

Einstein, de Broglie, Heisenberg et l'essentiel quantique ¹

ANDRÉ AVRAMESCO

email: a.avramesco@laposte.net

*N'est-il pas honteux pour un physicien, c'est-à-dire
pour un observateur et investigateur de la nature, de
s'en aller quérir attestation de vérité auprès d'esprits
abreuvés de coutume ?*

Cicéron, De natura deorum, I, XXX

Note de la Rédaction. *Notre ami, André Avramesco, est décédé peu de temps après avoir envoyé aux Annales de la Fondation Louis de Broglie l'article que l'on trouvera ci-après.*

Nous connaissions André Avramesco de longue date et nous avons toujours apprécié les idées personnelles et originales qu'il se faisait de la Physique suscitant des débats avec nos lecteurs.

La direction des Annales regrette la perte de ce collaborateur et ami et présente ses sincères condoléances à sa famille, et en particulier à sa fille.

RÉSUMÉ. Le travail d'Einstein en 1924-25 sur la théorie cinétique quantique des gaz constitue peut-être sa plus importante contribution à la théorie des quanta : on montre que son résultat fondamental sur la condition de condensat est équivalent à la relation "d'incertitude" de Heisenberg. Cette équivalence est reliée à l'interprétation des chocs moléculaires en termes de graphes d'événements, que trois types d'expérimentations doivent permettre de tester.

1. Certains membres du comité de rédaction ont émis des réserves au sujet de cet article, mais conformément à sa politique de liberté d'expression la rédaction a décidé de le publier tel quel accompagné d'une annexe donnant son point de vue.

ABSTRACT. Einstein's 1924-25 work on the quantum kinetic theory of gases is perhaps his most important contribution to quantum theory : his fundamental result on the condensate condition is shown to be equivalent to Heisenberg's "uncertainty" relation. This equivalence is connected with the interpretation of molecule collisions in terms of graphs of events, that ought to be tested by three types of experimentations.

Dans l'étendue de l'œuvre d'Einstein, la part concernant les quanta est loin d'avoir reçu une attention aussi générale que les accomplissements relativistes. C'est fort injuste — et cela tient assez largement à certaine volonté d'enterrer, de ne pas citer, d'éviter de mentionner, un monument scientifique tout à fait opposé à des exploitations et préjugés idéologiques, religieux et évidemment politiques empressés à détourner les techniques au service des privilèges établis.

Il demeure que c'est un extraordinaire itinéraire, qui va de l'explication de l'effet photoélectrique par un seuil d'énergie minimale (en la "fabuleuse année" 1905) aux trois communications sur le gaz parfait et à la notion de condensat à partir de la première statistique d'indiscernabilité (1924-25). Il est naturel de penser que cette gerbe finale de précisions physiques contient davantage que ce que leur auteur même y a distingué tout de suite, et c'est en effet ce que montre le résultat central (§ 1) présenté ici. A partir de là, en s'appuyant sur la volonté de simplification d'Einstein, on peut étudier des problèmes où par exemple les questions d'interactions complexes et notamment les champs n'interviennent pas et remarquer (§ 2) l'identité de fond des relations d'Heisenberg et de la condition de dégénérescence en condensat. Ce rapprochement, dans l'idée de la non-séparabilité quantique, va bien avec la description floue ondulatoire, mais celle-ci restitue difficilement le "phénomène individuel" du choc. Sur ce point, les schémas en graphes au contraire (§ 3) conduisent à approfondir l'interprétation, car ils ont au moins l'avantage de proposer, par les coïncidences de sommets, une façon de détailler (§ 4) ce que laissent dans l'ombre les seules lois de conservation. Il est vrai que cela ne dit rien des essentielles interférences, alors que celles-ci sont simplement et très précisément rendues dans les termes de fonctions harmoniques. Il faut donc proposer des principes d'expérimentation qui permettent de cerner au moins la part de vérité qu'atteignent les images en points et traits (§ 5).

1. Résultat central

Il y a trois communications d'Einstein sur le gaz parfait en 1924-5 aux *Sitzungsberichte der Preussische Akademie der Wissenschaften, Phys. Math. Klasse*. Nous mentionnerons ici les deux premières intitulées *Quantentheorie des einatomigen idealen Gases*

– celle datée de 1924, pp. 261-7

– et celle datée de 1925, pp. 3-14 (en réalité de décembre 1924, mais publiée seulement en février de l'année suivante).

