



HAL
open science

**Etude du speckle de milieux diffusants liquides.
Application à la détermination de paramètres
biophysiques**

Yann Piederriere

► **To cite this version:**

Yann Piederriere. Etude du speckle de milieux diffusants liquides. Application à la détermination de paramètres biophysiques. Autre. Université de Bretagne occidentale - Brest, 2003. Français. NNT : . tel-00005314

HAL Id: tel-00005314

<https://theses.hal.science/tel-00005314>

Submitted on 11 Mar 2004

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE de DOCTORAT

présentée à

L'UNIVERSITÉ DE BRETAGNE OCCIDENTALE
U.F.R. SCIENCES ET TECHNIQUES DE BREST

Spécialité : OPTRONIQUE



par

Yann PIEDERRIERE

ETUDE DU SPECKLE DE MILIEUX DIFFUSANTS LIQUIDES.
APPLICATION A LA DETERMINATION
DE PARAMETRES BIOPHYSIQUES.

Soutenue le 15 décembre 2003 devant la commission d'examen composée de :

M. Jean-François ABGRALL	Professeur	U.B.O., Brest
M. Jack CARIOU	Professeur	U.B.O., Brest
M. Benoît FORGET	Maître de Conférences	E.S.P.C.I., Paris
M. Yves GUERN	Professeur	U.B.O., Brest
M. Jean-Pierre L'HUILLIER	Professeur	E.N.S.A.M., Angers
M. Jean-Michel TUALLE	Chargé de Recherches	Université Paris 13, Paris

Personnalité invitée :

Mme Véronique KERLAN	Professeur	U.B.O., Brest
-----------------------------	------------	---------------

Recherches effectuées au **Laboratoire de Spectrométrie et Optique Laser**
6 Avenue Victor Le Gorgeu, B.P. 809, 29285 BREST Cedex

Remerciements

Ce travail a été effectué de septembre 2000 à novembre 2003 au Laboratoire de Spectrométrie et Optique Laser de l'Université de Bretagne Occidentale dirigé par Monsieur Lotrian que je remercie de m'avoir accueilli.

Je tiens tout d'abord à exprimer toute ma reconnaissance à Monsieur Jack Cariou qui a assuré la direction scientifique de ce travail. Je le remercie de m'avoir proposé un sujet scientifique innovant ainsi que de son implication et de sa disponibilité.

Je remercie vivement Madame Sigrid Avrillier et Monsieur Jean-Pierre L'Huillier d'avoir bien voulu être les rapporteurs de ce travail.

Je suis sensible à l'honneur que Messieurs Jean-François Abgrall, Jack Cariou, Benoît Forget, Yves Guern, Jean-Pierre L'Huillier, Jean-Michel Tualle et Madame Véronique Kerlan m'ont fait en examinant ce travail et en participant au jury.

Mes remerciements vont également à Monsieur Yves Guern pour ses nombreux conseils concernant le traitement des signaux optiques obtenus et pour le temps passé à la mise au point des programmes qui m'ont permis d'effectuer de nombreuses simulations.

Pour les nombreuses discussions et l'aide apportée, je remercie sincèrement Monsieur Bernard Le Jeune.

Je remercie beaucoup Monsieur Guy Zion pour les réalisations techniques nécessaires aux diverses expérimentations effectuées lors de ce travail.

Ma reconnaissance va également vers Messieurs Guy Le Brun, Bruno Boulbry, Sylvain Rivet et Frédéric Boulvert pour leurs aides et conseils qu'ils ont pu me prodiguer.

Pour l'aide apportée à la rédaction de ce mémoire, je remercie chaleureusement Mademoiselle Coralie Le Scouarnec.

**« Etude du speckle de milieux diffusants liquides.
Application à la détermination de paramètres biophysiques. »**

SOMMAIRE

INTRODUCTION	p.1
CHAPITRE 1 : Les aspects théoriques du speckle	p.8
1.1 Introduction : speckle, figure d'interférence	p.8
1.2 Speckle produit par une surface rugueuse	p.10
1.2.1 Statistique du premier ordre	p.10
1.2.2 Statistique du second ordre	p.17
1.3 Speckle généré par des milieux diffusants liquides.	p.24
1.3.1. Grandeurs caractéristiques d'un milieu diffusant	p.24
1.3.2. Speckle dynamique : autocorrelation temporelle	p.30
1.4 Conclusion	p.34
Annexe 1.1 : Densité de Probabilité Jointe	p.35
Annexe 1.2 : Moyenne d'Ensemble et Moyenne Temporelle	p.38

CHAPITRE 2 : Contexte expérimental de l'étude des grains de speckle		
de milieux diffusants liquides		p.39
2.1	Introduction	p.39
2.2	Caractérisation des milieux diffusants choisis	p.40
2.2.1	Choix du milieu diffusant	p.40
2.2.2	Mesure du coefficient de diffusion d'un mélange eau-lait	p.43
2.2.3	Mesures et calculs des coefficients de diffusion pour des billes calibrées	p.47
2.3	Dispositifs expérimentaux pour l'acquisition de speckle et la mesure de la taille des grains	p.50
2.3.1	Dispositifs expérimentaux	p.50
2.3.2	Caractérisation spatiale du speckle par l'autocovariance 2 D	p.54
2.3.3	Application à la mesure de taille de grains de speckle de surfaces diffusantes	p.58
2.4	Optimisation de l'acquisition	p.66
2.4.1	Effet du temps d'acquisition de la caméra	p.66
2.4.2	Effet de la distance d'observation	p.71
2.4.3	Effet de l'angle d'observation	p.73
2.4.4	Effet de la dimension du milieu	p.78
2.5	Conclusion	p.80

CHAPITRE 3 : Evolution du speckle avec la diffusion. Applications p.81

3.1	Introduction	p.81
3.2	Evolution de la taille des grains de speckle en fonction de la diffusion en transmission	p.82
3.2.1	Lait demi-écrémé	p.82
3.2.2	Lait écrémé	p.90
3.2.3	Billes calibrées	p.92
3.3	Simulation de la diffusion par la méthode de Monte Carlo	p.96
3.3.1	Principe	p.96
3.3.2	Simulation des paramètres γ , α et φ	p.97
3.3.3	Cas des particules polydispersées	p.102
3.3.4	Profil de la lumière transmise	p.103
3.4	Calcul de la taille des grains à partir des profils de lumière transmise	p.106
3.4.1	Méthodologie	p.106
3.4.2	Lait écrémé	p.107
3.4.3	Influence de la taille des billes calibrées	p.109
3.4.3.1	Résultats de la simulation	p.109
3.4.3.2	Comparaison entre d^c et dy^m	p.111
3.4.3.3	Amélioration des résultats calculés	p.113
3.5	Evolution de la taille des grains de speckle en fonction de la diffusion en réflexion diffuse	p.119
3.5.1	Variation du nombre de particules diffusantes	p.120
3.5.2	Effet d'une addition de glucose	p.122
3.6	Conclusion	p.129

CHAPITRE 4 : Speckle dynamique et application à la caractérisation de la coagulation plasmatisque	p.131
4.1 Introduction	p.131
4.2 La coagulation plasmatisque	p.132
4.3 Caractérisation de la coagulation par Mesure des Fluctuations de Speckle (MFS)	p.133
4.3.1 Protocole expérimental	p.133
4.3.2 Signal optique mesuré et traitement	p.135
4.3.3 Résultats	p.139
4.4 Caractérisation de la coagulation par Mesure de Contraste de Speckle (MCS)	p.142
4.4.1 Le contraste	p.142
4.4.2 Protocole expérimental	p.143
4.4.3 Résultats	p.144
4.5 Conclusion	p.147
RESUME ET PERSPECTIVES	p.148
BIBLIOGRAPHIE	p.151

INTRODUCTION

Le développement des potentiels de l'optique laser pour établir des diagnostics médicaux est, depuis plusieurs années, l'objet d'un grand intérêt de la part de nombreuses équipes de recherche à travers le monde. L'objectif est, à terme, d'établir des diagnostics *in vivo* et de manière *non invasive*. Leurs travaux sont axés sur la localisation de tumeurs cancéreuses [1], l'imagerie médicale optique [2], la caractérisation de brûlures [3], la mesure de la glycémie [4], etc... L'exemple de l'oxymétrie est un modèle de l'application de l'optique au diagnostic médical : maintenant utilisé dans tous les hôpitaux, ce capteur optique permet une mesure *non invasive, in vivo et en temps réel* du taux d'oxygène dans le sang. Ce taux est obtenu par mesure différentielle de l'absorption de l'hémoglobine oxygénée et désoxygénée [5].

La propagation, dans les tissus biologiques, des photons émis aux longueurs d'ondes optiques est caractérisée par **l'absorption** et par **la diffusion** : c'est à dire que les photons ne suivent pas de trajectoires rectilignes, comme pourrait le faire un rayonnement X dans ce type de milieu, mais sont soumis à de multiples diffusions (Figure 1).

-
- [1] J.M. Benavides, S. Chang, S.Y. Park, R. Richards-Kortum, N. Mackinnon, C. Macaulay, A. Milbourn, A. Malpica, M. Follen, **Multispectral digital colposcopy for in vivo detection of cervical cancer**, *Optics Express*, Vol. 11, Issue 10, 1223-1236 (2003).
- [2] J.C. Hebden, S.R. Arridge and D.T. Delpy, **Optical imaging in medicine: I. Experimental techniques**, *Phys. Med. Biol.* 42, 825-840 (1997).
- [3] D.A. Boas and A.G. Yodh, **Spatially varying dynamical properties of turbid media probed with diffusing temporal light correlation**, *J. Opt. Soc. Am. A*, Vol. 14, No. 1, 192-215 (1997).
- [4] K. Larin, I. Larina, Massoud Motamedi, V. Gelikonov, R. Kuranov, R. Esenaliev, **Potential application of optical coherence tomography for non-invasive monitoring of glucose concentration**, *Proc. of SPIE*, Vol. 4263, 83-90 (2001).
- [5] E. Tinet, S. Avrillier, J.L. Bussière and J.-P. Ollivier, **Near infrared laser spectroscopy apparatus for skeletal muscle oxygenation during upright exercise**, *Laser in Medical Science*, 7-11, (1994).

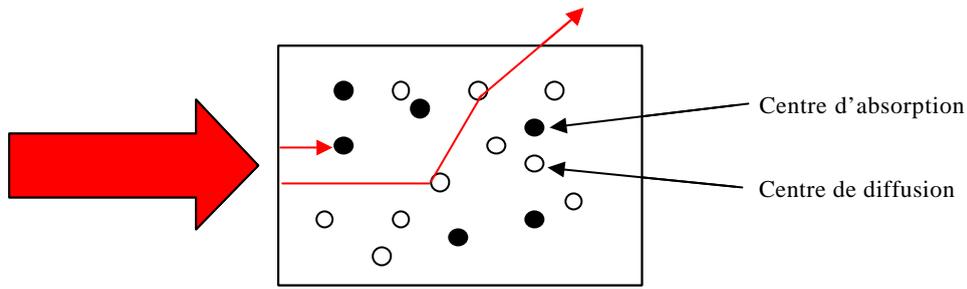


Figure 1 : Trajectoires de photons possibles.

Les coefficients d'absorption et de diffusion peuvent être déduits de l'analyse de la lumière transmise ou rétro-diffusée par le milieu à étudier. Il s'agit notamment de mesures de transmission diffuse [6] ou de réflectance [7] ; ces mesures peuvent être résolues dans l'espace ou le temps. La détermination de coefficients de diffusion permet, par exemple, de détecter la présence de tumeur cancéreuse qui présente une diffusion différente d'un tissu sain. Une autre application consiste à suivre les variations de glycémie dans le cadre du traitement du diabète, puisqu'il est démontré que le glucose change les caractéristiques de diffusion du sang [8].

Une autre voie d'analyse des milieux biologiques consiste à étudier **le champ de speckle** (ou tavelures) généré par le milieu quand il est éclairé par une lumière suffisamment cohérente c'est à dire de faible largeur spectrale (comme un laser). Nous définirons ce phénomène optique plus précisément par la suite, mais nous pouvons déjà dire qu'il s'agit d'une distribution spatiale aléatoire de l'intensité lumineuse présentant l'aspect de taches brillantes et de taches sombres (Figure 2). L'intensité, le contraste, la polarisation, la forme et la taille de ces « grains » sont notamment induits par les propriétés optiques du milieu. Et l'analyse du mouvement du speckle permet de caractériser l'agitation des particules constituant ce milieu.

[6] A. Kienle, R. Steiner, **Determination of the optical properties of tissue by spatially resolved transmission measurements and Monte Carlo simulations**, *Proc. of SPIE*, Vol. 2077,142-151 (1994).

[7] R.A.J. Groenhuis, J.J. Ten Bosch, and H.A. Ferwerda, **Scattering and absorption of turbid materials determined from reflection measurements. 2: Measuring method and calibration**, *Applied Optics*, Vol. 22, No. 16, 2463-2466 (1983).

[8] M. Essenpreis *et al.*, **Correlation between blood glucose concentration in diabetics and noninvasively measured tissue optical scattering coefficient**, *Optics Letters*, Vol. 22, No. 3, 190-192 (1997).

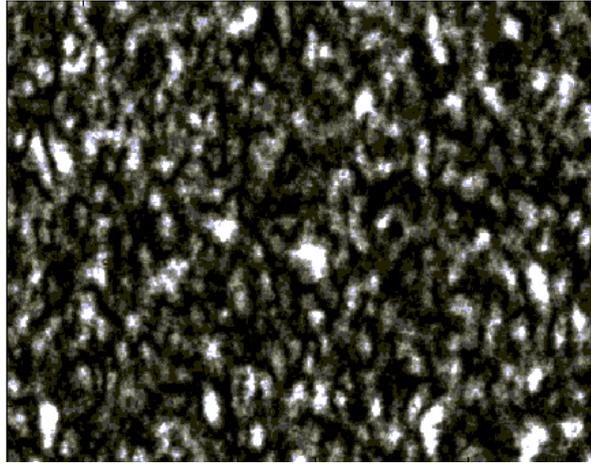


Figure 2 : Exemple de speckle de milieu liquide faiblement diffusant.

Par conséquent, le speckle contient potentiellement énormément d'informations sur le milieu qui le produit ; la difficulté principale étant de remonter quantitativement à ces informations.

Le phénomène de speckle ou granularité cohérente est étudié depuis très longtemps. Il avait en effet déjà été observé par Newton [9] à travers la scintillation des étoiles. Plus tard, au 19^e siècle, plusieurs scientifiques se sont intéressés aux interférences en lumière diffusée. Ils étudiaient par exemple les anneaux de Fraunhofer produits par la diffraction d'une lumière assez cohérente par une lame de verre recouverte de particules. La statistique des grains de speckle présents dans l'anneau central de Fraunhofer a ensuite été étudiée au début du 20^e siècle par Von Laue [10].

Mais c'est avec l'avènement du laser dans les années 60 que de nombreuses études sur le speckle ont pu être réalisées. Il suffit en effet d'éclairer une surface diffusante ou un milieu diffusant par un faisceau laser pour observer le phénomène.

[9] I. Newton, *Optiks* (reprinted by Dover Press, New York 1952) Book I, part I, prop VIII, pro II (1730).

[10] M. Von Laue, *Sitzungsber. Kaiserd. Akad Wiss (Berlin)* 44, 1144 (1914).

Les différentes recherches ont alors été notamment axées sur le contrôle de surface [11], la mesure de rugosité [12, 13, 14, 15] ou encore pour mesurer des vitesses de déplacement d'objets [16]. Le capteur de vitesse à corrélation de speckle en est un bel exemple : il permet de contrôler la vitesse d'un train grâce au speckle obtenu par l'illumination des rails par une source laser placée à bord [17].

Concernant les **milieux biologiques**, la mesure d'une ou plusieurs caractéristiques dynamiques ou spatiales du speckle peut potentiellement apporter de nombreuses informations pour le diagnostic médical. Les chercheurs mettent au point des techniques nouvelles ayant pour buts de déterminer des flux sanguins [18], de réaliser de l'imagerie médicale [19] ou encore de mesurer la profondeur de brûlures [20].

Des travaux ont été précédemment réalisés, par le Laboratoire de Spectrométrie et Optique Laser, sur l'exploitation du speckle, pour classer des échantillons de fer polis en

-
- [11] T. Fricke-Begemann, G. Gülker, K. D. Hinsch, and, K. Wolff, **Corrosion monitoring with speckle correlation**, *Applied Optics*, Vol. 38, No. 28, 5948-5955, (1999).
- [12] P. Lehmann, **Surface-roughness measurement based on the intensity correlation function of scattered light under speckle-pattern illumination**, *Applied Optics*, Vol. 38, No. 7, 1144-1152 (1999).
- [13] E. Marx and T.V. Vorburger, **Direct and inverse problems for light scattered by rough surfaces**, *Applied Optics*, Vol.29, No.25, 3613-3626 (1990).
- [14] L. Basano, S. Leporatti, P. Ottonello, V. Palestini and R. Rolandi, **Measurements of surface roughness: use of a CCD camera to correlate doubly scattered speckle patterns**, *Applied Optics*, Vol. 34, No. 31, 7286-7290 (1995).
- [15] G. Da Costa and J. Ferrari, **Anisotropic speckle patterns in the light scattered by rough cylindrical surfaces**, *Applied Optics*, Vol. 36, No. 21, 5231-5237 (1997).
- [16] J. H. Churnside and H.T. Yura, **Velocity measurement using laser speckle statistics**, *Applied Optics*, Vol. 20, No. 20, 3539-3541 (1981).
- [17] C. Alves, P. Forin, **Un capteur de vitesse à corrélation de speckle**, *Instrumentation Mesure Métrologie*, Vol. 2, No. 1-2/2002 :*Capteurs et traitement du signal pour les transports guidés*, 137-160, Hermes Sciences, Lavoisier.
- [18] I.V. Fedosov, V.V. Tuchin, **The use of dynamic speckle field space-time correlation function estimates for the direction and velocity determination of blood flow**, *Proc. SPIE*, Vol. 4434, 192-196 (2001).
- [19] C.A. Thompson, K.J. Webb and A.M. Weiner, **Imaging in scattering media by use of laser speckle**, *J. Opt. Soc. A*, Vol. 14, No. 9, 2269-2277 (1997).
- [20] A. Sathwani, K. T. Schomacker, G. J. Tearney and N. S. Nishioka, **Determination of Teflon thickness with laser speckle. I. Potential for burn depth diagnosis**, *Applied Optics*, Vol. 35, No. 28, 5727-5735 (1996).

analysant la polarisation des grains de speckle [21]. Ces études s'ajoutaient à celles déjà réalisées sur les milieux diffusants [22, 23].

