

Mise en perspective didactique d'un projet de recherche

Tamara Bardon-Brun

Session 2022

1 Parcours universitaire

1.1 Études

- 2012–2015 : Licence de Physique Fondamentale à l'Université de Lille
- 2015–2016 : 1^{ère} année du master de Physique Fondamentale à l'Université Pierre et Marie Curie
- 2016–2017 : 2^{nde} année du master International Center of Fundamental Physics parcours Physique Quantique à l'École Normale Supérieure de Paris
- 2017–2020 : Thèse au sein du Laboratoire Kastler Brossel sous la direction de Nicolas Cherret, intitulée « Propagation de la lumière en milieu complexe : effet Hall de spin optique en présence de désordre et force de Casimir en milieu Kerr », soutenue le 13 Janvier 2021
- 2021–2022 : Préparation de l'agrégation de Physique-Chimie option Physique au centre de Montrouge

1.2 Enseignements, vulgarisation et autres activités

- Participation au French Physicists' Tournament :
 - 2016 : participation en tant que membre de l'équipe de Sorbonne Université
 - 2018–2020 : encadrement de l'équipe de Sorbonne Université
 - 2021–2022 : participation à l'équipe d'organisation du tournoi
- Monitorat à Sorbonne Université (3 ans) :
 - Encadrement de TP d'optique en L3
 - Chargée de TD en physique du mouvement en L2
- Membre de CurieOsity, association des étudiant-es de physique de Sorbonne Université :
 - Organisation de conférences et de rencontres avec des chercheurs et des chercheuses
 - Tutorat de physique
- Participation à la Fête de la science avec le laboratoire Kastler Brossel (2017–2020)

2 Travail de recherche

2.1 Motivations

Au cours du XXe siècle, le développement de la physique quantique a amené de nombreuses avancées dans la compréhension de la matière en permettant de mieux appréhender sa structure et le comportement de ses composants. Cela a provoqué à l'essor de nombreux domaines de la matière condensée tels que la physique de semi-conducteurs, la supraconductivité, etc. De plus, depuis les années 90, l'amélioration des méthodes de refroidissement et de piégeage d'atomes permettent l'étude de systèmes quantiques que sont les atomes froids. Ces systèmes peuvent être manipulés avec une grande précision, nous permettant de simuler des phénomènes existant au cœur de la matière en contrôlant un maximum de paramètres. Cependant, la nécessité de refroidir grandement

ces systèmes pour voir apparaître un comportement quantique est une contrainte expérimentale très forte. Plus récemment, au début du XXI^e siècle, s'est alors développée l'idée d'utiliser de la lumière pour reproduire de telles simulations. L'étude de tels systèmes optiques est particulièrement intéressante car la lumière est ici traitée de manière totalement classique or les phénomènes étudiés reposent pour la matière sur son aspect quantique.

Lors de ma thèse, j'ai étudié analytiquement deux cas de propagation de la lumière dans des milieux dits complexes où nous avons retrouvé des analogues optiques à des phénomènes connus pour la matière. Dans ce dossier, je vais présenter plus particulièrement mon travail sur l'effet Hall de spin optique dans un milieu désordonné. L'étude de ce phénomène amène notamment à s'intéresser à la question du spin d'un faisceau lumineux et la notion de couplage spin-orbite en optique qui est un domaine récent de la physique.

Afin de commenter les résultats de ma thèse sur l'effet Hall de spin optique en désordre transverse, nous commencerons par introduire rapidement les effets de couplage spin-orbite de la matière à travers l'exemple de l'effet Hall de spin. Nous introduirons ensuite des éléments de propagation de la lumière au sein de milieux inhomogènes et présenterons l'émergence dans de tels milieux d'effets analogues à des effets de couplage spin-orbite. Enfin, nous discuterons plus précisément le cas d'un milieu désordonné.

2.2 Effet de Hall de spin – couplage spin-orbite dans la matière

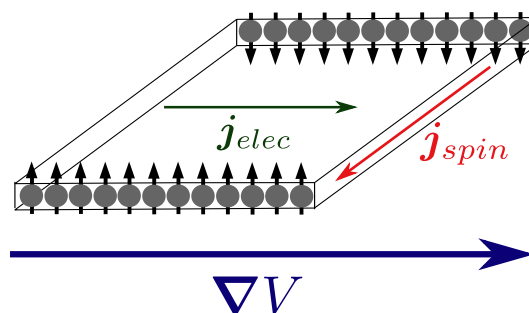


FIGURE 1 – Illustration de l'effet Hall de spin dans un échantillon 2D métallique soumis à un gradient de potentiel électrique.

L'effet Hall est un effet aujourd'hui bien connu en physique (voir activité pédagogique 1) : un échantillon soumis à champ magnétique et traversé d'un courant électrique voit apparaître une accumulation de charges sur ses bords. Cet effet s'explique par le couplage entre les charges électriques en mouvement et le champ magnétique, les électrons étant alors déviés par la force de Lorentz. Il existe un effet analogue faisant intervenir le couplage entre le champ électrique (utilisé pour générer le courant) et le spin porté par les électrons : ce phénomène est appelé effet Hall de spin. Il s'agit d'un effet de couplage spin-orbite que nous allons présenter.

