absorption d'un photon par un atome doit rentrer dans ce schéma. Mais il faut alors admettre que, dans le processus de l'émission, un électron atomique, qui se trouve initialement en contact avec un photon annihilé d'énergie nulle (sans doute caché dans le milieu subquantique), lui cède par un processus brusque une certaine quantité d'énergie tandis que le processus de l'absorption est exactement l'inverse.

J'ai développé de diverses façons les idées précédentes et je les ai appliquées à la théorie de la largeur naturelle des raies spectrales. Dans la façon dont on présente généralement cette théorie, la largeur d'une raie spectrale dépendrait non seulement de la transition qui l'a engendrée, mais aussi de toutes les transitions qui étaient possibles, mais qui ne se sont pas produites. Une telle interprétation me paraît impossible à admettre car un phénomène ne peut pas dépendre d'autres phénomènes qui étaient possibles, mais qui ne se sont pas produits. Je crois avoir pu montrer qu'en réalité la largeur spectrale d'une raie émise lors d'une transition quantique n'est pas due à la possibilité de transitions qui ne se sont pas produites, mais qu'elle résulte de processus faibles du type $\underline{v}$ qui ont précédé la transition quantique.

Dans l'article que j'ai cité, j'ai étudié aussi d'autres questions dont je ne parlerai pas ici. Je pense que les divers problèmes que j'ai effleurés dans cet article pourraient faire l'objet de recherches assez difficiles, mais très intéressantes.

Une autre question importante est celle des ensembles de particules en interaction. Dans ses travaux de 1926, Schrödinger avait introduit, pour traiter ce problème, l'espace de configuration correspondant à l'ensemble des particules envisagées et il avait ainsi obtenu des prévisions précises qui ont été ensuite étendues et bien vérifiées. Mais, dès l'apparition des travaux de Schrödinger, j'avais remarqué qu'avec les conceptions de cet auteur, l'emploi de l'espace de configuration, tout à fait normal en Mécanique classique où les points matériels sont localisés, devient paradoxal. Comment, en effet, construire un espace de configuration avec les coordonnées de particules qui ne sont pas localisées ?

Au contraire, en théorie de la double solution où l'on admet la localisation des particules dans l'espace, l'introduction d'un espace de configuration pour un ensemble de particules ne soulève pas de difficulté, mais il faut alors retrouver à l'aide de cet espace fictif, l'ensemble des conclusions exactes de la Mécanique quantique et, en particulier, justifier dans cet espace la symétrisation de la fonction d'onde pour un ensemble de bosons et l'antisymétrisation de la fonction d'onde pour un ensemble de fermions. M. Andrade e Silva, qui commençait alors à travailler avec moi, a étudié cette question avec beaucoup de soin et en a tiré le sujet de sa belle Thèse de Doctorat soutenue en 1960.

Dans le dernier chapitre de mon récent livre "la réinterprétation de la Mécanique Ondulatoire" paru en 1971, j'ai résumé d'une façon qui me paraît en donner une vue générale très claire, l'ensemble de cette question. Mais il y a certainement bien des points de détail à étudier en ce qui concerne ce difficile problème.

Disons maintenant quelques mots des relations d'incertitude. Soit un train d'ondes formé par la superposition d'ondes monochromatiques dont la i^e se propage dans la direction d'un vecteur n_i avec la longueur d'onde λ_i. Dans un système d'axes rectangulaires, ce train d'ondes a des dimensions δx, δy, δz. Comme je l'ai bien souvent fait remarquer, c'est le train d'ondes, et non pas chacune de ses composantes monochromatiques qui a une réalité physique. Les composantes n'existent que dans l'esprit du théoricien.

Dans ma théorie qui localise la particule, δx, δy, δz sont les incertitudes sur la position de la particule, position qui existe, mais que nous ignorons. De plus, quand la particule occupe la position x, y, z, sa quantité de mouvement est $\vec{p} = - \vec{\text{grad}}\ \phi$, où ϕ est au facteur $\frac{1}{h}$ près la phase de l'onde en ce point. Position et quantité de mouvement sont donc supposées avoir des valeurs bien définies, mais que nous ignorons.

