LP 39 : Aspects ondulatoires de la matière. Notion de fonction d'onde

Cassandra Dailledouze, Manon Barrière

Niveau : L2

Prérequis :

- Optique ondulatoire (diffraction, interférences)
- Physique des ondes
- Aspects corpusculaires de la lumière

Introduction

A la fin du 19ème siècle, on a deux théories bien distinctes pour décrire deux objets de la physique : la théorie de Maxwell pour l'électromagnétisme et la mécanique newtonienne pour les corps matériels. Nous avons déjà vu que certains phénomènes inexpliqués dans le cadre de ces théories avaient conduit Einstein au début du 20ème siècle à proposer la théorie de la dualité onde-corpuscule de la lumière, introduisant à cette occasion la notion de photons (des corpuscules de lumière d'énergie bien déterminée). C'est une découverte fondamentale, point de départ de la théorie quantique. Mais ça ne s'est pas arrêté là. En effet, en 1912, Niels Bohr postule que les énergies des édifices atomiques et moléculaires n'adoptent que des valeurs discrètes et ceci est ensuite mis en évidence expérimentalement par Franck et Hertz dans les atomes (en 1914). Cependant, une telle quantification des énergies de la matière semblait impliquer un aspect discontinu dans les lois de la nature et ceci heurtait la sensibilité de plusieurs physiciens dont Einstein. L'origine fondamentale de la quantification restait mystérieuse. Et une des façons de la comprendre, c'est de se tourner vers une description tout à fait innovante de la matière, une description ondulatoire.

1 Comportement ondulatoire de la matière

1.1 Hypothèse de De Broglie

En 1923, Louis De Broglie fait l'hypothèse que les particules matérielles, tout comme les photons peuvent avoir un comportement ondulatoire.

À un corpuscule matériel d'énergie E et d'impulsion $\overrightarrow{p}$, il associe alors une onde de pulsation ω et de vecteur d'onde k tel que :

$$E = \hbar\omega \text{ et } \overrightarrow{p} = \hbar\,\overrightarrow{k}$$

avec $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ et $h = 6,63.10^{-34}$ Js. Cette onde de matière a une longueur d'onde appelée la longueur d'onde de de Broglie :

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

(ce qui est exactement la même relation que celle donnée par Planck-Einstein pour le photon !).

Avec ce postulat, on est très content pour deux raisons. On peut désormais interpréter la quantification des niveaux d'énergies des atomes en terme d'ondes stationnaires et de modes propres d'une onde confinée dans une cavité. La continuité tant désirée par Einstein est restaurée ici. De plus, on rétablit ainsi la symétrie entre onde et particule : il n'y a pas que les phénomènes qu'on pensait ondulatoires qui peuvent être vus comme corpusculaires, mais tous les phénomènes relèvent de la dualité onde-corpuscule.

Regardons les ordres de grandeur des longueurs d'onde de De Broglie associée à quelques objets courants :
- Pour montrer que les propriétés ondulatoires de la matière sont impossibles à mettre en évidence dans le domaine macroscopique, on peut prendre l'exemple de la pomme de Newton de rayon 2 cm et de masse $m = 100$ g, qui tombe d'un arbre à une hauteur de 2 m du sol à une vitesse de $v = 6.3$ m/s. On trouve alors une longueur d'onde de De Broglie : $\lambda = \frac{h}{p} = \frac{6{,}6.10^{-34}}{6{,}3.10^{-1}} \simeq 10^{-33}$ m. Ce qui est très négligeable devant la taille de la pomme. Il n'y a donc pas de manifestation du caractère ondulatoire de la matière à cette échelle.
- En revanche, pour un électron non relativiste de masse $m_e = 9.10^{-31}$kg, et de charge $q = 1,6.10^{-19}$ C qu'on accélère par une différence de potentiel V en volts, on a par conservation de l'énergie,

$$E = qV = \frac{p^2}{2m_e} \text{ soit } p = \sqrt{2m_e qV}$$

donc

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2m_e qV}} = \frac{1,23}{\sqrt{V}} \text{ en nm}$$

[Cohen, p.43] Tracé sur Python de λ en fonction de V

Avec des différences de potentiel de quelques centaines de volts au millième de volts, on obtient cette fois des longueurs d'onde comparables à l'ordre de grandeur de la distance entre atomes d'un réseau cristallin, avec lesquels il est possible de faire de la diffraction par des rayons X ($\lambda_X \in [0.01, 5]$ nm). Ainsi, on imagine que l'on va pouvoir mettre en évidence des phénomènes de diffraction sur des cristaux ou des poudres cristallines avec des électrons pour valider l'hypothèse d'une onde.