Une équation y joue un rôle central et se retrouve dans les recherches qui ont (lentement) suivi expérimentalement sur le "condensat de Bose-Einstein". Elle exprime le nombre maximum de molécules dans un volume V du gaz et l'auteur en donne différentes formes (notamment numéro 18b p. 266 du texte de 1924), mais la plus "lissée", et la plus utile au moins ici porte le numéro 24 (p. 3 dans le texte daté de 1925), c'est

$$n_{\max} = [(2\pi m\chi T)^{1/2} / h]^3 \cdot V \cdot \zeta(3/2)$$

où $n_{\max}$ est le nombre maximum de molécules présentes dans le volume V , m la masse de l'une d'elles, χ la constante de Boltzmann, T la température, h la constante de Planck et ζ la fonction de Riemann.

La démonstration d'Einstein part de l'espace des phases classique, où les coordonnées spatiales et les impulsions sont considérées comme des variables indépendantes, ce qui n'est évidemment pas compatible avec les conditions de Heisenberg même en dehors des exigences relativistes, et le résultat en est d'autant plus surprenant. Car si on élague cette formule de tous coefficients dus à un cadre de calcul dont on vient de rappeler les insuffisances, son interprétation peut être poursuivie en remarquant d'abord que $m\chi T$, toujours sans s'occuper de coefficients, se récrit

$$m \cdot mu^2 = m^2 u^2$$

où u est la vitesse moyenne d'une molécule au sens de la distribution de Maxwell-Boltzmann, ce qui donne dans la formule ci-dessus

$$(m\chi T)^{1/2} = mu \ .$$

En posant alors

$$(\Delta x_{\min})^3 = V / n_{\max}$$

(c'est-à-dire que $\Delta x_{\min}$ est l'arête du cube minimal exigé pour une molécule) on obtient, $\langle p \rangle$ désignant la moyenne de norme de l'impulsion d'une molécule,

$$\Delta x_{\min} = h / mu = h / \langle p \rangle \quad (1) .$$

Autrement dit

*$\Delta x_{\min}$ vaut la longueur de de Broglie associée,
dans ce gaz et à cette température,
à "la" vitesse (dominante) d'une molécule.*

(Le lecteur pourra vérifier que les coefficients négligés, surtout au niveau de l'expression de $\Delta x_{\min}$ et du dégagement d'un ordre de grandeur, ne changent véritablement rien à l'allure de ce résultat.)

Ainsi, dans les hypothèses même en partie classiques de la théorie cinétique, la quintessence quantique (la non-séparabilité, l'indiscernabilité de Bose) se manifeste par l'exigence d'une sorte d'espace vital pour chaque molécule, et c'est ce que mettra plus complètement en forme Heisenberg comme on va voir.

2. Premiers approfondissements

Le lecteur aura déjà saisi que le présent travail s'attache à ce qu'il y a de plus antagonique aux publications contemporaines : une reméditation. On va en effet revenir à quelques-uns des éléments les plus rebattus des départs de physique quantique, pour montrer comment ils méritent d'être revisités.

Il est d'abord remarquable qu'à peine quelques paragraphes plus loin dans cette même communication, Einstein cite longuement (et élogieusement) de Broglie et sa formule fondamentale sans cependant poursuivre le rapprochement qui donne (1). Il est ensuite notable que le rôle de la température, si liée aux expériences de condensats, soit largement gommé dans cette équation.

Mais l'interprétation peut être poursuivie dans une tout autre voie qu'historique ou directement expérimentale. Tout d'abord, et on y insistera, on se restreindra presque toujours à l'examen de problèmes à une seule dimension d'espace : nul ne s'oppose à la considération de l'équation de Schrödinger dans cette géométrie et, qui plus est, sans potentiel, quand il s'agit de dégager des traits importants de la description physique — on verra ci-dessous à quel point la réflexion sur ces thèmes

permet d'insister sur l'effacement du phénomène essentiel de choc par l'enveloppe trop purement ondulatoire —. Certes il est bien clair que l'image de gaz parfait unidimensionnel ne peut être directement imitée expérimentalement : mais on peut espérer que des propagations de certaines caractéristiques sur une ligne d'un réseau cristallin permettront de se rapprocher du schéma ultra-simplifié auquel on va se tenir.