Activité pédagogique 1 : étude de l'effet Hall classique

Contexte :

- niveau : CPGE 2^{ème} année — filière PC
- place dans la progression : partie Électromagnétisme – chapitre Conduction électrique

Objectifs pédagogiques :

- exploiter les connaissances acquises dans les chapitres précédents pour obtenir une description classique de l'effet Hall
- caractériser la tension de Hall

- en connaître des applications (mesure de champ magnétique notamment)

Déroulement résumé de l'activité :

I – Description théorique (séance de cours) :

- Introduction des résultats historiques de Hall \Rightarrow caractéristiques de la tension de Hall
- Présentation du système
- Déviation des électrons par le champ magnétique : accumulation de charges sur les bords de l'échantillon
- Apparition d'un champ électrique s'opposant à la force magnétique
- Étude du régime stationnaire et obtention de l'expression de la tension de Hall.

II – Observation expérimentale (séance de TP) :

En utilisant des échantillons semi-conducteurs traversés par un courant et placés dans un champ magnétique, il est possible de mesurer la tension de Hall.

Objectifs de la séance :

- Observer la proportionnalité de V_H avec I et B
- Dédurre le signe des porteurs de charge du sens de la différence de potentiel
- pour aller plus loin : remonter à la densité des porteurs de charge

III – Ouverture :

Description du principe de fonctionnement des sondes à effet Hall d'un teslamètre.

L'effet Hall de spin apparaît dans un échantillon bidimensionnel d'un semi-conducteur soumis à une différence de potentiel électrique $\vec{\nabla}V$. L'hamiltonien d'un électron dans ce système est alors donné par l'expression :

$$H = \frac{\vec{p}^2}{2m_e} + q_e V(\vec{r}) + \mathcal{A}_{SO} (\vec{p} \wedge \vec{\nabla}V) \cdot \vec{S}$$

où \vec{p} est l'impulsion de l'électron et \vec{S} son spin. Nous avons introduit ici le coefficient de couplage spin-orbite \mathcal{A}_{SO} qui dépend des propriétés de symétrie du matériau considéré.

En passant par les équations d'Hamilton, il est alors possible de décrire la trajectoire semi-classique des électrons. Nous obtenons alors les équations du mouvement :

$$\frac{d\vec{r}}{dt} = \frac{\vec{p}}{m} - \mathcal{A}_{SO} \vec{S} \wedge \vec{\nabla}V \quad (1)$$

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = -q_e \vec{\nabla}V \quad (2)$$

où nous voyons ici apparaître un terme supplémentaire lié au couplage spin-orbite dans la variation de la position de l'électron. L'impulsion, elle, n'est pas modifiée : on parle alors de décalage du faisceau d'électrons. Celui-ci a pour caractéristique d'être perpendiculaire au gradient de potentiel et à la direction du spin : c'est un décalage transverse. Il est également proportionnel à la différence de potentiel électrique et son signe dépend de l'orientation du spin.

2.3 Effet de couplage spin-orbite de la lumière en milieux inhomogènes

De telles considérations sur le couplage spin-orbite ont été initialement étudiées uniquement pour la matière. Pourtant ces effets existent aussi pour la lumière, cependant leur contribution se limitent alors à des échelles inférieures à celle de la longueur d'onde, leur étude ne s'est donc développée que récemment, en particulier avec l'émergence de la nanophotonique. Cette description s'avère cependant très riche et permet notamment de mieux comprendre des phénomènes qui étaient déjà connus tels que l'effet Imbert-Fedorov ou l'effet Magnus optique, ce que nous discuterons rapidement dans cette partie.

2.3.1 Propagation en milieu inhomogène – cas de l’approximation paraxiale

Lorsque l’on considère un milieu diélectrique (non magnétique), la propagation d’un faisceau lumineux en son sein est caractérisée par sa permittivité relative ϵ (que l’on suppose ici réelle) ou de manière équivalente par son indice optique $n = \sqrt{\epsilon}$. Si l’on considère un milieu homogène, la lumière s’y propage en ligne droite et l’influence du milieu se résume finalement à la modification de la longueur d’onde : $\lambda_{\text{milieu}} = \lambda_{\text{vide}}/n$. Cependant, dans le cas général, un faisceau lumineux rencontre des variations d’indice d’optique au cours de sa propagation. Il est donc important de savoir décrire l’influence de cette inhomogénéité.

Afin de décrire l’évolution d’un faisceau lumineux, on étudie la trajectoire de son centroïde que l’on notera \vec{R} et qui est le barycentre du faisceau pondéré par la densité d’énergie du champ électromagnétique.

Activité pédagogique 2 : réfraction à une interface – Loi de Snell-Descartes

Contexte :

- niveau : 2^{de} générale
- place dans la progression : partie Ondes et signaux – Chapitre Vision et image

Objectifs pédagogiques :

- connaître la loi de Snell-Descartes
- observer et caractériser la réfraction à une interface
- observer une réflexion totale
- obtenir expérimentalement l’indice optique d’un milieu

Résumé de l’activité :

À l’aide d’un demi-disque de plexiglas, on observe la réfraction de la lumière à l’interface air-plexiglas. Par la mesure de l’angle réfracté pour différents angles d’incidence, on remonte à l’indice optique du plexiglas en utilisant la loi de Snell-Descartes vu en cours précédemment.