1.2 Diffraction d'électrons

Expérience de Davisson et Germer (1927) [Epreuve A 2015 Microscopies, p.24]

En 1927, Davisson et Germer réussissent à mettre en évidence ce caractère ondulatoire de la matière. Leur expérience consiste à envoyer sur un cristal de nickel (d=0.216 nm) un faisceau d'électrons obtenus par extraction à partir d'un filament métallique chauffé et accélérés sous une tension de 54 V. Au delà du cristal, on receuille les électrons sur un détecteur après diffusion. On ne va pas exposer ici leurs résultats simplement parce qu'on va faire comme eux.

Expérience : Tube de diffraction [Notice Tube de diffraction d'électrons]

On a le même type de dispositif . Des électrons sont extraits d'un filament de tungstène chauffé et accélérés ici sous une tension allant jusqu'à 6000 V (attention à ce qu'ils soient bien non relativistes quand on fait l'expérience, je n'ai pas dépassé 4000 V). Ils sont alors diffractés par une poudre de graphite (plans de graphites disposés aléatoirement) ce qui donne une figure de diffraction invariante par rotation et deux anneaux correspondants aux deux dimensions caractéristiques du graphite.

Comparaison des figures de diffraction obtenues [Basdevant, p.32]

On observe une figure de diffraction, semblable à celle que l'on obtient avec des rayons X sur le même cristal. Mais cela va plus loin encore. Si on fait varier la vitesse v des électrons, la figure de diffraction change de dimension en restant identique. Pour une implusion bien choisie des électrons, on constate qu'elle se superpose exactement avec celle des rayons X de longueur d'onde λ_X. Cette impulsion vérifie la relation :

$$p_e = \frac{h}{\lambda_X}$$

c'est-à-dire la relation prédite par Louis De Broglie. Cette dernière se voit donc confirmée par l'expérience. De plus, cette expérience peut être réalisée avec d'autres particules (on peut aller jusqu'à du carbone C_{60} fullerènes). Dans tous les cas, pour un cristal donné, les figures de diffraction obtenues sont semblables et la condition de superposabilité avec la figure issue des rayons X demeure.

Donc si l'on résume ce que l'on vient de montrer jusque là, la matière a donc un comportement ondulatoire et obéit aux relations écrites plus haut. On se demande alors si comme on en a l'habitude, il est possible d'établir une équation d'onde sur ces ondes de De Broglie

1.3 Equation de Schrödinger

On se restreint ici à une particule libre non relativiste. Son énergie va donc se résumer à son énergie cinétique telle que $Ec = \frac{p^2}{2m}$ (dont l'énergie potentielle est nulle). Comme il s'agit d'une particule quantique, cette dernière vérifie les équations suivantes qui consistent à décrire son comportement ondulatoire :

$$E = \hbar\omega \text{ et } \overrightarrow{p} = \hbar\overrightarrow{k}$$

Ceci nous permet d'écrire la conservation de l'énergie mécanique : $\hbar\omega = \frac{\hbar^2k^2}{2m}$ ce qui peut se réecrire : $\hbar\omega - \frac{\hbar^2k^2}{2m} = 0$. Cette relation entre k et ω ressemble alors fortement à une relation de dispersion classique lorsque l'on étudie des phénomènes ondulatoires. C'est donc à partir de celle-ci que l'on va trouver l'équation d'onde.