Ceci posé, il est devenu commun, notamment en pédagogie de physique quantique, de dégrossir des allures à partir des relations d'indétermination, au point qu'on évalue par exemple "la" vitesse d'un électron autour d'un noyau atomique d'après "le" rayon attaché à son orbitale. Cela revient à identifier la valeur moyenne $\langle |p| \rangle$ de $|p|$, et Δp . Il faut donc délimiter le domaine et la signification de cette approche qualitative et pour cela, on peut d'abord considérer le cas où (toujours à une dimension) l'impulsion n'a que deux valeurs, de signe opposé et de même valeur absolue, avec la même probabilité $1/2$: on a alors l'égalité rigoureuse de $\langle |p| \rangle$ et Δp . Mais en fait, l'examen de bien d'autres lois plus élaborées et fort physiques de distribution de probabilité de p ne modifie guère l'ordre de grandeur en cause.

Au contraire, tout change si au lieu de considérer un électron lié, dans une structure stable comme un atome, on l'étudie libre dans son évolution spatiale. Le cas le plus net est celui d'électrons pratiquement monocinétiques où l'impulsion p (donc la longueur de de Broglie associée) est presque fixée, p ayant "une" valeur (relativement) élevée, tandis que Δp est rendu aussi négligeable que possible : or c'est là le principe même de la microscopie électronique.

Il n'est donc pas question de nier des limitations aux cas où on peut confondre $\langle |p| \rangle$ et Δp , mais il demeure bien intéressant de reprendre l'équation (1) en effectuant ce remplacement. On voit alors, le premier membre étant un Δx minimum, qu'on a en réalité affaire à une inégalité,

qui est celle même d'Heisenberg.

La clarification d'Heisenberg apparaît ainsi comme une remarquable extension des analyses einsteiniennes, mais aussi peut-être comme un réajustement tout aussi important : certes Einstein est parti pour ses calculs des "cellules d'action indifférenciées" de Planck en espace des phases, mais son résultat (sous la forme (1) qui nous occupe) reste attaché à des termes spatiaux, alors que Heisenberg semble plus clairement dégager l'insuffisance de ceux-ci (cf. toutefois les formes données en fin

de §3 à l'inégalité fondamentale). En tout cas il est remarquable que la non-séparabilité quantique (statistique de Bose-Einstein) contraigne à constater les difficultés de la non-localité — que ne résout nullement l'enveloppe en termes de dualité onde-corpuscule —. En ce sens, il est important de saisir sous forme unitaire, dans le condensat quantique, les deux aspects de la fusion, de la non-séparabilité :

- le premier aspect, c'est que cette fusion permet au nouveau bloc quantique d'occuper à lui seul un volume (à la limite, tout le récipient où il est enfermé) démesurément plus grand que la somme des volumes qu'on pouvait affecter à des atomes discernables : le Δx est accru dans d'immenses proportions

- le second aspect, c'est que l'éventail d'impulsions (le Δp avec son coefficient de masse) est multiplié par le nombre d'atomes qui se sont confondus en condensat.

Les deux effets ensemble font que le Δv , l'indétermination sur la vitesse, peut être au contraire très considérablement diminué : ce qui si v est faible (si la température est basse) rend la condition de Heisenberg bien plus aisément réalisable. Mais *en tout c'est bien la non-séparabilité, l'extension du bloc ou objet quantique, qui est à la source de l'un comme de l'autre aspect.*

On ne peut conclure, même très provisoirement et partiellement, cette part d'étude, sans évoquer pour le lecteur les tensions dans lesquelles Heisenberg eut à défendre sa découverte contre des influences perverses (et ses propres préjugés philosophiques). En fait plus généralement, on ne veut pas souvent voir que l'itinéraire de Heisenberg n'a cessé de le rapprocher de la ligne einsteinienne, comme il en témoigne au tout début de son *Introduction to the Unified Field Theory of Elementary Particles*. Il n'est jamais sain de détacher la physique de son histoire : c'est extraordinairement important ici.

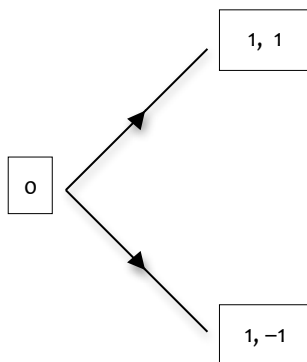
3. Rapport à la représentation en graphes

L'article paru en ces *Annales* (vol. 32, n°4, 2007, dont on reprend ici l'essentiel) a indiqué comment la représentation en graphes (*toujours d'abord à une dimension d'espace*) peut éclairer les caractéristiques d'un élément ou bloc quantique. Comme cette représentation est à la source de nouveaux développements dans les paragraphes qui suivent, on va en rappeler les traits essentiels, et indiquer à partir de là une façon de saisir Heisenberg.

