

Chapitre 1

Propriétés d'un désordre de type speckle

Le chapitre ?? nous a renseigné quant aux propriétés de notre onde de matière ainsi que sa production. En particulier, on a vu qu'il était possible d'appliquer des potentiels externes conservatifs aux atomes par le biais du potentiel dipolaire. Ce potentiel étant proportionnel à l'intensité lumineuse I , on peut alors appliquer un désordre à nos atomes, pourvu que l'on soit capable de créer un désordre optique. En effet, une originalité de notre expérience est "d'inverser" les rôles habituels de la matière et de la lumière.

Ainsi, dans ce chapitre, nous allons nous attacher à décrire le second élément clé de la localisation d'Anderson : le désordre. Nous montrerons que la génération d'un tel désordre est aisée : la diffraction d'un faisceau laser au travers d'une lame de verre rugueuse produit un motif d'intensité lumineuse aléatoire et à fort contraste, appelé champs de tavelures optiques, ou encore *Speckle* (anglicisme communément admis). Citons deux énormes avantages d'un tel désordre : on en connaît toutes les propriétés, régies par la diffraction, et on contrôle ce désordre.

La première partie se concentrera sur la génération d'un champ de speckle, en particulier sur le diffuseur qui donne au speckle toutes ses propriétés. Dans un second temps, nous décrirons les propriétés spatiales d'un speckle, en particulier la taille des grains de lumière dans les directions transverses et longitudinale. Dans une troisième partie nous parlerons du potentiel ressenti par les atomes ainsi que des possibilités offertes par la structure multi-niveaux du ^{87}Rb et l'excellent contrôle du désordre dont nous disposons, puis dans une ultime partie nous étudierons une approche à deux longueurs d'onde pour dépasser les limitations d'un speckle monochromatique pour l'étude de la transition d'Anderson à énergie résolue.

1.1. Génération d'un champ de speckle

C'est avec le développement des premiers lasers qu'a été observée la structure granulaire de la lumière réfléchiée par certaines surfaces rugueuses. Rapidement, il a été compris que ce motif provenait de la diffraction aléatoire et cohérente par une surface rugueuse. Cette surface rugueuse peut-être considérée comme un ensemble d'émetteurs cohérents de déphasages aléatoires, et le profil d'intensité obtenu est le résultat de l'interférence multiple de l'ensemble de la surface. Un profil typique est montré figure 1.1. Celui-ci comporte un ensemble de grains lumineux séparés par des zones d'obscurité. Souvent considéré néfaste dans le domaine de l'imagerie, le speckle est pour nous une formidable source de désordre optique.



FIGURE 1.1 – **a : Motif de speckle.** Un tel motif est composé de grains lumineux entourés de zones d'ombre, où l'intensité est quasiment nulle. **b : Génération d'une figure de speckle.** La diffraction d'une onde cohérente par une surface rugueuse appelée diffuseur résulte en l'interférence multiple d'un grand nombre d'ondes à déphasage aléatoire. La phase de chacune de ces ondes est déterminée par l'épaisseur de verre traversée en chaque point.

1.1.1 Statistiques de l'intensité d'un speckle

Le phénomène de speckle apparaît lorsque l'amplitude $E(\mathbf{x})$ au point d'observation \mathbf{x} résulte de la somme d'un grand nombre N d'ondes indépendantes d'amplitude E_0 et de phases aléatoires ϕ_j comme illustré figure 1.1. Cette amplitude peut alors s'écrire

$$E(\mathbf{x}) = \sum_j^N E_0 e^{i\phi_j} . \quad (1.1)$$

En supposant qu'un grand nombre de grains du diffuseur participent à l'interférence au point d'observation ($r_{\text{diff}} \ll D$ avec r_{diff} la taille typique d'un grain du diffuseur et D la taille de l'éclairement incident), on peut appliquer le théorème central limite à l'amplitude rayonnée. En supposant de plus que les phases aléatoires ϕ_j sont réparties de manière homogène sur l'intervalle $[0, 2\pi]$, les distributions de probabilités des parties réelle et imaginaire de l'amplitude sont données par la loi normale

$$\mathcal{P}(E_{\mathcal{R}, \mathcal{I}}) = \frac{1}{\sigma_E \sqrt{2\pi}} \exp \left(-\frac{E_{\mathcal{R}, \mathcal{I}}^2}{2\sigma_E^2} \right) , \quad (1.2)$$

avec $E_{\mathcal{R}}$ et $E_{\mathcal{I}}$ les parties réelle et imaginaire du champ complexe $E = E_{\mathcal{R}} + iE_{\mathcal{I}}$ respectivement. Étant donné que les atomes ne sont sensibles qu'à l'intensité lumineuse $I = |E|^2$, on montre alors que la distribution de probabilité de l'intensité lumineuse suit une loi exponentielle [Goodman, 2007]

$$\mathcal{P}(I) = \frac{1}{\bar{I}} \exp \left(-I/\bar{I} \right) . \quad (1.3)$$

De manière générale, on appellera *speckle pleinement développé* tout speckle vérifiant cette loi de probabilité. Deux conséquences importantes de cette loi sont à noter :

- L'écart-type σ_I de la loi 1.3 est égal à sa valeur moyenne \bar{I} , et donc le contraste σ_I/\bar{I} d'une figure de speckle pleinement développé est de 1. Une telle figure comportera alors des zones de forte intensité tout comme des zones d'intensité quasi-nulle.

- La probabilité d'obtenir une forte intensité lumineuse est exponentiellement petite, tandis que les zones de faible intensité sont beaucoup plus probables. Ainsi, une figure typique de speckle (représentée figure 1.1) est composée de maxima d'intensité lumineuse (*grains de speckle*) entourés de larges zone d'ombre.

1.1.2 Propriétés du diffuseur

L'analyse précédente décrivant la statistique de l'intensité lumineuse d'un speckle pleinement développé repose sur deux hypothèses :

- Il faut qu'un grand nombre d'émetteurs participe à l'interférence au point d'observation. Notamment, cela signifie que le diffuseur comporte un nombre suffisamment de *grains* ($r_{\text{diff}} \ll D$) et que ceux-ci rayonnent au point d'observation. Ce dernier point sera illustré section 1.2.
- Pour que la distribution de probabilité de l'amplitude soit centrée en 0, propriété essentielle pour un speckle pleinement développé, il faut que la distribution de phases soit suffisamment large, c'est à dire $\sigma_\phi \gg 2\pi$.

Les deux grandeurs apparaissant dans ces hypothèses, r_{diff} et σ_ϕ , sont fixées par les propriétés du diffuseur, que nous nous attacherons à décrire dans cette partie.

Dans le cadre de notre expérience, la génération du speckle se fait par transmission d'une onde laser au travers d'une lame de verre dépolie, d'épaisseur locale $e(\mathbf{x}_0)$ aléatoire et répartie selon une distribution gaussienne de largeur σ_e et de valeur moyenne \bar{e} , où $\overline{\cdots}$ représente la moyenne sur les différentes réalisations de l'épaisseur aléatoire. On supposera que cette lame a été dépolie de manière homogène, ainsi, la statistique de l'épaisseur ne dépend pas de la position considérée sur la surface du diffuseur. On assimilera donc la distribution de l'épaisseur à un processus stationnaire.

La phase localement accumulée par le faisceau laser incident lors de la traversée du diffuseur est proportionnelle à l'épaisseur traversée et donnée par

$$\phi(\mathbf{x}_0) = 2\pi(n-1)\frac{e(\mathbf{x}_0)}{\lambda}, \quad (1.4)$$

avec n l'indice du verre et $\lambda \approx 780\text{nm}$ la longueur d'onde de l'onde laser. L'influence de cette phase sur l'amplitude du champ laser se traduit via la transmission locale du diffuseur

$$t_{\text{diff}}(\mathbf{x}_0) = e^{i\phi(\mathbf{x}_0)} \quad (1.5)$$

dont la valeur moyenne $\overline{t_{\text{diff}}}$ caractérise le pouvoir diffusant. Pour une lame peu rugueuse, le faisceau est en moyenne peu affecté lors de sa traversée et l'on a $\overline{t_{\text{diff}}} \approx 1$, tandis que dans le cas d'un diffuseur fort $\overline{t_{\text{diff}}} \approx 0$. En fixant la phase moyenne $\bar{\phi} = 0$, on montre annexe 2 que [Denechaud, 2018]

$$\overline{t_{\text{diff}}} = e^{-\frac{\sigma_\phi^2}{2}} \quad \text{avec} \quad \sigma_\phi = 2\pi(n-1)\frac{\sigma_e}{\lambda}. \quad (1.6)$$

Dans le cas d'un diffuseur de grande rugosité, dont l'épaisseur typique des grains σ_e est de l'ordre de plusieurs λ , on a $\sigma_\phi \gg 2\pi$ et cela permet donc de considérer que la distribution de phases est constante sur l'intervalle $[0, 2\pi]$, essentiel pour un speckle pleinement développé.

Les grains du diffuseur sont de plus caractérisés par une certaine extension typique r_e correspondant à une largeur de corrélation de l'épaisseur. Celle-ci induit donc une corrélation spatiale de la transmission, décrite à l'aide la fonction de corrélation

$$C_{\text{diff}}(\mathbf{x}_0, \mathbf{x}'_0) = \overline{t_{\text{diff}}(\mathbf{x}_0)t_{\text{diff}}^*(\mathbf{x}'_0)} = \overline{e^{i(\phi(\mathbf{x}_0)-\phi(\mathbf{x}'_0))}}. \quad (1.7)$$

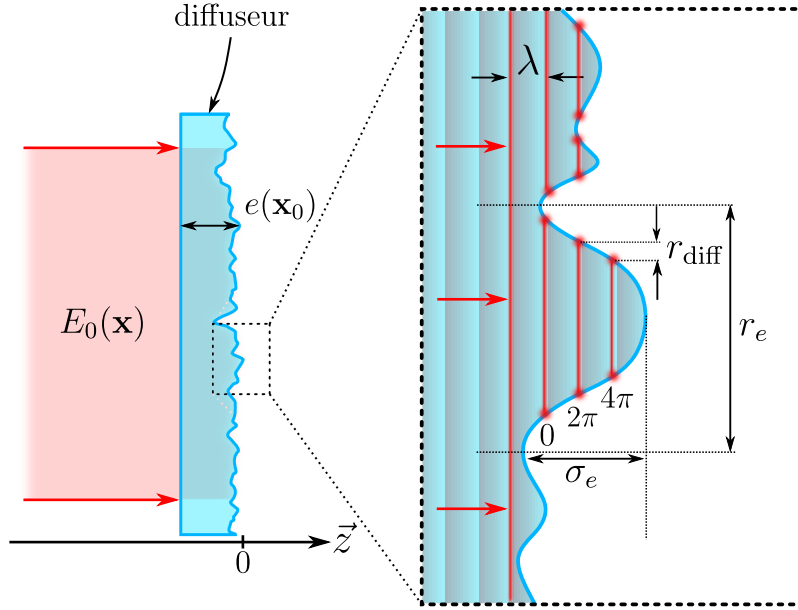


FIGURE 1.2 – **Caractéristiques du diffuseur.** L'épaisseur aléatoire est caractérisée par une hauteur typique σ_e et une granularité de taille r_e . Pour $\sigma_e \gg \lambda$, on a plusieurs oscillations de l'onde incidente dans le même grain, et donc t_{diff} qui est une fonction 2π -périodique, voit sa corrélation réduite.

Puisque l'épaisseur et la phase sont proportionnelles, ces deux grandeurs sont corrélées sur la même taille r_e correspondant à la granularité de la surface du verre. En revanche, dans le cas où $\sigma_e \gg \lambda$ (ce qui est le cas sur notre expérience), l'onde oscille plusieurs fois dans le même grain du diffuseur. La transmission étant une fonction 2π -périodique de la phase, celle-ci perd alors sa corrélation sur une taille $r_{\text{diff}} \ll r_e$, voir figure ???. On montre alors annexe 2 que la corrélation de la transmission à courte portée¹ est de forme gaussienne :

$$C_{\text{diff}}(\mathbf{x}_0, \mathbf{x}'_0) \approx \exp\left(-\frac{|\mathbf{x}_0 - \mathbf{x}'_0|^2}{2r_{\text{diff}}^2}\right) \quad \text{avec} \quad r_{\text{diff}} = r_e / \sigma_\phi. \quad (1.8)$$

r_{diff} joue alors le rôle de la taille effective d'un émetteur indépendant tel que considéré dans la section ??. La condition d'un grand nombre d'émetteurs s'écrit alors $r_{\text{diff}} \ll D$.

Enfin, il est possible de définir l'angle de diffusion $\theta_{\text{diff}} = \lambda / \pi r_{\text{diff}} = 2(n-1)\sigma_e / r_e$, qui est indépendant de la longueur d'onde de l'onde laser incidente. θ_{diff} est donc une constante du diffuseur, fixée par les paramètres géométriques de celui-ci.

1.1.3 Implémentation expérimentale

Voir exactement quel dispositif présenter. TauS? Fonctions spectrales? Double speckle? Les expériences menées sur notre dispositif jusqu'en 2014 utilisaient un speckle réalisé à la longueur d'onde de 532 nm. Ce grand désaccord vers le bleu par rapport à la transition D_2 du ^{87}Rb permet ainsi de s'affranchir de l'émission spontanée, même pour les très longs temps de propagation nécessaires à l'étude de la localisation d'Anderson. Depuis 2015 en revanche, l'équipe utilise un speckle accordable autour de 780 nm offrant ainsi la possibilité de réaliser un désordre attractif ou répulsif.

1. La corrélation de la transmission tend suffisamment vite vers 0 pour que l'on puisse considérer que $|\mathbf{x}_0 - \mathbf{x}'_0| \ll r_e$ dans le cas où $\sigma_\phi \gg 2\pi$.

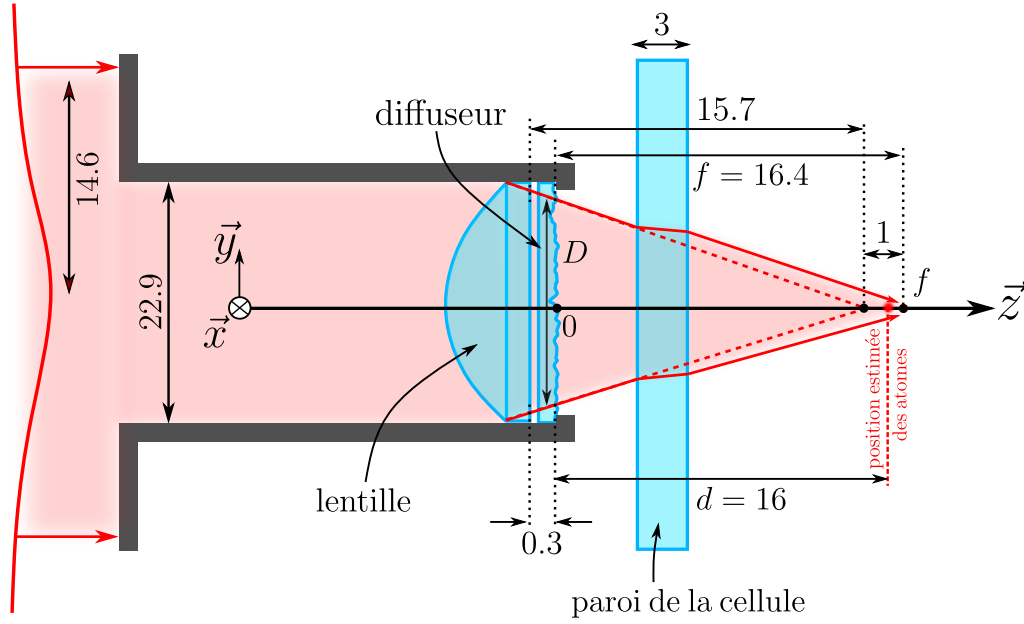


FIGURE 1.3 – **Géométrie du montage de génération du speckle.** Un faisceau gaussien incident de waist 14.6 mm est tronqué dans un diaphragme de diamètre 22.9 mm qui supporte le diffuseur. Ce faisceau est ensuite focalisé par une lentille asphérique épaisse de focale 16 mm et traverse le diffuseur d'épaisseur 0.3 mm. Le plan de focalisation est déplacé d'environ 1 mm à cause de la paroi de la cellule à vide, d'épaisseur 3 mm.