On prend alors une forme d'OPPH telle que : $\psi(\overrightarrow{r},t) = \psi_0 e^{i(\overrightarrow{k}.\overrightarrow{r}-wt)}$. (En 1926, Schrödinger cherche l'opérateur différentiel associé à la relation de dispersion qu'il applique sur une certaine fonction qu'il prend dépendante de r et de t pour ne pas avoir de tautologie du type 0=0).

On sait que : $i\frac{\partial\psi}{\partial t} \leftrightarrow w\psi$ et $\Delta\psi \leftrightarrow -k^2\psi$ avec $\Delta\psi = \frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial z^2}$ en coordonnées cartésiennes, donc on trouve l'équation de Schrödinger pour une particule libre :

$$i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\psi$$

Le même raisonnement peut être effectuer pour une particule dont le mouvement est influencé par un potentiel extérieur $V(\overrightarrow{r},t)$, et de la même façon en rajoutant ce terme dans la conservation de l'énergie, on arrive à l'équation de Schrödinger généralisée.

Généralisation : Equation de Schrödinger

Cette équation mathématique décrit parfaitement les phénomènes. Cependant, on arrive ici face à un "problème" : qu'est ce que cette fonction introduite dans l'équation d'onde qui régit si bien le comportement des objets quantiques ?

2 Interprétation probabiliste : notion de fonction d'onde

2.1 Aspect probabiliste de la diffraction des électrons

Il y a bien davantage qu'un simple phénomène ondulatoire dans l'expérience de diffraction des électrons. Comme en physique ondulatoire habituelle, on envoie sur un écran E percé de deux fentes un faiscean d'électrons de longueur d'onde λ. Que se passe-t-il si nous envoyons les électrons un par un de la même façon sur deux fentes ? Ceci est tout a fait concevable en pratique : l'électron a un charge déterminée et la proposition "un seul électron est passée" est parfaitement décidable.

Diffraction d'électrons contrôlée à double fente + vidéo [New Journal of Physics] [Basdevant, p.?]

Tout d'abord, chaque électron est capté en un point bien précis du détecteur. L'électron ne se sépare pas en morceau : il s'agit bien d'une particule physique et ceci illustre son aspect corpusculaire. Le phénomène n'est donc pas purement ondulatoire puisque qu'une onde aurait emplie tout l'espace. Toutefois, le point d'impact est aléatoire : différents électrons indépendants préparés dans les mêmes conditions ont des impacts différents. Si on prépare les N électrons dans le même état, alors les N résultats de mesure de la position z suivent la probabilité : $P(z) = I(z)_{\lambda_X=\frac{h}{p}}$ $\Rightarrow$ le phénomène est de nature fondamentalement probabiliste. Un grand nombre d'électrons se répartit sur le détecteur pour donner une figure d'interférences, de la même forme que celle que l'on obtiendrait avec des rayons X de longueur d'onde égale à la longueur d'onde de de Broglie des électrons. Born a proposé cette interprétation probabiliste en 1926.

Cette vision des électrons comme d'un phénomène aléatoire à petit nombre d'évènements (de chocs), puis d'une réalistion à grand nombre d'évènements nous fait penser que nous sommes ici en présence d'un phénomène de nature fondamentalement probabiliste. Mais attention cet aléatoire est différent d'un aléatoire classique, puisque si l'on bouche une des fentes, on obtient une distribution centrée sur une des fentes. Classiquement, le résultat obtenu en ouvrant les deux trous devrait être la somme des deux distributions. Il n'en est rien.

On peut donc en tirer deux conclusions fondamentales :
1) Les électrons n'ont plus de trajectoire au sens classique : observant les interférences, nous ne pouvons pas dire par où les électrons sont passés. On peut même imaginer que c'est par les deux trous à la fois. Ainsi, en mécanique quantique, la notion de trajectoire s'effondre. A la notion classique de trajectoire, succession de divers états du corpuscule classique au cours du temps, doit être substitué la notion de propagation de l'onde associée à la particule.
2) Si l'on ne mesure pas par quel trou passent les électrons, ceux-ci sont capables d'interférer après cette mesure, ils ne le sont plus. Ils ont été dérangés par la mesure. En physique quantique, une mesure perturbe le système. La distribution que l'on a en sortie dépend de la mesure (liée au processus de détection).