Un objet ou bloc quantique de masse au repos non nulle est identifié à un flux, un programme de signaux potentiels donnant des successions d'événements. Chacun de ces événements est représenté par un sommet de graphe, l'arête ou élément de signal joignant deux sommets successifs ayant la valeur de la constante de Planck h , et la représentation de l'arête ayant pour pente $c = \pm 1$ (c célérité fondamentale de tout signal) dans un repère où l'axe des temps est horizontal et l'axe des x vertical. Dans le repère de base, l'intervalle de temps séparant deux sommets successifs est $1/\nu_0$, d'où le nombre de h par unité de temps

$$E_0 = h\nu_0$$

et chaque sommet-événement engendre à son tour deux sommets, au bout de deux arêtes inclinées de même, suivant le schéma



c'est-à-dire que

- tout sommet (0) engendre au premier stade deux autres sommets, à savoir (1, 1) et (1, -1); puis (1, 1) et (1, -1) engendrent de même respectivement [(2, 2) et (2, 0)] et [(2, 0) et (2, -2)] — on voit déjà qu'on aboutit à (2, 0) deux fois, par deux itinéraires différents : cela donne le principe de la combinatoire du développement

- pour un simple sommet initial on a donc d'une part tout un cône du futur, mais surtout d'autre part un ensemble de potentialités dont les probabilités sont très rassemblées autour de la valeur moyenne, de façon familière à ceux qui ont étudié la combinatoire de structures comme l'échiquier de Feynman et l'application de Stirling aux allures des coefficients binomiaux dans les très grands nombres.

On retrouvera plus loin l'intérêt de ce schéma, mais dans la ligne des exigences de Heisenberg quelques traits en ont ici une signification remarquable. Par exemple, puisqu'il s'agit de signaux potentiels non séparables, d'énergie $h\nu_0$ et d'impulsion $\pm h\nu_0/c$ ou $\pm h/\lambda_0$, c'est un ensemble de résultats que d'identifier le nombre de h (d'arêtes) par unité de temps à l'énergie (en moyenne des potentialités du bloc quantique), dans les conditions suivantes :

- la part du graphe associée au bloc, à l'objet quantique, et correspondant à son repère de base, à la vitesse moyenne nulle (ou au repos, ou au rapport doppler 1), obéit à la loi $E_0 = m_0 c^2 = h \nu_0$ c'est-à-dire qu'une arête nouvelle se produit à chaque addition d'un temps $1/\nu_0$ comme il a été indiqué ci-dessus ; mais on ne peut déterminer laquelle, elle est potentielle à ce stade

- mais ensuite, à chaque vitesse moyenne *potentielle* v correspond une vitesse réduite $w = v / c$ (bien entendu w de valeur absolue inférieure à 1), et pour cette valeur de w à une autre part de graphe évoluant de façon à respecter un rapport doppler

$$d = [(1 - w) / (1 + w)]^{1/2}$$

avec pour écriture de l'énergie associée à v

$$E = 1/2 \cdot (1/d + d) \cdot E_0$$

et pour celle de l'impulsion p

$$pc = 1/2 \cdot (1/d - d) \cdot E_0$$

c'est-à-dire que, parce que le bloc quantique est considéré comme constitué de signaux *potentiels non-séparables*, cela entraîne les lois de base de la relativité einsteinienne restreinte, et redonne les longueurs apparentes de de Broglie et les caractéristiques associées. Plus précisément, *conformément aux lois mêmes des signaux*, pour passer

- des éléments décrivant le cas de vitesse nulle, le repos (doppler 1)
- à une valeur w quelconque de la vitesse réduite (doppler d différent de 1) il suffit que les pavés élémentaires de la figure ci-dessus deviennent des bases de triangles, toujours rectangles, mais de côté $1/d$ pour la flèche ou arête de pente 1, de côté d pour la flèche ou arête de pente -1.

On peut enfin remarquer que la cellule élémentaire de cette figure fait voir pour l'impulsion une indétermination de l'ordre de h/λ , et pour

la situation spatiale une indétermination de l'ordre de λ , en conformité avec l'exigence *d'ouverture des potentialités* de Heisenberg.