Le problème qui a initié le travail que nous avons effectué est celui posé par la mesure de glycémie que doivent réaliser quotidiennement les personnes souffrant du diabète. Le diabète affecte environ trois millions de personnes en France en 2003 (151 millions de personnes atteintes dans le monde) et le traitement du diabète et de ses complications représente une part de dépense non négligeable pour la santé. Le contrôle régulier du taux de glucose sanguin permet toutefois de limiter les complications inhérentes au diabète, comme les problèmes de rétines (qui peuvent rendre aveugle) ou les problèmes de reins. Le contrôle régulier de la glycémie permet donc une importante amélioration de la qualité de vie. Cependant, ceci nécessite des tests sanguins réguliers, souvent plusieurs fois par jour. Actuellement les contrôles de glycémie sont réalisés par des instruments de mesure optique qui nécessitent automatiquement des échantillons de sang prélevés par une piqûre au bout du doigt. Le sang est déposé sur une bandelette réactive qui change de couleur en fonction du taux de glucose. Une diode lumineuse et un petit détecteur déterminent par mesure de réflectance le taux de glucose. Ce type d'appareil présente l'avantage d'être facile d'utilisation et d'être portable. Toutefois, l'inconfort de la piqûre nécessaire pour obtenir du sang frais, peut entraîner une baisse de la vigilance des patients.

C'est pourquoi la prochaine génération d'instrument de mesure devra assurer des résultats comparables mais de manière totalement non-invasive, éliminant le besoin d'échantillon de sang. Beaucoup d'approches sont basées sur des mesures spectroscopiques, in vivo et par voie non invasive, via les propriétés d'absorption du glucose dans le proche infra rouge. En règle générale, toute modification optique qu'entraîne la présence de glucose dans le sang est analysée pour déduire les variations de glycémie. Par exemple, comme nous

[21] P. Elies, **Etude expérimentale de la dépolarisation en imagerie Laser: classification d'échantillons, analyse du champ de speckle**, Thèse de doctorat, Université de Bretagne occidentale, Brest (1996).

[22] X. Intes, **Détermination spatiale des paramètres optiques de milieux fortement diffusants par battement hétérodyne de la source**, Thèse de doctorat, Université de Bretagne occidentale, Brest (1998).

[23] J.P. Marie, **Caractérisation de lasers à cavité verticale à émission par la surface. Utilisation de ces sources pour la détection d'objets en milieux diffusants**, Thèse de doctorat, Université de Bretagne occidentale, Brest (1999).

l'avons indiqué précédemment, le glucose agit sur les propriétés de diffusion du sang. Ce sont ces propriétés que nous avons choisies de mettre en évidence par l'analyse du champ de speckle généré, in-vivo, par des tissus éclairés par un laser.

Une étude, que nous avons réalisée en 2000 sur le thème « Evaluation in vivo du taux de glucose dans le sang par analyse des propriétés du speckle », nous avait conduit à mener une approche plus générale du phénomène de speckle [24]. Force était de constater que les résultats obtenus laissaient à penser que d'autres applications étaient potentiellement envisageables et que des précisions devaient être apportées quant à l'évolution du champ de speckle avec la diffusion. C'est à partir de ce contexte que nous avons engagé les travaux exposés dans ce rapport.

Le premier objectif du travail présenté dans ce manuscrit, est de mesurer l'influence de la diffusion sur les caractéristiques spatiales du speckle comme la taille du grain. Nos mesures ont été réalisées sur des milieux diffusants liquides de remplacement, c'est à dire des milieux dont les caractéristiques de diffusion se rapprochent des tissus ou des fluides biologiques sur lesquels peut se porter une application finale éventuelle.

Le speckle est généré selon une configuration expérimentale en transmission ou en réflexion. Dans ces deux cas de figure, nous mesurons l'évolution de la taille des grains de speckle en fonction du coefficient de diffusion.

De plus, dans le cadre d'une **configuration expérimentale en transmission**, nous montrons également l'effet de la dimension des particules présentes dans le milieu sur la taille des grains de speckle. De cette manière nous pourrions distinguer les milieux selon la taille des diffuseurs qui les composent. Nous proposons également une modélisation de l'évolution de la taille des grains de speckle en fonction de la diffusion et de la dimension des particules. Dans le cadre d'une **configuration expérimentale en réflexion**, nous montrons l'influence que peut avoir la présence de glucose dans un milieu diffusant sur la taille des grains de speckle.

Le deuxième objectif est de montrer que l'information portée par le speckle sur la dynamique du milieu qui le produit permet une application importante pour les hématologues

[24] Y. Piederrière, **Evaluation in vivo du taux de glucose dans le sang par analyse des propriétés du speckle**, Rapport de D.E.A., Université de Bretagne occidentale, Brest (2000).

concernant la détermination de temps et de dynamiques de coagulation plasmatique. Nous caractérisons des plasmas sanguins par leurs capacités de coagulation en utilisant deux méthodes basées sur la mesure de la dynamique du speckle.

Ce travail se décompose donc comme suit : dans un **premier chapitre**, nous décrivons le speckle et les différents aspects statistiques qui y sont associés. Puis, dans un **deuxième chapitre**, nous caractérisons les milieux diffusants utilisés et décrivons particulièrement le contexte expérimental de l'étude spatiale des grains de speckle généré par un milieu diffusant. Le **troisième chapitre** expose les résultats et met en évidence la manière dont nous pouvons prévoir l'évolution de la taille des grains de speckle. Les applications possibles à partir de la mesure de la taille des grains y sont également présentées. Finalement, dans un **quatrième chapitre**, nous étudions la dynamique du speckle appliquée au contrôle des réactions de coagulation plasmatique.

Remarque :

Les références bibliographiques sont présentées sous forme de notes de bas de page lorsqu'elles apparaissent pour la première fois dans le rapport. Un récapitulatif général est donné en fin de document.

CHAPITRE 1

Les aspects théoriques du speckle

1.1 Introduction : speckle, figure d'interférence

Comme nous l'avons vu précédemment, le phénomène optique de speckle est connu depuis très longtemps puisqu'il a déjà été observé par Newton. Mais l'invention du laser dans les années 60, grâce à la lumière cohérente qu'il produit, a permis de développer fortement les applications du speckle ainsi que des études plus théoriques permettant de décrire le phénomène. Nous noterons que beaucoup de ces travaux portent sur le speckle produit par des surfaces rugueuses [1.1], la rugosité étant définie par rapport à la longueur d'onde.

Lorsqu'une lumière cohérente éclaire de telles surfaces, on observe donc un aspect granulaire de la lumière diffusée, le speckle, observée dans un plan P (Figure 1.1). En chaque point de la surface, la lumière incidente est diffractée dans toutes les directions et en tous points M, du plan d'observation P, interfèrent des ondelettes élémentaires provenant de chacun des points de la surface. L'amplitude résultante en M est la somme d'un grand nombre d'ondelettes cohérentes ayant chacune un module et une phase propre. L'amplitude résultante en M a alors également un module et une phase aléatoire. Par conséquent, l'intensité lumineuse résultante en chaque point est également aléatoire et c'est sa répartition aléatoire qui produit le champ de speckle.

[1.1] M. Françon, **Granularité laser, speckle, application en optique**, Paris, New York, Barcelone, Milan : Masson (1978).

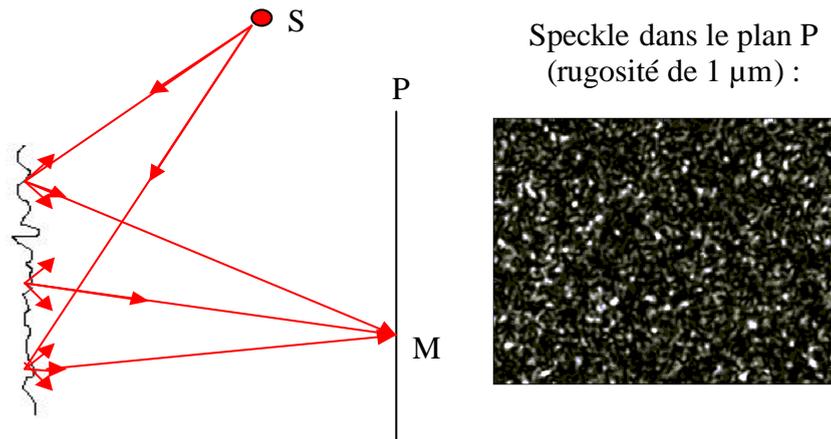


Figure 1.1 : Formation de speckle par une surface rugueuse.

Dans le cas des milieux diffusants, c'est l'interaction de l'onde optique avec les particules diffusantes qui provoque les différences de chemins optiques aléatoires et donc des états d'interférences aléatoires (Figure 1.2). En généralisant, ces états d'interférences aléatoires sont générés par tout milieu présentant des fluctuations aléatoires d'indices de réfraction. Comme pour le cas de la surface rugueuse, au point M placé sur le plan d'observation P interfèrent des ondelettes ayant chacune leur module et leur phase propres.

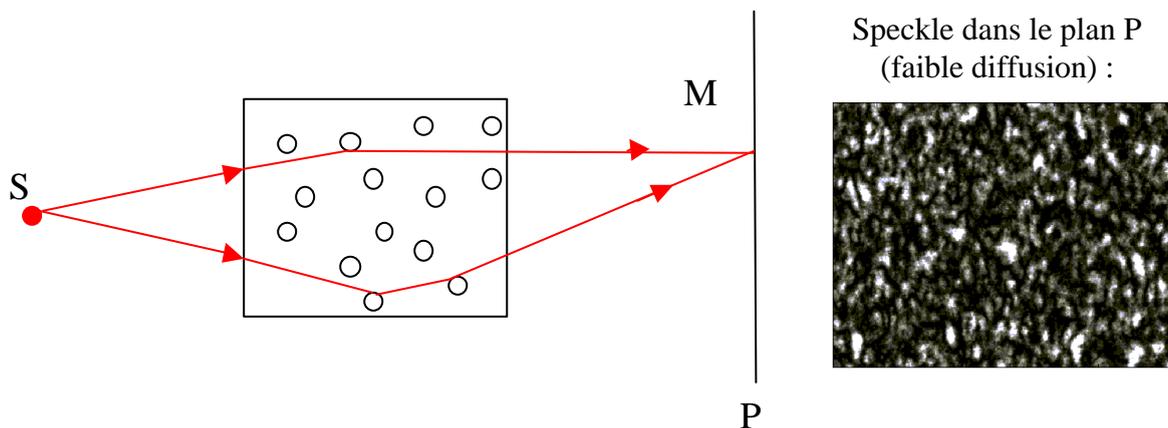


Figure 1.2 : Formation de speckle par un milieu diffusant.

Nous verrons plus loin que chaque grain définit un volume dans l'espace et possède donc trois dimensions et les images de speckle correspondent à une coupe sur un plan d'observation donné. Les dimensions transverses et longitudinales d'un grain seront données par la suite dans le cas de surface diffusante. De plus, chaque grain possède une polarisation propre. La polarisation décrit l'évolution temporelle du vecteur champ électrique qui constitue la lumière. Si cette évolution est stationnaire pendant le temps de mesure, l'onde sera dite polarisée, sinon elle sera dite partiellement ou totalement dépolarisée. Lorsque le milieu ou la surface produisant le speckle ne dépolarise pas, alors tous les grains ont la même polarisation.

Dans ce chapitre nous allons présenter les propriétés statistiques qui gouvernent le speckle lorsqu'il est produit par une surface rugueuse ou un milieu diffusant liquide.

1.2 Speckle produit par une surface rugueuse

1.2.1 Statistique du premier ordre

Nous considérerons tout d'abord le cas d'ondes parfaitement monochromatiques et de speckle complètement polarisé.

Nous rappelons ici la statistique du premier ordre (correspondant à une statistique en un point de l'espace) du speckle. Nous écrirons donc les fonctions de densité de probabilité de l'amplitude complexe, de l'intensité et de la phase [1.2].

Soit $E(x, y, z, t)$ la représentation analytique du champ électrique selon la direction de polarisation au point d'observation $M(x, y, z)$ et à l'instant t .

$$E(x, y, z, t) = A(x, y, z) \exp(i2\pi \nu t)$$

ν est la fréquence optique et A représente les variations spatiales du champ :

$$A(x, y, z) = |A(x, y, z)| \exp[i\mathbf{q}(x, y, z)]$$

[1.2] J.W. Goodman, **Statistical Properties of Laser Speckle Patterns**, in *Laser speckle and related Phenomena*, Vol.9 in series *Topics in Applied Physics*, J.C. Dainty (Editor), Berlin, Heidelberg, New York, Tokyo: Springer-Verlag, 1984.

L'intensité de l'onde est donnée par :

$$I(x, y, z) = \lim_{T \rightarrow \infty} \int_{-T/2}^{T/2} |E(x, y, z, t)|^2 dt = |A(x, y, z)|^2$$

Comme nous l'avons vu précédemment, l'amplitude du champ en un point M (x, y, z) du plan d'observation P est la somme d'une multitude de champs déphasés provenant des différentes régions de la surface rugueuse.

Par conséquent, si $\frac{1}{\sqrt{N}} a_k(x, y, z)$ est la contribution du k ième champ, avec $k=1, 2, \dots, N$ alors :

$$A(x, y, z) = \sum_{k=1}^N \frac{1}{\sqrt{N}} a_k(x, y, z) = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{k=1}^N |a_k(x, y, z)| \exp(i\mathbf{f}_k)$$

Avant de poursuivre, quelques hypothèses sont nécessaires. En effet, nous devons considérer que l'amplitude et la phase d'une contribution quelconque sont indépendantes l'une de l'autre et indépendantes des phases et des amplitudes des autres contributions.

De plus, nous considérons que la surface est rugueuse par rapport à la longueur d'onde \mathbf{l} , c'est à dire que si l_k est la différence de chemin optique attribuée au déphasage \mathbf{f}_k , nous pouvons avoir $l_k > \mathbf{l}$ et comme :

$$\mathbf{f}_k = \frac{2\mathbf{p}}{\mathbf{l}} l_k$$

par conséquent, nous pouvons avoir :

$\mathbf{f}_k = \mathbf{a} + 2n\mathbf{p}$ avec $\mathbf{a} \in [-\mathbf{p}; \mathbf{p}]$ et $n \geq 1$, \mathbf{a} peut prendre n'importe quelle valeur entre $-\mathbf{p}$ et \mathbf{p} , et les phases sont donc uniformément distribuées sur l'intervalle primaire $[-\mathbf{p}; \mathbf{p}]$.

Soit $A^{(r)}$ et $A^{(i)}$ respectivement la partie réelle et imaginaire de A :

$$A^{(r)} = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{k=1}^N |a_k| \cos \mathbf{f}_k$$

$$A^{(i)} = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{k=1}^N |a_k| \sin \mathbf{f}_k$$

Nous considérons, comme c'est généralement le cas dans la pratique, que le nombre N de contributions est très grand. Donc, pour la somme d'un très grand nombre de variables aléatoires nous pouvons appliquer le théorème de la limite centrale qui stipule que si $N \rightarrow \infty$,

$A^{(r)}$ et $A^{(i)}$ suivent des statistiques gaussiennes et nous pouvons alors écrire (voir Annexe 1.1) :

$$p_{r,i}(A^{(r)}, A^{(i)}) = \frac{1}{2ps^2} \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left[\frac{[A^{(r)}]^2 + [A^{(i)}]^2}{s^2} \right] \right\} \quad (1.1)$$

avec :

$$s^2 = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \frac{\langle |a_k|^2 \rangle}{2}$$

Donnons maintenant les propriétés statistiques de l'intensité :

Comme nous l'avons écrit précédemment :

$$A(x, y, z) = |A(x, y, z)| \exp[i\mathbf{q}(x, y, z)] = A^{(r)} + iA^{(i)}$$

comme $I(x, y, z) = |A(x, y, z)|^2 = [A^{(r)}]^2 + [A^{(i)}]^2$,

nous pouvons écrire :

$$A(x, y, z) = \sqrt{I} \exp[i\mathbf{q}(x, y, z)] = \sqrt{I} \cos \mathbf{q} + i\sqrt{I} \sin \mathbf{q}$$

et,

$$A^{(r)} = \sqrt{I} \cos \mathbf{q}$$

$$A^{(i)} = \sqrt{I} \sin \mathbf{q}$$

Pour trouver la fonction de densité de probabilité jointe de I et \mathbf{q} , nous devons appliquer les techniques usuelles de transformation de variables aléatoires. Nous connaissons la fonction de densité jointe $p_{r,i}(A^{(r)}, A^{(i)}) = p_{r,i}(\sqrt{I} \cos \mathbf{q}, \sqrt{I} \sin \mathbf{q})$, la densité jointe pour I et \mathbf{q} est donc donnée par :

$$p_{I,\mathbf{q}}(I, \mathbf{q}) = p_{r,i}(\sqrt{I} \cos \mathbf{q}, \sqrt{I} \sin \mathbf{q}) \|J\|$$

et en remplaçant dans (1.1) :

$$p_{I,\mathbf{q}}(I, \mathbf{q}) = \frac{1}{2ps^2} \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left[\frac{I}{s^2} \right] \right\} \|J\|, I \geq 0$$

où $\|J\|$ est le Jacobien de la transformation,

$$\|J\| = \left\| \begin{array}{cc} \frac{\partial A^{(r)}}{\partial I} & \frac{\partial A^{(r)}}{\partial \mathbf{q}} \\ \frac{\partial A^{(i)}}{\partial I} & \frac{\partial A^{(i)}}{\partial \mathbf{q}} \end{array} \right\| = \frac{1}{2},$$

$\|\dots\|$ signifie le module du déterminant.