Transition : Comparaison avec l'électromagnétisme Nous avons donc affaire à un phénomène ondulatoire et probabiliste. De même qu'en électromagnétisme, il faut sommer les amplitudes (ce qui entraine les interférences) puis prendre le module au carré pour avoir la densité d'énergie.

2.2 Notion de fonction d'onde

La description d'une particule de masse m à t se fait par l'intermédiaire d'une fonction d'onde complexe $\psi(\overrightarrow{r},t)$ dont l'interprétation physique est telle que la probabilité de trouver la particule à l'instant t dans le volume $d^3\overrightarrow{r}$ entourant le point $\overrightarrow{r}$ est : $dP(\overrightarrow{r}) = |\psi(\overrightarrow{r},t)|^2 d^3\overrightarrow{r}$ où $|\psi(\overrightarrow{r},t)|^2$ est la densité de probabilité de présence en $\overrightarrow{r}$. $\psi(\overrightarrow{r},t)$ est l'amplitude de probabilité de présence (la description quantique exige de remplacer six variables $\overrightarrow{r}$ et $\overrightarrow{p}$ par un champ scalaire $\psi(\overrightarrow{r},t)$ lié au processus de détection).

Conséquences :
1) La probabilité totale de trouver la particule en n'importe quel point de l'espace est : $\displaystyle\int_{R^3} \mathrm{d}^3P = 1$ soit $\displaystyle\int_{R^3} |\psi(\overrightarrow{r},t)|^2 \,\mathrm{d}^3\overrightarrow{r} = 1$. $\psi(\overrightarrow{r},t)$ doit donc être de carré sommable (normalisable)
2) La dimension de ψ est alors donnée par $[\psi] = L^{-3/2}$

Cependant, si on regarde l'onde sur laquelle on avait abouti plus haut, $\psi(\overrightarrow{r},t) = \psi_0 e^{i(\overrightarrow{k}.\overrightarrow{r}-wt)}$, on a que $|\psi(\overrightarrow{r},t)|^2 = |\psi_0|^2$ uniforme dans tout l'espace. Cette onde plane monochromatique ne peut pas représenter une particule car elle n'est pas normalisable.

3 Paquet d'ondes libre

3.1 Définition

Si on revient à l'équation de Schrödinger, on voit que cette dernière est linéaire.

Principe de superposition

Principe de superposition : Toute superposition linéaire de fonctions d'ondes solutions de l'équation de Schrödinger est une fonction d'onde possible.

Paquet d'ondes [Cohen, p.23]

On en déduit donc de la même façon que dans le cours sur les ondes, qu'il faut considérer un paquet d'onde tel que $\psi(\overrightarrow{r},t) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int g(\overrightarrow{k}) e^{i(\overrightarrow{k}.\overrightarrow{r}-wt)}\, \mathrm{d}^3\overrightarrow{k}$ solution de l'équation de Schrödinger avec $g(\overrightarrow{k})$ un coefficient eventuellement complexe qui représente pour chaque $\overrightarrow{k}$ le poids de sa composante.

A une dimension, on peut écrire : $\psi(x,t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int g(k) e^{i(kx-wt)}\, \mathrm{d}k$

3.2 Evolution temporelle

On regarde la propagation libre de ce paquet d'onde. On déroule les résultats par analogie avec le cours sur la physique des ondes que l'on suppose déjà vu.

- Relation de dispersion de l'onde de De Broglie : $\hbar\omega = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$ donc $w = \frac{\hbar k^2}{2m}$
- Vitesse de phase : $v_\phi = \frac{w}{k} = \frac{w}{\sqrt{\frac{2m\omega}{\hbar}}} = \sqrt{\frac{\hbar w}{2m}}$ où v_ϕ dépend de ω donc le milieu est dispersif. Les différentes composantes se propagent à des vitesses de phases différentes. Il y a un élargissement du paquet d'onde au cours de la propagation.
- Vitesse de groupe (vitesse de propagation de l'enveloppe de ce paquet d'onde) : on prend une composante $|g(k)|^2$ très piquée dans l'espace des k autour de k_o (de largeur $\Delta k << k_o$) $v_g = (\frac{dw}{dk})_{k_o}$ Ainsi, $\frac{2\hbar dk}{2m} = dw$ ainsi, $v_g = \frac{k_o}{m}$ avec $\overrightarrow{p_{moy}} = \hbar\overrightarrow{k_o}$

  Donc, $v_g = \frac{\overrightarrow{p_{moy}}}{m}$. On retrouve la vitesse classique de la particule, ce qui lie donc la mécanique classique et la mécanique quantique.