Nous verrons section 1.3 que cette accordabilité autour de la transition D_2 offre un grand nombre de possibilités expérimentales.

Mise en forme du faisceau speckle

Par vœux de concision, seules les grandes lignes du montage de mise en forme du faisceau speckle à 780 nm seront données ici, de nombreux détails à propos de ce montage pouvant être retrouvés dans les thèses de Jérémie Richard, Vincent Denechaud et Musawwadah Mukhtar [Richard, 2015; Denechaud, 2018; Mukhtar, 2019].

Le faisceau source du speckle est émis par un laser industriel *Toptica TA-Pro 2 W* accordable autour de 780 nm. Étant donné la proximité de la transition atomique, ce laser est asservi par battements sur le laser repompeur *L2*, ce qui permet d'en fixer la fréquence avec une précision de 1 MHz. Le mode spatial et la polarisation du faisceau sont filtrés à l'aide d'une fibre optique à maintien de polarisation et de cubes séparateurs de polarisation.

La spécificité de ce montage réside dans sa capacité à stabiliser par asservissement une très faible puissance optique, typiquement de quelques μW compte-tenu de la proximité de la transition. Pour cela, 90% de la puissance optique sont déviés vers une photodiode, dont la mesure permet de rétroagir sur la puissance du faisceau à l'aide d'un modulateur acousto-optique. Cette mesure à haute puissance permet de plus d'être particulièrement sensible aux fluctuations de puissance. Le faisceau est ensuite atténué et agrandi avant focalisation sur les atomes et passage au travers du diffuseur. À ce stade, on dispose d'un faisceau de waist 14.6 mm (rayon à $1/e^2$), de polarisation π et dont la puissance est stabilisée et contrôlable entre 30 nW et 15 μW .

Génération du speckle

La génération du speckle se fait selon le montage représenté figure 1.3. Un faisceau gaussien collimaté de waist 14.6 mm et de longueur d'onde $\lambda = 780\text{ nm}$, dont la mise en

forme a été présentée dans le paragraphe précédent, est tronqué par un diaphragme de diamètre 22.9 mm. Ce faisceau passe ensuite au travers d'une lentille asphérique épaisse (*Thorlabs ACL2520-B*) de focale 16.0 mm (et de frontale 15.7 mm) montée dans ce même diaphragme. Le rôle de celle-ci est de focaliser la lumière sur les atomes². Accolé à cette lentille se trouve un diffuseur *Newport FSD10-3* possédant une épaisseur de 0.3 mm³ et un angle de diffusion $\theta_{\text{diff}} \approx 5^\circ$.

Enfin, ce faisceau convergent traverse la paroi de la cellule en verre sous ultra-vide d'épaisseur $e = 3.0$ mm et située à 0.5 mm de la monture du diffuseur. Le matériau de cette cellule est du Vycor, d'indice optique $n = 1.46$. L'épaisseur de cette cellule, considérée comme une lame à faces parallèles, induit un décalage des rayons lumineux par réfraction, décalage représenté figure 1.3 montrant la trajectoire des rayons lumineux en absence de la paroi par des traits pointillés. La présence de la paroi entraîne donc un déplacement du plan de focalisation donné par $\Delta d = e(1 - 1/n) \approx 1$ mm. La distance focale en présence de la paroi de la cellule est alors de 17.0 mm.

En choisissant pour origine de l'axe \vec{z} ⁴ la surface du diffuseur, la position du plan de focalisation se trouve à $f = 16.4$ mm. Dans ce repère, la position des atomes dans le piège optique est estimée quant à elle à $d = 16 \pm 0.5$ mm, dont la valeur est proche de celle de la position du plan de focalisation. Néanmoins, l'incertitude liée à la position des atomes est cruciale, celle-ci pouvant conduire à un écart de 0.9 mm du plan de focalisation. Il est ainsi primordial de connaître les propriétés du speckle autour du plan de focalisation.

1.2. Propriétés spatiales d'un champ de speckle

Le speckle résultant de la propagation d'un faisceau transmit par le diffuseur, il est donc régit par les lois de la diffraction et il est possible de déduire ses propriétés spatiales de celles de l'éclairement au niveau du diffuseur. Notamment, les variations spatiales du champ de speckle sont décrites quantitativement par la fonction de corrélation de ce champ. L'étude de cette fonction de corrélation nous permet donc de déterminer toutes les tailles caractéristiques d'intérêt pour notre expérience, l'extension du champ de speckle ainsi que les tailles moyennes des grains de lumière.

Dans cette section, nous allons nous attacher à décrire ces échelles de longueur caractéristiques autour du plan de focalisation à l'aide de la fonction de corrélation du champ, dont le détail des calculs est donné en annexe 2.

De plus, lors de la conception de ce système, l'extension du champ de speckle ainsi que les tailles des grains de speckle ont été mesurées expérimentalement sur un montage reproduisant exactement les conditions réelles en présence de la cellule à vide, celle-ci empêchant de faire des mesures in-situ. La description de ces mesures et de leur traitement sont référencées dans la thèse de Jérémie Richard [Richard, 2015].

1.2.1 Extension transverse du champ de speckle le long le l'axe optique

L'extension transverse du champ de speckle est donnée par le waist du faisceau speckle, il est donc nécessaire de calculer le profil d'intensité moyenne $\bar{I}(\mathbf{x}_d)$, où l'ensemble des

2. Nous verrons dans la section suivante que cela permet d'obtenir des grains de speckle les plus petits possibles. En effet, on attend la manifestation d'effets quantiques sur la propagation d'une onde de matière dans un speckle pour des longueurs d'onde de de Broglie plus grandes que la taille des grains de speckle.

3. Cette épaisseur était initialement de 3 mm avant d'être réduite à 0.3 mm par l'atelier d'optique de l'IOGS.

4. L'axe \vec{z} utilisé dans ce chapitre correspond à la direction de propagation du faisceau speckle. Dans le repère de l'expérience, il s'agit en réalité de l'axe \vec{x} , perpendiculaire au plan formé par les faisceaux du piège optique.

points $\{\mathbf{x}_d\}$ correspond au plan $\{x, y, z = d\}$ situé à une distance d de la surface du diffuseur. Pour cela, explicitons le champ rayonné $E(\mathbf{x}_d)$ à l'aide du principe de Huygens-Fresnel dans l'approximation paraxiale :

$$E(\mathbf{x}_d) \propto \int d\mathbf{x}_0 E_{\text{diff}}(\mathbf{x}_0) \exp\left(ik \frac{\mathbf{x}_0^2}{2d_{\text{eff}}}\right) \exp\left(-ik \frac{\mathbf{x}_d \cdot \mathbf{x}_0}{d}\right), \quad (1.9)$$

où $k = 2\pi/\lambda$ est le nombre d'onde et d_{eff} correspond à une distance effective donnée par $1/d_{\text{eff}} = 1/d - 1/f$. L'ensemble des points $\{\mathbf{x}_0\}$ décrit le plan du diffuseur $\{x, y, z = 0\}$, et $E_{\text{diff}}(\mathbf{x}_0)$ correspond au champ dans ce plan, qu'il est possible de décomposer sous la forme

$$E_{\text{diff}}(\mathbf{x}_0) = E_0(\mathbf{x}_0) t_{\text{diff}}(\mathbf{x}_0) \quad \text{avec} \quad E_0(\mathbf{x}_0) = E_{\text{inc}}(\mathbf{x}_0) m(\mathbf{x}_0), \quad (1.10)$$

où $t_{\text{diff}}(\mathbf{x}_0)$ est la transmission du diffuseur, $E_{\text{inc}}(\mathbf{x}_0)$ est le champ incident⁵, et $m(\mathbf{x}_0) = \Theta(|\mathbf{x}_0| - D/2)$ avec Θ la fonction de Heaviside est un masque représentant le diaphragme de diamètre D et les montures de optiques. $E_0(\mathbf{x}_0)$ correspond alors au champ au niveau du diffuseur, et on supposera dans la suite que celui-ci varie lentement à l'échelle des variations de $t_{\text{diff}}(\mathbf{x}_0)$, c'est à dire que $E_0(\mathbf{x}_0 + \delta\mathbf{x}_0) \approx E_0(\mathbf{x}_0)$ avec $\delta\mathbf{x}_0$ de l'ordre de r_{diff} .

On montre alors (voir annexe 2) que le profil d'intensité moyenne à la distance d peut s'écrire

$$\begin{aligned} \bar{I}(\mathbf{x}_d) &= \overline{E(\mathbf{x}_d) E^*(\mathbf{x}_d)} \\ &\propto I_0\left(\frac{d_{\text{eff}}}{d} \mathbf{x}_d\right) * \widetilde{C_{\text{diff}}}\left(\frac{\mathbf{x}_d}{\lambda d}\right), \end{aligned} \quad (1.11)$$

où le symbole $*$ dénote le produit de convolution. L'évolution du profil d'intensité moyenne en fonction de la distance d est alors dû à deux contributions dont l'interprétation physique est la suivante :

- Le premier terme correspond à l'effet de la lentille, et focalise donc le profil d'intensité initiale $I_0(\mathbf{x}_0) = |E_0(\mathbf{x}_0)|^2$ dans le plan focal $\{x, y, z = f\}$. Cette focalisation se traduit au travers d'un changement d'échelle de l'intensité par le facteur $d/d_{\text{eff}} = |d - f|/f$. Ainsi, la taille de ce faisceau focalisé décroît avec la distance jusqu'à s'annuler dans le plan focal, comme prédit par l'optique géométrique.
- Le second terme est la transformée de Fourier de la fonction de corrélation du diffuseur $C_{\text{diff}}(\mathbf{x}_0)$. Ce terme traduit la diffraction de l'onde incidente par les grains du diffuseur de taille r_{diff} , dont la largeur est donnée par $\lambda d/\pi r_{\text{diff}}$, qui croît linéairement avec la distance d .

Ces dépendances sont illustrées figure 1.4, où le fond rose correspond au premier terme de focalisation, tandis le fond orange illustre le second terme de diffraction. On identifie alors deux régimes pour lesquels un terme est prépondérant.

Dans une première région, loin du plan focal de la lentille, la taille du faisceau est donnée par l'effet de focalisation de la lentille. Une seconde région, proche du plan focal de la lentille, est dominée par l'effet de diffraction des émetteurs du diffuseur, la taille de l'éclairement incident étant fortement réduite par focalisation. Ainsi, pour une zone très proche du plan focal de la lentille, on peut décrire le profil d'intensité lumineuse par

$$\bar{I} \propto \text{TF}[C_{\text{diff}}](\mathbf{x}_f/\lambda f) \quad (1.12)$$

où l'ensemble des points $\{\mathbf{x}_f\}$ correspond au plan de Fourier⁶ $\{x, y, z = f\}$, et C_{diff} est la fonction de corrélation du diffuseur, de forme de gaussienne avec une largeur r_{diff} . Le profil

5. Il s'agit du faisceau gaussien de waist 14.6 mm.

6. Dans le plan focal $\{x, y, z = f\}$, le champ rayonné est alors la transformée de Fourier du champ incident comme illustré par la formule 1.9. Il s'agit d'une propriété bien connue des lentilles de pouvoir ramener l'infini de la diffraction de Fraunhofer à distance finie.

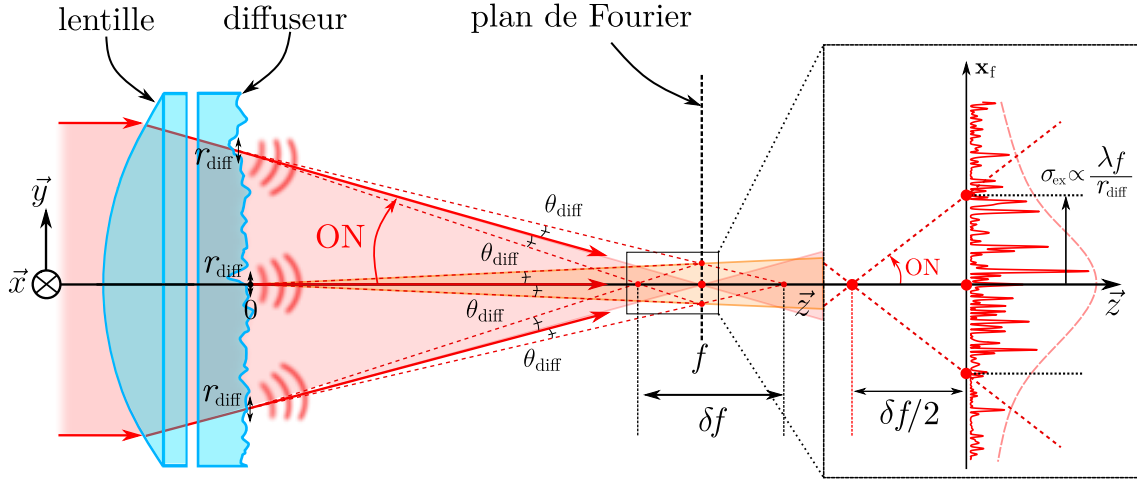


FIGURE 1.4 – **Extension du champ de speckle.** L'extension du faisceau de speckle est due à deux effets distincts, la focalisation du faisceau incident et la diffraction du faisceau par le diffuseur. La contribution de la focalisation à l'extension du faisceau est illustrée par des flèches rouges et un remplissage rose, tandis que celle de la diffraction correspond à un remplissage orange. La région aux alentours du plan focal est particulièrement intéressante car il s'agit de celle où l'ensemble des émetteurs contribuent à l'éclairement, chaque émetteur diffractant dans un cône d'angle θ_{diff} illustré par des pointillés rouges. Dans le cas où l'angle de diffusion est petit devant l'ouverture numérique $\theta_{\text{diff}} \ll \text{ON}$, on peut estimer par trigonométrie l'étendue de cette région à $\delta f/2 = \sigma_{\text{ex}}/\text{ON}$ (encart).

d'intensité lumineuse dans le plan de Fourier est alors donnée par

$$\bar{I}(\mathbf{x}_f) \propto \exp\left(-\frac{2|\mathbf{x}_f|^2}{\sigma_{\text{ex}}}\right) \quad \text{avec} \quad \sigma_{\text{ex}} = \frac{\lambda f}{\pi r_{\text{diff}}} . \quad (1.13)$$

σ_{ex} correspond donc au waist du profil d'intensité moyenne, dont l'expression peut se réécrire à l'aide de l'angle du diffusion $\sigma_{\text{ex}} = \theta_{\text{diff}} f = 1.5 \pm 0.1 \text{ mm}$. Donc, dans le plan de Fourier, l'extension du champ de speckle ne provient que de l'effet de la diffraction des émetteurs individuels dont les faisceaux se recouvrent tous, comme illustré figure 1.4 par la zone orange.

Cette condition de recouvrement des faisceaux provenant de l'ensemble des émetteurs du diffuseur permet de considérer que dans cette région le speckle est entièrement développé. Afin d'en déterminer l'étendue longitudinale, on s'intéresse aux positions de l'espace où l'ensemble des faisceaux provenant du diffuseur participent. Dans la limite $\theta_{\text{diff}} \ll \text{ON}$, on détermine par trigonométrie que cette zone s'étend par part et d'autre du plan de Fourier sur une distance $\delta f/2 \approx \sigma_{\text{ex}}/\text{ON} = 2.5 \pm 0.1 \text{ mm}$ (voir figure 1.4), délimitant ainsi les régions décrites précédemment. Par analogie avec un faisceau gaussien, on appellera δf *distance de Rayleigh* du champ de speckle, et sa valeur nous assure que les atomes de trouveront dans la zone où le speckle est pleinement développé, celle-ci étant un ordre de grandeur plus grande que l'incertitude de positionnement des atomes.