Déroulé de l’activité : On dispose d’une lampe avec un embout permettant de générer un faisceau lumineux fin et d’un demi-disque de plexiglas.

- envoyer le faisceau lumineux en incidence normale sur le côté plat du demi-disque : on n’observe pas de réfraction.
- augmenter légèrement l’angle d’incidence (on observe ici l’interface air-plexiglas) : observer que l’angle au sein du milieu est différent de l’angle d’incidence.
- pour différents angles d’incidence, mesurer l’angle réfracté.
- vérifier que les sinus des angles suivent bien une relation de proportionnalité, en déduire la valeur de l’indice optique n du plexiglas (en considérant $n_{\text{air}} = 1$).
- envoyer à présent le faisceau lumineux sur le côté arrondi, l’aligner pour qu’il ressorte au centre de la face plate (on observe à présent l’interface plexiglas-air).
- faire varier l’angle jusqu’à obtenir une réflexion totale.
- mesurer la valeur de l’angle limite et la comparer à la valeur théorique obtenue en utilisant la valeur de n trouvée précédemment.
- vérifier que l’angle réfléchi est opposé à l’angle incident.

Le cas le plus simple d’inhomogénéité que l’on peut considérer est le cas d’une interface entre deux milieux d’indice optique différent (voir activité pédagogique 2). La description d’un milieu inhomogène continu est alors obtenue en considérant le gradient d’indice optique comme une succession d’interfaces entre deux indices n_i et $n_i + dn_i$. L’inhomogénéité du milieu résulte alors en une courbure du faisceau lumineux qui s’y propage. C’est ce qui explique l’apparition des mirages (voir activité pédagogique 3).

Activité pédagogique 3 : description qualitative d'un mirage

Contexte :

- niveau : 2nde générale
- place dans la progression : partie Ondes et signaux – Chapitre Vision et image

Objectifs pédagogiques :

- proposer un modèle permettant d'expliquer le phénomène des mirages

Résumé de l'activité : L'objectif est ici de discuter avec les élèves et de les amener à exploiter ce qu'ils et elles ont vu précédemment pour décrire un phénomène optique plus complexe qu'est le mirage.

Déroulement de l'activité :

- Question ouverte posée à la classe : « qu'est-ce qu'un mirage ? »
- Amener les élèves à s'interroger sur les conditions de formation du mirage
- Présentation du phénomène de courbure (photo, vidéo et/ou démonstration devant la classe)
- Discussion de la variation de l'indice optique de l'air en fonction de la température
- Construction qualitative de la trajectoire du faisceau lumineux pour un mirage.

Afin d'étudier la propagation dans un milieu inhomogène, un cadre intéressant est celui de l'approximation paraxiale qui permet de décrire les faisceaux lumineux se propageant avec une direction proche de l'axe optique du milieu. Cet axe, que nous appellerons z dans toute la suite, est une direction selon laquelle la variation d'indice optique est négligeable. Nous écrivons alors la permittivité sous la forme :

$$\epsilon(\vec{r}) \simeq \epsilon(x, y) = \bar{\epsilon} + \delta\epsilon(x, y) .$$

La description de la propagation lumineuse se fait par l'étude de l'évolution du champ électrique. Dans le cadre de l'approximation paraxiale, la composante longitudinale (selon z) est négligée et cela nous amène à une description scalaire de la lumière. Cela est valide si l'enveloppe du champ électrique varie peu par rapport à la longueur caractéristique de variation de $\delta\epsilon(x, y)$. Cela revient à considérer l'hypothèse :

$$\lambda \left| \frac{\vec{\nabla} \epsilon(x, y)}{\bar{\epsilon}} \right| \ll 1 \quad \text{ou de manière équivalente :} \quad \lambda \left| \frac{\vec{\nabla} n(x, y)}{\bar{n}} \right| \ll 1. \quad (3)$$

Ce cadre permet de décrire la déviation du faisceau dans le plan de propagation sous l'effet d'une variation de la permittivité du milieu. Cela amène à une bonne description de la trajectoire d'un faisceau lumineux à l'échelle macroscopique. Cependant, à ce stade, nous ne pouvons pas décrire les effets de couplage spin-orbite. Ceux-ci sont en effet liés à l'aspect vectoriel de la lumière. Nous allons donc à présent nous pencher sur les premières corrections à l'approximation paraxiale.

2.3.2 Au delà de l'approximation paraxiale : effet de couplage spin-orbite optique

Si l'on s'intéresse de plus près à la réflexion à une interface, en plus de la déviation du faisceau dans le plan incident, il existe également un décalage transverse du faisceau dépendant de la polarisation du faisceau : il s'agit de l'effet Imbert–Fedorov (évoqué pour la première fois en 1955 par Fedorov et mis en évidence en 1972 par Imbert). Ce décalage est de l'ordre de

$$\delta R \sim -\frac{\sigma}{k}$$

où σ est l'hélicité du faisceau qui caractérise son état de polarisation. Celle-ci varie entre 0 pour une polarisation rectiligne et ± 1 pour une polarisation circulaire, les valeurs intermédiaires caractérisant une polarisation elliptique. La question est à présent de généraliser ce résultat décrivant le cas d'une

interface aux milieux inhomogènes. Si l'on reprend les calculs de la propagation du champ électrique en prenant en compte les termes d'ordre $\lambda|\vec{\nabla}n|/n \ll 1$, la trajectoire du faisceau lumineux s'écrit alors :

$$\frac{d\vec{R}}{dz} = \frac{\vec{k}}{k} - \frac{\sigma}{k} \left[\frac{\vec{k}}{k} \wedge \vec{\nabla}(\ln n) \right]. \quad (4)$$