Finalement, nous trouvons :

$$p_{I,\mathbf{q}}(I,\mathbf{q}) = \frac{1}{4p\mathbf{s}^2} \exp\left(-\frac{I}{2\mathbf{s}^2}\right), I \geq 0, -\mathbf{p} \leq \mathbf{q} \leq \mathbf{p}$$

La fonction de densité de probabilité marginale de I est donnée par :

$$p_I(I) = \int_{-\mathbf{p}}^{\mathbf{p}} p_{I,\mathbf{q}}(I,\mathbf{q}) d\mathbf{q} = \frac{1}{2\mathbf{s}^2} \exp\left(-\frac{I}{2\mathbf{s}^2}\right), I \geq 0 \quad (1.2)$$

La fonction de densité de probabilité marginale de \mathbf{q} est donnée par :

$$p_{\mathbf{q}}(\mathbf{q}) = \int_0^{\infty} p_{I,\mathbf{q}}(I,\mathbf{q}) dI = \frac{1}{2\mathbf{p}}, -\mathbf{p} \leq \mathbf{q} \leq \mathbf{p} \quad (1.3)$$

L'intensité, au point d'observation M dans un speckle polarisé, obéit à une statistique exponentielle négative tant que la phase obéit à une statistique uniforme.

De plus, nous remarquerons que $p_{I,\mathbf{q}}(I,\mathbf{q}) = p_I(I) p_{\mathbf{q}}(\mathbf{q})$ ce qui traduit que la phase et l'intensité sont statistiquement indépendantes.

Calcul du contraste C :

La mesure du contraste peut être définie par le rapport :

$$C = \frac{\mathbf{s}_I}{\langle I \rangle}$$

avec \mathbf{s}_I , la déviation standard de l'intensité.

Le n ème moment de l'intensité est donné par :

$$\langle I^n \rangle = n!(2\mathbf{s}^2)^n = n!\langle I \rangle^n$$

Si $n = 1$, nous trouvons que $\langle I \rangle = 2\mathbf{s}^2$

Si $n = 2$,

$$\langle I^2 \rangle = 2\langle I \rangle^2$$

comme $\mathbf{s}_I^2 = \langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2$ (variance)

donc : $\mathbf{s}_I^2 = 2\langle I \rangle^2 - \langle I \rangle^2 = \langle I \rangle^2$ et $\mathbf{s}_I = \langle I \rangle$

et :

$$C = \frac{\mathbf{s}_I}{\langle I \rangle} = 1 \quad (1.4)$$

Remarque :

Dans le cas où la rugosité est très faible, les phases ne sont plus distribuées uniformément mais dépendent alors de la rugosité du milieu. Il s'en suit, dans ce cas, que le contraste n'est plus unitaire, mais est fonction de la rugosité du milieu [1.2].

De même, il est important de souligner que lorsque le nombre de diffuseurs N diminue, l'intensité ne suit plus une statistique gaussienne [1.3].

Considérons maintenant le cas de speckle linéairement partiellement polarisé :

Le speckle partiellement polarisé est observé à travers un analyseur. I_p est l'intensité moyenne du speckle observé quand l'axe de l'analyseur est passant (selon, par exemple, un axe x , axe parallèle à la polarisation incidente), I_c est l'intensité moyenne du speckle observé quand l'analyseur est croisé (axe y , axe orthogonal à la polarisation incidente).

Sans analyseur, le speckle est partiellement polarisé et correspond à la somme d'un speckle polarisé selon l'axe x et d'un speckle polarisé selon l'axe y . Nous considérons que ces deux speckle ne sont pas corrélés, et donc, étant donné le caractère gaussien des champs, ils sont indépendants. Par conséquent, la fonction de densité de probabilité de leur somme est :

$$p_I(I) = \frac{1}{I_p - I_c} \left[\exp(-I/I_p) - \exp(-I/I_c) \right] \quad (1.5)$$

[1.3] E. Jakeman, **Speckle statistics with a small number of scatterers**, *Optical Engineering*, Vol. 23, No. 4, 453-461 (1984).

Soit $\langle I \rangle$ l'intensité moyenne totale.

$$\langle I \rangle = I_p + I_c$$

L'intensité moyenne du speckle complètement polarisé est : $I_{pol} = I_p - I_c$

L'intensité moyenne du speckle non polarisé est : $I_{npol} = 2I_c$

Exprimons maintenant Eq.(1.5) en fonction du degré de polarisation P . P est défini comme étant le rapport entre l'intensité moyenne du speckle polarisé sur l'intensité moyenne totale.

$$P = \frac{I_{pol}}{\langle I \rangle} = \frac{I_p - I_c}{I_p + I_c} = \frac{\langle I \rangle - 2I_c}{\langle I \rangle} = \frac{2I_p - \langle I \rangle}{\langle I \rangle}$$

nous pouvons maintenant exprimer I_p et I_c en fonction de P :

$$I_p = \frac{1}{2} \langle I \rangle (1 + P)$$

$$I_c = \frac{1}{2} \langle I \rangle (1 - P)$$

Et en remplaçant dans (1.5), nous obtenons :

$$p_I(I) = \frac{1}{P \langle I \rangle} \left[\exp\left(-\frac{2}{1+P} \frac{I}{\langle I \rangle}\right) - \exp\left(-\frac{2}{1-P} \frac{I}{\langle I \rangle}\right) \right], \quad I \geq 0 \quad (1.6)$$

Approximation de la densité de probabilité de speckle produit en lumière partiellement cohérente ou lorsque le speckle est intégré sur le détecteur :

Toute source de lumière possède une largeur spectrale finie. A cette largeur spectrale nous associons une longueur de cohérence. Si cette longueur de cohérence est moins importante que les fluctuations de longueurs de chemins optiques introduites par la rugosité de la surface diffusante ou par le milieu diffusant, le contraste baissera et la fonction de densité de probabilité de I ne sera plus une exponentielle négative.

Nous retrouvons le même phénomène lorsque le speckle est intégré sur le détecteur. En effet, les statistiques ont été calculées jusqu'à présent en un point d'observation M idéal, mais lors de mesures expérimentales, l'intensité est mesurée sur un détecteur de surface finie : l'intensité est donc intégrée sur la surface de ce détecteur.

Pour les deux situations qui viennent d'être présentées, la fonction de densité de probabilité de I pourra être approchée par une fonction de densité gamma :

$$p_I(I) = \frac{\left(\frac{M}{\langle I \rangle}\right)^M I^{M-1} \exp\left(-M \frac{I}{\langle I \rangle}\right)}{\Gamma(M)} \text{ pour } I \geq 0 \quad (1.7)$$

M est donné par :

$$M = \frac{\langle I \rangle^2}{\mathbf{s}_i^2} \quad (1.8)$$

et $\Gamma(M)$, est la fonction gamma d'argument M : $\Gamma(M) = \int_0^{\infty} t^{M-1} \exp(-t) dt$

En pratique $p_I(I)$ sera normalisée numériquement et le calcul de $\Gamma(M)$ se révélera inutile. Sur la figure 1.3, nous avons tracé la fonction de densité gamma pour plusieurs valeurs de M .

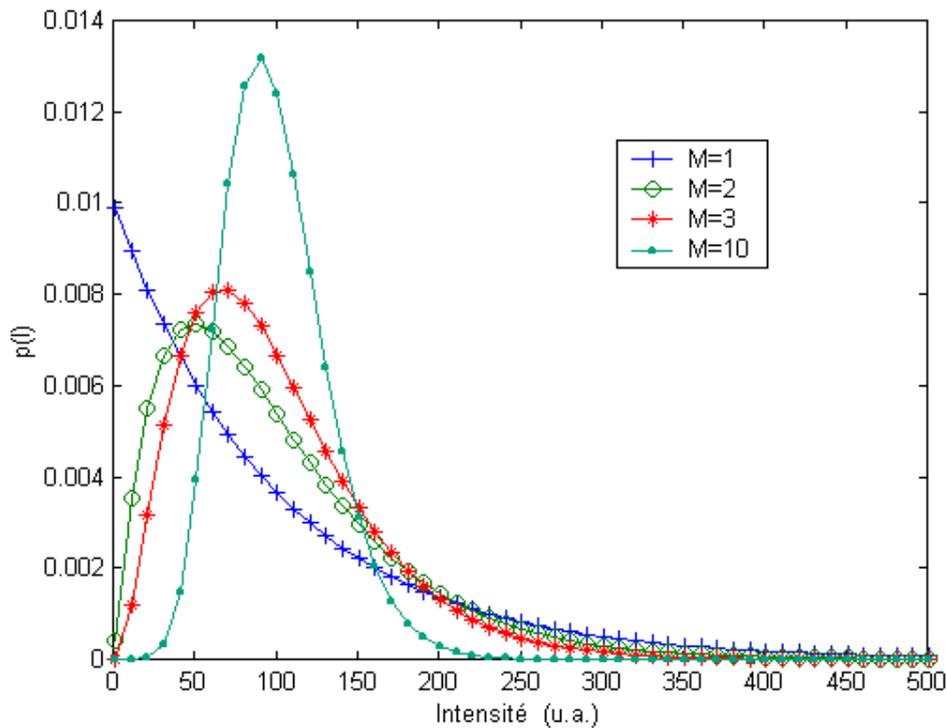


Figure 1.3 : Fonction de densité de probabilité pour plusieurs valeurs de M $\langle I \rangle = 100$.

Nous noterons que lorsque $M=1$, nous retrouvons bien la densité de fonction exponentielle négative et lorsque $M \rightarrow \infty$, la fonction de densité $\Gamma(M)$ tend vers une fonction de densité gaussienne. M correspond finalement à un facteur de forme permettant l'approximation de la fonction de densité de probabilité.

1.2.2 Statistique du second ordre

Si la statistique du premier ordre permet d'obtenir des informations sur la distribution des valeurs que prend l'intensité lumineuse dans le champ de speckle, la statistique du second ordre du speckle, qui est une statistique en deux points de l'espace, donne accès aux dimensions du grain de speckle par le calcul de la fonction d'autocorrélation.

La fonction d'autocorrélation d'un champ de speckle a d'abord été étudiée en 1965 par Goldfischer [1.4] qui a montré que cette fonction est proportionnelle à la figure de diffraction de la zone effective de diffusion. Goodman, en 1965, décrit les dimensions transverses des grains de speckle grâce à la fonction d'autocorrélation de la distribution spatiale de l'intensité [1.2]. En 1992, Q.B. Li et F.P. Chiang [1.5] ont obtenu la longueur des grains de speckle, en plus de leurs dimensions transverses précises.

Nous allons présenter dans cette partie le calcul donnant cette fonction d'autocorrélation [1.2].

Nous nous placerons dans le cas où le speckle se forme dans l'espace libre, c'est à dire qu'il n'y a pas d'élément optique entre le milieu générant le speckle et le plan d'observation (Figure 1.4).

Soit (x,y) le plan d'observation et (u,v) le plan sur lequel est placée la surface rugueuse. z est la distance d'observation entre la surface diffusante et le plan d'observation.

[1.4] Lester I. Goldfischer, **Autocorrelation Function and Power Spectral Density of Laser-Produced Speckle Patterns**, *J. Opt. Soc. Am.*, Vol. 55, No. 3, 247-253 (1965).

[1.5] Q.B. Li and F.P. Chiang, **Three-dimensional dimension of laser speckle**, *Applied Optics*, Vol. 31, No. 29, 6287-6291 (1992).

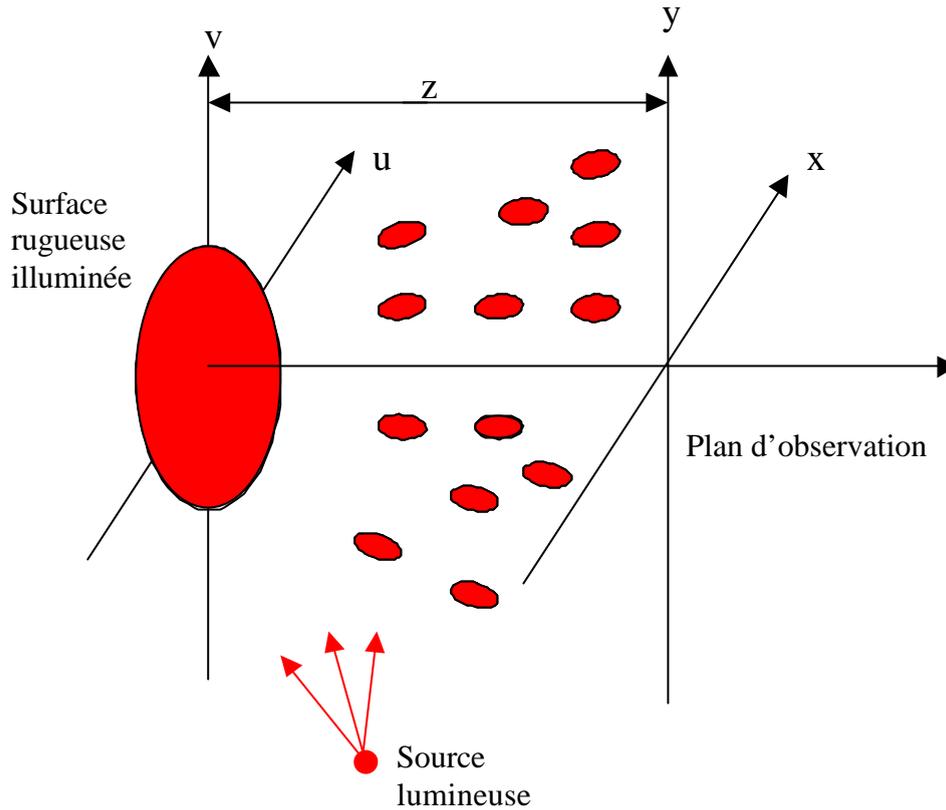


Figure 1.4 : Formation de speckle dans l'espace libre

La fonction d'autocorrélation de la distribution de l'intensité $I(x, y) = |A(x, y)|^2$ est :

$$R_I(x_1, y_1; x_2, y_2) = \langle I(x_1, y_1) I(x_2, y_2) \rangle \quad (1.9)$$

Où la moyenne $\langle \rangle$ s'effectue sur l'ensemble de la surface rugueuse.

Si la surface est rugueuse par rapport à la longueur d'onde, les amplitudes complexes $A(x, y)$ sont des variables aléatoires gaussiennes circulaires et dans ce cas :

$$R_I(x_1, y_1; x_2, y_2) = \langle I(x_1, y_1) \rangle \langle I(x_2, y_2) \rangle + |J_A(x_1, y_1; x_2, y_2)|^2 \quad (1.10)$$

où J_A est l'intensité mutuelle du champ : $J_A(x_1, y_1; x_2, y_2) = \langle A(x_1, y_1) A^*(x_2, y_2) \rangle$.

Calculer $R_I(x_1, y_1; x_2, y_2)$ revient à calculer J_A puisque $\langle I(x_1, y_1) \rangle \langle I(x_2, y_2) \rangle$ est constant et est équivalent à $\langle I(x, y) \rangle^2$.

Nous pouvons exprimer le champ $A(x,y)$ selon le principe de Huygens-Fresnel exprimé dans l'approximation de Fresnel :

$$A(x,y) = \frac{1}{I_z} \exp\left[-i \frac{\mathbf{P}}{I_z} (x^2 + y^2)\right] \iint_{-\infty-\infty}^{\infty\infty} \mathbf{a}(u,v) \exp\left[-i \frac{\mathbf{P}}{I_z} (u^2 + v^2)\right] \exp\left[i \frac{2\mathbf{P}}{I_z} (xu + yv)\right] dudv$$

$\mathbf{a}(u,v)$ est le champ à la surface de diffusion.

Donc :

$$J_A(x_1, y_1; x_2, y_2) = \frac{1}{I_z^2} \exp\left[-i \frac{\mathbf{P}}{I_z} (x_1^2 - x_2^2 + y_1^2 - y_2^2)\right] \\ \cdot \iint_{-\infty}^{\infty} \iint_{-\infty}^{\infty} J_a(u_1, v_1; u_2, v_2) \exp\left[-i \frac{\mathbf{P}}{I_z} (u_1^2 - u_2^2 + v_1^2 - v_2^2)\right] \\ \cdot \exp\left[i \frac{2\mathbf{P}}{I_z} (x_1 u_1 + y_1 v_1 - x_2 u_2 - y_2 v_2)\right] du_1 dv_1 du_2 dv_2$$

J_a est l'intensité mutuelle dans le plan de diffusion.