1.2.2 Longueur de corrélation transverse le long de l'axe optique

La seconde taille caractéristique du speckle, la taille des grains de lumière, est une grandeur d'une importance capitale pour la physique du désordre. Si l'extension du faisceau de speckle est une grandeur d'intérêt pratique (celle-ci donne une borne supérieure sur

les tailles de nuages), nous verrons chapitre ?? que la taille des grains de speckle fixe la dynamique de la propagation d'une onde en milieu désordonné.

La taille de ces grains est donnée par la largeur de la fonction de corrélation des fluctuations d'intensité, le potentiel ressenti par les atomes étant proportionnel à l'intensité lumineuse. À l'aide du théorème de Wick pour les variables gaussiennes, il est possible de relier cette fonction de corrélation des fluctuations d'intensité à la fonction de corrélation en amplitude du champ :

$$\overline{\delta I(\mathbf{x}_d)\delta I(\mathbf{x}'_d)} = \left| \overline{E(\mathbf{x}_d)E^*(\mathbf{x}'_d)} \right|^2, \quad (1.14)$$

où $\delta I(\mathbf{x}_d) = I(\mathbf{x}_d) - \bar{I}(\mathbf{x}_d)$ correspond aux fluctuations statistiques d'intensité et les positions \mathbf{x}_d et \mathbf{x}'_d correspondent à deux points dans le plan $\{x, y, z = d\}$ transverse à l'axe optique.

Dans les conditions expérimentales usuelles, il est possible de négliger l'effet de l'extension spatiale finie du speckle, celle-ci étant très grande à l'échelle des grains de speckle. Ainsi, on peut considérer que la fonction de corrélation en amplitude ne dépend uniquement que de la différence des positions considérées. Dans ce régime, on montre annexe 2 que la fonction de corrélation transverse en amplitude le long de l'axe optique peut s'écrire :

$$\begin{aligned} C_E(\mathbf{x}_d, \mathbf{x}'_d) &= \overline{E(\mathbf{x}_d)E^*(\mathbf{x}'_d)} \\ &\propto \tilde{I}_0 \left(\frac{\delta \mathbf{x}_d}{\lambda d} \right) * C_{\text{diff}} \left(\frac{d_{\text{eff}}}{d} \delta \mathbf{x}_d \right), \end{aligned} \quad (1.15)$$

où $\delta \mathbf{x}_d = \mathbf{x}'_d - \mathbf{x}_d$. De même que pour l'extension spatiale du champ de speckle, la fonction de corrélation transverse résulte de deux contributions, dont les interprétations physiques sont les suivantes :

- Le premier terme correspond à la transformée de Fourier de l'intensité lumineuse dans le plan du diffuseur. Il s'agit ici du motif de diffraction à l'infini en l'absence du diffuseur, dont la taille est proportionnelle à la distance. Ce facteur d'échelle s'interprète comme une diminution de l'ouverture numérique au fur et à mesure de l'éloignement avec le diffuseur, comme indiqué par la relation $\text{ON}'(d) = D/2d$, avec D la taille typique de l'éclairement au niveau du diffuseur. Ce terme conduit donc à largeur de l'ordre de $\sim \lambda/\pi \text{ON}'(d)$, qui croît linéairement avec la distance d .
- Le second terme décrit quant à lui le fait que les grains du diffuseur ne diffractent que selon un angle θ_{diff} . De fait, ce terme décrit les régions de l'espace dans lesquelles l'ensemble du diffuseur ne participe pas à l'interférence au point \mathbf{x}_d , comme illustré par la zone orange figure 1.5. Ce terme joue ainsi le rôle d'ouverture numérique effective, dont l'expression $\text{ON}_{\text{eff}}(d) = \theta_{\text{diff}} f / |d - f|$ peut être obtenue par trigonométrie. L'écriture de ce terme donnée équation 1.15 permet néanmoins d'obtenir une expression simple de la largeur induite pour la fonction de corrélation transverse : $\sim \lambda/\pi \text{ON}_{\text{eff}}(d)$.

La largeur de la fonction de corrélation apparaît alors comme la plus petite taille permise par les lois de la diffraction : il s'agit de la limite de diffraction. L'étude des grains de speckle se résume alors à l'évolution de l'ouverture numérique le long de l'axe de propagation du faisceau.

À l'instar de l'extension du champ de speckle, il est possible d'identifier deux régions dans lesquelles le comportement de la largeur de la fonction de corrélation transverse en amplitude du speckle est majoritairement dû à l'un des effets mentionnés ci-dessus. La frontière entre ces deux régions est donnée, comme pour l'extension du speckle, par la distance de Rayleigh du champ lumineux qui caractérise, rappelons-le, l'étendue sur laquelle l'ensemble de diffuseur participe à l'amplitude rayonnée.

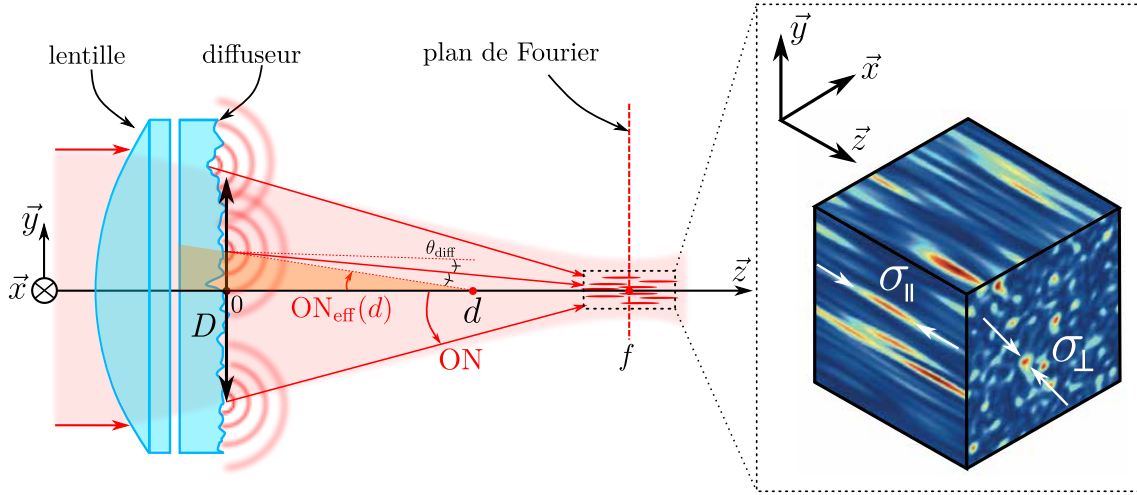


FIGURE 1.5 – **Tailles des grains de speckle.** La taille transverse σ_{\perp} des grains de speckle est donnée par la limite de diffraction, et dépend donc de l'ouverture numérique à la position d'observation d . Loin du plan de Fourier, seule une zone réduite du diffuseur participe à l'interférence, réduisant donc l'ouverture numérique (zone orangée). **Encart :** Simulation tridimensionnelle d'un champ de speckle. Celle-ci fait apparaître une forme très allongée des grains selon la direction longitudinale. La taille longitudinale σ_{\parallel} des grains est de l'ordre de la distance de Rayleigh associée à la taille transverse σ_{\perp} comme on le verra section 1.2.3.

Les atomes se trouvant à proximité du plan de Fourier, la fonction de corrélation sera donc dominée par le régime de diffraction à l'infini, où l'ouverture numérique y est maximale. La fonction de corrélation des fluctuations d'intensité s'écrit alors simplement

$$\overline{\delta I(\mathbf{x}_f) \delta I(\mathbf{x}_f + \delta \mathbf{x}_f)} \propto |\text{TF}[I_0](\delta \mathbf{x}_f / \lambda f)|^2, \quad (1.16)$$

que l'on assimilera dans la suite à une forme gaussienne (voir section 1.2.4). La forme exacte de la fonction de corrélation aux alentours du plan de Fourier nécessite tout de même une connaissance fine du profil d'intensité dans le plan du diffuseur.

Nous retiendrons ici que la taille transverse des grains de lumière est donnée par la limite de diffraction du système, $\sigma_{\perp} \sim \lambda / \pi \text{ON}$ de l'ordre de $0.5 \mu\text{m}$, bien inférieure à l'extension du faisceau de speckle $\sigma_{\perp} \ll \sigma_{\text{ex}}$. Une calibration précise de la taille transverse des grains de speckle est présentée section 1.2.4.

1.2.3 Longueur de corrélation longitudinale autour du plan de Fourier

Comme représenté figure 1.5, les grains de speckle possèdent une extension longitudinale finie. De même que dans le cas de l'extension transverse des grains, la taille longitudinale des grains de speckle est donnée par la largeur de la fonction de corrélation longitudinale des fluctuations des grains de speckle aux alentours du plan de Fourier :

$$\overline{\delta I(f) \delta I(f + \delta z)} = \left| \overline{E(f) E^*(f + \delta z)} \right|^2, \quad (1.17)$$

évaluée aux positions $\{0, 0, z = f\}$ et $\{0, 0, z = f + \delta z\}$ sur l'axe optique.

En supposant que l'extension longitudinale δf du champ de speckle est très grande devant la taille longitudinale des grains, on peut se limiter à des petits déplacements $\delta z \ll \delta f$. On montre alors que la corrélation longitudinale en amplitude aux alentours du

plan de Fourier peut s'écrire

$$\overline{E(f)E^*(f+\delta z)} \propto \int d\mathbf{x}_0 I_0(\mathbf{x}_0) e^{i\pi \mathbf{x}_0^2 \delta z / \lambda f^2}. \quad (1.18)$$

On retrouve ainsi un comportement similaire à celui de la corrélation transverse aux alentours du plan de Fourier : la fonction de corrélation ne dépend que de l'éclairement incident. Cependant, la détermination de la fonction de corrélation longitudinale est plus compliquée que celle de la corrélation transverse, celle-ci ne se résument pas qu'à une simple transformation de Fourier. Néanmoins, il est possible de donner une estimation de la longueur de corrélation à l'aide de la *méthode du col*. En effet, les valeurs de \mathbf{x}_0 qui contribuent significativement à l'intégrale sont celles pour lesquelles la phase $\pi \mathbf{x}_0^2 \delta z / \lambda f^2$ est très petite devant 1. On peut alors obtenir une estimation de la longueur de corrélation longitudinale :

$$\sigma_{\parallel} \sim \frac{\lambda}{\pi \text{ON}^2}. \quad (1.19)$$

La taille longitudinale des grains apparaît alors comme étant la longueur de Rayleigh associée à la taille transverse des grains, ces deux grandeurs étant reliées par $\sigma_{\parallel} \sim \sigma_{\perp} / \text{ON}$.

Forme de la fonction de corrélation longitudinale

Il est possible d'obtenir des expressions analytiques de la fonction de corrélation longitudinales pour certains profils d'intensité. Notamment, on peut montrer que dans le cas d'un éclairage purement gaussien, la fonction de corrélation 1.17 est de forme lorentzienne :

$$\overline{\delta I(f)\delta I(f+\delta z)} \propto \frac{1}{1 + 4\delta z^2 / \sigma_{\parallel}^2} \quad (1.20)$$

avec $\sigma_{\parallel} = 4\lambda f^2 / \pi w^2$ et w le waist du faisceau incident. On retrouve ainsi la prédiction de la formule 1.19. Un second cas d'intérêt correspond à celui d'un faisceau homogène tronqué par un diaphragme de diamètre D . Dans cette situation, la fonction de corrélation longitudinale 1.17 possède une forme en sinus cardinal au carré.

Dans le cas de notre éclairage à la fois gaussien et tronqué par un diaphragme, la fonction de corrélation possède donc une forme complexe proche d'une fonction lorentzienne et d'un sinus cardinal au carré. Une calibration expérimentale de la longueur de corrélation longitudinale, donnée par la largeur de cette fonction de forme complexe, est présentée dans la section suivante.

1.2.4 Effets non-paraxiaux sur les corrélations du speckle

La forme des fonctions de corrélations étant directement donnée par celle de l'intensité $I_0(\mathbf{x}_0)$, la détermination précise des longueurs de corrélation du speckle demande une connaissance fine de l'éclairement dans le plan du diffuseur.

En particulier, la lentille asphérique utilisée pour la focalisation du faisceau sur les atomes est épaisse⁷, le faisceau est donc fortement affecté par sa traversée. L'éclairement dans le plan du diffuseur correspond alors à l'éclairement incident gaussien de waist 14.6 mm (rayon à $1/e^2$) tronqué par une pupille de diamètre 22.9 mm ayant subi un effet de focalisation. Il a été déterminé par photographie que le profil de l'éclairement est aussi de forme gaussienne tronquée, avec un waist $w_0 = 9 \pm 1$ mm et une pupille de diamètre $D = 20.3 \pm 0.1$ mm.

Cependant, ces considérations ne suffisent pas à reproduire la forme des fonctions de corrélations expérimentales, mesurées à l'aide d'un objectif de microscope à haute résolution. Le procédé de mesure est décrit dans la thèse de Jérémie Richard [Richard, 2015].

7. L'épaisseur au centre est de 12 mm pour une frontale de 15.7 mm.

Cette différence s'explique par le fait que les expressions des fonctions de corrélation des fluctuations d'intensité ont été obtenues dans le cadre de l'approximation paraxiale. Si l'utilisation d'un système de grande ouverture numérique permet certes d'obtenir les tailles de grains les plus petites possible, cela remet en cause l'approximation paraxiale utilisée pour décrire les caractéristiques spatiales de notre champ de tavelures. En particulier, notre système permet d'obtenir une ouverture numérique $ON = \sin \theta_{\max} = 0.55 \pm 0.02$ implique que certains rayons lumineux sont inclinés d'un angle de plus de 30° par rapport à l'axe optique, pour lesquels l'approximation $\sin \theta = \theta$ n'est plus suffisante.

Notons tout de même que la forme de la fonction de corrélation transverse est très bien décrite par une fonction gaussienne, comme représenté figure 1.6. En particulier, dans le cas d'un désordre 2D⁸ tel qu'utilisé pour les mesures du temps de diffusion élastique, seule la corrélation transverse participe à la dynamique du transport de l'onde de matière. On définit alors la fonction de corrélation normalisée à deux dimensions par

$$c_{2D}(\Delta \mathbf{r}_\perp) = e^{-\Delta \mathbf{r}_\perp^2 / \sigma_\perp^2} \quad (1.21)$$

dont l'ajustement sur les données expérimentales donne $\sigma_\perp = 0.50 \pm 0.01 \mu\text{m}$. Il s'agit de la valeur de la longueur de corrélation transverse que l'on retiendra dans la suite.

Modèle numérique non paraxial

Afin de reproduire le désordre utilisé sur notre expérience, M. Pasek et D. Delande ont proposé une approche numérique reposant sur le principe de Huygens-Fresnel. En se basant sur la géométrie de notre dispositif expérimental, ils ont développé un modèle discret dans le but est de reproduire la fonction de corrélation expérimentale

$$c_{\text{exp}}(\Delta \mathbf{r}) = \frac{\overline{\delta I(\mathbf{r}) \delta I(\mathbf{r} + \Delta \mathbf{r})}}{\overline{\delta I^2}}, \quad (1.22)$$

essentielle à la simulation du comportement d'ondes de matière dans notre désordre optique.