Ce décalage a été étudié pour la première fois en 1992 par Liberman et Zel'Dovich qui l'ont interprété comme un effet Magnus de la lumière. En effet, une analogie apparaît avec la déviation d'un objet en rotation au sein d'un fluide en écoulement. Cependant, il est également possible de comparer cette trajectoire avec celle de l'effet Hall de spin donnée par l'équation (1), d'où la notion de couplage spin-orbite de la lumière. Nous voyons alors deux éléments intéressants apparaître. Tout d'abord, si dans le cas de l'effet Hall de spin, le couplage spin-orbite était lié au matériau considéré par le coefficient \mathcal{A}_{SO} , pour la lumière, le terme qui apparaît ici ne dépend pas explicitement du milieu considéré, mais uniquement du gradient d'indice. Cela fait de la lumière un très bon candidat pour étudier ces effets. De plus, nous voyons ici que le terme $\sigma\vec{k}/k$ s'identifie au spin de l'électron dans l'équation (1), il est donc possible de faire un lien direct entre la polarisation de la lumière et son spin. En fait, on peut même définir de manière générale la notion de moment cinétique pour un faisceau lumineux, c'est ce que nous allons présenter rapidement.

2.3.3 Notion de moment cinétique de la lumière

Tout comme pour les particules matérielles, il est possible de définir une impulsion locale du faisceau lumineux. Celle-ci est donnée (pour une lumière monochromatique) par

$$\vec{p} = \frac{\epsilon_0}{2} \vec{E}(\vec{r}, \omega) \wedge \vec{B}(\vec{r}, \omega).$$

Nous pouvons alors écrire le moment cinétique total local du faisceau :

$$\vec{J}(\vec{r}) = \vec{r} \wedge \vec{p}(\vec{r}).$$

Dans le cadre de l'approximation paraxiale, le moment cinétique total du faisceau est donné par l'expression

$$\vec{J}(z) = \frac{\epsilon_0}{2i\omega} \int dx dy \left[E_i^*(\vec{r} \wedge \vec{\nabla}) E_i + \vec{E}^* \wedge \vec{E} \right], \quad (5)$$

où nous avons utilisé la notation d'Einstein. Nous voyons alors apparaître deux contributions différentes.

La première contribution dépend de la variation du champ électrique, il s'agit du moment cinétique orbital de la lumière. Elle peut être due à une déformation du front d'onde, c'est ce que l'on appelle le moment cinétique orbital intrinsèque représenté sur la figure 2(a), ou bien à la trajectoire du faisceau, c'est ce que l'on appelle le moment cinétique orbital extrinsèque représenté sur la figure 2(b).

La deuxième contribution est uniquement liée à la valeur locale du champ électrique, c'est celle que l'on va interpréter comme un moment cinétique de spin représenté sur la figure 2(c). Dans le cas d'un faisceau collimaté, celui-ci va être donné par l'expression :

$$\vec{S} = \frac{\epsilon_0 I}{\omega} \frac{\sigma \vec{k}}{k}$$

où nous avons introduit l'intensité I du faisceau et son hélicité σ . Nous retrouvons ainsi que le spin d'un faisceau lumineux est directement lié à la polarisation de la lumière, un spin non-nul correspondant alors à une polarisation tournante du faisceau lumineux. Notons ici que l'on est toujours dans une description classique de la lumière, contrairement au spin des électrons, utilisé dans l'équation (2.2), qui est une notion totalement non-classique puisqu'elle est quantique et relativiste.