3.3 Relation d'indétermination d'Heisenberg

Valeur moyenne des résultats : $< x >= \int x|\psi(\overrightarrow{r},t)|^2\, \mathrm{d}x$

Ecart type : $\Delta x = \sqrt{< x^2 > - < x >^2}$

Relations d'indétermination de Heisenberg

D'après les propriétés de construction du paquet d'onde (forte envie de parler ici de Transformée de Fourier...), on obtient l'inégalité suivante : $\Delta x \Delta k \geq \frac{1}{2}$ soit $\Delta x \Delta p \geq \frac{\hbar}{2}$

L'indétermination que l'on a sur la position de la particule et celle sur sa quantité de mouvement ne peuvent pas être arbitrairement aussi petites que l'on veut. Il y a une limitation intrinsèque à la précision que l'on peut avoir sur la position et l'impulsion d'une particule et qui ne dépend pas de l'appareil de mesure utilisé. Cette limitation est due à la valeur non nulle de $\hbar$ et n'a pas d'équivalent en mécanique classique.

Applications : [Cohen, p.46, complément BI]
- Onde plane de De Broglie $\psi(\overrightarrow{r},t) = Ae^{i(wt-\overrightarrow{k}.\overrightarrow{r})}$ où $\overrightarrow{k}$ est parfaitement connu et $\Delta p = 0$. La fonction d'onde a une extension infinie et la particule a une probabilité de présence égale à $|A|^2$ partout dans l'espace soit $\Delta x = +\infty$!
- Pomme de Newton : $p = 100.10^{-3} * 6.3 = 0.63$ kg.m/s. On a $\Delta x \simeq 1mm$ et $\Delta p \geq \frac{\hbar}{\Delta x} = 10^{-31}$ kg.m/s ce qui n'est donc pas génant.

4 Conclusion

Au travers de cette leçon, la mécanique quantique semble être reliée essentiellement à des phénomènes peu intuitifs qui échappent à notre perception quotidienne. Il est important néanmoins de rappeler que cette théorie est née au début du 20 ème siècle, et qu'elle a jusqu'à présent passé avec succés la totalité des tests expérimentaux imaginées par les physiciens. Cela en fait l'une des théories les plus vérifiées de nos jours. Dans les faits, la mécanique quantique est bien ancrée dans notre quotidien : on considère que ces applications prennent part à 30 % du PIB des Etats-Unis.

Bibliographie

- Cohen-Tannoudji, Mécanique quantique I
- Basdevant Jean Louis, Mécanique Quantique - X / Ecole polytechnique, Ellipses
- Jean-Louis Basdevant, 12 leçons de mécanique quantique
- Epreuve A 2015 Microscopies 4.Microscopie électronique 4.1 Caractère ondulatoire des électrons ici
- Notice sur le tube de diffraction d'électrons ici
- Roger Bach, Damian Pope, Sy-Hwang Liou and Herman Batelaan Published 13 March 2013, New Journal of Physics, Volume 15, March 2013
- Correction de la leçon faite à l'ENS de Lyon ici