Pour cela, le modèle se base sur la génération numérique d'un masque de phase représentant la forme de l'éclairement :

$$\mathcal{P}(\mathbf{k}) = \delta(|\mathbf{k}| - k_L) \exp\left(-\frac{\tan^2 \theta}{(w_0/d)^2}\right) \Theta\left(\frac{D}{2d} - \tan|\theta|\right), \quad (1.23)$$

où $k_L = 2\pi/\lambda$ est le nombre d'onde du faisceau laser, et $\theta \in [-\pi/2, \pi/2]$ est l'angle entre le vecteur d'onde \mathbf{k} et l'axe optique. d correspond à la distance entre le plan du diffuseur et le plan de focalisation. Le second facteur traduit le profil gaussien du faisceau laser incident, tandis que le troisième facteur décrit quant à lui la présence du diaphragme. Notamment, ce modèle doit décrire l'effet du diaphragme sur les fonctions de corrélation dont le comportement dévie des formes gaussienne et lorentzienne pour les directions transverses et longitudinale respectivement.

Le champ rayonné s'écrit alors comme la somme des champs émis modulés par le masque 1.23 :

$$E(\mathbf{x}) = \sum_{\mathbf{k}} E_u(\mathbf{k}) \mathcal{P}(\mathbf{k}) e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}}, \quad (1.24)$$

où les E_u sont des champs complexes décorrélés dont les parties réelle et imaginaire sont des variables gaussiennes centrées⁹. En utilisant les paramètres de l'expérience, on reproduit

8. Cette notion sera discutée dans le chapitre ??.

9. Le fait que ces champs soient décorrélés induit une extension infinie du champ de speckle. Ceci n'est pas en contradiction avec l'expérience dans la limite où l'extension du champ de speckle reste très grande devant les tailles de nos nuages, nuages se trouvant aux alentours du plan de Fourier.

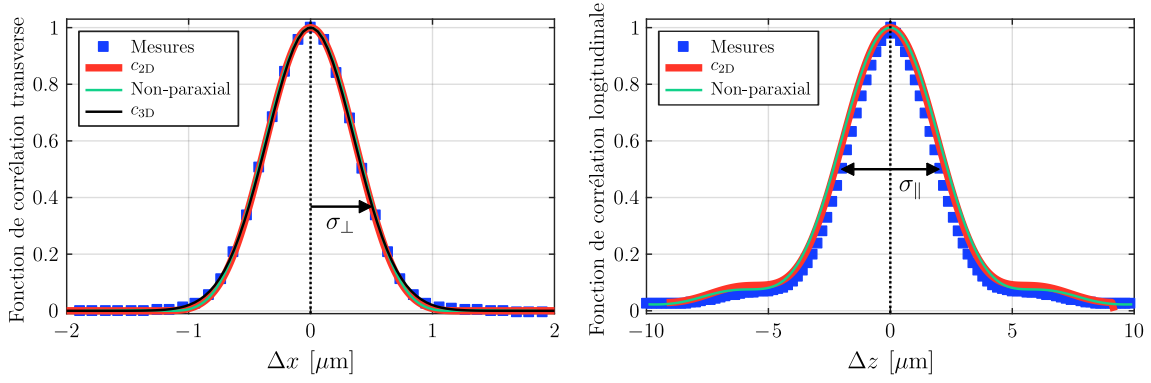


FIGURE 1.6 – **Corrélations spatiales du speckle.** Les données expérimentales (carrés bleus) sont comparés aux différents modèles. Le modèle non-paraxial (courbes vertes) développé par l'équipe de Dominique Delande permet de correctement décrire les corrélations expérimentales. Le modèle paraxial à ouverture numérique effective (courbes rouges) permet lui aussi de décrire correctement les corrélations mesurées. La fonction de corrélation transverse est similaire à une gaussienne (courbe noire), dont l'ajustement permet d'extraire la longueur de corrélation transverse $\sigma_{\perp} = 0.50 \pm 0.01 \mu\text{m}$ définie par le rayon à $1/e$. On définit la longueur de corrélation longitudinale $\sigma_{\parallel} = 4.1 \pm 0.1 \mu\text{m}$ par la largeur totale à mi-hauteur des données expérimentales.

ainsi les bonnes propriétés statistiques du champ de tavelures, et la fonction de corrélation normalisée c_{num} simulée permet de correctement décrire celles mesurées expérimentalement, comme illustré figure 1.6.

Modèle à ouverture numérique effective

Cependant, la mise en œuvre du modèle décrit par les équations 1.23 et 1.24 est une procédure complexe autant numériquement qu'analytiquement, en particulier pour la détermination du spectre des fréquences spatiales du désordre $\hat{C}(\mathbf{k})$, déterminant pour décrire la dynamique du système. Ainsi, l'équipe a développé un modèle plus simple, basé sur l'approximation paraxiale et faisant usage d'un facteur d'échelle géométrique x_{scale} permettant de décrire une *ouverture numérique effective*.

Dans le cadre de l'approximation paraxiale, on montre alors que la fonction de corrélation 1.22 aux alentours du plan de Fourier s'écrit

$$c_{3D}(\Delta \mathbf{r}_{\perp}, \Delta z) \propto \left| \text{TF} \left[I'_0(\mathbf{x}_0) e^{i\pi \mathbf{x}_0^2 \Delta z / \lambda d} \right]_{\frac{\Delta \mathbf{r}_{\perp}}{\lambda d}} \right|^2, \quad (1.25)$$

où le profil $I'_0(\mathbf{x}_0)$ d'intensité dans le plan du diffuseur vu sous l'ouverture numérique effective ON_{eff} est donné par

$$I'_0(\mathbf{x}_0) = \exp \left(-\frac{2\mathbf{x}_0^2}{w_{\text{eff}}^2} \right) \Theta \left(|\mathbf{x}_0| - \frac{D_{\text{eff}}}{2} \right) \quad (1.26)$$

avec $\Theta(x)$ la fonction de Heaviside, et $D_{\text{eff}} = x_{\text{scale}} D$ et $w_{\text{eff}} = x_{\text{scale}} w_0$ les tailles caractéristiques effectives du faisceau.

L'optimisation de la fonction de corrélation c_{3D} sur les données expérimentales permet de reproduire de manière fidèle les détails de notre désordre. De cette manière, on détermine que $x_{\text{scale}} = 0.875 \pm 0.005$, donnant une ouverture numérique effective de $\text{ON}_{\text{eff}} = 0.48 \pm 0.02$ ¹⁰.

10. Cette réduction de l'ouverture numérique provient des termes d'ordres supérieurs du développement

Le champ de speckle étant très étendu, la fonction de corrélation est très allongée selon la direction longitudinale comme décrit section 1.2.3. La forme de la fonction de corrélation étant compliquée, la longueur de corrélation longitudinale est définie par la largeur totale à mi-hauteur¹¹ $\sigma_{\parallel} = 4.1 \pm 0.1 \mu\text{m}$. Cette définition entraîne alors un rapport d'aspect d'environ 8, témoignant de la forme très allongée des grains de speckle.

Pour terminer, précisons que les définitions des longueurs de corrélation utilisées dans ce manuscrit ne sont pas uniques. Notre présent choix est motivé pour des raisons de simplicité lors de l'étude du temps de diffusion élastique (voir chapitre ??), cependant cette convention n'est pas celle la plus adaptée à l'étude des fonctions spectrales, par exemple [Volchkov et al., 2018][Pasek et al., 2017].

1.3. Propriétés du potentiel de type speckle

Jusqu'à ce point, nous nous sommes attachés à décrire le champ lumineux d'un speckle. En particulier, nous avons montré le caractère granulaire de celui-ci, granularité dont la taille est donnée par la limite de diffraction.

À présent, nous allons décrire comment les propriétés du champ de speckle se traduisent en terme de potentiel pour les atomes.

1.3.1 Propriétés du potentiel

Comme annoncé en introduction de ce chapitre, le désordre nécessaire à l'étude de la propagation d'ondes de matière en milieux désordonnés est réalisé à l'aide du champ de speckle décrit précédemment, dont l'effet sur les atomes est décrit par le potentiel dipolaire présenté section ?. En effet, l'effet d'un champ laser de pulsation ω et d'intensité $I(\mathbf{x})$ sur un atome à deux niveaux séparés par $\hbar\omega_0$ est donné par ??, que l'on peut écrire plus simplement

$$V(\mathbf{x}) \propto I(\mathbf{x}) \left(\frac{1}{\omega - \omega_0} - \frac{1}{\omega + \omega_0} \right). \quad (1.27)$$

Comme décrit précédemment, le laser utilisé pour créer ce champ de speckle est accordable autour de 780 nm, c'est à dire proche de la résonance de la raie D_2 du ^{87}Rb . Dans ces conditions, il est possible d'appliquer l'approximation de l'onde tournante et de négliger le terme en $1/(\omega + \omega_0)$ devant le terme co-rotatif en $1/(\omega - \omega_0)$, le potentiel ressenti par les atomes s'exprimant alors

$$V(\mathbf{x}) \propto \frac{I(\mathbf{x})}{\delta}, \quad (1.28)$$

où $\delta = \omega - \omega_0$ est le désaccord du faisceau par rapport à la transition.

Le potentiel désordonné ressenti par les atomes étant proportionnel à l'intensité lumineuse, il apparaît alors que les propriétés statistiques spatiales du potentiel sont exactement celles de l'intensité lumineuse du speckle. Notamment, le potentiel généré par un speckle est anisotrope et la taille typique des fluctuations de potentiel aux alentours du plan de Fourier est donnée par $\sigma_{\perp} = 0.5 \mu\text{m}$ dans le plan transverse et $\sigma_{\parallel} = 4.1 \mu\text{m}$ dans la direction longitudinale, les fonctions de corrélations du potentiel et de l'intensité lumineuse étant identiques.

De plus, il a été montré dans la section précédente que le champ de speckle n'est pas homogène, mais qu'il possède une extension finie. En particulier, l'équation 1.13 stipule

limité de $\sin\theta$. Puisque $|\sin\theta| < |\theta|$, il convient d'utiliser un nouvel angle $\theta' < \theta$ de telle sorte que l'on retrouve la véritable valeur de l'ouverture numérique lorsque l'on utilise à nouveau l'approximation paraxiale $\sin\theta' \approx \theta'$

11. Le choix de cette définition a été fait par consistance avec le cas d'une illumination purement gaussienne, résultant en une fonction de corrélation longitudinale de forme lorentzienne.

que le profil d'intensité moyenne est une gaussienne de waist $\sigma_{\text{ex}} \approx 1.5 \text{ mm}$, dont l'intensité au centre du faisceau dépend la puissance du laser P selon

$$\bar{I}(\mathbf{x}_f = 0) = \frac{2P}{\pi\sigma_{\text{ex}}^2}, \quad (1.29)$$

d'après les lois de l'optique gaussienne. Les tailles typiques des nuages utilisés étant au maximum de quelques dizaines de μm , on peut supposer qu'à cette échelle, le potentiel moyen ressenti par les atomes est homogène et que sa valeur est fixée par l'intensité lumineuse au centre de la figure de speckle : $V_R = \bar{V} \propto \bar{I}(\mathbf{x}_f = 0)/\delta$.

Une autre conséquence de l'expression 1.28 est qu'il est possible de créer un potentiel désordonné sur les atomes qui soit répulsif ($\delta > 0$) ou bien attractif ($\delta < 0$) selon le signe du désaccord δ . Cette dernière possibilité nous permet d'avoir un degré de liberté expérimental supplémentaire, celui de la distribution de potentiel, dont l'importance sera illustrée dans les chapitres ?? et ?. En effet, si la distribution de la norme du potentiel est fixée par celle de l'intensité lumineuse 1.3, ces deux quantités étant proportionnelles, le signe du désaccord nous permet de retourner la distribution de potentiel par rapport au potentiel nul $V = 0$ (voir figure 1.7)

$$\mathcal{P}(V) = \frac{1}{|V_R|} e^{-V/V_R} \cdot \Theta(V/V_R), \quad (1.30)$$

où Θ est la fonction de Heaviside valant 1 pour $V/V_R > 0$, et 0 sinon. V_R est le potentiel moyen, proportionnel à l'intensité lumineuse moyenne et dont le signe peut changer suivant celui du désaccord. L'amplitude du désordre est quant à elle donnée par l'écart-type de la distribution de potentiel $\sigma_V = (\overline{V^2} - \bar{V}^2)^{1/2} = |V_R| > 0$ et sera toujours positive. Ainsi, sur notre dispositif, changer l'amplitude du désordre revient simplement à faire varier la puissance du faisceau speckle rayonné sur les atomes.

1.3.2 Possibilité d'un potentiel dépendant de l'état interne

L'étude de la transition d'Anderson, en particulier du régime critique, nécessite de pouvoir adresser sélectivement les différents niveaux d'énergie liés au désordre. Il s'agit donc de procéder à une spectroscopie du désordre. Pour cela, nous devons disposer d'un état libre dans lequel nous préparons notre condensat de Bose-Einstein, c'est à dire insensible au potentiel désordonné, et d'un second état couplé au désordre. Dans cette section, on s'attachera donc à décrire la notion de potentiel dépendant de l'état interne des atomes.

Principe du désordre dépendant de l'état interne

Comme explicité section ??, la formule ?? décrivant le potentiel dipolaire a été obtenue dans la limite des grands désaccords pour un système à deux niveaux, ne tenant donc pas compte ni de la structure fine, ni de la structure hyperfine du ^{87}Rb . En particulier, la structure hyperfine de l'état fondamental $5^2S_{1/2}$ possède deux niveaux $|F=1\rangle$ et $|F=2\rangle$ séparés de $\Delta_{\text{hf}} = 6.83 \text{ GHz}$ très grande devant la largeur de la transition $\Gamma/2\pi = 6.07 \text{ MHz}$.

En fixant le désaccord $\delta_{2,F'}$ par rapport à la transition $|F=2\rangle \rightarrow |F'\rangle$ de telle sorte que celui-ci soit très petit devant la séparation hyperfine des états fondamentaux $|\delta_{2,F'}|/2\pi \ll \Delta_{\text{hf}}$, on peut réaliser un potentiel dont la valeur moyenne dépend de l'état interne :

$$\bar{V}_2 \propto \frac{\bar{I}}{\delta_{2,F'}} \quad \text{et} \quad \bar{V}_1 \propto \frac{\bar{I}}{\delta_{2,F'} + \Delta_{\text{hf}}}. \quad (1.31)$$

Avec la condition d'un petit désaccord, on obtient alors $|\bar{V}_1| \ll |\bar{V}_2|$, comme illustré figure 1.8. On dispose donc d'un moyen de réaliser un potentiel conséquent sur l'état $|F=2\rangle$ tout en perturbant peu l'état $|F=1\rangle$ dans lequel on prépare notre condensat de Bose-Einstein.

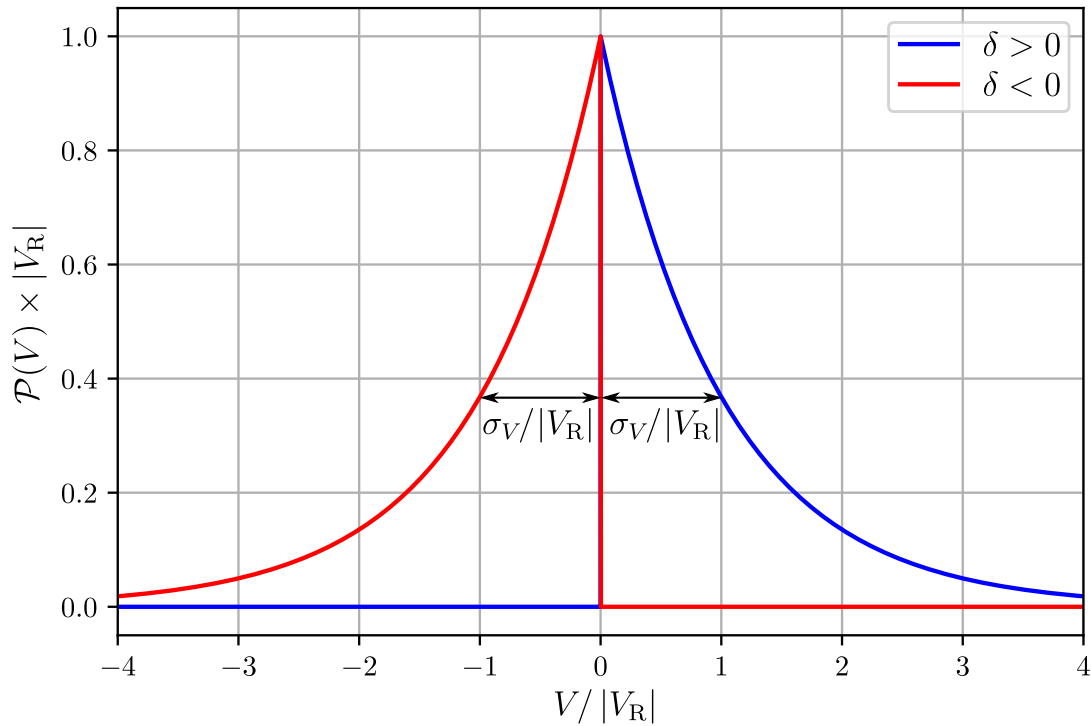


FIGURE 1.7 – **Distributions de potentiel pour un désordre optique de type speckle.** La distribution de potentiel suit celle de l'intensité lumineuse. Pour des désaccords positifs $\delta > 0$, le potentiel créé est positif et sa distribution est une exponentielle décroissante (courbe bleue). Pour des désaccords négatifs $\delta < 0$, le potentiel est alors attractif et ne peut dépasser 0. La distribution de potentiel est alors une exponentielle croissante (courbe en rouge).