Pour nos adversaires au contraire, δx, δy, δz sont les incertitudes sur la position de la particule, position qui n'a pas à chaque instant une valeur bien déterminée tandis que la quantité de mouvement $\vec{p}$ a l'une quelconque des valeurs $\vec{n}_i \frac{h}{\lambda}$ qui correspondent aux différentes composantes monochromatiques. On démontre alors les relations d'incertitude :

$$\delta x.\delta p_x \gtrsim h \qquad \delta y.\delta p_y \gtrsim h \qquad \delta z.\delta p_z \gtrsim h$$

Mais pour moi, comme je l'ai dit, les composantes monochromatiques de l'onde n'ont pas d'existence réelle et il n'est pas permis d'appliquer aux diverses composantes de l'onde la formule $p = \frac{h}{\lambda}$ qui n'a été démontrée que pour une onde plane monochromatique. Les incertitudes qui figurent dans les relations d'incertitude ne se rapportent donc pas à un même état de mouvement de la particule et on ne peut nullement en conclure qu'il est impossible de lui attribuer à chaque instant une position et une quantité de mouvement inconnues, mais bien définies.

Dans des recherches que je n'ai pas publiées, j'ai vérifié les idées précédentes dans un certain nombre de cas particuliers. Je ne parlerai ici que du fameux argument connu sous le nom de "microscope d'Heisenberg" dont je veux montrer le caractère fallacieux.

Heisenberg considérait un électron qui, en traversant le porte-objet d'un microscope dans le sens de son axe, subit un choc Compton avec un photon. Ce photon, ainsi mis en mouvement, entrera dans le microscope si son angle de déviation est inférieur à la demi-ouverture du microscope. Heisenberg suppose alors que ce photon, parvenu à l'endroit où le microscope donne une image du porte-objet, fournit ainsi une image de l'électron qu'il a rencontré. Puis il applique à cette image la formule bien connue qui donne le pouvoir séparateur du microscope et, par des calculs que je ne reproduis pas, il en déduit la formule $\delta x . \delta p_x \gtrsim h$, $\underline{x}$ étant une variable comptée dans le plan du porte-objet.

J'ai reproduit ce raisonnement dans mes cours d'autrefois, mais je pense maintenant qu'il repose sur des idées contradictoires. En effet, le choc Compton ne fait intervenir qu'un seul photon, tandis que la théorie du pouvoir séparateur d'un microscope se déduit de l'Optique classique et n'est par suite applicable qu'à une onde transportant de nombreux photons. Elle n'est donc pas valable dans le cas d'un seul photon et le raisonnement d'Heisenberg apparaît comme résultant d'un mélange d'images inconciliables.

En résumé, l'interprétation de la Mécanique Ondulatoire que je propose repose essentiellement sur une comparaison entre la dynamique des particules et la propagation des ondes. Pour la développer, il est donc essentiel de bien connaître d'une part les principes généraux de la dynamique du point matériel sous sa forme classique et sous sa forme relativiste comportant une connaissance approfondie du principe de moindre Action et d'autre part les principes généraux de la propagation des ondes à l'approximation de l'optique géométrique et dans les cas plus généraux. Toute étude sérieuse de la coëxistence des ondes et des particules doit reposer sur ces idées de base que j'ai résumées dans plusieurs de mes livres, même quand je n'avais pas repris mes idées primitives.

Mais il est temps de conclure. A partir de 1950, de nouvelles réflexions m'ont conduit à revenir à mes idées primitives et à chercher à les perfectionner. Je n'ai pu d'abord que progresser assez lentement et c'est seulement en 1962 que ma retraite universitaire m'a permis de me consacrer plus complètement aux idées auxquelles j'étais revenu. Mais, déjà âgé et ayant conservé quelques obligations, je n'ai pu faire que des efforts limités. Il en est résulté que je n'ai pu que projeter quelques jets de lumière à travers l'obscurité qui plane sur la Physique quantique. C'est à ceux qui, aux côtés de M. Lochak, vont travailler dans la Fondation dont nous inaugurons aujourd'hui l'activité qu'il appartiendra d'étudier, de perfectionner et probablement sur certains points de rectifier les idées nouvelles que j'ai tenté de semer. Mais, bien entendu, tant que cela me sera possible, je suis prêt à aider dans leur travail ceux qui voudront me consulter.