Choix pédagogiques

J'ai choisi de placer cette leçon à un niveau L2 ce qui restreint l'étude puisqu'on ne peut plus trop parler de transformée de Fourier ou de relativité, mais cette leçon est déjà assez dense et remplie de points difficiles à aborder simplement vu leurs complexités intrinsèques, donc je pense qu'il n'est pas nécessaire de se rajouter des difficultés supplémentaires. J'ai fait aussi le choix de placer l'équation de Schrödinger dès le début, ce qui n'est habituellement pas fait comme ça, simplement pour suivre l'historique d'émergence de ces concepts de mécanique quantique puisque Schrödinger a établit l'équation et l'a appliqué sur une certaine fonction d'onde sans qu'elle est de sens physique. Cette équation a ensuite été utilisée puisqu'elle expliquait bon nombre de phénomènes mais sans jamais y avoir d'interprétation de la fonction jusqu'à la fameuse interprétation probabiliste qui est intervenu ensuite avec Max Born. Enfin, j'ai essayé de ne jamais utiliser d'expérience de pensée mais plutôt de m'appuyer sur des résultats concrets pour chacune des illustrations validant la théorie.

Remarques

- Les anneaux que l'on observe correspondent à l'ordre 1 de diffraction : le graphite possède 2 distances interréticulaires entre plans cristallins (d1=0.123 nm et d2=0.213 nm). La vibration associée aux particules incidentes est diffusée élastiquement par les atomes du réseau cristallin. Les pics d'intensité correspondent aux directions dans lesquelles les ondes interfèrent constructivement, on a donc la relation de Bragg qui s'applique $2dsin(\theta) = n\lambda$.

- $\overrightarrow{k} = i\overrightarrow{\nabla}\psi$

- L'équation de Schrödinger n'est valable que pour des particules non relativistes. Bosons : équation de Klein-Gordon ; Fermions : équation de Dirac

- On peut aller faire cette étude sur des plus petites particules avec les accélérateurs de particule qui atteignent de très grandes énergies (électron 1GeV), la longueur d'onde est alors de l'ordre de grandeur du Fermi et on accède donc à la structure des noyaux atomiques.

- En relativité restreinte : $p = \gamma mv = \frac{\beta E}{c}$ avec $\beta = \frac{v}{c}$. Alors, $\lambda = \frac{hc}{\beta E}$ et $E = \sqrt{p^2c^2 + m^2c^4}$

- Théorème d'Ehrenfest : $\frac{d<\hat{A}>}{dt} = <\frac{\partial \hat{A}}{\partial t}> + \frac{1}{i\hbar} < [\hat{A}, H] >$

- Equation locale de conservation de la probabilité : $\frac{\partial \rho}{\partial t} + \overrightarrow{\nabla}.\overrightarrow{J} = 0$ avec $\rho = |\psi|^2$ et $\overrightarrow{J} = \frac{i\hbar}{2m}(\psi\nabla\psi^* - \psi^*\nabla\psi)$

- Expérience de Zeilinger (1999) : diffraction des molécules de Fullerène ; Expérience d'Andrews (1997) : interférences avec des condensats de Bose Einstein

- Si la fonction d'onde diffère d'un facteur de phase constant $e^{i\alpha}$ alors elles décrivent le même état.

- Principe de correspondance de Bohr : à la limite des grand nombres quantiques caractérisant le système, on doit retrouver les formules de la physique classique.

- Relation d'indétermination de Heisenberg : On cherche le Δ de ce polynome : $P(\lambda) = \displaystyle\int |x\psi(x) - \lambda \frac{d\psi}{dx}|^2 dx = \Delta k^2\lambda^2 + \lambda + \Delta x^2$. Donc $\Delta \leq 0 \Rightarrow 1 - 4\Delta k^2 \Delta x^2 \leq 1 \Rightarrow \Delta k \Delta x \geq \frac{1}{2}$.

- Propagation d'un paquet d'onde libre à 1D : étalement faible autour de son centre $w(k) = w(k_o) + v_g(k - k_0)$ avec $v_g = (\frac{dw}{dk})_{k_o}$. Ainsi, $\psi(x,t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \displaystyle\int g(k) e^{i(k(x - v_g t) - w_0 t + k_0 v_g t)}\,\mathrm{d}k \simeq e^{i(k_0 v_g t - w_0 t)}\psi(x - v_g t, 0)$ et $|\psi(x,t)|^2 = |\psi(x - v_g t, 0)|^2$.

- Complément CI du Cohen : explication de la stabilité de la matière et de l'existence des atomes avec les relations d'incertitudes (je n'ai pas eu le temps de le présenter dans la leçon mais cet exemple peut être assez joli).