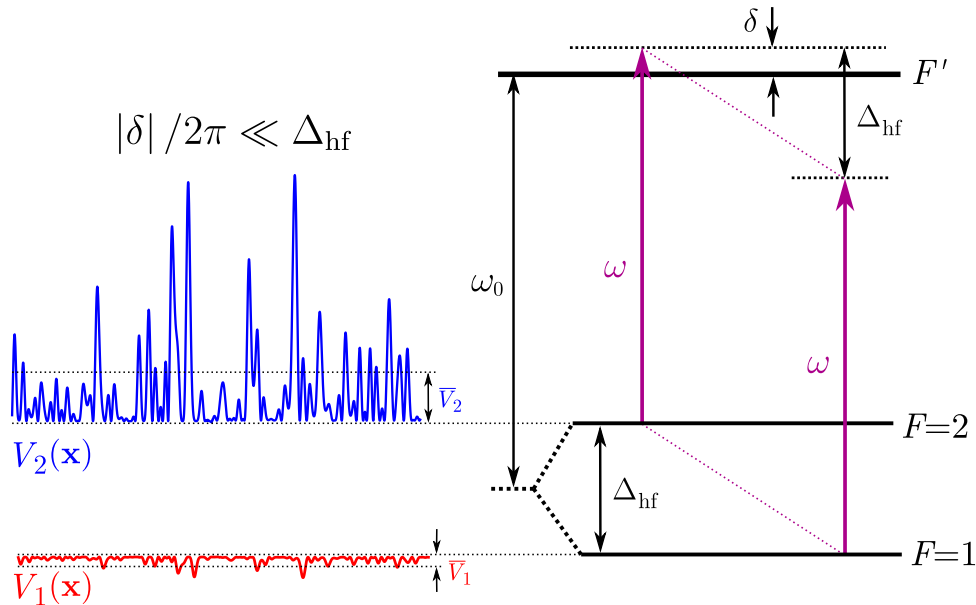


FIGURE 1.8 – **Réalisation d'un potentiel dépendant de l'état interne.** Le choix d'un désaccord par rapport à la transition $|F=2\rangle \rightarrow |F'\rangle$ qui soit petit devant la séparation hyperfine des états $|F=1\rangle$ et $|F=2\rangle$ permet de soumettre un potentiel aux atomes dans l'état $|F=2\rangle$ tout en perturbant peu ceux dans l'état $|F=1\rangle$. Plus de blabla ici.

Détails du potentiel dipolaire

Cependant, à l'échelle des désaccords typiques recherchés dans une telle situation (de l'ordre de 100 MHz), il est aussi nécessaire de tenir compte de la structure hyperfine de l'état excité $5^2P_{3/2}$ du ^{87}Rb , qui se décompose en quatre états hyperfins $|F' = \{0, 1, 2, 3\}\rangle$. On peut alors montrer que le potentiel dipolaire ressenti par les états fondamentaux $|F = 1\rangle$ et $|F = 2\rangle$ est la somme des contributions de chacune des transitions vers un état excité [Grimm et al., 1999].

De plus, le faisceau speckle étant polarisé linéairement suivant l'axe du champ magnétique \vec{y} , les contributions au potentiel dipolaire se restreignent aux transitions π ($\Delta m_F = 0$) et on peut alors montrer à l'aide d'un calcul attentif de la polarisabilité atomique que le potentiel dipolaire ressenti par les états fondamentaux hyperfins est donné par [Grimm et al., 1999][Steck, 2001][Denechaud, 2018] :

$$V_2(\mathbf{x}) = \frac{3\pi c^2 \Gamma I(\mathbf{x})}{\omega_0^3} \left(\frac{1}{40 \delta_{2,1}} + \frac{1}{24 \delta_{2,2}} + \frac{4}{15 \delta_{2,3}} \right) \quad (1.32)$$

et

$$V_1(\mathbf{x}) = \frac{3\pi c^2 \Gamma I(\mathbf{x})}{\omega_0^3} \left(\frac{5}{24 \delta_{1,1}} + \frac{1}{8 \delta_{1,2}} \right), \quad (1.33)$$

où les $\delta_{F,F'}$ correspondent aux désaccords en rads^{-1} associés à chacune des transitions $|F, m_F\rangle \rightarrow |F', m'_F = m_F\rangle$. En prenant la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ comme référence, on peut tracer l'évolution du potentiel dipolaire pour l'état $|F = 2\rangle$ en fonction du désaccord $\delta_{2,3}$, les autres désaccords étant déductibles de la structure hyperfine des états excités. Cette évolution est représentée figure 1.9, qui comporte trois divergences du potentiel correspondant aux trois transitions π possibles $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = \{1, 2, 3\}\rangle$.

À l'instar du cas d'un potentiel réalisé à l'aide d'un désaccord suffisamment grand devant la structure hyperfine du ^{87}Rb présenté dans la section 1.3.1 précédente, la figure 1.9 illustre la possibilité de réaliser des potentiels qui soient attractifs ou répulsifs en sélectionnant soigneusement le désaccord du laser par rapport à la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ ¹². Dans cet exemple, les désaccords $\delta_{2,3} = \delta_r = -2\pi \times 73 \text{ MHz}$ et $\delta_{2,3} = \delta_b = 2\pi \times 81 \text{ MHz}$ choisis permettent tous deux d'obtenir un potentiel moyen $|V_R|/P = h \times 0.53 \text{ kHz}/\mu\text{W}$ où $V_R = \overline{V_2}$ est le potentiel moyen ressenti par l'état $|F = 2\rangle$. Le choix de tels désaccords pour des désordres attractifs ($\delta_r < 0$) ou bien répulsifs ($\delta_b > 0$) donne alors un rapport de potentiels sur les états $|F = 1\rangle$ et $|F = 2\rangle$ de l'ordre de

$$|V_1|/|V_2| \approx 0.01, \quad (1.34)$$

montrant donc la très forte différence entre les potentiels ressentis par les deux états fondamentaux de notre atome. La mise en œuvre expérimentale d'un tel désordre dépendant de l'état interne des atomes a permis la mesure des fonctions spectrales [Volchkov et al., 2018], dont les grandes lignes de ce procédé seront décrites dans le chapitre ???. L'ensemble des détails de ces mesures est documenté dans la thèse de Vincent Denechaud [Denechaud, 2018].

Limitation du potentiel résiduel sur l'état $|F = 1\rangle$

Une conséquence de l'équation 1.34 est la suivante. Bien que le potentiel moyen $\overline{V_1}$ ressenti par l'état $|F = 1\rangle$ soit faible, celui-ci ne s'annule pas exactement. Quelle limite

12. La sélection de cette transition comme référence s'explique par sa forte contribution au potentiel ressenti par l'état $|F = 2\rangle$ comme explicité équation 1.32. Ceci est aussi visible sur la figure 1.9 où l'effet de cette transition apparaît sur une bande d'environ $\pm 200 \text{ MHz}$, bien plus large que pour les deux autres transitions.

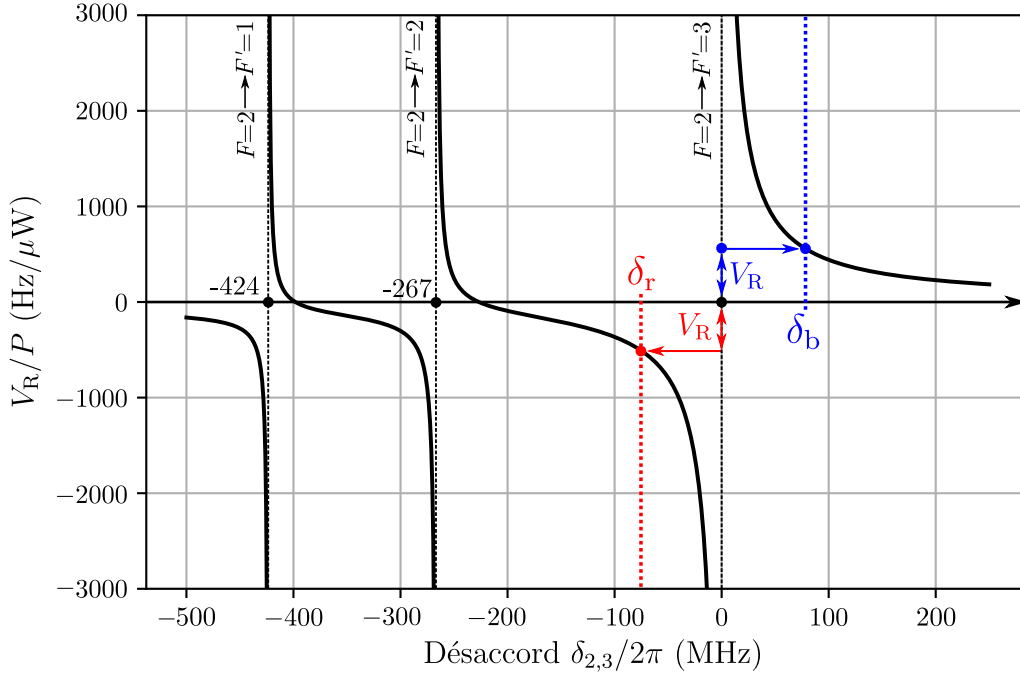


FIGURE 1.9 – **Potentiel dipolaire dû à la structure hyperfine du ^{87}Rb .** En fixant la puissance du faisceau speckle d'extension σ_{ex} , le potentiel moyen V_R ressenti par l'état $|F=2\rangle$ évolue avec le désaccord $\delta_{2,3}$ par rapport à la transition $|F=2\rangle \rightarrow |F'=3\rangle$. Les trois divergences de potentiel observées correspondent aux trois transitions π possibles.

peut-on alors donner à la force du désordre V_R ? Pour ça on s'intéresse à la limite que l'on peut donner au potentiel résiduel V_1 .

Nous avons vu section ?? que pour un condensat de Bose-Einstein dans le régime de Thomas-Fermi, les interactions entre particules écrantent le potentiel externe soumis aux atomes. Il en résulte que sur l'ensemble du condensat, l'énergie des atomes est constante et égale au potentiel chimique μ . Ainsi, pour un potentiel désordonné résiduel d'amplitude faible $\bar{V}_1 \ll \mu$, une petite modulation de densité du condensat permet de compenser l'effet de ce potentiel. Ainsi, l'énergie potentielle de chaque reste constante et égale au potentiel chimique. Dans ces conditions, le potentiel résiduel \bar{V}_1 ne perturbe pas l'état libre $|F=1\rangle$.

Augmentons alors la force du désordre : le potentiel résiduel augmente jusqu'à ce que celui-ci dépasse par endroits le potentiel chimique. À ces endroits, l'énergie d'interaction n'est plus suffisante pour écranter l'énergie potentielle du désordre et on crée un trou dans le condensat. Notons de plus que localement l'énergie ne sera plus égale au potentiel chimique. La conséquence la plus néfaste est l'apparition de nouvelles énergies dans la distribution d'énergie de l'état libre, dégradant ainsi la spectroscopie recherchée.

Le caractère limitant du désordre résiduel apparaît donc lorsque celui-ci est de l'ordre du potentiel chimique $\bar{V}_1 \lesssim \mu \approx h \times 40 \text{ Hz}$. En utilisant le rapport 1.34, on estime alors que le désordre maximal applicable à l'aide de cette technique est de l'ordre de $h \times 4 \text{ kHz}$ ¹³.

1.4. Potentiel composé d'un speckle bichromatique

Si l'approche décrite dans la section précédente permet de réaliser une spectroscopie du potentiel désordonné appliqué aux atomes, celle-ci ne permet pas d'étudier la transition

13. Cet effet a été observé lors de la mesure des fonctions spectrales. [Volchkov et al., 2018][Denechaud, 2018]

d'Anderson dans la mesure où celle-ci nécessite de réaliser des expériences d'expansion du nuage suite à la spectroscopie.

La principale limitation de cette approche provient du faible désaccord du faisceau speckle. En effet, les désaccords utilisés étant de l'ordre de $|\delta| \approx 12\Gamma$, le taux d'émission spontanée est relativement grand conduisant à un temps de vie maximal des atomes habillés par le désordre d'une centaine de millisecondes, très insuffisant pour les temps d'expansions visés de plus d'une seconde.

Il est donc nécessaire de compléter la procédure expérimentale utilisée lors de la mesure des fonctions spectrales pour pouvoir procéder à des expériences d'expansion.

1.4.1 S'éloigner de résonance

L'approche intuitive pour diminuer le taux d'émission spontanée consiste à s'éloigner de la transition atomique, et donc à augmenter le désaccord. En effet, il est possible d'obtenir une estimation du taux d'émission spontanée Γ_2 de l'état $|F = 2\rangle$ à l'aide de

$$\Gamma_2 \approx \frac{1}{\hbar} [V_R] \frac{\Gamma}{|\delta|}, \quad (1.35)$$

où $\Gamma = 2\pi \times 6.07 \text{ MHz}$ correspond à la largeur de la transition D_2 du ^{87}Rb et δ est le désaccord.

Afin d'obtenir un temps de vie Γ_2^{-1} de l'ordre de la seconde pour un désordre d'environ 500 Hz typiquement utilisé sur l'expérience, il est nécessaire d'utiliser un désaccord de plusieurs GHz. Cette condition est donc incompatible avec celle de désordre dépendant de l'état interne $\delta/2\pi \ll \Delta_{\text{hf}}$.

La question est alors la suivante : est-il possible de réaliser un désordre dépendant de l'état interne tout en ayant un taux d'émission spontanée suffisamment faible pour permettre l'étude de la localisation d'Anderson ?

Speckle bichromatique

La réponse apportée par l'équipe pour augmenter le temps de vie des atomes vis-à-vis de l'émission spontanée consiste à utiliser des désaccords plus importants, de l'ordre de 100 GHz. Cependant, l'utilisation de désaccords aussi grands ($\delta/2\pi \gg \Delta_{\text{hf}}$) ne permet plus la sélectivité en état interne recherchée pour réaliser une spectroscopie du désordre. L'idée est alors de compenser le potentiel ressenti par l'état $|F = 1\rangle$ à l'aide d'une seconde fréquence optique, comme illustré figure 1.10. Une étude quantitative et détaillée de cette approche peut être retrouvée dans le manuscrit de thèse de Musawwadah Mukhtar [Mukhtar, 2019], aussi nous nous contenterons de décrire les grandes lignes de cette approche.