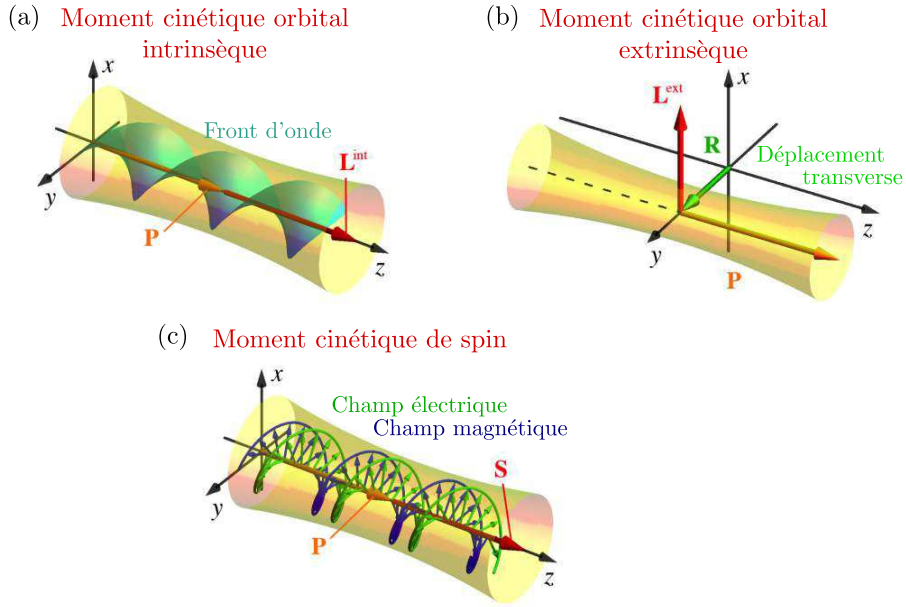


FIGURE 2 – Illustrations des différents moments cinétiques de la lumière, tirées de l'article de Bliokh, Rodriguez-Fortuño, Nori et Zayats. (a) Le moment cinétique orbital intrinsèque, lié à une variation de la phase du champ ; (b) le moment cinétique orbital extrinsèque, lié à un déplacement du faisceau lumineux par rapport à une origine ; (c) le spin du faisceau lumineux, lié à la rotation des champs électrique et magnétique. Ici, la notation \vec{P} correspond à l'impulsion moyenne du faisceau.

2.4 Effet Hall de spin optique en désordre transverse

Les effets de couplage spin-orbite de la lumière que nous avons présentés précédemment ont été étudiés dans des systèmes où la variation d'indice optique est connue. Au cours de ma thèse, je me suis intéressée à l'étude de tels effets au sein de milieux désordonnés. Il s'agit à notre connaissance des premières investigations à ce sujet.

Avant de discuter les résultats obtenus, nous allons commencer par rapidement présenter des éléments de description de la propagation en milieux désordonnés, puis nous introduirons le système considéré.

2.4.1 Propagation dans un système désordonné

Les milieux dits désordonnés sont des milieux très inhomogènes où l'indice optique varie de manière aléatoire. Cela va correspondre par exemple à des poudres, du verre dépoli ou des solutions contenant des particules en suspension. Lorsqu'un faisceau lumineux se propage dans de tels milieux, nous pouvons observer différents phénomènes illustrés sur la figure 3. Si l'on observe le comportement de la lumière au sein du milieu (comme montré sur la figure 3(b)), nous pouvons tout d'abord décrire deux composantes différentes :

- le faisceau balistique qui décrit la trajectoire que l'on attendrait en absence de désordre. Son intensité décroît de manière exponentielle lors de la propagation dans le milieu sur une longueur caractéristique ℓ .
- le halo diffusif qui lui apparaît autour du faisceau balistique au cours de la propagation.

Ces comportements sont dus à la diffusion de la lumière sur les petits obstacles qui sont à l'origine de l'inhomogénéité du milieu. La longueur caractéristique ℓ de la diffusion est alors la distance moyenne entre deux processus de diffusion appelée libre parcours moyen. Si on considère une lumière cohérente, les composantes du halo diffusif se propageant dans différentes directions vont interférer, on voit alors apparaître un profil d'intensité désordonné appelée *speckle*, avec des tâches lumineuses entourées de zones plus sombres comme présenté sur la figure 3(a).

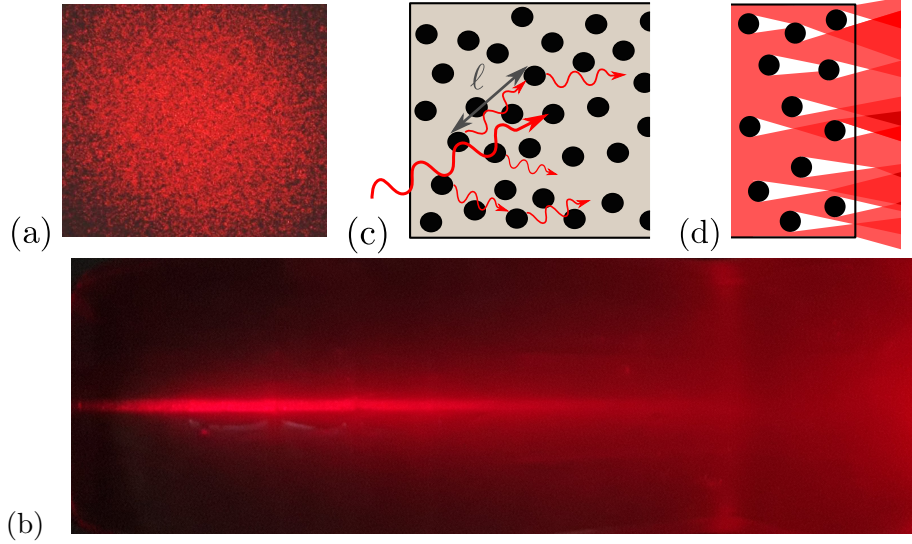


FIGURE 3 – (a) Photo d'un speckle produit par un faisceau laser après propagation au travers d'un morceau de plastique rugueux. (b) Photo du phénomène de diffusion multiple dans un milieu diffusant (ici de l'eau contenant un peu de maïzena en suspension). (c) Schéma de la diffusion de la lumière se propageant à travers une distribution aléatoire de diffuseurs. (d) Schéma de la lumière diffusée à la sortie du milieu.

Une description analytique complète de ce problème est presque impossible. Afin de décrire les phénomènes de propagation dans un milieu désordonné, nous nous basons sur une approche statistique. Nous pouvons alors obtenir l'expression du champ électrique moyenné sur différentes réalisations du désordre. Ce champ moyen permet de décrire la propagation du faisceau balistique qui est la composante qui nous intéresse ici.