Il est alors temps de proposer pour celle-ci une forme moins rétrécie par les héritages de coutume. La présentation en graphes comme les caractéristiques propres, intrinsèques à un objet quantique, incitent à faire apparaître la longueur de Compton de cet objet. Or en conservant la notation de vitesse réduite $w = v/c$ et en remplaçant

$$\Delta p \text{ par } (1/mc) \Delta p$$

$$\Delta x \text{ par } \Delta y = \Delta x / (h/mc)$$

et en simplifiant par h , on trouve pour l'inégalité fondamentale l'expression simple

$$\Delta w \cdot \Delta y > 1$$

qui déjà est universelle, *valable pour tout programme quantique rapporté à ses valeurs intrinsèques, et donc indépendamment de ses caractéristiques relatives comme la masse*. On peut même aller un peu plus loin tout de suite. Car ce qui compte physiquement au niveau des séquences d'évènements, ce ne sont pas des vitesses de défilement imaginaires, associées à des repères de règles rigides et horloges, mais le *bain universel de signaux*, et donc les *rapports Doppler*. Or par exemple, les vitesses affectées aux molécules dans notre atmosphère sont de l'ordre de quelques centaines de m/s, à comparer aux 3.10^8 m/s des signaux, c'est-à-dire des vitesses réduites w de l'ordre de 10^{-6} . Dans de telles conditions, le doppler

$$d = [(1 - w)/(1 + w)]^{1/2}$$

vaut simplement, à très peu près,

$$d = 1 - w$$

et l'on peut alors identifier

$$\Delta w = \Delta d$$

ce qui donne enfin à l'inégalité de Heisenberg la forme

$$\Delta d \cdot \Delta y > 1 .$$

On peut critiquer ce pas supplémentaire en raison de l'origine historique, liée au cadre galiléen et non einsteinien, des calculs et opérateurs qui

firent sourdre l'exigence d'ouverture des potentialités : les réflexions qui suivent relatives au choc (§ 4) donneront une réponse partielle à de telles critiques.

Un mot encore sur les deux formes qu'on vient de voir de l'inégalité décrivant l'exigence *d'ouverture des potentialités* : de nouveau par référence à l'approximation qui identifie $\langle |w| \rangle$ et Δw (comme celle identifiant $\langle |p| \rangle$ et Δp , discutée au § 2 ci-dessus) pour les vitesses réduites, l'ordre de w en 10^{-6} signifie qu'il y a des millions de longueurs de Compton (plus précisément : qu'il faut se figurer des millions de concaténations de cellules du type de la figure donnée au début de ce § 3) dans la zone de forte densité de potentialités de l'objet, ou plutôt programme, quantique.

4. Choc

L'enseignement actuellement orthodoxe assimile par exemple le choc à l'incidence d'une onde plane sur un centre de diffusion plus ou moins ponctuel, ce qui est un noyage *statistique* à la fois

- par refus continuiste et infinitiste de la qualité *quantique*
- et par déni de réalité du "phénomène individuel" au sens d'Einstein.

Dans le même ordre d'idées, il est grave que l'enseignement coutumier de mécanique quantique ait choisi de parler inconsidérément de "mesure", pour **refuser purement et simplement les réductions naturelles de potentialités** (souvent conceptualisées en "réductions des paquets d'onde"), alors que celles-ci sont une **part des phénomènes universels, constante et omniprésente, qui élimine des masses de potentialités devenues incompatibles avec la poursuite des programmes de développement des événements**. Une telle aberration tend à faire croire que l'absorption de photons sur la face cachée de la Lune, ou sur une planète lointaine d'une galaxie non encore repérée, attend pour se produire le regard de professeurs notamment des Etats-Unis ! La cause de l'aberration tient à

la faute antiscientifique capitale, médiévale comme hegelienne et, hélas, récurrente,

qui revient à la *dénégation de réalité sans conscience* (*idealita sunt realia ante rem* en expression de K. Lorenz) — c'est-à-dire, comme le formulait Boltzmann dans la ligne des réflexions des Lumières et contre les irréalistes à la Berkeley, *à la plus grande sottise dont soit jamais capable un cerveau humain* (*die grösste Narrheit zu sein, die je ein Menschenhirn ausgebrütet hat*).

Si l'on veut au contraire revenir à la science et aux principes de méthode et philosophie **expérimentales**, il faut saisir le plus net des lois et principes du choc, donc

– qu'ils laissent toujours place à la solution triviale de l'absence de choc (les deux objets "se traversent sans se voir") et

– la totale indifférence à la localisation (à la séquence précise réelle des réductions) : ce qui compte, c'est que les énergies internes respectives des deux blocs qui se heurtent ne soient en rien modifiées avant et après le choc.