Dans le cadre de la théorie de la réponse linéaire, on montre à l'aide de la partie réelle de la polarisabilité atomique que le potentiel moyen total ressenti par chaque état est la somme des potentiels générés par chaque faisceau. Ces potentiels sont alors donnés par :

$$\overline{V}_1 = \overline{V}_{P,1} + \overline{V}_{C,1} = 0 \quad \text{et} \quad \overline{V}_2 = \overline{V}_{P,2} + \overline{V}_{C,2} = V_R, \quad (1.36)$$

avec $\overline{V}_{P,i}$ ($\overline{V}_{C,i}$) le potentiel moyen créé par le laser principal (de compensation) sur l'état $|F = i\rangle$. Nous avons de plus fait apparaître la contrainte que le potentiel moyen total appliqué à l'état $|F = 1\rangle$ soit nul. De même, les taux d'émission spontanée s'additionnent, ceux-ci étant issus de la partie imaginaire de la polarisabilité atomique :

$$\Gamma_{\text{sp},1} = \Gamma_{\text{sp},P,1} + \Gamma_{\text{sp},C,1} \quad \text{et} \quad \Gamma_{\text{sp},2} = \Gamma_{\text{sp},P,2} + \Gamma_{\text{sp},C,2}, \quad (1.37)$$

avec $\Gamma_{\text{sp},i}$ le taux d'émission spontanée pour l'état $|F = i\rangle$.

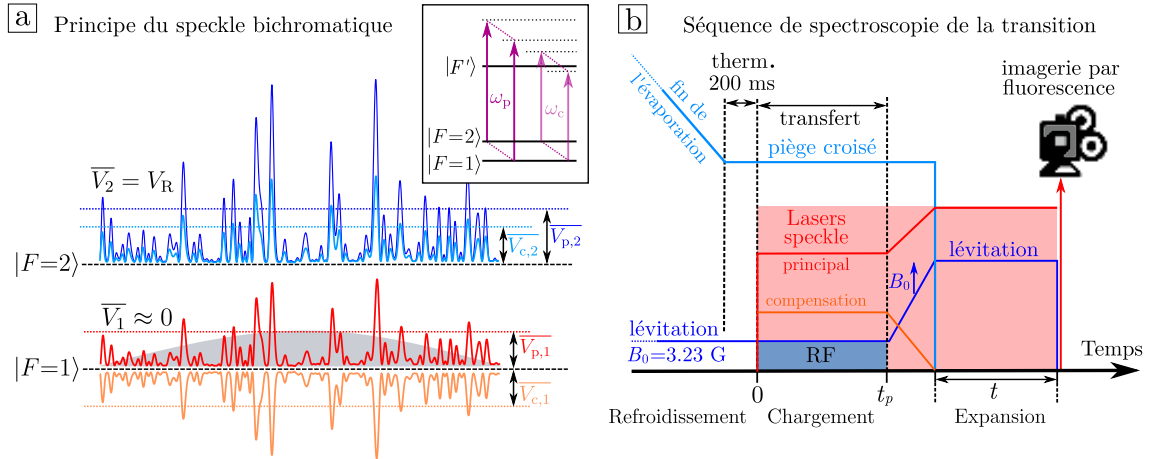


FIGURE 1.10 – **a : Principe de speckle bichromatique.** Un laser principal très désaccordé soumet les deux états fondamentaux à un potentiel. Afin d'obtenir un potentiel dépendant de l'état interne, on utilise une seconde fréquence optique dans le but de compenser le potentiel créé par le laser principal sur l'état $|F = 1\rangle$. Dans le cas d'un désordre répulsif comme illustré ici, il est de plus possible d'ajouter les effets répulsifs des potentiels créés par ces lasers sur l'état $|F = 2\rangle$. **b : Séquence expérimentale d'étude de la transition d'Anderson.** Après refroidissement et obtention d'un condensat de Bose-Einstein, une étape de chargement du désordre à énergie résolue est réalisée à l'aide d'un transfert radio-fréquence. Celle-ci est suivie d'une expansion du nuage dans le désordre qui constitue l'expérience de localisation d'Anderson à proprement parler.

Afin de pouvoir étudier la dynamique des atomes dans le désordre pendant de très longs temps d'expansions, il est nécessaire de maximiser le temps de vie de l'état $|F = 2\rangle$. Cependant, cette procédure tend à diminuer le temps de vie de l'état $|F = 1\rangle$, qui doit être suffisamment long pour pouvoir réaliser l'étape de *chargement* du désordre. Le but de cette étude est alors d'optimiser les temps de vie 1.37 des deux états pour un désordre V_R fixé, tout en respectant les contraintes 1.36 du potentiel. Expérimentalement, nous disposons de quatre degrés de liberté (la puissance et le désaccord de chaque speckle) pour atteindre la configuration optimale. En particulier, les désaccords des deux faisceaux doivent satisfaire des conditions afin de permettre l'approche de désordre dépendant de l'état interne.

Considérons d'abord le cas d'un désordre répulsif sur l'état $|F = 2\rangle$. Le laser principal étant très désaccordé, le potentiel moyen induit sur les états $|F = 1\rangle$ et $|F = 2\rangle$ est similaire et vaut $V_R > 0$. En prenant comme référence la transition fictive $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ ¹⁴, le désaccord du laser principal doit alors satisfaire la condition $\delta_p > 0$ ¹⁵. Afin de compenser le potentiel répulsif induit par le laser principal sur l'état $|F = 1\rangle$, il est nécessaire que le laser de compensation réalise un potentiel attractif, impliquant alors que le désaccord soit négatif $\delta_c < 0$ ¹⁶. De plus, le choix d'un désaccord inférieur à la séparation hyperfine des états fondamentaux permet de générer un potentiel répulsif sur l'état $|F = 2\rangle$. On retiendra alors

$$\delta_p > 0 \quad \text{et} \quad -\Delta_{\text{hf}} < \delta_c/2\pi < 0. \quad (1.38)$$

14. Bien que cette transition n'existe pas en pratique, cela ne nous empêche pas de définir les désaccords par rapport à cette référence de fréquence.

15. En prenant comme référence la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$, cette condition devient $\delta_p/2\pi > \Delta_{\text{hf}}$

16. Pour les désaccords supérieurs au GHz utilisés, on peut négliger le détail de la structure hyperfine de l'état excité, large de 229 MHz pour les états accessibles.

Considérons à présent le cas d'un potentiel attractif pour l'état $|F = 2\rangle$. De même que dans le cas répulsif, le laser principal est très désaccordé, mais son désaccord doit être négatif pour les deux états fondamentaux $\delta_p/2\pi < -\Delta_{\text{hf}}$ en prenant la transition $|F = 1\rangle \rightarrow |F'\rangle$ comme référence¹⁷. La principale différence provient ici du laser de compensation, qui ne peut pas générer à la fois un potentiel attractif pour l'état $|F = 2\rangle$ et un potentiel répulsif qui pourrait compenser le potentiel attractif du laser principal sur l'état $|F = 1\rangle$. La contrainte d'annulation du potentiel sur l'état initial impose alors le choix d'un désaccord positif $\delta_c > 0$ du laser de compensation par rapport à la transition fictive $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$. Le choix d'un potentiel total attractif sur l'état $|F = 2\rangle$ impose donc :

$$\delta_p/2\pi < -\Delta_{\text{hf}} \quad \text{et} \quad \delta_c > 0. \quad (1.39)$$

Contrairement au cas répulsif, la sélectivité en état interne dans le cas attractif provient donc d'un déséquilibre des potentiels sur l'état $|F = 2\rangle$.

La table 1.1 présente les résultats de la détermination des paramètres optimisant la temps de vie Γ_2^{-1} de l'état $|F = 2\rangle$ avec la contrainte $\Gamma_1^{-1} \geq 10\text{ms}$ permettant l'étape de chargement du désordre. Cette étude a été menée pour un désordre d'amplitude $V_R/h = 4\text{kHz}$ qui correspond au désordre le plus extrême utilisé lors de la mesure des fonctions spectrales. Le choix du désaccord $\delta_p = 2\pi \times 100\text{GHz}$ permet de fixer déterminer la valeur des trois autres grandeurs expérimentales δ_c , P_p et P_c , et permet d'obtenir un temps de vie Γ_2^{-1} de l'ordre de 150 ms. Comparé au temps de vie de 0.4 ms obtenu avec un speckle monochromatique, ceci représente une amélioration de près de trois ordres de grandeur.

	Désordre attractif	Désordre répulsif
Paramètres fixés		
Amplitude du désordre V_R	$-h \times 4\text{kHz}$	$h \times 4\text{kHz}$
Désaccord du laser principal δ_p	$-2\pi \times 100\text{GHz}$	$2\pi \times 100\text{GHz}$
Temps de vie Γ_1^{-1}	10 ms	10 ms
Désaccord du laser de compensation δ_c	$2\pi \times 1.354\text{GHz}$	$-2\pi \times 1.622\text{GHz}$
Puissance du laser principal P_p	8.14 mW	5.16 mW
Puissance du laser de compensation P_c	130.2 μW	69.6 μW
Temps de vie Γ_2^{-1}	165 ms	149 ms

TABLE 1.1 – **Paramètres expérimentaux optimisés pour un désordre de 4 kHz.** La détermination de ces paramètres est détaillée dans la thèse Musawwadah Mukhtar [Mukhtar, 2019]. Cette étude est menée pour le désordre le plus extrême utilisé pour la mesure des fonctions spectrales [Volchkov et al., 2018] pour lequel le temps de vie Γ_2^{-1} n'était que 0.4 ms. On remarque que les conditions 1.38 et 1.39 sont vérifiées.

Augmenter encore plus le temps de vie

Si les potentiels générés par les deux faisceaux sont d'amplitudes semblables (l'annulation du potentiel sur $|F = 1\rangle$ ne serait pas possible autrement), on comprend aisément que le laser de compensation contribue fortement à la dissipation par émission spontanée compte-tenu de son petit désaccord en comparaison de celui du laser principal.

Cependant, après l'étape de chargement, une fois les atomes transférés dans l'état $|F = 2\rangle$ habillé par le désordre, il n'est plus nécessaire de compenser le potentiel vu par

17. En choisissant un désaccord de 100 GHz, on peut négliger la structure hyperfine de l'état excité.

l'état $|F = 1\rangle$. Il est alors possible de s'affranchir du laser de compensation. Un moyen simple d'augmenter le temps de vie Γ_2^{-1} consiste alors à diminuer progressivement la puissance du laser de compensation tout en augmentant celle du laser principal de manière à garder V_R constant, comme illustré figure 1.10b. Il s'agit, après chargement dans le désordre, d'un moyen de s'éloigner encore plus de résonance.

On montre alors que le nouveau temps de vie $\Gamma_2'^{-1}$ de l'état $|F = 2\rangle$ après extinction du laser de compensation est donné par :

$$\Gamma_2'^{-1} = \Gamma_2^{-1} \frac{\overline{V_{p,2}}/V_R}{\Gamma_{p,2}/\Gamma_2} . \quad (1.40)$$

L'application à un désordre d'amplitude $|V_R|/h = 4\text{ kHz}$ fournit alors un temps de vie de 0.68 s pour un désordre attractif et de 0.69 s pour un désordre répulsif, soit un gain de plus de trois ordres de grandeur par rapport au cas d'un speckle simple.

Notons de plus que cette étude a été menée pour le cas le plus défavorable d'un désordre d'amplitude $h \times 4\text{ kHz}$, l'utilisation de désordres plus modérés conduisant à des temps de vie plus bien grands. Un désordre d'amplitude $h \times 400\text{ Hz}$ possède ainsi un temps de vie supérieur à 6 s, permettant donc des temps de propagation extrêmement longs.

1.4.2 Étude de la similitude de deux speckles

Nous avons ainsi montré que l'utilisation d'un speckle bichromatique permettait d'étendre l'applicabilité du désordre dépendant de l'état interne à l'étude de la transition d'Anderson grâce à l'augmentation du temps de vie des atomes dans le désordre de plus de trois ordres de grandeurs.

Cependant, cette approche repose sur une hypothèse cruciale jusqu'à présent passée sous silence. L'approche de l'utilisation d'une seconde fréquence optique afin de compenser le potentiel ressenti par l'état $|F = 1\rangle$ n'est valable que si nous pouvons compenser le potentiel du laser principal en chaque point de l'espace. Il est donc nécessaire que les variations spatiales du profil d'intensité lumineuse du speckle de compensation soient exactement celles du speckle principal :

$$V_{c,1}(\mathbf{x}) = -V_{p,1}(\mathbf{x}) \quad (1.41)$$

Cohérence temporelle d'une figure de speckle bichromatique

De manière générale, un champ de speckle résulte de phénomènes d'interférence, et dépend donc fortement de la longueur d'onde du champ incident. Plus particulièrement, nous avons vu dans les sections 1.2.2 et 1.2.3 que la taille des grains de speckle est donnée par la limite de diffraction du système et dépend donc linéairement de la longueur d'onde.

On comprend donc que si les deux profils d'intensité lumineuse sont semblables au point de focalisation des faisceaux, la superposition des grains de lumière se dégrade en s'éloignant de ce point, comme illustré figure 1.11. Cette question de superposition des figures d'interférences de plusieurs fréquences optiques est un problème bien connu en optique : il s'agit ici d'étudier l'influence de la cohérence temporelle sur notre désordre bichromatique. Cette influence est quantifiée par le degré de cohérence temporelle

$$\overline{\delta I_p(\mathbf{x}) \delta I_c(\mathbf{x})} = \left| \overline{E_p(\mathbf{x}) E_c^*(\mathbf{x})} \right|^2 , \quad (1.42)$$

qui fait apparaître la fonction de corrélation en amplitude entre les deux champs évalués au même point. En effet, l'objet de notre étude est de quantifier la mesure dans laquelle les deux motifs de speckle sont similaires en un point donné.

De même que dans le cas d'un speckle monochromatique, l'expression de la fonction de corrélation en amplitude $E_p(\mathbf{x})E_c^*(\mathbf{x})$ fait apparaître la fonction de corrélation du diffuseur, définie à l'aide de sa transmission :

$$C_{\text{diff}}(\mathbf{x}_0, \mathbf{x}'_0, \lambda_p, \lambda_c) = \overline{t_{\text{diff}}(\mathbf{x}_0, \lambda_p) t_{\text{diff}}^*(\mathbf{x}'_0, \lambda_c)}, \quad (1.43)$$

dont l'expression a été généralisée au cas bichromatique qui nous intéresse à présent. On montre annexe 2 que l'expression 1.7 se généralise alors à

$$C_{\text{diff}}(\mathbf{x}_0, \mathbf{x}'_0, \lambda_p, \lambda_c) = \exp\left(-\frac{\delta\phi^2}{2}\right) \exp\left(-\frac{\pi^2\theta_{\text{diff}}^2}{2} \frac{(\mathbf{x}_0 - \mathbf{x}'_0)^2}{\lambda_p\lambda_c}\right), \quad (1.44)$$

avec $\delta\phi = |\sigma_{\phi,p} - \sigma_{\phi,c}|$ la différence des largeurs des distributions de phases induites par le diffuseur aux deux longueurs d'onde d'intérêt λ_p et λ_c , et θ_{diff} est l'angle de diffusion, indépendant de la longueur d'onde.

Supposons à présent que les modes de chacun des lasers soient identiques et parfaitement superposés¹⁸, de telle sorte que tous deux soient décrits par le même profil d'intensité $I'_0(\mathbf{x}_0)$ de l'équation 1.26. On montre annexe 2 que, aux alentours du plan de Fourier, la fonction de corrélation normalisée des fluctuations d'intensité à trois dimensions entre les deux speckles générés par le même diffuseur est donnée par

$$\begin{aligned} c_{2\lambda}(\mathbf{x}_\perp, \delta z) &= \frac{\overline{\delta I_p(\mathbf{x}_\perp, \delta z) \delta I_c(\mathbf{x}_\perp, \delta z)}}{\overline{\delta I_p(\mathbf{x}_\perp, \delta z)} \overline{\delta I_c(\mathbf{x}_\perp, \delta z)}} \\ &= \exp(-\delta\phi^2) \times c_{3D}\left(\mathbf{x}_\perp \frac{\delta\lambda}{\lambda_p}, \delta z \frac{\delta\lambda}{\lambda_p}\right), \end{aligned} \quad (1.45)$$

où c_{3D} correspond à la fonction de corrélation 1.25 des fluctuations d'intensité d'un speckle unique aux alentours du plan de Fourier. $\delta\lambda = \lambda_p - \lambda_c$ correspond à la différence entre les deux longueurs d'ondes des deux lasers.