Pour calculer R_I , seul le module de J_A est nécessaire et par conséquent nous pouvons enlever le terme de phase « $\exp\left[-i \frac{\mathbf{P}}{I_z} (x_1^2 - x_2^2 + y_1^2 - y_2^2)\right]$ » placé hors de l'intégrale.

Nous considérons que $P_E(u_1, v_1)$, l'amplitude du champ incident sur la zone diffusante, varie peu ($P_E(u_1, v_1) \approx P_E(u_2, v_2)$). Soit $|P_E(u, v)|^2 = P(u, v)$:

$$J_a(u_1, v_1; u_2, v_2) = kP(u, v) \mathbf{m}_a(u_1 - u_2, v_1 - v_2)$$

k est un facteur de proportionnalité et \mathbf{m}_a est le facteur de cohérence complexe.

Le facteur de cohérence complexe étant défini par :

$$\mathbf{m}(x_1, y_1; x_2, y_2) = \frac{J(x_1, y_1; x_2, y_2)}{\sqrt{J(x_1, y_1; x_1, y_1) J(x_2, y_2; x_2, y_2)}}$$

lorsqu'il est appliqué au champ sur la surface diffusante :

$$\mathbf{m}_a(u_1, v_1; u_2, v_2) = \frac{J_a(u_1, v_1; u_2, v_2)}{\sqrt{J_a(u_1, v_1; u_1, v_1) J_a(u_2, v_2; u_2, v_2)}}$$

avec $J_a(u_1, v_1; u_1, v_1) = \langle \mathbf{a}(u_1, v_1) \mathbf{a}^*(u_1, v_1) \rangle = kP(u_1, v_1) = J_a(u_2, v_2; u_2, v_2)$.

Dans le cas de surface rugueuse, nous estimons qu'il n'existe pas de relation entre les phases de la lumière diffusée par deux éléments de surface différents. L'intensité mutuelle peut alors s'écrire :

$$J_a(u_1, v_1; u_2, v_2) = kP(u_1, v_1) \mathbf{d}(u_1 - u_2, v_1 - v_2)$$

Finalement :

$$J_A(x_1, y_1; x_2, y_2) = \frac{k}{I^2 z^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} P(u, v) \exp \left\{ i \frac{2p}{Iz} [u_1(x_1 - x_2) + v_1(y_1 - y_2)] \right\} du dv_1$$

Le facteur de cohérence complexe est donné par :

$$\mathbf{m}_A(x_1, y_1; x_2, y_2) = \frac{J_A(x_1, y_1; x_2, y_2)}{\sqrt{J_A(x_1, y_1; x_1, y_1) J_A(x_2, y_2; x_2, y_2)}}, \text{ avec :}$$

$$J_A(x_1, y_1; x_1, y_1) = \frac{k}{I^2 z^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} P(u, v) du dv_1 = J_A(x_2, y_2; x_2, y_2)$$

Posons $\Delta x = x_1 - x_2$ et $\Delta y = y_1 - y_2$

$$\mathbf{m}_A(\Delta x, \Delta y) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} P(u, v) \exp \left[i \frac{2p}{Iz} (u \Delta x + v \Delta y) \right] du dv}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} P(u, v) du dv}$$

Comme $J_A(x_1, y_1; x_1, y_1) = \langle A(x_1, y_1) A^*(x_1, y_1) \rangle = \langle I(x, y) \rangle = \langle I \rangle$,

nous pouvons écrire :

$$\mathbf{m}_A(x_1, y_1; x_2, y_2) = \frac{J_A(x_1, y_1; x_2, y_2)}{\langle I \rangle}$$

d'où :

$$J_A(x_1, y_1; x_2, y_2) = \langle I \rangle \cdot \mathbf{m}_A(x_1, y_1; x_2, y_2)$$

En reprenant (1.10) :

$$R_I(\Delta x, \Delta y) = \langle I \rangle^2 + |\langle I \rangle \cdot \mathbf{m}_A(\Delta x, \Delta y)|^2$$

$$R_I(\Delta x, \Delta y) = \langle I \rangle^2 \left[1 + |\mathbf{m}_A(\Delta x, \Delta y)|^2 \right]$$

Finalement :

$$R_I(\Delta x, \Delta y) = \langle I \rangle^2 \left[1 + \left| \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} P(u, v) \exp \left[i \frac{2\mathbf{p}}{Iz} (u\Delta x + v\Delta y) \right] dudv}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} P(u, v) dudv} \right|^2 \right]$$

Conclusion :

Le calcul de la fonction d'autocorrélation permet une bonne estimation de la taille moyenne des grains de speckle. Cette taille des grains est, en fait, donnée par la largeur de la fonction qui correspond au module au carré du facteur de cohérence complexe :

$$|\mathbf{m}_A(\Delta x, \Delta y)|^2 = \left| \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} P(u, v) \exp \left[i \frac{2\mathbf{p}}{Iz} (u\Delta x + v\Delta y) \right] dudv}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} P(u, v) dudv} \right|^2$$

ou encore, si nous posons $x_1, y_1 = x, y$ et $x_2, y_2 = 0, 0$:

$$R_I(x, y) = \langle I \rangle^2 \left[1 + |\mathbf{m}_A(x, y)|^2 \right] \quad (1.11)$$

et :

$$|\mathbf{m}_A(x, y)|^2 = \left| \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} P(u, v) \exp \left[i \frac{2\mathbf{p}}{Iz} (ux + vy) \right] dudv}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} P(u, v) dudv} \right|^2 \quad (1.12)$$

La transformée de Fourier de la zone éclairée est donnée par :

$$TF(P(u, v)) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} P(u, v) \exp[i2\mathbf{p}(ux + vy)] dudv \quad (1.13)$$

Soit $DSP_p(x, y)$ la densité spectrale de puissance de $P(u, v)$. La densité spectrale de puissance d'une fonction est définie par le module au carré de la transformée de Fourier de cette fonction :

$$DSP_p(x, y) = |TF(P(u, v))|^2$$

Nous pouvons remarquer que calculer l'autocorrélation de la distribution de l'intensité dans le champ de speckle revient à calculer la densité spectrale de puissance normalisée de la zone diffusante éclairée si nous posons le changement de variable suivant :

$$\begin{cases} X = \frac{x}{I_z} \\ Y = \frac{y}{I_z} \end{cases}$$

Nous obtenons alors :

$$R_I(x, y) = \langle I \rangle^2 \left[1 + \frac{DSP_p(X, Y)}{\left| \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} P(u, v) dudv \right|^2} \right]$$

Par conséquent la dimension des grains de speckle augmente avec la diminution de la surface éclairée.

Dimensions transversales d'un grain de speckle :

Considérons une zone diffusante éclairée circulaire de diamètre D_e . Grâce au calcul de la fonction d'autocorrélation d'intensité et selon la configuration présentée figure (1.5), les dimensions transversales d'un grain à une distance d'observation D sont [1.5] :

$$\Delta y = \frac{1.22ID}{D_e} \quad (1.14)$$

$$\text{et } \Delta x = \frac{1.22ID}{D_e \cos \mathbf{q}} \quad (1.15)$$

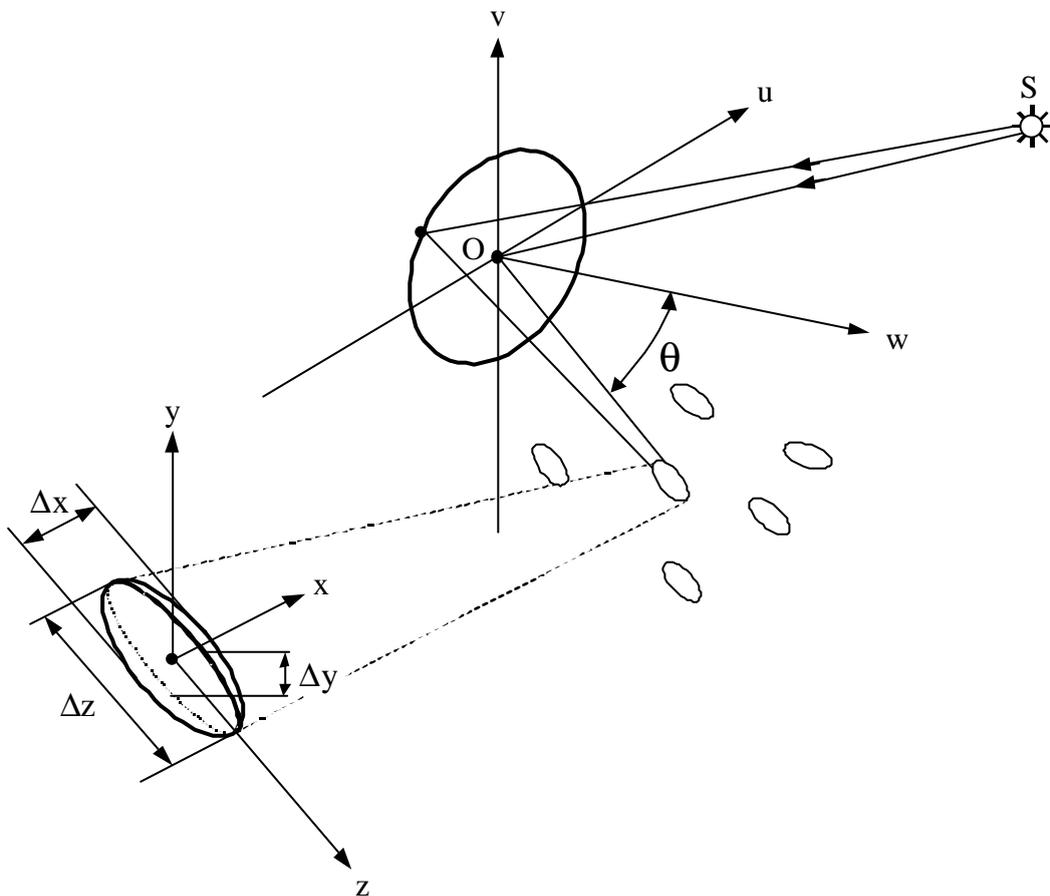


Figure 1.5 : Représentation des trois dimensions d'un grain de speckle.

Nous pouvons interpréter qualitativement ces relations. En effet, lorsque \mathbf{q} augmente, la dimension horizontale de la surface éclairée paraît de plus en plus petite, par conséquent la dimension horizontale du grain augmente, alors que sa dimension verticale reste constante. De plus la taille des grains est proportionnelle à la distance d'observation.

1.3 Speckle généré par des milieux diffusants liquides

1.3.1 Grandeurs caractéristiques des milieux diffusants

Les différents processus de diffusion dépendent de la taille des particules diffusantes par rapport à la longueur d'onde utilisée, et de leur indice de réfraction par rapport au milieu.

Nous discernons trois types de diffusion [1.6] :

-La diffusion de Rayleigh

Elle est due aux particules de petits diamètres \varnothing devant la longueur d'onde \mathbf{l} , lorsque nous avons la relation :

$$\varnothing \ll \frac{\mathbf{l}}{p} \text{ ou de façon plus restrictive : } m\varnothing \ll \frac{\mathbf{l}}{p} \text{ avec } \mathbf{l} \text{ la longueur d'onde dans le milieu et } m$$

l'indice relatif de la particule par rapport au milieu :

$$m = \frac{n_p}{n_m} \text{ et } \mathbf{l} = \frac{\mathbf{l}_0}{n_m}$$

avec n_p , l'indice de réfraction des particules, n_m l'indice de réfraction du milieu extérieur et \mathbf{l}_0 est la longueur d'onde dans le vide.

-La diffusion de Rayleigh-Gans

Les conditions d'application de la diffusion de Rayleigh-Gans sont :

- $|m-1| \ll 1$, indice relatif proche de 1
- $\frac{p\varnothing}{\mathbf{l}}|m-1| \ll 1$, déphasage faible, milieu extérieur à la particule.

-La diffusion de Mie (diffraction, réfraction et réflexion)

Le domaine d'étude est celui où $\varnothing \gg \mathbf{l}$.

[1.6] Van de Hulst, **Light scattering by small particles**, New York: Dover Publications, Inc., 1981.

Diffusion simple :

Dans le cas d'une diffusion simple, tout rayon diffusé est définitivement écarté de l'axe optique. Le rayon diffusé n'a subi qu'une simple diffusion par une particule.

Remarque : approximation de simple diffusion

Même si l'onde rencontre plus d'une particule avant de quitter le milieu, nous considérons que l'onde diffusée n'a subi qu'une simple diffusion tant que la contribution des diffusions multiples est supposée négligeable.

Coefficient de diffusion :

Considérons un faisceau cohérent (monochromatique, quasi-parallèle) qui transporte un flux F , et un élément de volume du milieu diffusant d'épaisseur dz . La fraction de flux diffusée dans toutes les directions est :

$$dF_{diff} = \mathbf{m}_s \cdot F \cdot dz$$

où \mathbf{m}_s est le coefficient total de diffusion (en m^{-1}).

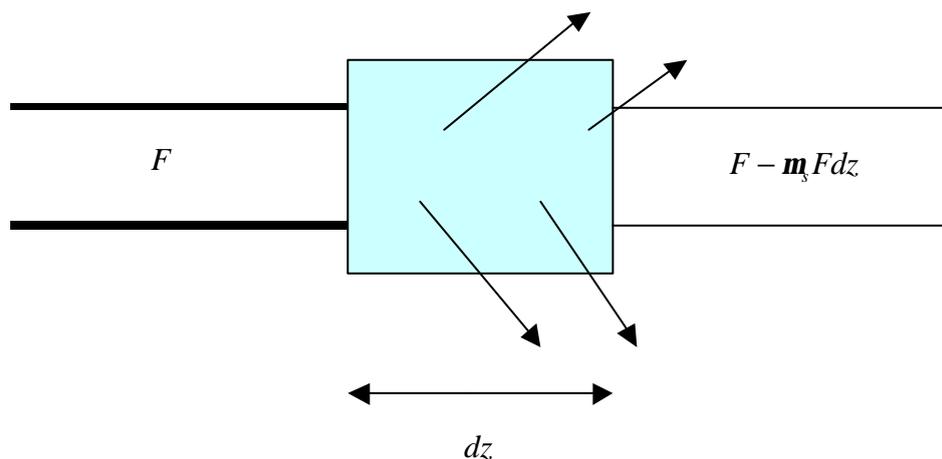


Figure 1.6 : définition du coefficient de diffusion

Dans le cas de la diffusion simple, nous appliquons la loi de Beer Lambert :

$$F = F_0 \exp(-\mathbf{m}_s z) \quad (1.16)$$

F_0 et F étant respectivement les flux avant et après la traversée du milieu d'épaisseur z .

- Explicitons \mathbf{m}_s [1.6] :

\mathbf{m}_s peut être calculé théoriquement selon les paramètres du milieu : taille des particules, concentration de particules...

$$\mathbf{m}_s = \frac{1}{l}$$

l est défini comme étant la longueur de diffusion.

$$l = \frac{1}{C_s N} \quad \text{où :}$$

C_s est la section efficace de diffusion.

N est la densité de diffuseurs.

$$C_s = G Q_s$$

Q_s est le facteur d'efficacité qui est défini comme étant le rapport du flux total diffusé par la particule sur le flux incident sur la particule. La théorie de Mie, que nous décrirons par la suite, permet, entre autre, de calculer ce facteur.

G est la section géométrique du diffuseur, particule sphérique de rayon a : $G = \pi a^2$,

$$\mathbf{m}_s = G Q_s N \quad (1.17)$$

Coefficient d'absorption :

Lorsque l'onde lumineuse traverse le milieu, dans une couche d'épaisseur dz une partie dF_{abs} de l'énergie est absorbée

$$dF_{abs} = \mathbf{m}_a F dz$$

$$F = F_0 \exp(-\mathbf{m}_a z)$$

où \mathbf{m}_a est le coefficient d'absorption.

Coefficient d'atténuation :

A partir des deux coefficients définis ci-dessus, nous pouvons exprimer un troisième coefficient, le coefficient d'atténuation \mathbf{m} :

$$\mathbf{m} = \mathbf{m}_a + \mathbf{m}_s$$

Lorsque le faisceau lumineux traverse un milieu d'épaisseur z où coexistent l'absorption et la diffusion (simple), nous pouvons écrire :

$$F = F_0 \exp(-\mathbf{m}z) = F_0 \exp[-(\mathbf{m}_a + \mathbf{m}_s)z]$$

Diffusion multiple :

Dans le cas de la diffusion multiple, l'onde est diffusée plusieurs fois avant de quitter le milieu. Une diffusion d'ordre supérieur à 1 peut renvoyer les rayons dans la direction du flux incident (figure 1.7). La loi de Beer Lambert (Eq.(1.16)) ne peut alors plus s'appliquer.

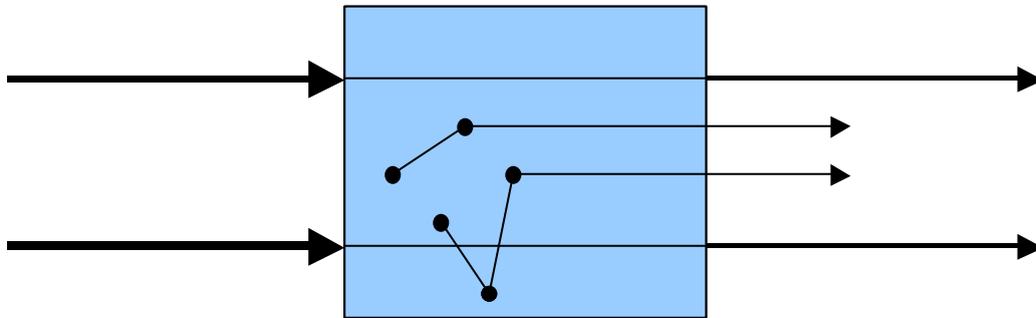


Figure 1.7 : Une diffusion d'ordre supérieur à 1 peut renvoyer un photon dans la direction du flux incident.