2.4.2 Présentation du système : désordre transverse

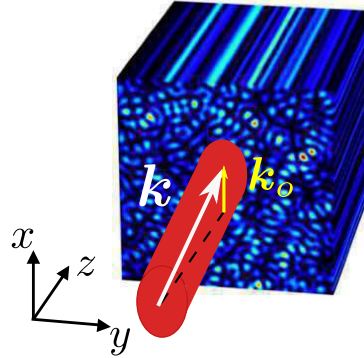


FIGURE 4 – Illustration d'un milieu désordonné dans le plan transverse (x, y) et homogène selon l'axe optique z , sur lequel est envoyé un faisceau lumineux collimaté *tilté*, de vecteur d'onde transverse \vec{k}_0 selon \vec{e}_x .

Afin de voir apparaître des effets de couplage spin-orbite, il est nécessaire d'avoir une certaine anisotropie du système car s'il n'existe aucune direction privilégiée (ou plus précisément, si on ne peut pas définir un axe optique), il ne peut pas y avoir apparition d'un décalage transverse (dont la direction est définie par rapport au plan contenant le faisceau et l'axe optique). Ici, nous avons choisi de considérer le cas où la permittivité est parfaitement homogène selon l'axe z mais varie aléatoirement dans le plan (x, y) , comme représenté sur la figure 4, c'est ce que l'on nomme désordre transverse. Nous allons y décrire la propagation d'un faisceau gaussien collimaté arrivant avec un

léger angle dans le plan (x, z) et dont la polarisation initiale est décrite par le vecteur $\vec{\varepsilon}$ (réel pour une polarisation rectiligne et complexe pour une polarisation elliptique). Nous nous intéressons ici à la trajectoire du faisceau dans le plan transverse (x, y) , en écrivant les équations de propagation du champ, on s'aperçoit alors que la coordonnée z joue ici le rôle d'un temps.

En première approximation, c'est-à-dire dans l'approximation paraxiale, on obtient, comme attendu pour le faisceau balistique, une trajectoire rectiligne caractérisée par le vecteur d'onde transverse \vec{k}_0 . De plus, l'intensité du faisceau décroît exponentiellement avec un temps caractéristique de diffusion (ou *scattering* en anglais) z_s qui dépend des caractéristiques du désordre. Le libre parcours moyen est alors donné par $\ell = k_0/kz_s$.

2.4.3 Décalage transverse du faisceau

Afin de décrire les effets de couplage spin-orbite, tout comme dans les cas présentés dans la partie précédente, nous allons prendre en compte les premières corrections liées à l'aspect vectoriel du champ électrique. Nous nous intéressons ici plus particulièrement au faisceau balistique, décrit par le champ électrique moyen. L'étude de cette configuration est notamment intéressante car il n'est pas évident de savoir a priori si le décalage lié au couplage spin-orbite survit au moyennage sur le désordre.

Après l'obtention de l'expression du champ moyen dans le désordre transverse, nous arrivons à l'expression de la trajectoire du centre du faisceau :

$$\vec{R}_\perp(z) = \frac{\vec{k}_0}{k} z - \frac{\sigma}{k_0} \left[1 - \frac{1}{\cosh(z/z_{\text{SH}})} \right] \vec{e}_y ,$$

où nous avons introduit un nouveau temps caractéristique $z_{\text{SH}} = 2(k/k_0)^2 z_s$. Nous voyons ici deux termes, le premier correspond à la propagation balistique attendue sans la prise en compte des effets de couplage spin-orbite. Le terme supplémentaire décrit quant à lui un déplacement latéral (noté δR_\perp), de l'ordre de la longueur d'onde transverse et proportionnel à l'hélicité du faisceau. On retrouve ainsi bien un effet Hall de spin optique dans le cadre d'un milieu désordonné.

Ce décalage transverse est représenté sur la figure 5(a) pour une polarisation circulaire ($\sigma = 1$) pour différentes valeurs de l'angle d'incidence. Nous voyons ici l'influence de ce dernier sur le temps z_{SH} d'apparition du décalage. De plus, nous pouvons observer un effet de saturation du décalage qui n'existe pas dans d'autres configurations de l'effet Hall de spin optique. Afin de comprendre son origine, nous allons nous intéresser à l'évolution du moment cinétique.

2.4.4 Évolution du moment cinétique

À nouveau, en utilisant l'expression du champ électrique moyen, nous pouvons calculer l'expression des moments cinétiques du faisceau lumineux. Le moment cinétique orbital est alors donné par :

$$\vec{L}(z) = \left(\vec{R}_\perp(z) + z \vec{e}_z \right) \wedge (\vec{k}_0 + k_z \vec{e}_z)$$

où nous reconnaissons alors la forme classique bien connue $\vec{L} = \vec{R} \wedge \vec{p}$ où $\vec{p} = \vec{k}_0 + k_z \vec{e}_z$.