La décorrélation des deux champs vis-à-vis de la cohérence temporelle est donc due à deux contributions :

- Le premier terme en $\exp(-\delta\phi^2)$ décrit l'effet de la propagation dans le diffuseur. Le déphasage accumulé localement dépendant de la longueur d'onde, la distribution de phases diffère entre le laser principal et celui de compensation. Le diffuseur ne se comportant pas exactement de la même manière en fonction de la fréquence de l'onde laser (la transmission $t_{\text{diff}}(\mathbf{x}_0, \lambda)$ dépend de la longueur d'onde), il en résulte une décorrélation générale entre les profils d'intensité de deux speckles.
- Le second terme traduit le déphasage accumulé lors de la propagation du laser, et décrit l'effet de la longueur d'onde du laser sur la taille des grains. Celle-ci étant proportionnelle à la longueur d'onde, les grains des deux figures de speckle seront donc de tailles différentes et ne pourront se superposer que dans une zone réduite de l'espace autour du point de focalisation.

Une conséquence remarquable de l'équation 1.45 est que la forme de cette fonction, donnée par le degré de cohérence temporelle, est identique à celle de la corrélation spatiale d'un unique speckle, donnée par le degré de cohérence spatiale.

La présence du facteur d'échelle $\lambda_p/\delta\lambda \equiv \mathcal{F}$, que l'on appellera *finesse*, s'interprète néanmoins aisément. En effet, la taille σ ¹⁹ d'un grain de speckle est donnée par la largeur

18. On satisfait expérimentalement cette hypothèse en injectant les deux faisceaux dans la même fibre optique.

19. Il n'est pas nécessaire de tenir compte de l'anisotropie des grains de speckle pour ce raisonnement, les longueurs de corrélation transverse et longitudinale étant toutes deux proportionnelles à la longueur d'onde.

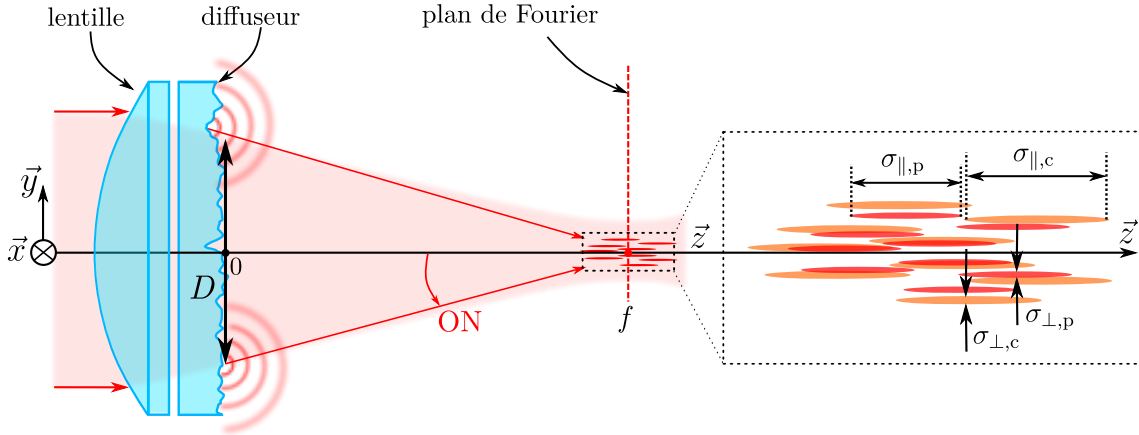


FIGURE 1.11 – **Illustration de la cohérence temporelle d'une figure de speckle.** La taille des grains de speckle dépendant linéairement de la longueur d'onde, ceux-ci ne pourront se superposer que sur une zone restreinte de l'espace. La distance l_c sur laquelle les grains sont corrélés est obtenue à l'aide du degré de cohérence temporelle, et peut être estimée à quelques millimètres.

de la fonction de corrélation c_{3D} , et est proportionnelle à la longueur d'onde du laser. La largeur de la fonction de corrélation $c_{2\lambda}$ est donc donnée par $l_c = \sigma \mathcal{F}$ et correspond à la distance pour laquelle les grains des deux speckles ne se superposent plus²⁰.

En choisissant le désaccord précédent d'environ 100 GHz et une longueur d'onde proche de la transition D_2 du ^{87}Rb , $\lambda_p \approx 780.2\text{nm}$, l'ordre de grandeur de cette longueur de corrélation est donc de plusieurs millimètres. Cette taille étant très grande devant la taille de nos nuages, la décorrélation par décalage des grains des deux speckles ne nous limitera donc pas²¹.

Estimation du potentiel résiduel sur $|\mathbf{F} = 1\rangle$

Si les profils d'intensité des speckles sont variés de manières similaires à l'échelle des atomes, ceux-ci ne sont pas totalement corrélés, comme le montre le premier terme de l'équation 1.45. Ainsi, cela signifie que le potentiel généré par le laser de compensation ne peut annuler le potentiel généré par le laser principal *qu'en moyenne*. Le potentiel total $V_1(\mathbf{x}) = V_{p,1}(\mathbf{x}) + V_{c,1}(\mathbf{x})$ est donc de moyenne nulle $\overline{V_1(\mathbf{x})} = 0$ et possède une variance σ_V^2 non nulle.

Simplifions l'étude en remplaçant les potentiels $V_{p,1}(\mathbf{x})$ et $V_{c,1}(\mathbf{x})$ par leurs intensités respectives $I_p(\mathbf{x})$ et $I_c(\mathbf{x})$ de telle sorte que

$$V_1(\mathbf{x}) \propto I_p(\mathbf{x}) - I_c(\mathbf{x}) , \quad (1.46)$$

et que $\overline{I_p(\mathbf{x})} = \overline{I_c(\mathbf{x})} = I_0(\mathbf{x})$ ²². En définissant la différence de ces intensités par la variable

20. Déterminons la distance L sur laquelle deux grains de speckle ne se superposent plus. On définit cette distance comme correspondant à un nombre N de grains du speckle du laser principal $L = N\sigma_p$, et un nombre $N+1$ de grains du laser de compensation $L = (N+1)\sigma_c$. Alors $N = \sigma_c/(\sigma_p - \sigma_c) \approx \lambda_p/\delta\lambda = \mathcal{F}$.

21. À l'aide d'un banc de test similaire à celui présenté dans la thèse de Jérémie Richard [Richard, 2015], aucune décorrélation n'a pu être observée expérimentalement dans la limite de résolution du système optique dans une zone de $100\mu\text{m}$ autour du centre de la figure de speckle.

22. En réalité, les intensités des deux speckles ne sont pas de mêmes valeurs moyennes, cependant il est possible de se ramener formellement à cette situation en tenant compte du fait que les différents désaccords des faisceaux équilibrent les potentiels associés.

$I = I_p - I_c$, l'étude de la variance du potentiel revient à étudier la quantité

$$\sigma_I^2(\mathbf{x}, \lambda_p, \lambda_c) = 2I_0^2(\mathbf{x})(1 - c_{2\lambda}(\mathbf{x})) \quad \text{avec} \quad c_{2\lambda}(\mathbf{x}) = \frac{\overline{\delta I_p(\mathbf{x}) \delta I_c(\mathbf{x})}}{I_0^2(\mathbf{x})}, \quad (1.47)$$

en faisant apparaître la fonction de corrélation 1.45. L'interprétation de cette équation est directe : si les deux intensités sont parfaitement corrélées, celles-ci se compensent exactement et $\sigma_I = 0$. Dans le cas où celles-ci sont totalement décorrélées, la variance totale est alors la somme des variances de chaque intensité, comme attendu dans le cas de variables aléatoires indépendantes.

Étant donné la taille de nos nuages, on peut considérer que les atomes sont insensibles aux variations spatiales de la fonction de corrélation 1.45, que l'on approxime alors par sa valeur au centre $c_{2\lambda}(0) = \exp(-\delta\phi^2)$.

Du point de vue des atomes, la variance du potentiel est alors estimée à $|\sigma_V/\overline{V}_{p,1}| = \sqrt{\sigma_I^2/I_0^2}$. Proche du centre,

$$\sigma_V \sim \sqrt{2\overline{V}_{p,1}}\delta\phi \quad (1.48)$$

ORDre de grandeur : si on prend un σ_e de quelques microns, on trouve que $\sigma_V \sim 0.01V_R$. En prenant comme borne supérieure la potentiel chimique de 40Hz, on retrouve un désordre maximal applicbale de 4kHz, comme précédemment. Néanmoins cette approche a permit d'augmenter le temps de vie des atomes dans le désordre de plus de 3 ordres de grandeur.

Chapitre 2

Calculs de champs de tavelures

2.1. Fonction de corrélation du diffuseur

On s'attache ici à donner l'expression de la fonction de corrélation du diffuseur et à introduire les différents paramètres nécessaires. La géométrie du diffuseur est détaillée section 1.1.2.

La phase localement accumulée par l'onde laser s'écrit :

$$\phi(\mathbf{x}_0) = 2\pi(n-1)\frac{e(\mathbf{x}_0)}{\lambda} , \quad (2.1)$$

avec $e(\mathbf{x}_0)$ l'épaisseur localement traversée et λ la longueur d'onde du laser. La transmission du diffuseur est aussi une grandeur aléatoire (car reliée à l'épaisseur aléatoire traversée) donnée par :

$$t_{\text{diff}}(\mathbf{x}_0, \lambda) = e^{i\phi(\mathbf{x}_0)} . \quad (2.2)$$

En considérant une distribution de phase (et donc d'épaisseur) gaussienne, on peut alors obtenir une expression pour la transmission moyenne (on note $\overline{\dots}$ la valeur moyenne sur l'ensemble des réalisations diffuseur) :

$$\overline{t_{\text{diff}}} = \overline{e^{i\phi}} = \int d\phi e^{i\phi} \mathcal{P}(\phi) \quad \text{avec} \quad \mathcal{P}(\phi) = \frac{1}{\sigma_\phi \sqrt{2\pi}} e^{-(\phi - \overline{\phi})^2 / 2\sigma_\phi^2} , \quad (2.3)$$

qui correspond alors à la transformée de Fourier de la distribution de phase. On a alors

$$\overline{t_{\text{diff}}} = e^{-\overline{\phi^2}/2} = e^{-\sigma_\phi^2/2} \quad (2.4)$$

en choisissant $\overline{\phi} = 0$.

Dans le cas général de l'étude de la corrélation entre deux speckles réalisés par la même réalisation du diffuseur à deux longueurs d'onde légèrement différentes, la fonction de corrélation du diffuseur est définie par la corrélation des transmissions des deux champs :

$$C_{\text{diff}}(\mathbf{x}_0, \mathbf{x}'_0, \lambda, \lambda') = \overline{t_{\text{diff}}(\mathbf{x}_0, \lambda) t_{\text{diff}}^*(\mathbf{x}'_0, \lambda')} . \quad (2.5)$$

Avec cette définition, l'étude de la fonction de corrélation d'un unique speckle revient à prendre $\lambda' = \lambda$.

Supposons à présent que tout comme les phases individuelles, la différence de phases

$\phi(\mathbf{x}_0) - \phi'(\mathbf{x}'_0)$ est elle aussi une variable gaussienne :

$$C_{\text{diff}}(\mathbf{x}_0, \mathbf{x}'_0, \lambda, \lambda') = \overline{e^{i(\phi(\mathbf{x}_0) - \phi'(\mathbf{x}'_0))}} \quad (2.6)$$

$$= \exp \left[-\frac{1}{2} \overline{(\phi(\mathbf{x}_0) - \phi'(\mathbf{x}'_0))^2} \right] \quad (2.7)$$

$$= \exp \left[-\frac{1}{2} \overline{(\phi(\mathbf{x}_0)^2 + \phi'(\mathbf{x}'_0)^2 - 2\phi(\mathbf{x}_0)\phi'(\mathbf{x}'_0))} \right] \quad (2.8)$$

$$= \exp \left[-2\pi^2(n-1)^2\sigma_e^2 \left(\frac{1}{\lambda^2} + \frac{1}{\lambda'^2} - \frac{2}{\lambda\lambda'} \overline{\frac{e(\mathbf{x}_0)e(\mathbf{x}'_0)}{\sigma_e^2}} \right) \right] \quad (2.9)$$

en faisant apparaître la fonction de corrélation de l'épaisseur et l'écart-type de la distribution d'épaisseur σ_e , reliée à la largeur de la distribution de phase par $\sigma_\phi = 2\pi(n-1)\sigma_e/\lambda$. La largeur r_e de celle-ci décrit la taille de la granularité transverse de l'épaisseur du diffuseur. Comme décrit section 1.1.2, pour une large de distribution de phases $\sigma_\phi \gg 2\pi$ (ou $\sigma_e \gg \lambda$), on peut restreindre l'étude de la corrélation du diffuseur sur une zone petite devant r_e . Ainsi, on peut approximer la fonction de corrélation de la granularité du diffuseur, supposée être une courbe en cloche, par :

$$\frac{\overline{e(\mathbf{x}_0)e(\mathbf{x}'_0)}}{\sigma_e^2} \approx 1 - \frac{(\mathbf{x}_0 - \mathbf{x}'_0)^2}{2r_e^2} \quad \text{pour} \quad |\mathbf{x}_0 - \mathbf{x}'_0| \ll r_e. \quad (2.10)$$

On obtient donc, pour la fonction de corrélation du diffuseur :

$$C_{\text{diff}}(\mathbf{x}_0, \mathbf{x}'_0, \lambda, \lambda') = \exp \left(-2\pi^2(n-1)^2\sigma_e^2 \left[\frac{(\mathbf{x}_0 - \mathbf{x}'_0)^2}{\lambda\lambda'r_e^2} + \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda'} \right)^2 \right] \right) \quad (2.11)$$

$$= \exp \left(-\frac{\delta\phi^2}{2} \right) \exp \left(-\frac{\pi^2\theta_{\text{diff}}^2}{2} \frac{(\mathbf{x}_0 - \mathbf{x}'_0)^2}{\lambda\lambda'} \right) \quad (2.12)$$

avec $\delta\phi = \sigma_\phi - \sigma_{\phi'}$ et en faisant apparaître l'angle de diffusion $\theta_{\text{diff}} = \lambda/\pi r_{\text{diff}}$. On retrouve ainsi la formule 1.7 de la section 1.1.2 en prenant $\lambda = \lambda'$: la fonction de corrélation du diffuseur est une gaussienne de largeur $r_{\text{diff}} = r_e/\sigma_\phi$ et de maximum 1 pour $\mathbf{x}_0 = \mathbf{x}'_0$.

2.2. Amplitude rayonnée

Notons $\mathbf{x}_d \equiv \{x, y, d\}$ et $\mathbf{x}_0 \equiv \{x_0, y_0, 0\}$ Pour calculer le champ rayonné au point \mathbf{x}_d , on utilise le principe de Huygens-Fresnel :

$$E(\mathbf{x}_d) = \frac{1}{i\lambda} \int d\mathbf{x}_0 t(\mathbf{x}_0) E_0(\mathbf{x}_0) \frac{e^{ik|\mathbf{x}_d - \mathbf{x}_0|}}{|\mathbf{x}_d - \mathbf{x}_0|} \quad (2.13)$$

avec $t(\mathbf{x}_0)$ la transmission du montage optique au point \mathbf{x}_0 du diffuseur, comportant l'effet du diffuseur et de la lentille. $k = 2\pi/\lambda$ est le nombre d'onde.