Pour décrire le transport des photons dans le milieu, il faut calculer la solution de l'équation du transfert radiatif (ETR), en l'absence de terme source et de dépendance temporelle, elle est donnée par [1.7] :

$$\frac{\partial P(r, \mathbf{a})}{\partial s} = -\mathbf{m}P(r, \mathbf{a}) + \frac{\mathbf{m}_s}{4\pi} \int P(r, \mathbf{a}') \bar{\mathbf{b}}(\mathbf{a}, \mathbf{a}') d\Omega' \quad (1.18)$$

$P(r, \mathbf{a})$ est la radiance au point r dans la direction \mathbf{a} .

$d\Omega'$ est l'unité d'angle solide autour de la direction \mathbf{a}' . $\bar{\mathbf{b}}(\mathbf{a}, \mathbf{a}')$ est la fonction de phase normalisée de diffusion (ou coefficient angulaire normalisé de diffusion) qui décrit les propriétés de diffusion du milieu et représente la fonction de densité de probabilité d'un photon d'être diffusé de la direction \mathbf{a} à la direction \mathbf{a}' .

Lorsque la concentration de diffuseurs est très dense, les photons suivent une marche aléatoire dans le milieu, laquelle est bien décrite par l'approximation de diffusion à l'ETR [1.8].

Dans ce cas nous introduisons le coefficient de diffusion réduit \mathbf{m}_s' .

Si l^* est le libre parcours moyen, $l^* = \frac{1}{\mathbf{m}_s}$ avec :

$$\mathbf{m}_s' = \mathbf{m}_s (1 - g)$$

$g = \langle \cos \mathbf{a} \rangle$ est le coefficient d'anisotropie, qui correspond au cosinus moyen de l'angle de diffusion [1.7] :

$g = 0$, diffusion isotrope

$g = 1$, diffusion vers l'avant totale

$g = -1$, retro-diffusion totale

[1.7] V.V. Tuchin, **Laser light scattering in biomedical diagnostics and therapy**, *Journal of Laser Applications*, Vol.5, No.2&3, 43-60 (1993).

[1.8] G. Yoon, S. A. Prahl and A. J. Welch, **Accuracies of the diffusion approximation and its similarity relations for laser irradiated biological media**, *Applied Optics*, Vol. 28, No.12, 2250-2255 (1989).

Coefficient angulaire de diffusion :

La diffusion d'une particule n'a pas la même intensité dans toutes les directions. Nous voulons savoir quelle proportion de la puissance diffusée est envoyée dans un angle solide $d\omega$ autour d'une direction faisant un angle \hat{a} avec le faisceau incident (figure 1.8).

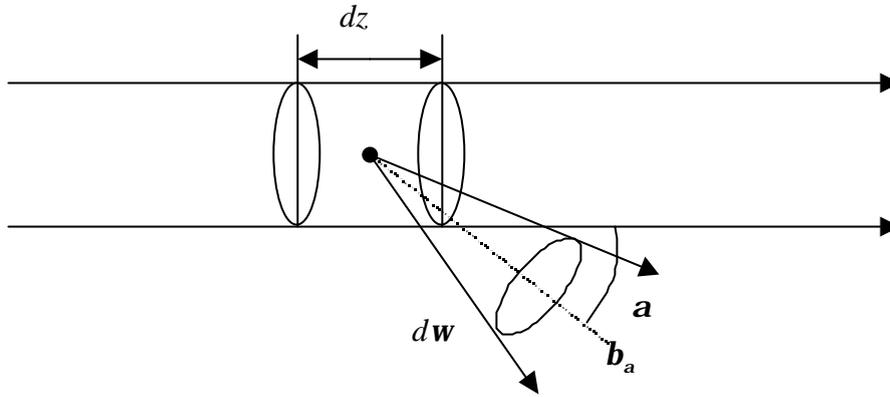


Figure 1.8 : Définition du coefficient de diffusion angulaire.

Chaque élément de trajet lumineux dz et de volume dV diffuse dans une direction \mathbf{a} et dans l'angle solide $d\omega$. L'élément de volume dV se comporte comme une source ponctuelle d'intensité :

$$dI_{\mathbf{a}} = \mathbf{b}_{\mathbf{a}} \cdot F \cdot dz$$

où $\mathbf{b}_{\mathbf{a}}$ est le coefficient angulaire de diffusion, exprimé en $\text{m}^{-1}\text{sr}^{-1}$, il varie avec \mathbf{a} et avec I .

Pour une longueur d'onde I donnée, afin de définir complètement les propriétés diffusantes d'un milieu, il faut connaître $\mathbf{b}_{\mathbf{a}}$ en fonction de \hat{a} , c'est à dire l'indicatrice de diffusion. $\mathbf{b}_{\mathbf{a}}$ permet de calculer le coefficient total de diffusion. Comme le phénomène est de révolution autour de l'axe de propagation, nous pouvons écrire :

$$\mathbf{m}_s = \iint_{4\pi} \mathbf{b}_{\mathbf{a}} d\omega$$

Épaisseur optique:

L'épaisseur optique, ou longueur d'atténuation, l_s est définie comme étant le produit du coefficient d'atténuation par la longueur z du milieu traversé :

$$l_s = z\mathbf{m}_l$$

Lorsque l'absorption est négligeable devant la diffusion :

$$l_s = z\mathbf{m}_s \quad (1.19)$$

Dans ce cas où l'absorption est négligeable devant la diffusion, l'épaisseur optique est un paramètre utile pour décrire les régimes de diffusion [1.9] :

- Pour la simple diffusion : $l_s < 1$
- Pour la diffusion multiple : $1 < l_s < 10$
- Approximation de la diffusion : $l_s > 10$

1.3.2 Speckle dynamique : autocorrélation temporelle

Dans cette partie nous allons nous intéresser au speckle produit par des milieux diffusants liquides. Les particules diffusantes contenues dans de tels milieux sont soumises à un mouvement Brownien et évoluent donc selon une distribution aléatoire de vitesses. Les phases des ondes diffusées par les particules fluctuent donc dans le temps de manière aléatoire et indépendamment les unes des autres ce qui provoque une agitation aléatoire du speckle. Dans le cas de flux de liquides diffusants, les particules sont en outre soumises à un déplacement dans une direction imposée.

Les fluctuations temporelles de l'intensité du speckle induites par le mouvement des particules sont habituellement décrites par sa fonction d'autocorrélation temporelle de l'intensité [3].

[1.9] N.L. Swanson, B.D. Billard, and T.L. Gennaro, **Limits of optical transmission measurements with application to particle sizing techniques**, *Applied Optics*, Vol. 38, No. 27, 5887-5893 (1999).

Régime de diffusion simple :

Considérons un milieu dilué de N particules diffusantes identiques éclairé par une lumière incidente cohérente (Figure 1.9). Nous supposons que les diffusants sont aléatoirement positionnés et orientés.

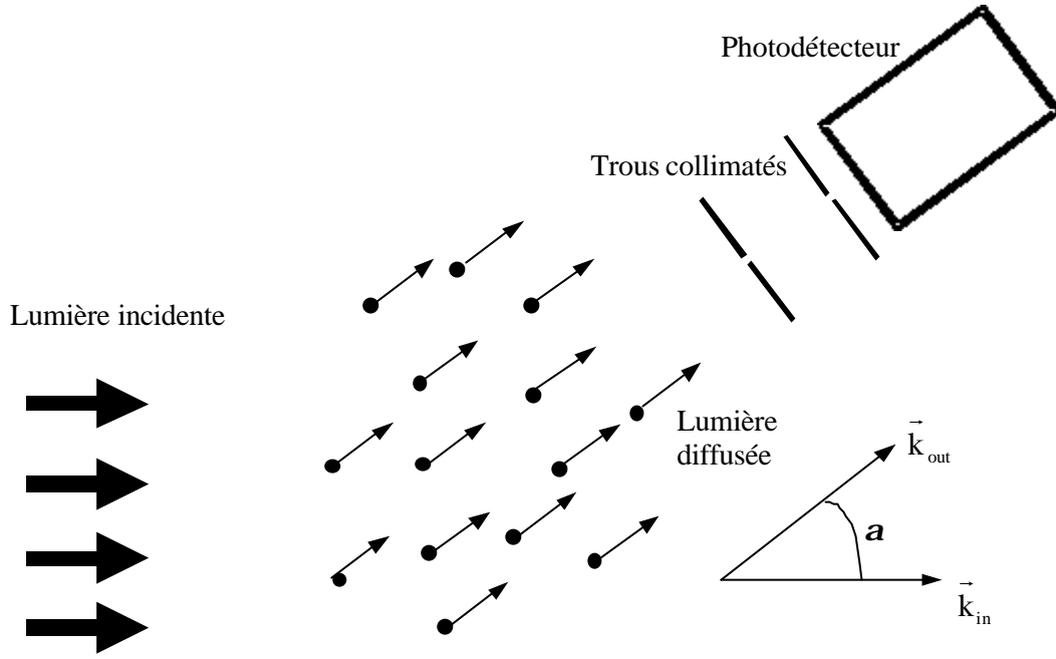


Figure 1.9 : Configuration expérimentale pour la détection de la lumière diffusée.

La fonction d'autocorrélation du champ électrique à la position R_d du détecteur est :

$$G_1(R_d, \mathbf{t}) = \langle E(R_d, t) E^*(R_d, t + \mathbf{t}) \rangle$$

où $\langle \rangle$ correspond à une moyenne d'ensemble (voir Annexe 1.2).

\mathbf{t} est le temps de corrélation.

$E(R_d)$ correspond à la superposition de tous les champs diffusés à la position R_d :

$$E = E_0 F(\mathbf{a}) \sum_{n=1}^N \exp(i\vec{k}_{in} \cdot \vec{r}_n) \exp(i\vec{k}_{out} \cdot (\vec{R}_d - \vec{r}_n))$$

$$E = E_0 F(\mathbf{a}) \exp(i\vec{k}_{out} \cdot \vec{R}_d) \sum_{n=1}^N \exp(-i\vec{\Delta k} \cdot \vec{r}_n) \quad (1.20)$$

E_0 : amplitude du champ incident.

$F(\mathbf{a})$ est relatif à l'amplitude diffusée dans la direction \mathbf{a} .

$\vec{\Delta k} = \vec{k}_{out} - \vec{k}_{in}$, où \vec{k}_{out} et \vec{k}_{in} sont respectivement les vecteurs d'ondes diffusés et incidents.

$$|\vec{\Delta k}| = 2k_0 \sin \frac{\mathbf{q}}{2}, \text{ avec } k_0 = |\vec{k}_{in}| = |\vec{k}_{out}|$$

En relevant les fluctuations d'intensité $I(t)$, il est possible d'obtenir des informations inhérentes à la dynamique des particules diffusantes.

Nous pouvons utiliser la fonction d'autocorrélation temporelle :

$$G_2(\mathbf{t}) = \langle I(t)I(t+\mathbf{t}) \rangle$$

et comme E est une variable aléatoire gaussienne, étant donné que E est la somme d'un grand nombre de variables (théorème de la limite centrale) la relation de Siegert donne :

$$G_2(\mathbf{t}) = \langle I \rangle^2 + \Gamma \langle |G_1(\mathbf{t})|^2 \rangle$$

où Γ dépend de conditions expérimentales comme la longueur de cohérence du laser ou la stabilité du laser, pour le cas idéal nous avons : $\Gamma = 1$ [3].

La fonction de corrélation temporelle normalisée du champ électrique est :

$$g_1(\mathbf{t}) = \frac{\langle E(t)E^*(t+\mathbf{t}) \rangle}{\langle E(t)E^*(t) \rangle}$$

A partir de l'équation (1.20) et en notant que les termes croisés sont en moyenne nuls pour des particules différentes si leurs mouvements sont non corrélés, nous obtenons :

$$g_1(\mathbf{t}) = \langle \exp(i\vec{\Delta k} \Delta \vec{r}(\mathbf{t})) \rangle \quad (1.21)$$

où $\Delta \vec{r}(\mathbf{t})$ est le déplacement d'une particule pendant le temps \mathbf{t} et la moyenne est $\Delta r(\mathbf{t})$ pondérée par la distribution associée. Dans le cas du mouvement Brownien, la moyenne est pondérée par :

$$P(\Delta r(\mathbf{t})) = \frac{1}{(4\mathbf{p}D_B \mathbf{t})^{3/2}} \exp\left(\frac{-|\Delta r(\mathbf{t})|^2}{4D_B \mathbf{t}}\right)$$

où $P(\Delta r(\mathbf{t}))$ est la probabilité d'une particule d'être déplacée d'une distance Δr pendant le temps \mathbf{t} , D_B est le coefficient de diffusion brownien qui dépend de la viscosité du milieu, de la température et de la dimension des particules présentes dans le milieu.

Le calcul de (1.21) donne :

$$g_1(\mathbf{t}) = \exp\left(-\frac{\Delta k^2}{6} \langle \Delta r^2(\mathbf{t}) \rangle\right) \quad (1.22)$$

avec $\langle \Delta r^2(\mathbf{t}) \rangle = 6D_B \mathbf{t}$

La fonction de corrélation décroît donc exponentiellement avec un temps de l'ordre de grandeur que met une particule diffusante pour parcourir Δk^{-1} .

Dans le cas d'écoulement aléatoire de fluides dans lequel la distribution de vitesses de la particule est gaussienne nous avons : $\langle \Delta r^2(\mathbf{t}) \rangle = \langle \Delta V^2 \rangle \mathbf{t}^2$, où $\langle \Delta V^2 \rangle$ est la moyenne du carré de la vitesse.

Régime de diffusion multiple :

Quand la concentration de diffuseurs augmente, la lumière est diffusée plusieurs fois avant d'être détectée. Les photons atteignent le détecteur après avoir parcouru différents chemins à travers le milieu.

Dans ce cas la fonction de corrélation normalisée du champ électrique de la lumière qui a parcouru un chemin s à travers le milieu s'écrit :

$$g_1^{(s)}(\mathbf{t}) = \exp\left(-\frac{k_0^2}{3} \langle \Delta r^2(\mathbf{t}) \rangle \frac{s}{l^*}\right)$$

où l^* est le libre parcours moyen et correspond, comme nous l'avons vu précédemment, à l'inverse du coefficient de diffusion réduit \mathbf{m}_s : $l^* = \frac{1}{\mathbf{m}_s}$.

Le rapport $\frac{s}{l^*}$ correspond au nombre d'étapes effectuées par le photon dans sa marche aléatoire.

Si $P(s)$ est la distribution normalisée des longueurs de chemin, la fonction de corrélation du champ s'écrit :

$$g_1(\mathbf{t}) = \int_0^\infty P(s) \exp\left(-\frac{k_0^2}{3} \langle \Delta r^2(\mathbf{t}) \rangle \frac{s}{l^*}\right) ds \quad (1.23)$$

Cette relation est valable tant que la longueur de cohérence du laser, qui illumine le milieu diffusant, est beaucoup plus grande que la largeur de la distribution des longueurs de chemins parcourus par les photons.

1.4 Conclusion

Dans ce premier chapitre nous avons donc posé les bases théoriques du phénomène de speckle. Le speckle généré par les surfaces diffusantes est théoriquement bien décrit : les statistiques donnant la répartition de l'intensité et la dimension des grains sont définies. Nous retiendrons particulièrement que la taille des grains de speckle est donnée par la largeur de la fonction d'autocorrélation du speckle, laquelle est équivalente à la densité spectrale de puissance de la surface diffusante éclairée.

Les milieux diffusants liquides sont caractérisés par différents paramètres que nous avons présentés comme le coefficient de diffusion ou le coefficient d'anisotropie. Concernant ces milieux, l'outil généralement employé pour effectuer des mesures sur le champ de speckle est l'autocorrélation temporelle. Dans le cas de la diffusion simple l'autocorrélation temporelle est uniquement exprimée en fonction de l'agitation des particules. En ce sens, elle permet d'obtenir des informations sur la dynamique du milieu mais pas précisément sur la diffusion. Dans le cas de la diffusion multiple, elle dépend à la fois du mouvement des particules et du coefficient de diffusion.

Notre travail consiste notamment à étudier l'évolution de la taille des grains de speckle en fonction de la diffusion d'un milieu. Ainsi, dans la suite de ce rapport, nous allons appliquer, à des champs de speckle produits par des milieux diffusants liquides, les outils définis dans ce chapitre, à savoir l'autocorrélation spatiale et le contraste.

ANNEXE 1.1 : Densité de Probabilité Jointe

Loi de Gauss :

Soit x une variable aléatoire de fonction de répartition f .

Une variable aléatoire gaussienne x de moyenne, ou d'espérance mathématique, m ($E(x)=m$) et d'écart type \mathbf{s} (\mathbf{s}^2 est la variance) de densité est une variable aléatoire de densité f définie par :

$$f(x) = \frac{1}{\mathbf{s}\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(x-m)^2}{2\mathbf{s}^2}\right]$$

Densité de probabilité jointe :

Soit (x,y) un couple aléatoire gaussien.