On peut insister sur ce dernier point en imaginant deux boules dont on fait varier les rayons et la densité, en en conservant les masses respectives (la description du cas de formes cubiques oblige à des détails de guidage, mais ne présente pas de difficulté et aide par ses différences de dessin à ressentir la généralité du propos) : il est clair que le *lieu* précis, les *abscisses des centres* et les détails du choc peuvent varier autant qu'on le veut : les règles de fond, conservation d'énergie et d'impulsion, restent parfaitement indifférentes à ces annexes.

On va donc récrire les lois de conservation dans les deux cas de relativité galiléenne et einsteinienne restreinte, avec les notations les plus ordinaires et simples (*indices 1 et 2 pour les particules, et valeurs après choc dénotées par l'indice ') toujours à une dimension.*

Cas galiléen

On a, dans l'ordre pour énergie et impulsion,

$$1/2 \cdot m_1(v_1'^2 - v_1^2) = -1/2 \cdot m_2(v_2'^2 - v_2^2)$$

$$m_1(v_1' - v_1) = -m_2(v_2' - v_2)$$

et donc, par quotient de ces deux équations

$$v_1' + v_1 = v_2' + v_2$$

résultat remarquable par son indépendance des masses en cause — les analyses pour les cas-repères (m_1/m_2 tendant vers zéro ou vers l'infini, ou au contraire $m_1 = m_2$) sont de moindre intérêt.

Cas einsteinien

Cette fois

– ce ne sont plus les masses mais les énergies de repos E_1 et E_2 des deux objets se heurtant qui interviennent, et

– ce ne sont plus les vitesses qui interviennent mais les rapports Doppler ; en outre, les formes en demie somme et demie différence vues en début de §3

$$E = 1/2.(1/d + d).E_0$$

$$pc = 1/2.(1/d - d).E_0$$

incitent évidemment et fortement à écrire, non les conservations d'énergie et impulsion mêmes, mais celles des termes en Ed et E/d , ce qui donne

$$E_1(d_1' - d_1) = -E_2(d_2' - d_2)$$

$$E_1(1/d_1' - 1/d_1) = -E_2(1/d_2' - 1/d_2)$$

et donc, de nouveau par quotient de ces deux équations,

$$d_1 d_1' = d_2 d_2'$$

ou mieux :

$$d_2/d_1 = d_1'/d_2'$$

c'est-à-dire

– que le *doppler relatif du bloc 2 par rapport au bloc 1 avant le choc est le même que celui du bloc 1 par rapport au bloc 2 après le choc*

– que cela est *indépendant des énergies propres*

– qu'il y a passage des *sommes et différences* de vitesses galiléennes aux *produits et quotients* de dopplers einsteiniens.

C'est pour cette dernière raison qu'il est important de rattacher le doppler à une expression $d=e^{-a}$, et c'est la source des relations hyperboliques en $E/E_0=\cosh a$, $pc/E_0=\sinh a$, $w=\tanh a$, très commodes par exemple pour la succession de transformations de Lorentz (commutatives, puisqu'on est à une dimension), avec par exemple pour deux transformations, associées à doppler d et d' , "le doppler du produit est le produit des dopplers" ou $d.d'=e^{-(a+a')}$ et toutes les formules qui en résultent immédiatement — *sans les lourdes expressions* à $(1-w^2)^{1/2}$ et autres termes peu physiques —.

Reste l'essentiel. La zone représentative de la relative localisation d'un bloc (encore une fois, zone de l'ordre de quelques longueurs brogliennes) est d'une très grande densité en sommets (et arêtes) du graphe

correspondant. Pour chaque coïncidence potentielle, et donc alors fort réalisable, des ensembles de sommets des représentations des deux blocs, il y a choix entre la poursuite du programme déjà en cours et au contraire la répulsion, le retour en arrière de chaque bloc, suivant les lois décrites ci-dessus. Alors (toujours pour chaque coïncidence potentielle) la simple poursuite du programme en cours sans choc, la conservation à l'identique des vitesses, se noie en nouvelles coïncidences potentielles de probabilité rapidement décroissante, *tandis qu'au contraire le cas de répulsion laisse toute liberté à l'exigence d'ouverture des potentialités puisqu'elle écarte les deux blocs*. Cette exclusion mutuelle, conséquence du nécessaire éventail d'Heisenberg, fait la séquence de *réductions*, la réalité physique, le choc.