Appliquons alors l'approximation paraxiale :

$$\begin{aligned} |\mathbf{x}_d - \mathbf{x}_0| &= \sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 + d^2} \\ &= d \sqrt{1 + \frac{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2}{d^2}} \\ &\approx d + \frac{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2}{2d} \end{aligned} \quad (2.14)$$

et reportons 2.14 dans 2.13 :

$$E(\mathbf{x}_d) = \frac{e^{ikd}}{i\lambda d} \int d\mathbf{x}_0 t_{\text{diff}}(\mathbf{x}_0) E_0(\mathbf{x}_0) e^{-ik \frac{x_0^2 + y_0^2}{2f}} e^{ik \frac{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}{2d}} \quad (2.15)$$

avec $t_{\text{diff}}(\mathbf{x}_0)$ la transmission du diffuseur. Développons alors cette dernière expression :

$$E(\mathbf{x}_d) = \frac{e^{ik \left(d + \frac{x^2 + y^2}{2d} \right)}}{i\lambda d} \int d\mathbf{x}_0 t_{\text{diff}}(\mathbf{x}_0) E_0(\mathbf{x}_0) e^{ik \frac{x_0^2}{2d_{\text{eff}}}} e^{-ik \frac{\mathbf{x}_d \cdot \mathbf{x}_0}{d}} \quad (2.16)$$

avec $1/d_{\text{eff}} = 1/d - 1/f$.

2.3. Fonction de corrélation

2.3.1 Calcul général

La fonction de corrélation en amplitude s'écrit

$$C_E(\mathbf{x}, \mathbf{x}', \lambda, \lambda') = \overline{E(\mathbf{x}, \lambda) E^*(\mathbf{x}', \lambda')} \quad (2.17)$$

$$= \frac{e^{i \left(k \left(d + \frac{x^2 + y^2}{2d} \right) - k' \left(d' + \frac{x'^2 + y'^2}{2d'} \right) \right)}}{\lambda \lambda' d d'} \int d\mathbf{x}_0 d\mathbf{x}'_0 \overline{t_{\text{diff}}(\mathbf{x}_0) t_{\text{diff}}^*(\mathbf{x}'_0)} E_0(\mathbf{x}_0) E_0^*(\mathbf{x}'_0) e^{i \frac{k \mathbf{x}_0^2}{2d_{\text{eff}}}} e^{-i \frac{k' \mathbf{x}'_0^2}{2d'_{\text{eff}}}} e^{-i \frac{k(\mathbf{x}, \mathbf{x}_0)}{d}} e^{i \frac{k'(\mathbf{x}', \mathbf{x}'_0)}{d'}} \quad (2.18)$$

Appliquons alors le changement de variables $\{\mathbf{x}_0, \mathbf{x}'_0\} \rightarrow \{\mathbf{x}_0, \Delta \mathbf{x} = \mathbf{x}'_0 - \mathbf{x}_0\}$ (par commodité on omettra le facteur devant l'intégrale) :

$$C_E \propto \int d\mathbf{x}_0 d\Delta \mathbf{x} C_{\text{diff}}(\Delta \mathbf{x}) E_0(\mathbf{x}_0) E_0^*(\mathbf{x}_0 + \Delta \mathbf{x}) e^{i \frac{\mathbf{x}_0^2}{2} \left(\frac{k}{d_{\text{eff}}} - \frac{k'}{d'_{\text{eff}}} \right)} e^{-i \frac{k' \Delta \mathbf{x}^2}{2d'_{\text{eff}}}} e^{-i \frac{k' \mathbf{x}_0 \Delta \mathbf{x}}{d'_{\text{eff}}}} e^{i \frac{k' \Delta \mathbf{x}}{d'}} e^{i \mathbf{x}_0 \cdot \left(\frac{k' \mathbf{x}'}{d'} - \frac{k \mathbf{x}}{d} \right)} \quad (2.19)$$

Supposons à présent que la taille des grains du diffuseur sont très petits devant la taille typique de l'éclairement incident, c'est à dire qu'à l'échelle de variation de C_{diff} , l'éclairement incident sera constant. $E_0(\mathbf{x}_0) E_0^*(\mathbf{x}_0 + \Delta \mathbf{x}) \approx E_0(\mathbf{x}_0) E_0^*(\mathbf{x}_0) = I_0(\mathbf{x}_0)$. En supprimant le terme en $\Delta \mathbf{x}^2$, on a :

$$C_E \propto \int d\mathbf{x}_0 I_0(\mathbf{x}_0) e^{i \frac{\mathbf{x}_0^2}{2} \left(\frac{k}{d_{\text{eff}}} - \frac{k'}{d'_{\text{eff}}} \right)} e^{i \mathbf{x}_0 \cdot \left(\frac{k' \mathbf{x}'}{d'} - \frac{k \mathbf{x}}{d} \right)} \int d\Delta \mathbf{x} C_{\text{diff}}(\Delta \mathbf{x}) e^{i \Delta \mathbf{x} \cdot \left(\frac{k' \mathbf{x}'}{d'} - \frac{k' \mathbf{x}_0}{d'_{\text{eff}}} \right)} \quad (2.20)$$

2.3.2 Expression de l'extension transverse du champ de tavelures le long de l'axe optique

L'intensité moyenne pour un speckle simple est donnée par

$$\overline{I(\mathbf{x})} = \overline{E(\mathbf{x}, \lambda) E^*(\mathbf{x}, \lambda)} \quad (2.21)$$

$$\propto \int d\mathbf{x}_0 I_0(\mathbf{x}_0) \int d\Delta \mathbf{x} C_{\text{diff}}(\Delta \mathbf{x}) e^{i \Delta \mathbf{x} \cdot \left(\frac{k \mathbf{x}}{d} - \frac{k \mathbf{x}_0}{d_{\text{eff}}} \right)} \quad (2.22)$$

$$\propto \int d\Delta \mathbf{x} C_{\text{diff}}(\Delta \mathbf{x}) e^{i \Delta \mathbf{x} \cdot \frac{k \mathbf{x}}{d}} \int d\mathbf{x}_0 I_0(\mathbf{x}_0) e^{-i \mathbf{x}_0 \cdot \frac{k \Delta \mathbf{x}}{d_{\text{eff}}}} \quad (2.23)$$

$$\propto \widetilde{C_{\text{diff}} \left(\frac{k \mathbf{x}}{d} \right)} * I_0 \left(\frac{\mathbf{x} d_{\text{eff}}}{d} \right) \quad (2.24)$$

On retrouve bien le résultat de la thèse de Jérémie.

2.4. Corrélations pour des speckles monochromatiques et bichromatiques

2.4.1 Corrélation transverse d'un unique speckle le long de l'axe optique

Considérons le cas d'un unique speckle, que l'on étudie dans un plan orthogonal à l'axe optique. Posons $\lambda = \lambda'$, $d = d'$ et $\mathbf{x}' = 0$:

$$C_E(\mathbf{x}) = \overline{E(x, y, d) E^*(0, 0, d)} \quad (2.25)$$

$$\propto \int d\mathbf{x}_0 I_0(\mathbf{x}_0) e^{-ik \frac{\mathbf{x} \cdot \mathbf{x}_0}{d}} \int d\Delta \mathbf{x} C_{\text{diff}}(\Delta \mathbf{x}) e^{-ik \frac{\Delta \mathbf{x} \cdot \mathbf{x}_0}{d_{\text{eff}}}} \quad (2.26)$$

On retrouve bien le résultat de la thèse de Jérémie, équation C.26.

2.4.2 Corrélation longitudinale d'un unique speckle autour du plan de Fourier

Plaçons nous sur l'axe optique, autour du plan de Fourier, pour une seule longueur d'onde. Pour $\mathbf{x} = \mathbf{x}_0 = 0$, $\lambda' = \lambda$ et $d' = f$:

$$C_E = \overline{E(0, 0, d) E^*(0, 0, f)} \quad (2.27)$$

$$\propto \int d\mathbf{x}_0 I_0(\mathbf{x}_0) e^{i \frac{\mathbf{x}_0^2 k}{2d_{\text{eff}}}} \int d\Delta \mathbf{x} C_{\text{diff}}(\Delta \mathbf{x}) \quad (2.28)$$

Proche du plan de Fourier, on pose $d = f + \delta z$, donc $1/d_{\text{eff}} = 1/d - 1/f \approx -\delta z/f^2$. Finalement, on obtient :

$$C_E \propto \int d\mathbf{x}_0 I_0(\mathbf{x}_0) e^{-i \frac{\delta z k \mathbf{x}_0^2}{2f^2}} \quad (2.29)$$

On retrouve l'expression 4.10 de la thèse de Fred. Supposons à présent un éclaircissement incident gaussien de taille w_0 :

$$C_E \propto \int d\mathbf{x}_0 e^{-\mathbf{x}_0^2 \left(2/w_0^2 - i \frac{k}{2d_{\text{eff}}} \right)} \quad (2.30)$$

$$\propto \frac{1}{2/w_0^2 - i \frac{k}{2d_{\text{eff}}}} \quad (2.31)$$

Et donc pour le degré en cohérence $|\mu|^2 = |C_E|^2$:

$$|C_E|^2 \propto \frac{1}{\frac{4}{w_0^4} + \frac{k^2}{4d_{\text{eff}}^2}} \quad (2.32)$$

$$\propto \frac{1}{\frac{4}{w_0^4} + \frac{k^2 \delta z^2}{4f^4}} \quad (2.33)$$

$$\propto \frac{1}{1 + \delta z^2 \frac{k^2 w_0^4}{16f^4}} \quad (2.34)$$

$$\propto \frac{1}{1 + \delta z^2 / \sigma_{\parallel}^2} \quad (2.35)$$

On retrouve bien la lorentzienne avec $\sigma_{\parallel} = 4\sigma_{\perp}/\text{ON}$, c'est à dire la distance de rayleigh. Interprétation : Magati2008 et Magati2009 montrent que dans une géométrie sans lentille, et à grande distance (régime de Fraunhofer), les grains de speckle s'apparentent à des tubes de lumière de corrélation longitudinale tendant vers l'infini (ils font de la physique avec les mains pour expliquer pourquoi). Avec une lentille, ce régime se retrouve autour du plan focal, sur une distance donnée par la longueur de Rayleigh. La forme lorentzienne est aussi typique d'effets longitudinaux en optique gaussienne autour du plan de focalisation.

2.4.3 Corrélation transverse d'un speckle bichromatique dans le plan de Fourier

Considérons le cas de deux longueurs d'ondes, étudiées à la même position dans le plan de Fourier. Posons $d = d' = f$, $\mathbf{x} = \mathbf{x}'$:

$$C_E(\mathbf{x}, \lambda, \lambda') = \overline{E(\mathbf{x}, \lambda) E^*(\mathbf{x}, \lambda')} \quad (2.36)$$

$$\propto \int d\mathbf{x}_0 I_0(\mathbf{x}_0) e^{i \frac{\mathbf{x}_0 \cdot \mathbf{x}}{f} (k' - k)} \int d\Delta \mathbf{x} C_{\text{diff}}(\Delta \mathbf{x}) e^{i \frac{\Delta \mathbf{x} \cdot \mathbf{x}}{f} k'} \quad (2.37)$$

On retrouve le résultat de mon rapport de stage. Warning : C_{diff} est plus compliqué dans cette expression, il faut tenir compte des deux longueurs d'onde dedans. Idem avec I_0 , il s'agit en réalité du produit des amplitudes à chaque longueur d'onde. Aller un peu plus loin pour donner l'expression de la longueur de corrélation.

2.4.4 Corrélation longitudinale d'un speckle bichromatique autour du plan de Fourier

Prenons un speckle composé de deux longueurs d'onde, étudié selon l'axe optique. Fixons : $\mathbf{x} = \mathbf{x}' = 0$ et $d = d'$:

$$C_E = \overline{E(0, 0, d, \lambda) E^*(0, 0, d, \lambda')} \quad (2.38)$$

$$\propto \int d\mathbf{x}_0 I_0(\mathbf{x}_0) e^{i \frac{\mathbf{x}_0^2}{2d_{\text{eff}}} (k - k')} \int d\Delta \mathbf{x} C_{\text{diff}}(\Delta \mathbf{x}) e^{-i \Delta \mathbf{x} \frac{k' \mathbf{x}_0}{d_{\text{eff}}}} \quad (2.39)$$

Supposons à présent que l'on s'éloigne peu du plan de Fourier tel que $r_{\text{diff}} w_0 k' / d_{\text{eff}} \ll 1$, c'est à dire $\delta z \ll W_{\text{speckle}} / \text{ON}$ avec δz tel que définit avant, W_{speckle} l'extension du faisceau de speckle dans le plan de Fourier et w_0 la taille du faisceau incident. Dans ce cas, on peut négliger la dernière exponentielle et on a pour un faisceau gaussien :

$$C_E \propto \int d\mathbf{x}_0 e^{-\frac{2\mathbf{x}_0^2}{w_0^2}} e^{i \frac{\mathbf{x}_0^2}{2d_{\text{eff}}} (k - k')} \quad (2.40)$$

$$\propto \int d\mathbf{x}_0 e^{-\mathbf{x}_0^2 (2/w_0^2 - i \frac{k - k'}{2d_{\text{eff}}})} \quad (2.41)$$

$$\propto \frac{1}{2/w_0^2 - i \frac{k - k'}{2d_{\text{eff}}}} \quad (2.42)$$

Alors,

$$|C_E|^2 \propto \left| \frac{1}{2/w_0^2 - i \frac{k - k'}{2d_{\text{eff}}}} \right|^2 \quad (2.43)$$

$$\propto \frac{1}{4/w_0^2 + \delta z^2 \frac{(k - k')^2}{4f^4}} \quad (2.44)$$

$$\propto \frac{1}{1 + \delta z^2 \left(\frac{\delta \lambda}{\lambda} \right)^2 \frac{k^2 w_0^4}{16f^4}} \quad (2.45)$$

$$\propto \frac{1}{1 + \frac{\delta z^2}{\sigma_{\parallel}^2} \left(\frac{\delta \lambda}{\lambda} \right)^2} \quad (2.46)$$

Bibliographie

- [Denechaud 2018] DENECHAUD, Vincent : *Vers une étude spectroscopique de la transition d'Anderson*, Paris Saclay, Dissertation, 2018
- [Goodman 2007] GOODMAN, Joseph W. : *Speckle phenomena in optics : theory and applications*. Roberts and Company Publishers, 2007
- [Grimm et al. 1999] GRIMM, Rudolf ; WEIDEMÜLLER, Matthias ; OVCHINNIKOV, Yurii B. : Optical dipole traps for neutral atoms. In : *arXiv preprint physics/9902072* (1999)
- [Mukhtar 2019] MUKHTAR, Musawwadah : *State-dependent disordered potential for studies of Anderson transition with ultracold atoms*, Université Paris-Saclay, Dissertation, 2019
- [Pasek et al. 2017] PASEK, Michael ; ORSO, Giuliano ; DELANDE, Dominique : Anderson localization of ultracold atoms : Where is the mobility edge? In : *Physical review letters* 118 (2017), Nr. 17, S. 170403
- [Richard 2015] RICHARD, Jérémie : *Propagation d'atomes ultra-froids en milieu désordonné-Étude dans l'espace des impulsions de phénomènes de diffusion et de localisation*, Université Paris-Saclay, Dissertation, 2015
- [Steck 2001] STECK, Daniel A. : *Rubidium 87 D line data*. 2001
- [Volchkov et al. 2018] VOLCHKOV, Valentin V. ; PASEK, Michael ; DENECHAUD, Vincent ; MUKHTAR, Musawwadah ; ASPECT, Alain ; DELANDE, Dominique ; JOSSE, Vincent : Measurement of spectral functions of ultracold atoms in disordered potentials. In : *Physical review letters* 120 (2018), Nr. 6, S. 060404