La densité jointe a pour expression [A1.1] :

$$f(x,y) = \frac{1}{2\pi\mathbf{s}_x\mathbf{s}_y\sqrt{1-r^2}} \exp\left\{-\frac{1}{2(1-r^2)}\left[\frac{(x-m_x)^2}{\mathbf{s}_x^2} - 2r\frac{(x-m_x)(y-m_y)}{\mathbf{s}_x\mathbf{s}_y} + \frac{(y-m_y)^2}{\mathbf{s}_y^2}\right]\right\}$$

avec :

$\mathbf{s}_x^2 = \text{var}(x)$, variance de x et $\mathbf{s}_y^2 = \text{var}(y)$, variance de y

$r = \text{cov}(x,y)$, covariance du couple (x,y) et, nous avons :

$$\text{cov}(x,y) = E\left((x-E(x))(y-E(y))\right)$$

[A1.1] J.W. Goodman, **Statistical Optics**, *Wiley Series in Pure and Applied Optics*, New York, Chichester, Brisbane, Toronto, Singapore: Wiley-Interscience Publication, 1984.

Application au speckle :

$$x = A^{(r)} \text{ et } y = A^{(i)}$$

Avec l'indépendance des phases et des amplitudes, on peut écrire :

$$m_x = \langle A^{(r)} \rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{k=1}^N \langle |a_k| \cos \mathbf{f}_k \rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{k=1}^N \langle |a_k| \rangle \langle \cos \mathbf{f}_k \rangle = 0$$

$$m_y = \langle A^{(i)} \rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{k=1}^N \langle |a_k| \sin \mathbf{f}_k \rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{k=1}^N \langle |a_k| \rangle \langle \sin \mathbf{f}_k \rangle = 0$$

Par conséquent, $\mathbf{r} = \text{cov}(x, y) = \text{cov}(A^{(r)}, A^{(i)}) = E(A^{(r)} A^{(i)}) = \langle A^{(r)} A^{(i)} \rangle$ et comme les phases sont indépendantes et distribuées uniformément :

$$\mathbf{r} = \langle A^{(r)} A^{(i)} \rangle = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \sum_{m=1}^N \langle |a_k| |a_m| \rangle \langle \cos \mathbf{f}_k \sin \mathbf{f}_m \rangle = 0$$

Calculons à présent la variance \mathbf{s} , (par exemple, pour x , $\mathbf{s}_x^2 = \text{var}(x) = E(x^2) - [E(x)]^2$) :

$$\langle [A^{(r)}]^2 \rangle - \langle [A^{(r)}] \rangle^2 = \langle [A^{(r)}]^2 \rangle$$

$$\langle [A^{(i)}]^2 \rangle - \langle [A^{(i)}] \rangle^2 = \langle [A^{(i)}]^2 \rangle$$

avec :

$$\langle [A^{(r)}]^2 \rangle = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \sum_{m=1}^N \langle |a_k| |a_m| \rangle \langle \cos \mathbf{f}_k \cos \mathbf{f}_m \rangle$$

$$\langle [A^{(i)}]^2 \rangle = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \sum_{m=1}^N \langle |a_k| |a_m| \rangle \langle \sin \mathbf{f}_k \sin \mathbf{f}_m \rangle$$

La distribution uniforme et l'indépendance des phases amène à écrire :

$$\langle \cos \mathbf{f}_k \cos \mathbf{f}_m \rangle = \langle \sin \mathbf{f}_k \sin \mathbf{f}_m \rangle = 1/2 \text{ si } k=m$$

$$\langle \cos \mathbf{f}_k \cos \mathbf{f}_m \rangle = \langle \sin \mathbf{f}_k \sin \mathbf{f}_m \rangle = 0 \text{ si } k \neq m$$

Par conséquent,

$$\langle [A^{(r)}]^2 \rangle = \langle [A^{(i)}]^2 \rangle = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \frac{\langle |a_k|^2 \rangle}{2}$$

Nous rappelons que dans le cadre du théorème de la limite centrale, $N \rightarrow \infty$ et donc :

$$\mathbf{s}_x^2 = \mathbf{s}_y^2 = \mathbf{s}^2 = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \frac{\langle |a_k|^2 \rangle}{2}$$

Conclusion :

$$f(A^{(r)}, A^{(i)}) = \frac{1}{2p\mathbf{s}^2} \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left[\frac{[A^{(r)}]^2 + [A^{(i)}]^2}{\mathbf{s}^2} \right] \right\}$$

avec :

$$\mathbf{s}^2 = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \frac{\langle |a_k|^2 \rangle}{2}$$

ANNEXE 1.2 : Moyenne d'Ensemble et Moyenne Temporelle

La moyenne temporelle est souvent employée par l'expérimentateur pour obtenir des valeurs moyennes. Pourtant théoriquement, ce moyennage est difficilement applicable [A1.2]. En effet, si on veut calculer une moyenne temporelle, nous avons besoin de calculer l'évolution temporelle de la quantité correspondante. Par conséquent, dans le cas du mouvement Brownien d'une particule dans un fluide, il est nécessaire de calculer le mouvement de toutes les particules dans ce fluide car les mouvements de ces particules sont couplés. Avec 10^{23} particules dans un cm^3 , c'est impossible. Au siècle dernier, le physicien américain Gibbs a l'idée de procéder de la sorte : nous pourrions considérer un système d'ensemble macroscopique. Une identité macroscopique signifie que toutes les variables macroscopiques telles que la masse, la pression, la température et les dimensions du récipient restent identiques. Si certaines de ces quantités sont dépendantes de variables temporelles ou spatiales, elles devraient l'être ainsi dans tout le système.

Par exemple, considérons que pour chaque système i , nous mesurons la quantité $S_i(t)$ d'une particule. Avec la série de ces valeurs, nous pouvons calculer la valeur moyenne suivante :

$$\langle S(t) \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N S_i(t),$$

cette quantité est appelée moyenne d'ensemble

Lorsque la moyenne d'ensemble et la moyenne temporelle sont égales, alors le système est soumis à des processus **stochastiques ergodiques**.

Une intensité lumineuse I moyenne peut donc être obtenue par un grand nombre N de mesures de l'intensité en un point d'observation $M(r)$ de l'écran. De ces N valeurs mesurées, nous pouvons alors calculer la moyenne d'ensemble de l'intensité lumineuse :

$$\langle I(r, t) \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N I_i(r, t)$$

[A1.2] W. Fraude, **Laser-strophometry: high resolution techniques for velocity gradient measurements in fluid flows**, Berlin, Heidelberg, New York, Barcelona, Hong Kong, London, Milan, Paris, Singapore, Tokyo: Springer, 2001.

CHAPITRE 2

Contexte expérimental de l'étude des grains de speckle de milieux diffusants liquides

2.1 Introduction

Nous avons, dans le premier chapitre, décrit le phénomène du speckle grâce à des outils comme le contraste ou la fonction d'autocorrelation spatiale dans le cas de surfaces diffusantes et la fonction d'autocorrelation temporelle dans le cas de milieux diffusants liquides.

Dans ce deuxième chapitre nous allons définir le contexte expérimental dans lequel s'effectue la mesure de la taille de grains de speckle générés par des milieux diffusants liquides.

Un des objectifs de l'étude relatée dans ce rapport étant de mesurer l'évolution de la taille des grains de speckle en fonction de la diffusion, nous allons caractériser les milieux diffusants que nous avons choisis pour générer du speckle, en mesurant leurs coefficients de diffusion. Puis, nous exposerons la méthode mathématique sélectionnée pour caractériser la taille des grains de speckle. Afin de tester la validité de cet outil, les premières applications seront effectuées sur le speckle généré par une surface métallique. Enfin, nous étudierons les effets des divers paramètres expérimentaux (temps d'acquisition de la caméra, distance et angle de réception...) qui peuvent influencer la mesure de la taille du grain de speckle.

2.2 Caractérisation des milieux diffusants choisis

2.2.1 Choix du milieu diffusant

Comme nous avons pu le voir en introduction à ce rapport, beaucoup de chercheurs travaillent sur la détermination des paramètres de diffusion et d'absorption de milieux biologiques. Cependant, la validation de leurs prédictions théoriques et l'évaluation de leurs techniques de mesures s'effectuent souvent préalablement sur des milieux diffusants de remplacement plus stables, dont les caractéristiques de diffusion et d'absorption sont contrôlées. Ces caractéristiques doivent se rapprocher de celles du milieu biologique réel. Ainsi pour des tissus dans le visible et le proche infra rouge les ordres de grandeur sont les suivants [2.1] :

$$\mu_a \approx 0,5 \text{ à } 5 \text{ cm}^{-1}, \mu_s \approx 0,2 \text{ à } 400 \text{ cm}^{-1} \text{ et } 0,8 < g < 0,99$$

Il existe deux types de milieux diffusants tests communément utilisés :

- Les milieux diffusants à base de **billes calibrées**, dont on connaît la taille et l'indice de réfraction, en suspension dans un liquide ou une résine connu. Ces billes peuvent être soit en polystyrène soit en oxyde de titane.
- Les milieux diffusants à base d'**émulsion grasse** comme, par exemple, l'Intralipid, émulsion à base d'huile de soja ou le lait de vache qui doit ses propriétés de diffusion aux assemblages de molécules protéiniques, les micelles de caséines, et aux globules gras.

Ces derniers présentent l'avantage d'être peu onéreux et bien connus mais, comme tout composé organique, ils se dégradent dans le temps.

Les paramètres optiques de ces milieux sont ajustables en changeant la concentration de particules diffusantes pour obtenir le coefficient de diffusion μ_s souhaité, et en y ajoutant des liquides absorbants, tel que des teintures (encre de chine par exemple), pour fixer le coefficient d'absorption μ_a .

[2.1] A.B. Pravdin, S.P. Chernova, T.G. Papazoglou, V.V. Tuchin, **Tissue Phantoms**, Chap.5 in *Handbook of biomedical diagnostics*, Valery V. Tuchin (Editor), 311-352, Bellingham: SPIE press, 2002.

Le milieu diffusant que nous avons choisi pour effectuer un grand nombre de nos manipulations est le lait car, bien qu'étant un milieu instable, il est peu onéreux et disponible en volume important. Pour être sûr que la composition du milieu et les caractéristiques optiques restent constantes, la durée d'utilisation du produit ne dépassait pas une journée. En effet, au cours du temps, le lactose est dégradé par les bactéries entraînant la production d'acides gras qui provoquent la floculation de la caséine. De plus, nous devons toujours employer le lait d'une même marque commerciale, de manière à utiliser un lait qui a toujours été conditionné de la même manière et qui a subi le même traitement. Lors des traitements, comme la stérilisation à haute température (lait UHT), les larges globules gras se fractionnent et par conséquent la répartition des tailles des particules diffusantes est modifiée, le lait est ainsi homogénéisé.

Les molécules de gras comme les molécules de caséines s'assemblent en rassemblant leur partie hydrophobe au cœur de la particule.

Les micelles de caséines ainsi formées sont à peu près sphériques d'un diamètre de 0,02 à 0,3 μm et sont constituées de 20000 à 150000 molécules de caséines [2.2]. Les proportions de micelles de caséines sont les suivantes : 25 à 28 g/l pour 36 g/l de protéines au total. Les protéines qui ne sont pas sous forme de micelles sont solubles.

La matière grasse du lait est majoritairement constituée de triglycérides. Ces particules de matières grasses sont de tailles plus importantes que les micelles de caséines : 0,5 à 20 μm , mais comme nous l'avons vu plus haut le conditionnement UHT les fractionne.

Nous remarquerons également que la température peut fortement modifier la distribution des tailles des particules puisque, par exemple, certaines micelles sont solubles à 4°C et les triglycérides fondent à 40°C.

Les micelles sont chargées négativement, et l'existence de ces charges électriques explique, dans une large mesure, la stabilité de la solution. En effet, les micelles sont soumises à des répulsions électrostatiques dont l'intensité croît au fur et à mesure que les particules se rapprochent.

Afin de travailler avec des milieux constitués de particules de dimensions différentes, nous avons utilisé du **lait demi-écrémé** et du **lait écrémé**. Par exemple, pour du lait UHT écrémé qui contient essentiellement des protéines, nous avons la répartition de taille de

[2.2] P. Walstra, R. Jeness, **Dairy Chemistry and Physics**, Wiley-Interscience Publication, U.S, 1984.

particules présentée figure 2.1. Quant au lait demi-écrémé, il contient en plus des protéines, beaucoup plus de matières grasses que le lait écrémé. Par conséquent, le lait demi-écrémé U.H.T., même homogénéisé, possède des caractéristiques de diffusion différentes du lait écrémé. Nous mettrons en évidence ces différences par la suite.

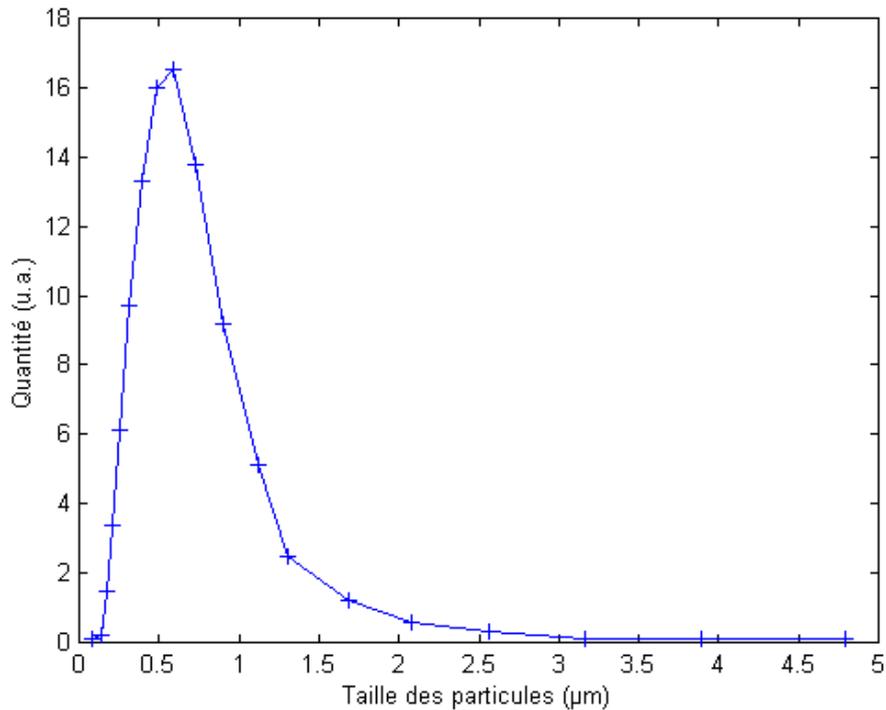


Figure 2.1 : Répartition des tailles des particules dans un lait UHT écrémé.

Afin de faire varier le coefficient de diffusion, nous diluons du lait UHT écrémé et demi-écrémé avec de l'eau déionisée dans une cuve d'épaisseur L . Le coefficient de diffusion doit donc être déterminé en fonction de la concentration de lait.

Pour bien comprendre l'effet de la dimension des particules sur la diffusion et la dimension des grains de speckle, nous utilisons également des échantillons de particules de diamètres parfaitement connus. Ces échantillons sont constitués de billes de polystyrène en suspension dans l'eau. Pour chaque échantillon, les billes sont sphériques, calibrées et leur diamètre est connu. Nous mesurons et calculons dans la suite de ce chapitre, leur coefficient d'atténuation en fonction de leur concentration dans de l'eau déionisée.

2.2.2 Mesure du coefficient de diffusion d'un mélange eau-lait

Pour mesurer le coefficient de diffusion du lait, nous avons utilisé un laser HeNe qui émet dans le rouge à 632,8 nm.

Le lait est versé dans une cuve remplie d'eau déionisée de 2 cm d'épaisseur.

Nous déduisons la valeur de ce coefficient grâce à la loi de Beer-Lambert que nous avons présentée précédemment (Eq. (1.16)) :

$$I = I_0 \exp(-\mu_t L) = I_0 \exp[-(\mu_a + \mu_s)L]$$

où I_0 et I sont respectivement l'intensité du faisceau laser détectée sans et avec milieu diffusant et L la longueur de la cuve.

Comme le lait présente peu d'absorption à la longueur d'onde utilisée [2.1] :

$$I \approx I_0 \exp(-\mu_s L)$$

et le coefficient de diffusion est obtenu par :

$$\mu_s \approx \frac{1}{L} \ln\left(\frac{I_0}{I}\right)$$

Beaucoup de chercheurs limitent l'application de cette loi au régime de diffusion simple lorsque la longueur d'atténuation, l_s , est inférieure à 1. Nous allons pour notre part mesurer μ_s pour des concentrations de lait qui correspondent au régime de diffusion multiple pour $1 < l_s < 10$. Lorsque l_s devient trop élevé, la mesure n'est plus possible car tous les photons collectés sur le détecteur ont subi au moins une diffusion selon un processus de marche aléatoire [1.9].

Seuls les photons non diffusés du faisceau doivent théoriquement arriver sur le détecteur : nous allons donc sélectionner les photons qui se propagent parallèlement à l'axe en plaçant le détecteur au foyer d'une lentille convergente et en limitant spatialement la détection à la tache focale. Seuls les rayons parallèles à l'axe optique, c'est à dire essentiellement les rayons du faisceau incident non diffusés, seront ainsi détectés.

Montage expérimental :

Le montage expérimental pour effectuer la mesure du coefficient de diffusion est présenté figure 2.2.