5. Pour un retour à l'expérience en physique

Il ne faut pas faire reproche aux propositions et conceptions ci-dessus d'être encore vagues, mais bien plutôt à la coutume imposée d'immerger la pensée dans le formol établi, et de tourner en rond dans le cadre spatio-temporel. Si l'on accepte enfin le retour à la science, au moins trois types d'expérimentation s'offrent pour reprendre la poursuite de la connaissance.

Premier ordre d'expérimentation

Le premier, proposé déjà dans *Fundamenta Scientiae* en 1987, repose sur la nécessité de séparer enfin clairement la **réduction** des potentialités et son **enregistrement**. On en trouvera un exposé plus complet sur la Toile à l'adresse

<http://effetsetfaits.blogspot.com/2015/07/fond-10-pour-le-retour-l'experience-en.html> mais en voici un rappel.

Dans les essais de compréhension des "phénomènes individuels" aboutissant aux effets statistiques, on peut citer pour les interférences toute une lignée qui part de Vavilov, passe par l'erreur de Dontsov et Baz, et donne aujourd'hui les images, familières à tout étudiant de ces questions, qui montrent comment les impacts successifs de photons établissent peu à peu la figure de franges. L'impossibilité de saisir des *caractéristiques non aléatoires* tient évidemment à la complexité extrême, au nombre incalculable de paramètres qui interviennent à chaque réduction, confondue avec l'annihilation du grain d'énergie. Il faut au contraire, pour réduire ce nombre de paramètres, faire s'opérer la réduction par exemple sur un monocristal de coupe très rigoureusement

soignée, à température aussi basse que possible, aussi isolé que possible — par exemple dans des conditions où les connaissances actuelles prévoient une absorption de probabilité $1/2$, c'est-à-dire pour une séquence : un ensemble de résultats du genre jeu de pile ou face. C'est justement cette séquence qu'il faut examiner pour y chercher les *caractéristiques non aléatoires*, des corrélations entre résultats parfois distants. Celles-ci ne remettront pas en cause les *fréquences relatives* connues, mais bien l'affirmation orthodoxe de "phénomène physique purement aléatoire", qui est indémontrable (on ne peut faire *tous* les tests statistiques qui fonderaient une telle affirmation) et hors physique.

Il est d'ailleurs possible que, dans les expériences de physique fine comme il s'en réalise encore, il y ait déjà des enregistrements de telles séquences : mais la coutume n'est justement pas de les examiner dans le sens qui vient d'être dit — au contraire. C'est pourtant probablement la voie la plus sûre pour en finir avec les divers confusionnismes de "mesure" au lieu de la distinction claire entre la **réduction** et ses conséquences plus ou moins directes.

Deuxième ordre d'expérimentation

Il va s'agir cette fois de donner sens au déroulement réel des phénomènes. L'image spatio-temporelle ramène ce déroulement à un univers balayé par un temps dont la section à un instant donné est infiniment fine : dans cette image classique, il n'y a aucune épaisseur, si l'on peut dire, du présent, aucune image *des configurations qui font l'évolution réelle des phénomènes*. Pour éclairer vite ce point on peut commencer par le cas le plus simple, celui d'une seule "fonction d'onde" : la section spatiale de celle-ci à instant donné peut être interprétée de diverses façons, mais elle est établie une fois pour toutes, à *tous les instants postérieurs elle demeure ce qu'elle a été, et cela dicte les fluctuations* observables. Si le déroulement réel ne peut être rendu par une telle description, *les fluctuations lors d'une propagation réelle doivent être plus importantes que celles prévues dans un temps continu*.

Pour le voir, on peut faire passer un faisceau lumineux de *fréquence* très précisée dans un milieu composé d'un solvant et d'un *soluté très absorbant pour cette fréquence*, en répartitions aussi homogènes que possible, et on observe la diffusion de lumière par exemple dans la direction orthogonale au faisceau (il sera très utile de faire varier dans une large mesure la concentration en soluté, depuis la plus faible qui satisfasse à l'exigence d'homogénéité, jusqu'à la plus forte qui permette l'observation et que tolère le solvant). *Si la réalité physique est bien incompatible*

avec un déroulement continu de temps infiniment homogène, on observera des fluctuations plus fortes que celles calculables dans les hypothèses temporelles classiques.

Troisième ordre d'expérimentation

Par effet Schrödinger, c'est-à-dire s'il est très isolé, il y a *étalement* d'un objet quantique (cf. par exemple les calculs de Tomonaga, début du second tome de son irremplaçable *Quantum Mechanics*) — ce ne sera pas le cas si ses potentialités subissent une réduction, non décrite par Schrödinger —. Cela implique des conséquences remarquables si on rapproche ce phénomène des analyses du choc menées plus haut.