- Ici, il faut s'y connaître en diffraction X.

Questions

- Pour quelle raison Bohr a postulé le modèle de l'atome ? On a des spectres de raies d'émission, ce modèle permet de retranscrire l'existence de ces raies. Il met en place un modèle d'atome cohérent avec l'expérience, c'est tout.

- Pourquoi sur les photos de diffraction des électrons et des rayons X on a un rond blanc lumineux au centre sur l'une et pas sur l'autre ? Je ne sais pas pourquoi il y a plus d'électrons en ligne droite.

- Qu'est ce qu'apporte la diffraction des électrons par rapport à la diffraction par rayons X ? Est ce que c'est les mêmes ? On peut avoir l'impression ici que tout est identique. La diffraction des rayons X et la diffraction électronique sont des techniques analytiques que nous pouvons utiliser pour étudier la matière. Une autre technique de ce type est la diffraction des neutrons. Ces techniques révèlent les structures cristallines de la matière. La différence réside sûrement dans le fait que les électrons sont des particules chargées.

- Sur l'équation de Schrödinger, si la particule était relativiste ça aurait changé quoi ? On aurait obtenu l'équation de Klein-Gordon pour les bosons, et l'équation de Dirac pour les fermions.

- En relativiste, ce qui change c'est la relation entre l'énergie et la quantité de mouvement. On obtient alors l'équation d'onde en faisant la même méthode avec la nouvelle expression de l'énergie.

- Quel est le statut de l'équation de Schrödinger ? C'est un postulat.

- Est ce que la probabilité évoquée est une probabilité qui est lié au fait que l'on ne sache pas mesuré ce que l'on veut comme il faut ? Comment sait-on que c'est une propriété intrinsèque de la particule quantique ? Inégalité de Bell, on peut réussir à distinguer le fait que le phénomène est probabiliste en soi. Sources de photons uniques en regardant les corrélations entre les photons.

- Il y a des expériences d'interférométrie électronique mais c'est un peu plus compliqué qu'avec des photons.

- Pourquoi le fait de mesurer change le résultat de la mesure ? C'est ce qu'on appelle la réduction du paquet d'onde.

- Remarque sur le fait qu'il n'y ait pas de conséquence de la mesure sur le résultat dans l'expérience présentée mais plutôt un changement d'expérience. Elle montre juste qu'il y a une indétermination de chemin.

- Est ce que la dimension de ψ est toujours -3/2 ? Non, ça dépend de la dimension du système considéré (les jurys aiment bien la description de cette dimension parce qu'en matière condensée on normalise les ondes de matière avec un $\sqrt{V}$).

- Qu'est ce que le principe de complémentarité ? On a une évolution déterministe de nature ondulatoire car l'équation de Schrodinger nous dit comment évolue de manière détermiste la fonction d'onde mais par contre on a un comportement corpusculaire dans la détection.

- Est ce que l'équation de Schrödinger découle d'un principe variationnel ? Oui, on peut écrire une action et tomber sur l'équation d'Euler-Lagrange associée. Les équations de Dirac et de Klein Gordon aussi.

- L'interprétation de ψ, elle est donnée par qui ? Max Born. Quelle est sa contribution également ? Règle de Born : donne les différentes probabilités quand on fait la réduction du paquet d'onde.

- Ensemble des postulats et axiomes de la mécanique quantique. Les postulats de mesure on les met mais ils ne sont pas nécessaires en soi.

- Est ce qu'un outil permet de recréer la notion de trajectoire ? La notion d'intégrale de chemin (superposition de chemins possibles).

- Equation locale de conservation de la probabilité et la symétrie associée ? D'après la théorie de Noether on a une quantité conservée. La norme se conserve, quel transformation de la fonction d'onde permet de conserver la norme ? Invariante par changement de phase dépendante de l'espace.

- Peux-t-on généraliser les relations d'incertitudes d'Heisenberg ? Oui, on peut écrire la relation avec deux opérateurs quelconques. $\Delta t \Delta E$ n'est pas une relation de Heisenberg.