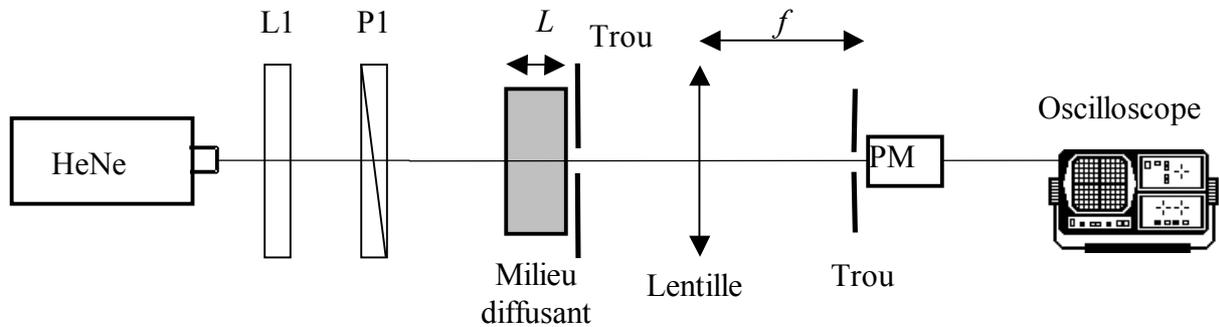


Figure 2.2 : Montage expérimental pour mesurer le coefficient de diffusion.

L1 : lame demi onde.

P1 : Polariseur.

$L = 2$ cm est la longueur de milieu diffusant traversé.

$f = 15$ cm est la distance focale de la lentille.

Le laser HeNe émet à une longueur d'onde de 632,8 nm un faisceau polarisé linéairement d'intensité 10,2 mW et de diamètre $w_L = 1,12$ mm (w_L étant la largeur du faisceau à $1/e^2$), la divergence de 0,79 mrad sera négligée.

L'ensemble lame demi-onde et polariseur permet d'ajuster l'intensité du faisceau.

L'intensité lumineuse détectée par le photomultiplicateur (PM) est visualisée sur un oscilloscope numérique.

Le trou (de diamètre 2 mm) placé juste après le milieu diffusant permet de limiter la lumière multidiffusée qui pourrait atteindre le détecteur. Le deuxième trou est placé au foyer ($f = 15$ cm) de la lentille convergente et à 50 cm de la cuve. Son diamètre D_T est choisi de manière à être inférieur au diamètre de la tache focale D_F , si w_L est le diamètre du faisceau :

$$D_F = 2,44 \frac{\lambda f}{w_L}$$

Nous trouvons alors $D_F \approx 227$ μm et le diamètre du deuxième trou sera de 200 μm .

Nous avons effectué la mesure pour du lait écrémé et du lait demi-écrémé, qui se différencient par leur teneur en particules de gras.

Pour le lait demi-écrémé, nous obtenons la courbe représentée sur la figure 2.3, donnant l'évolution du coefficient de diffusion μ_s en fonction de la concentration c en lait.

Remarque :

Pour la détermination des coefficients de diffusion en fonction de la concentration, plusieurs mesures sont réalisées. Les résultats sont obtenus avec 5 % d'erreurs.

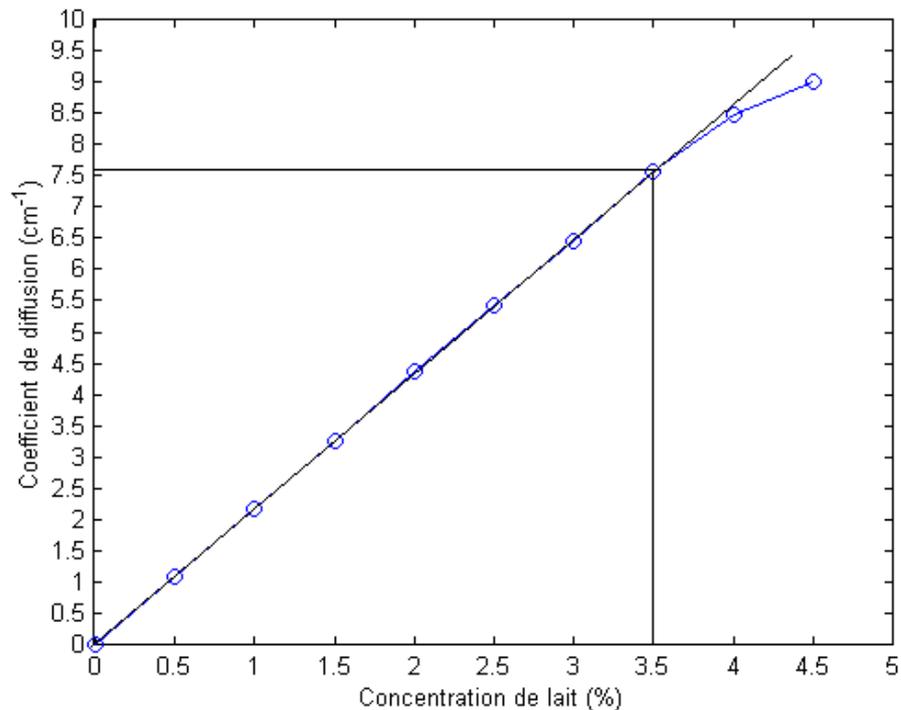


Figure 2.3 : Coefficient de diffusion du lait demi-écrémé en fonction de la concentration de lait.

Nous pouvons remarquer que la courbe présente une partie linéaire pour $0 \leq c \leq 3,5$ %. Après la réalisation de plusieurs mesures, nous obtenons en moyenne :

$$\mu_s = 2,16 \cdot c \text{ en cm}^{-1}$$

et la longueur d'atténuation est donnée par :

$$l_s = 2,16 \cdot c \cdot L$$

Quand $c \geq 3,5\%$, les photons multidiffusés détectés ne sont plus négligeables et nous observons alors une incurvation de la courbe.

Remarque :

Le coefficient de diffusion a été mesuré dans une cuve d'épaisseur $L = 2\text{ cm}$. La linéarité de la courbe a été obtenue jusqu'à un coefficient de diffusion de $7,5\text{ cm}^{-1}$ donc pour une longueur d'atténuation de 15.

La même mesure effectuée sur du lait écrémé donne la courbe de la figure 2.4 :

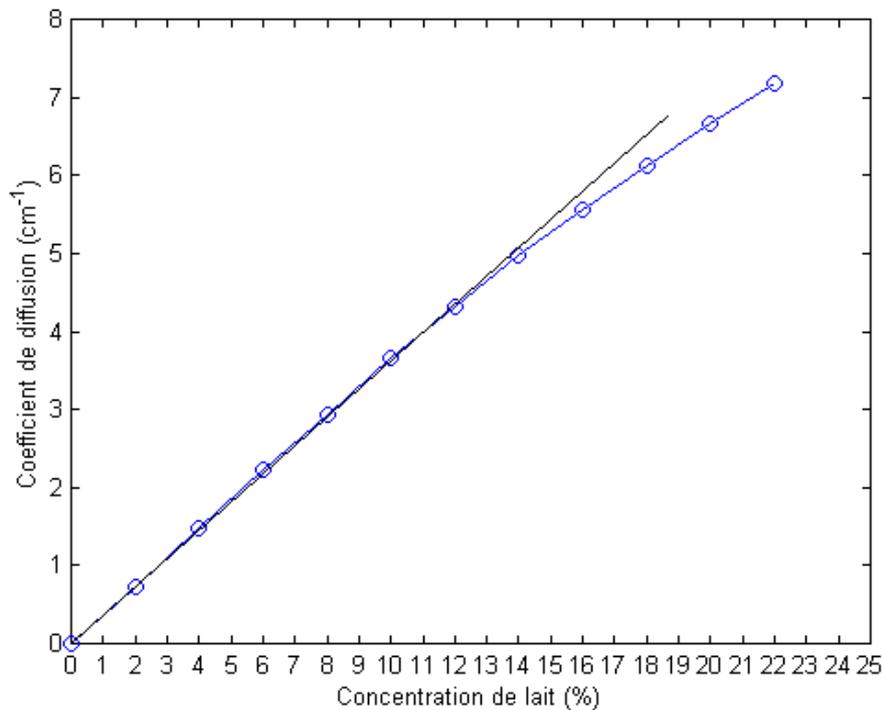


Figure 2.4 : Coefficient de diffusion du lait écrémé en fonction de la concentration.

Pour ce type de lait, nous obtenons, en moyenne après plusieurs mesures :

$$\mu_s = 0,39 \cdot c \text{ en cm}^{-1}$$

et donc :

$$l_s = 0,39 \cdot c \cdot L$$

Pour obtenir un même coefficient de diffusion, il faut donc mettre plus de lait écrémé que de lait demi-écrémé, ce qui est compréhensible car le lait écrémé contient moins de particules diffusantes puisque la quantité de particules de gras est plus faible.

De plus nous remarquerons que la linéarité du lait écrémé a été obtenue jusqu'à une longueur d'atténuation de 8, au lieu de 15 pour le lait demi-écrémé. Donc pour une même longueur d'atténuation de 8, les photons détectés et qui ont été diffusés plusieurs fois sont plus nombreux dans le cas du lait écrémé. Cette différence s'explique par la plus grande quantité de petites particules dans la solution de lait écrémé que dans la solution de lait demi-écrémé pour un même coefficient de diffusion.

2.2.3 Mesures et calculs des coefficients de diffusion pour des billes calibrées

Dans cette partie, nous allons effectuer la mesure et le calcul du coefficient de diffusion pour des particules de tailles connues. Nous utilisons ici des billes de polystyrène (Polyscience Inc.) de densité $\rho = 1,05$ g/ml, de diamètre \varnothing et d'indice de réfraction n_p . Les billes sont conservées en suspension dans de l'eau dans laquelle leur concentration est notée p en g/ml. Cinq diamètres différents sont utilisés :

\varnothing en μm	0,20	0,53	1,44	3,17	6,36
p en g/ml	0.0261	0.0265	0.028	0.026	0.0265

Tableau 2.1 : Diamètres des billes de polystyrène et concentrations massiques correspondantes.

L'indice de réfraction de l'eau est donné par la formule de Cauchy :

$$n(\lambda) = n_0 + n_2 / \lambda^2 + n_4 / \lambda^4 + n_6 / \lambda^6$$

où λ est en nanomètre ; pour l'eau nous avons [2.1] :

$$n_0 = 1,3199, n_2 = 6,876 \cdot 10^3, n_4 = -1,132 \cdot 10^9 \text{ et } n_6 = 1,11 \cdot 10^{14}$$

A $\lambda = 632,8$ nm, pour l'eau nous trouvons :

$$n_e = 1,3317$$

Pour les particules de polystyrène, l'indice n_p est donné par [2.3] :

$$n_p = 1,59$$

Nous avons vu dans le premier chapitre que le coefficient de diffusion pouvait être calculé selon la formule (1.17) :

$$\mu_s = GQ_s N$$

G est la section géométrique de la particule

N est la densité de diffuseurs. Le nombre de particules nb par ml est donné par :

$$nb = \frac{6 \cdot p \cdot 10^{-6}}{\rho \cdot \pi \cdot \varnothing^3}$$

Dans le cadre de la théorie de Mie (que nous développerons plus tard) et quand l'indice de réfraction est très voisin de 1 (en pratique, même lorsqu'il en diffère même notablement), le facteur d'efficacité Q_s peut être exprimé simplement ([1.6, 2.4]) par :

$$Q_s = 2 - 4\rho^{-1} \sin \rho + 4\rho^{-2} (1 - \cos \rho)$$

avec :

$$\rho = 2\eta(m-1)$$

$m = \frac{n_p}{n_m}$ est l'indice relatif de la particule par rapport au milieu d'indice n_m , ici $n_m = n_e$.

$\eta = \frac{\pi \varnothing}{\lambda}$ et λ est la longueur d'onde du laser dans le milieu ($\lambda = \frac{\lambda_0}{n_m}$, $\lambda_0 = 632,8$ nm).

Les résultats, théoriques et mesurés, obtenus pour 1% de billes diluées dans la cuve ($c = 1\%$) sont présentés tableau 2.2 :

[2.3] V. Sankaran, K. Schöenberger, J. T. Walsh, Jr., and D. J. Maitland, **Polarization discrimination of coherently propagating light in turbid media**, *Applied Optics*, Vol. 38, No. 19, 4252-4261 (1999).

[2.4] A. Morel, **Diffusion de la lumière par les eaux de mer. Résultats expérimentaux et approche théorique**, Rapport, Université de Paris, Laboratoire d'Océanographie Physique.

\varnothing en μm	0,20	0,53	1,44	3,17	6,36
μ_s calculé (cm^{-1})	2.44	6,00	8.64	1,88	1,29
μ_s mesuré (cm^{-1})	1,83	6,23	9,29	2,15	1,43

Tableau 2.2 : Coefficients de diffusion calculés et mesurés pour des billes de polystyrène de différents diamètres ($c = 1\%$).

La longueur d'atténuation est donnée comme précédemment :

$$l_s = \mu_s (c = 1\%) \cdot c \cdot L$$

Nous obtenons pour chaque concentration le résultat montré figure 2.5 :

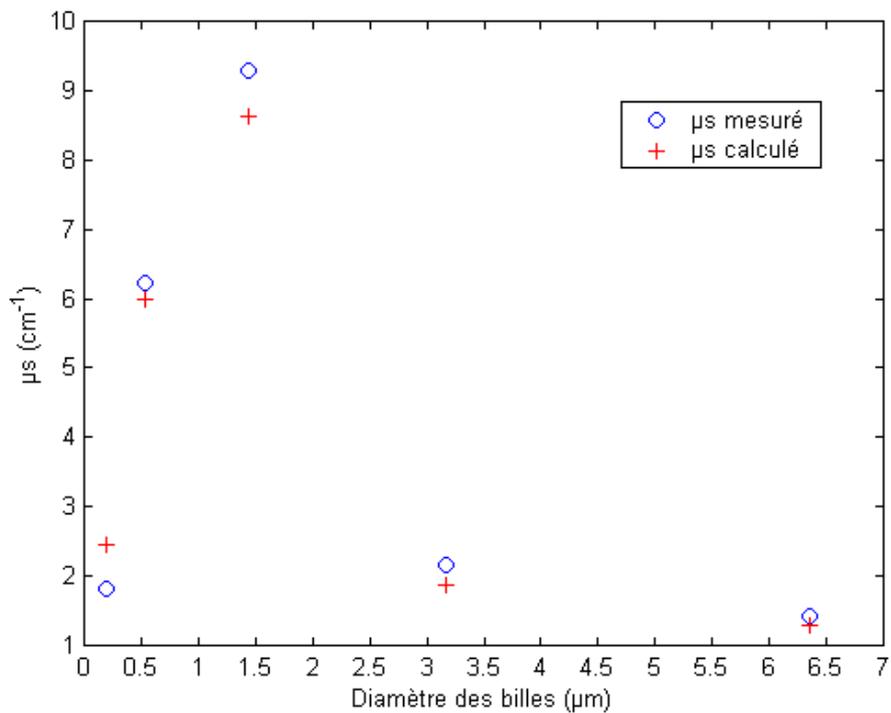


Figure 2.5 : μ_s calculé et mesuré en fonction du diamètre des billes. Dilution de 1% de bille.

Alors que la concentration p est sensiblement la même d'un échantillon de billes à l'autre, nous pouvons remarquer que le coefficient de diffusion varie fortement avec le diamètre des billes et passe par un maximum. Cette évolution est bien mise en évidence par les travaux de Nancy Swanson, Barton Billard, et Theresa Gennaro [1.9].

2.3 Dispositifs expérimentaux pour l'acquisition de speckle et la mesure de la taille des grains

Nous avons précédemment caractérisé les différents milieux que nous avons employés pour générer du speckle. Maintenant, nous présentons le protocole expérimental utilisé et l'outil mathématique employé pour caractériser la taille des grains de speckle.

2.3.1 Dispositifs expérimentaux

Les images de speckle sont enregistrées à l'aide d'une caméra CCD (modèle MTV 1802 CB, Mintron), soit en **transmission** à travers le milieu diffusant grâce au montage présenté figure 2.6, soit en **réflexion diffuse**, figure 2.7. Le speckle est enregistré selon un dispositif de propagation en espace libre, c'est à dire qu'aucun système imageant n'est placé entre le milieu diffusant et la matrice de capteur CCD.

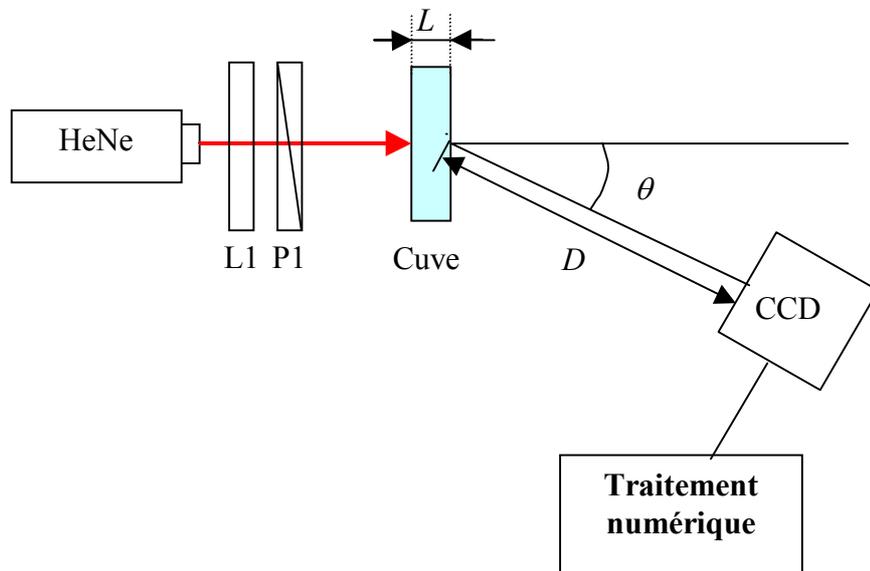


Figure 2.6 : Montage expérimental utilisé pour l'acquisition de speckle en transmission à travers un milieu diffusant.