Soit en effet un récipient contenant un gaz aussi "parfait" que possible. On maintient la température fixée et on diminue très fortement la densité de matière (il sera essentiel de pouvoir mesurer très précisément cette densité, et ce ne pourra être par la pression, comme on va voir). Si "le" diamètre affecté à une molécule croît (notablement dans certains cas, d'après les calculs de Tomonaga), et si la zone de forte densité de potentialités est bien celle qui entraîne réductions et chocs, alors le nombre de chocs sera un peu plus élevé, et donc la pression mesurée un peu plus forte, que ce qu'on peut attendre dans les cadres établis.

Cet effet peut être voilé, car il n'est évident ni que les réductions ne se produisent que pour de grandes proximités des zones de localisation relative des molécules, ni qu'elles se produisent avec la même probabilité lorsque la densité de potentialités diminue (par étalement de Tomonaga).

Mais il faut aussi approfondir ce type d'expériences.

Remerciements

Je dois à Michel Karatchentzeff d'avoir dû préciser l'origine de ce travail et bien des points de sa présentation.

(Manuscrit reçu le 10 février 2022)

Annexe

Compte-Rendu de lecture de l'article « Einstein, de Broglie, Heisenberg et l'essentiel quantique » par M. André AVRAMESCO

L'objet de cet article est la théorie quantique des gaz initiée par les deux articles d'A. Einstein sur ce thème en 1924 et 1925.

Le résultat « central » (§1) de l'article est la démonstration faisant le lien entre la formule thermodynamique établie par A. Einstein donnant la densité maximale du gaz quantique et la célèbre formule de L. de Broglie reliant longueur d'onde et impulsion.

Puis l'article en vient (§2) à relier la formule d'A. Einstein ci-dessus à la relation d'indétermination de W. Heisenberg en identifiant la moyenne de l'impulsion ($\langle p \rangle$) à son incertitude (Δp). Ce point ne présente pas un caractère général.

Dans le paragraphe 3, une réécriture peu commune mais correcte de l'énergie ($E = \frac{1}{2} \cdot (1/d + d) \cdot m_0 c^2$) et de l'impulsion ($pc = \frac{1}{2} \cdot (1/d - d) \cdot m_0 c^2$) relativistes en fonction du paramètre Doppler ($d = [(1 - v/c) / (1 + v/c)]^{1/2}$) permet à l'auteur de l'article, en a-dimensionnant l'impulsion (par mc) et la longueur conjuguée (par la longueur Compton h/mc) de réécrire la relation d'indétermination de W. Heisenberg ($\Delta p \cdot \Delta x > h$) sous une forme en vitesse réduite w (par c) et longueur réduite y (par la longueur de Compton) : $\Delta w \cdot \Delta y > 1$. L'auteur de l'article en déduit que cette forme est universelle car rapportée à des valeurs « intrinsèques » c'est-à-dire ici indépendamment de la masse. La masse reste cependant présente dans l'a-dimensionnement de la coordonnée ($\Delta y = \Delta x / (h/mc)$).

Dans ce même paragraphe il est question à trois reprises de « l'exigence d'ouverture des potentialités d'Heisenberg ». Une explication de cette exigence serait souhaitable pour faciliter la lecture et donner la possibilité d'entrer plus avant dans la pensée de M. Avramesco.

L'article traite ensuite (§4) des chocs si importants en théorie des gaz. L'auteur reprend son écriture en Doppler pour l'énergie et l'impulsion puis invoque un nouveau principe de la Physique, en lieu et place de la conservation de l'énergie et de l'impulsion, à savoir la conservation des parties en $E \cdot d$ et E/d de l'énergie et de l'impulsion. Ce point mériterait d'être analysé plus en détail par l'auteur afin d'en prouver l'équivalence avec la conservation relativiste de l'énergie-impulsion.

Suit ensuite (§5) la description succincte de trois expériences visant à mettre en évidence trois conséquences de la vision qualitative de M. Avramesco concernant la théorie quantique : inexistence de l'aléatoire fondamental, inexistence du temps continu et réduction de la fonction d'onde d'un gaz quantique par l'intermédiaire d'une « zone de forte densité de potentialités ». Le lien entre ces trois suggestions d'expériences et le contenu général de l'article n'est pas évident.

En conclusion, si l'article de M. Avramesco comporte plusieurs parties physiques intéressantes, d'autres semblent plus problématiques.

Laurent Bindel