Le spin est lui donné par l'expression :

$$S_z(z) = \frac{\sigma}{\cosh(z/z_{\text{SH}})} . \quad (6)$$

Leur évolution est alors tracée sur le graphe présenté figure 5(b) pour une polarisation initiale circulaire. Nous voyons ainsi que le moment cinétique de spin diminue tandis que le moment orbital augmente (le moment cinétique total selon z reste lui constant). Ce transfert de moment cinétique

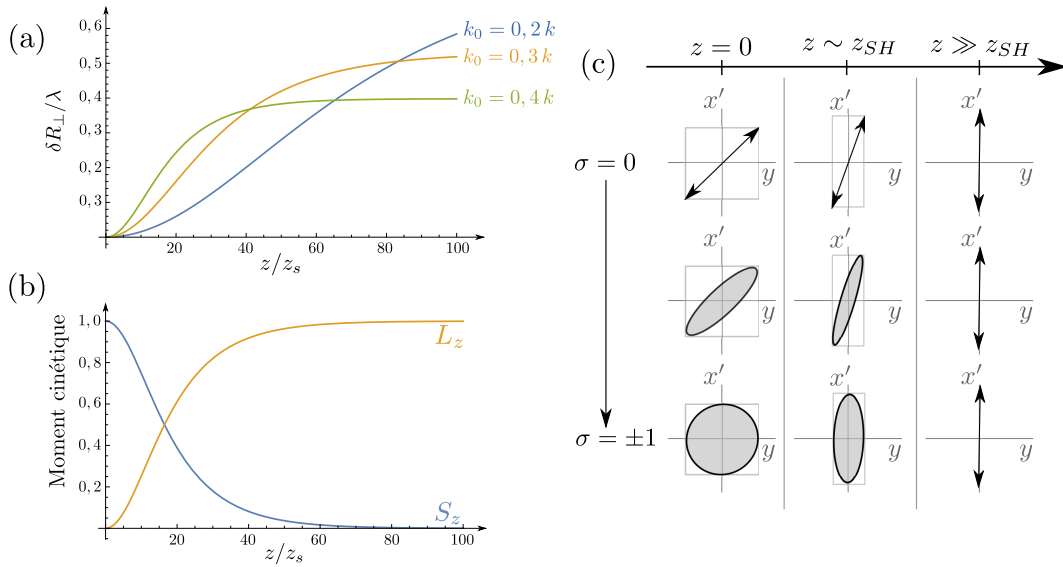


FIGURE 5 – (a) Graphe de l'évolution du déplacement δR_{\perp} en fonction de z pour différentes valeurs de l'angle d'incidence k_0/k ; (b) Courbes des composantes S_z et L_z des moments cinétiques en fonction du temps z pour $\sigma = +1$ et $k_0/k = 0,4$. À l'instant initial, le système possède uniquement un moment cinétique de spin qui est converti au fur et à mesure de la propagation en moment cinétique orbital, la somme $L_z + R_z$ restant constante; (c) Schéma de l'évolution de la polarisation du faisceau au cours de la propagation dans le milieu désordonné.

s'explique par une déformation de la polarisation du faisceau au fur et à mesure de la propagation dans le milieu désordonné comme schématisé sur la figure 5(c). Nous voyons alors que la polarisation du faisceau tend vers une polarisation rectiligne (pour laquelle le spin est nul) ce qui explique la saturation du décalage que nous avons mis en évidence précédemment.

3 Conclusion

Durant ma thèse, j'ai ainsi étudié l'effet Hall de spin dans le cas d'un désordre transverse. Nous avons montré que cette effet était résistant au moyennage sur les différentes configurations du désordre. De plus, en considérant ici l'aspect vectoriel de la lumière, nous avons mis en évidence l'effet du désordre sur l'état polarisation du faisceau.

Lors de ce travail de recherche, j'ai pu acquérir de très bonnes connaissances en optique, or cette discipline est très présente dans les programmes tout au long du secondaire. Ces savoirs me seront ainsi très utiles afin d'enseigner aux élèves les bases de l'optique mais ils me donnent également une bonne culture scientifique pour trouver des illustrations originales des phénomènes étudiés.

J'ai également eu l'occasion d'étudier des systèmes quantiques ou des analogues à ces systèmes. La physique quantique prenant une place de plus en plus importante dans notre société et dans les programmes scolaires, je pourrais réexploiter ces connaissances. De plus, il s'agit de sujets apparaissant régulièrement dans les médias et sur internet où de nombreux éléments de désinformation peuvent circuler. Il est donc important, à mon avis, de pouvoir discuter de ces sujets avec les élèves en ayant des bases assez solides.

4 Enseignement et médiation scientifique

4.1 Monitorat au sein de Sorbonne Université

Durant mes trois années de thèse, j’ai effectué un monitorat au sein de l’université Sorbonne Université. L’enseignement était déjà quelque chose qui me tenait à cœur avant cela, en effet, j’ai toujours considéré que la transmission des connaissances est une étape essentielle de l’apprentissage personnel. C’est pour cela qu’il était très important pour moi de pouvoir compléter mon travail de recherche au cours de ma thèse par des enseignements. Mon monitorat a confirmé ma vocation de professeure.

J’ai encadré des groupes de travaux dirigés de mécanique en L2 pendant lesquels j’ai pu développer mes capacités de calculs au tableau et une approche pédagogique insistant sur l’importance pour les étudiant·es de pouvoir poser des questions. J’y ai également appris à gérer mon planning, devant balancer la contrainte du programme (et des examens) avec un rythme permettant aux étudiant·es de bien saisir les notions importantes et de s’approprier les outils vus en cours.

J’ai également encadré des groupes de travaux pratiques d’optique. Ici, le format en demi-groupe et avec des binômes amenait à un encadrement plus proche et permettant de discuter plus en profondeur les notions physiques avec les étudiant·es. Pendant ces séances, j’ai également dû gérer une évaluation continue des étudiant·es par la correction de comptes-rendus ainsi que par la tenue d’interrogations rapides à chaque séance.

4.2 Participation au tournoi de physique

Au cours de mon cursus à Sorbonne Université j’ai pris part au *French Physicists’ Tournament* (qui constitue la sélection française de l’*International Physicists’ Tournament*). Durant celui-ci, des équipes, issues de différentes universités et écoles, se retrouvent pour “s’affronter” sur des problèmes de physique ludiques où elles doivent présenter et critiquer les résultats qu’elles ont obtenus durant un semestre de travail. Il s’agit d’un moment de nombreuses discussions physiques, ainsi qu’une première expérience du travail de recherche pour de nombreux étudiant·es.

J’ai tout d’abord participé en tant que membre de l’équipe durant ma première année de master. Comme pour beaucoup, cela a été pour moi l’une des premières occasions où j’ai pu étudier en très grande autonomie un sujet de physique, mais cela a surtout été une première expérience de présentation de mes résultats personnels et du travail d’un semestre entier sur un temps de 10 minutes. Pendant cette présentation, il fallait ainsi être pédagogique (le jury composé de physicien·nes ne connaissant pas spécialement les sujets) et présenter correctement sa démarche et ses résultats tout en restant très concis.

J’ai ensuite eu l’occasion durant mon monitorat d’encadrer l’équipe de Sorbonne Université. J’ai pu y transmettre ma propre expérience du tournoi, ainsi que de discuter avec des étudiant·es en master du travail de recherche et de la démarche scientifique. L’encadrement de tels projets est très particulier, en effet, les étudiant·es doivent construire eux-mêmes leur démarche, et nous cherchions à leur donner le plus d’autonomie possible, il fallait donc accompagner les étudiant·es et être prêt·es à répondre à leurs questions sans essayer de les guider dans une direction particulière. Il s’agit aussi d’une expérience d’enseignement où il est nécessaire de jongler entre de nombreux domaines de la physique.

À présent je participe à l’organisation de ce tournoi qui est également un grand moment de partage scientifique en tout genre. Il s’agit de réfléchir à la sélection des sujets pour le tournoi français, en équilibrant les divers domaines, mais également les types d’approches que les questions vont demander (expérience de coin de table, simulations, traitement de données, problème d’ingénierie,

etc.). Il y a également de nombreuses questions de logistique à gérer. Tout cela demande évidemment un bon travail d'équipe et de répartition des tâches.

4.3 Vulgarisation scientifique

Au cours de mon stage de M2, puis de ma thèse j'ai pu participer au stand du Laboratoire Kastler Brossel de la Fête de la Science sur le campus Pierre et Marie Curie. Au sein de celui-ci, nous présentions de nombreuses expériences autour de la lumière, allant d'une "simple" mesure de la vitesse de la lumière à la production d'un laser en passant par les phénomènes d'interférences, ainsi que la démonstration historique de Kastler sur l'absorption et l'émission du sodium. De plus, nous recevons des publics très variés allant de classes de primaire à des universitaires, cela m'a ainsi appris à adapter mon discours et ma pédagogie aux personnes en face de moi et en fonction de la difficulté des sujets. Nous devions également gérer des questions de temps soit dans le cas de groupes scolaires qui étaient sur un planning précis, soit car le laboratoire organisait également des visites qui partaient à intervalles réguliers du stand. Ayant participé à trois reprises à la Fête, je connaissais très bien le stand et je faisais partie de l'équipe de préparation et d'installation. C'est en particulier moi qui étais chargée à plusieurs

4.4 Autres activités

Durant mes années d'études à Sorbonne Université, j'ai également pris une part très active dans l'association des étudiant·es de physique CurieOcity.

Au sein de celle-ci, j'ai pu participé à l'organisation de séances de tutorat, durant lesquelles des étudiant·es de licences voire de master pouvaient venir librement pour demander de l'aide sur certains sujets. Cela nous forçait en tant qu'encadrant·es à devoir comprendre efficacement et en un temps court les différents sujets pour pouvoir les expliquer clairement, en s'adaptant au niveau de l'étudiant·e concerné·e. Cela nous obligeait ainsi également à avoir en tête les différents programmes de l'université.

Nous organisions aussi des rencontres entre chercheur·euses et étudiant·es sous un format un peu informel appelé les *cafés-prof* pendant lesquels les professeur·es pouvaient présenter leur domaine de recherche mais également leur parcours. Nous avons également organisé des conférences plus traditionnelles.

L'association était aussi une interlocutrice privilégiée des équipes pédagogiques de l'université. Nous étions ainsi contacté pour discuter des envies et des besoins des étudiant·es, ou pour faire le pont avec l'administration dans certaines situations. En particulier, nous avons participé à l'élaboration de la nouvelle maquette du master.

Je me suis également investie personnellement au sein des structures de l'université, tout d'abord pendant mon master au sein du conseil de l'UFR, puis en tant que représentante des doctorant·es au conseil de l'école doctorale. Cela m'a permis de connaître mieux le fonctionnement administratif de l'université.