Le laser HeNe émet un faisceau polarisé linéairement. La lame demi onde L1 associée au polariseur P1 permet de contrôler l'intensité du faisceau laser. Le milieu diffusant est placé dans la cuve et l'axe sur lequel est placée la caméra CCD fait un angle θ avec l'axe optique. La caméra est ainsi écartée de l'axe optique pour ne pas enregistrer la partie directe éventuelle, non diffusée, du faisceau.

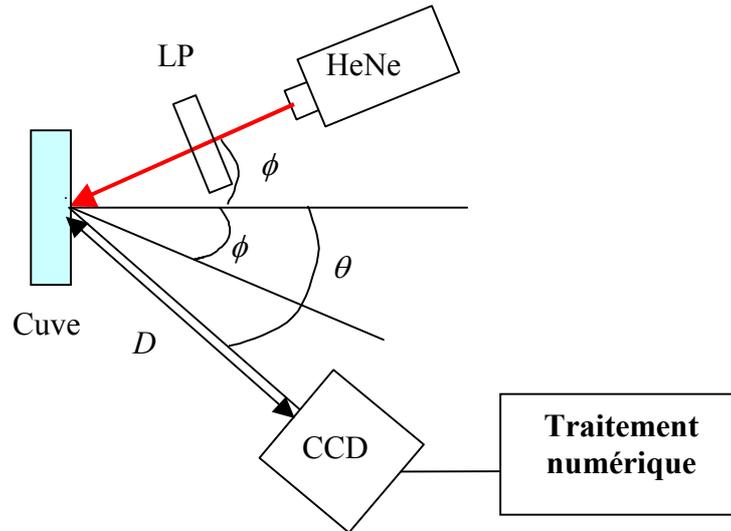


Figure 2.7 : Acquisition de speckle en réflexion diffuse.
LP correspond à l'ensemble L1-P1.

Le rayon incident et l'axe normal à la cuve forment un angle ϕ . Afin de ne pas enregistrer la partie du faisceau réfléchi sur la surface de la cuve, nous plaçons la caméra de manière à avoir ϕ et θ différents.

Le laser HeNe est le même que celui utilisé précédemment pour les mesures de coefficient de diffusion. Nous ajouterons cependant que sa longueur de cohérence est de 20 cm.

Le profil du faisceau laser a été mesuré à 50 cm du miroir de sortie du laser. La figure 2.8 montre le profil du faisceau mesuré ainsi que son ajustement gaussien.

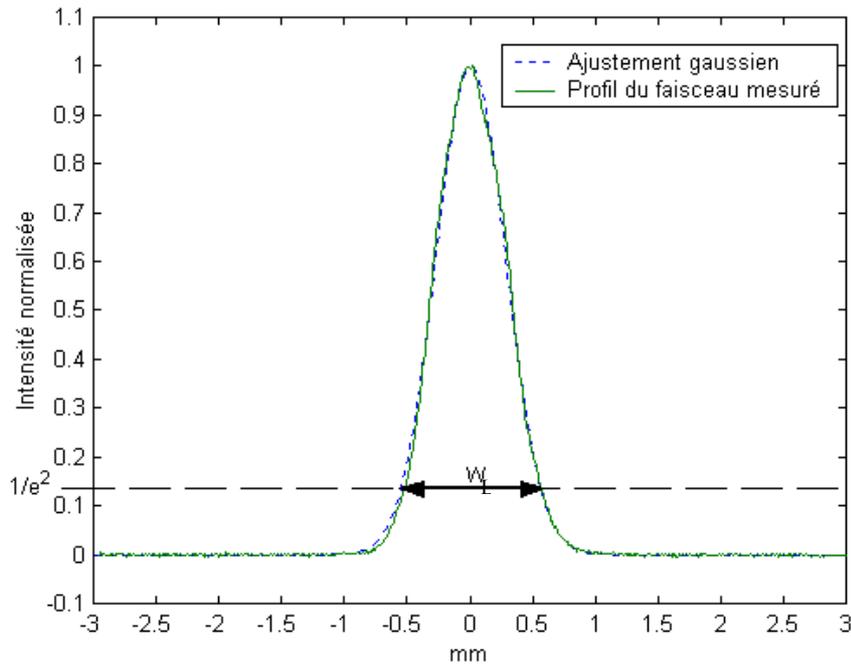


Figure 2.8 : Profil du faisceau mesuré et fit gaussien.

Nous mesurons alors le diamètre w_L du faisceau et nous trouvons :

$$w_L = 1,13 \text{ mm.}$$

Les images de speckle sont acquises grâce à une caméra CCD. Une image vidéo complète est composée de deux champs acquis l'un après l'autre : un champ pair (composé des lignes 2, 4, 6, ...) et un champ impair (lignes 1, 3, 5, ...). 50 champs (pairs et impairs) seront délivrés par seconde pour obtenir une image complète à une fréquence de 25 Hz. Etant donné la nature dynamique du speckle que nous avons à enregistrer, les images sont acquises sur un unique champ (pair ou impair). En effet, entre l'acquisition d'un champ pair et d'un champ impair, l'image change.

Par conséquent, les images comporteront deux fois moins de lignes qu'une image complète. Les dimensions d'une image sont donc de 288×768 pixels (au lieu de 576×768 pour une image complète). Les pixels du capteur CCD sont carrés de $8 \mu\text{m}$ de côté. Donc, sur une ligne nous avons un nouveau pixel tous les $8 \mu\text{m}$ et sur une colonne un nouveau pixel tous les $16 \mu\text{m}$.

Le signal analogique délivré par la caméra est numérisé sur 10 bits par une carte d'acquisition d'image « National Instrument », nous permettant de mesurer l'intensité sur une

échelle de niveaux de gris allant jusqu'à 1024. De plus, la caméra employée dispose d'un temps d'acquisition variable (shutter) et d'un gain variable.

Nous enregistrons pour chaque mesure, 5 images de speckle. Chaque image acquise est soustraite par une « image de noir » inhérente au bruit de la caméra CCD. Les différents paramètres (taille de grains, contraste,...) que nous mesurons pour chaque image seront donc moyennés. Nous pourrions alors déterminer un intervalle de confiance pour chaque paramètre moyen. Cet intervalle de confiance est déterminé en faisant intervenir un coefficient t_β appelé paramètre de Student.

Ainsi, lorsque nous effectuons n fois la mesure de la grandeur x , nous pouvons attribuer à cette grandeur la valeur moyenne :

$$\langle x \rangle_n = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i$$

avec un écart-type égal à

$$S = \frac{t_\beta s_{n-1}}{\sqrt{n}}$$

où,

$$s_{n-1} = \left(\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (x_i - \langle x \rangle_n)^2 \right)^{1/2}$$

et l'intervalle de confiance est :

$$[\langle x \rangle_n - S; \langle x \rangle_n + S]$$

Nous effectuons 5 mesures directes et pour un niveau de confiance de 95 %, le coefficient t_β est donné par :

$$t_\beta = 2,77.$$

2.3.2 Caractérisation spatiale du speckle par l'autocovariance 2 D

La version normalisée de la fonction d'autocorrelation avec la base ramenée à zéro est la fonction d'autocovariance normalisée de l'intensité. Cette fonction permet la caractérisation de la taille des grains de speckle. La fonction d'autocovariance, $C_I(x, y)$, est donnée par [2.5, A1.1] :

$$C_I(x, y) = R_I(x, y) - \langle I \rangle^2$$

où R_I est la fonction d'autocorrelation d'intensité, introduite au chapitre 1, paragraphe 1.2.1.

Et $c_I(x, y)$, fonction d'autocovariance normalisée (le maximum de la fonction est 1) de l'intensité s'écrit :

$$c_I(x, y) = \frac{R_I(x, y) - \langle I(x, y) \rangle^2}{\langle I(x, y)^2 \rangle - \langle I(x, y) \rangle^2}$$

En pratique, R_I est calculée grâce à la Densité Spectrale de Puissance (DSP) de $I(x, y)$, la distribution spatiale de l'intensité du speckle. En effet, d'après le théorème de Wiener-Khintchine la DSP et R_I forment une paire de transformée de Fourier [A1.1] :

$$R_I(x, y) = TF^{-1} [DSP_I(\nu_x, \nu_y)]$$

$$R_I(x, y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} DSP_I(\nu_x, \nu_y) \exp[-(i2\pi x\nu_x + i2\pi y\nu_y)] d\nu_x d\nu_y$$

avec :

$$DSP_I(\nu_x, \nu_y) = |TF [I(x, y)]|^2$$

$$DSP_I(\nu_x, \nu_y) = \left| \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} I(x, y) \exp[(i2\pi x\nu_x + i2\pi y\nu_y)] dx dy \right|^2$$

[2.5] T.L. Alexander, J.E. Harvey, A.R. Weeks, **Average speckle size as a function of intensity threshold level: comparison of experimental measurements with theory**, *Applied Optics*, Vol.33, No. 35, 8240-8250 (1994).

L'autocovariance normalisée est donc calculée à partir du champ de speckle mesuré et nous la noterons $c_I^m(x, y)$, l'indice « m » correspondant à « mesuré ». Finalement, nous avons :

$$c_I^m(x, y) = \frac{TF^{-1} \left[\left| TF [I(x, y)] \right|^2 \right] - \langle I(x, y) \rangle^2}{\langle I(x, y)^2 \rangle - \langle I(x, y) \rangle^2}$$

Remarque :

Le calcul de la transformée de Fourier s'effectue numériquement sous Matlab par la transformée de Fourier rapide.

Présentons les diverses étapes du calcul de l'autocovariance normalisée :

La figure 2.9 nous donne $I(x, y)$, la répartition de l'intensité lumineuse pour une figure de speckle d'un milieu faiblement diffusant ($I_s = 0.39$) obtenue en transmission (montage de la figure 2.6) et pour laquelle nous allons calculer c_I^m .

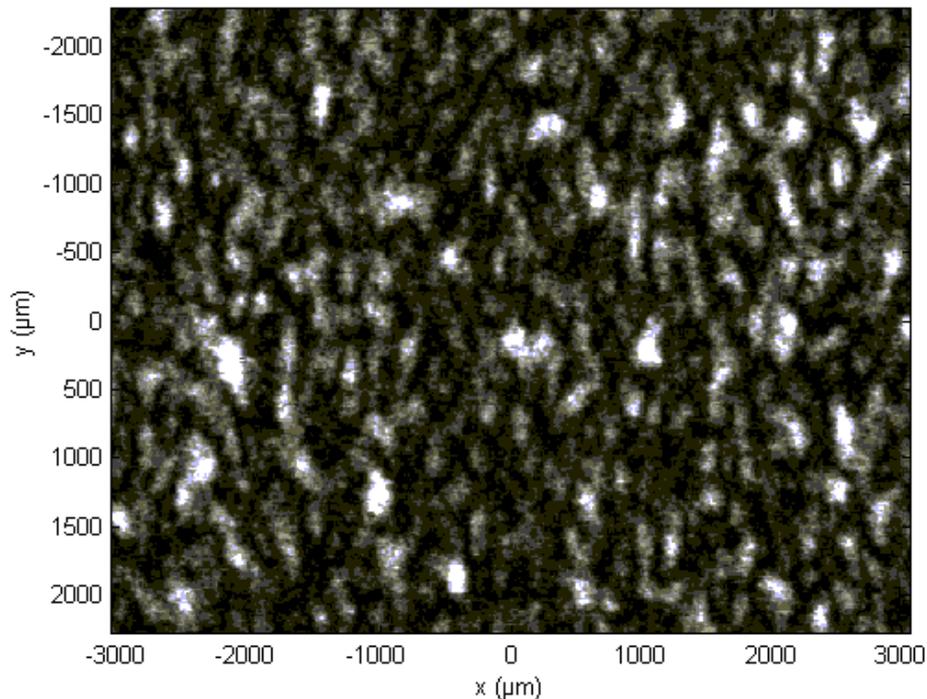


Figure 2.9 : Image de speckle à traiter.

Nous pouvons visualiser un profil tracé pour $y = 0 \mu\text{m}$ sur la figure 2.9.

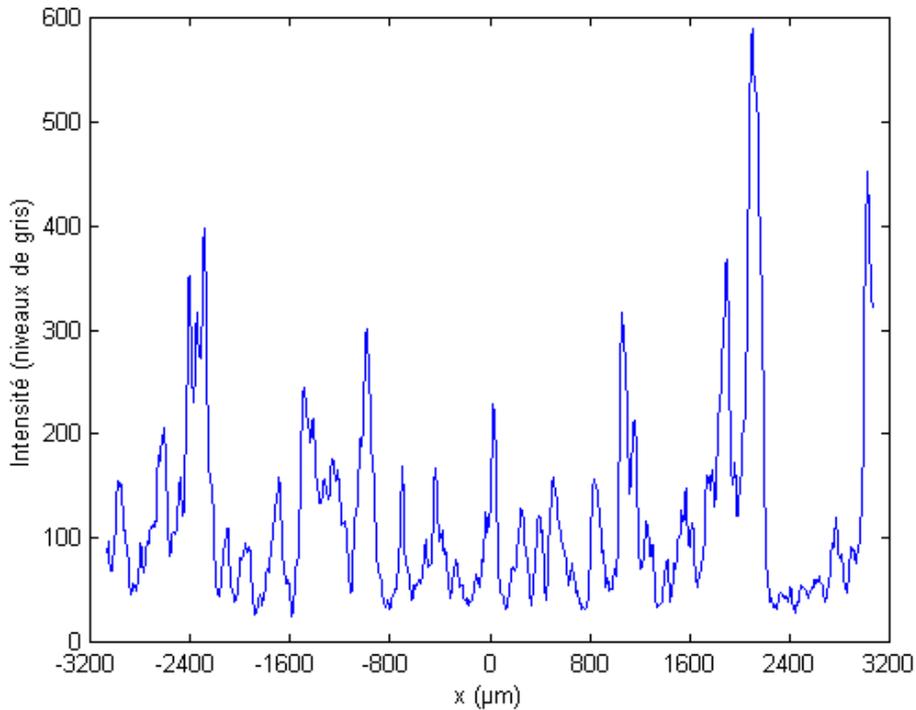


Figure 2.10 : $I(x,0)$, profil obtenu pour $y = 0 \mu\text{m}$.

La DSP du speckle présentée figure 2.9 est montrée figure 2.11.

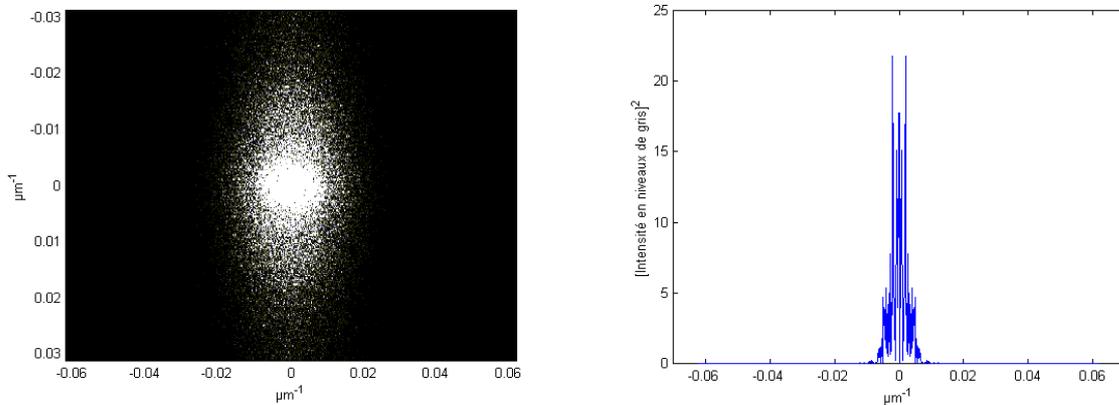


Figure 2.11 : Densité Spectrale de Puissance. **Figure 2.12** : Coupe horizontale de la DSP.

La DSP est présentée selon une représentation optique, c'est à dire que la région des basses fréquences est au centre de l'image et les régions des hautes fréquences sont dans les coins de l'image.

Une coupe horizontale de l'image en son centre donne la distribution de fréquences de la figure 2.12.

La composante continue du signal correspondant à la valeur moyenne du speckle et représentée par une fonction de Dirac à l'origine des fréquences a été supprimée.

Le calcul de l'autocorrelation, donne l'image de la figure 2.13. Nous pouvons observer en son centre le pic d'autocorrelation.

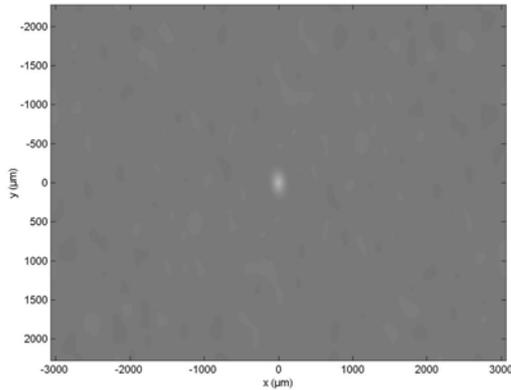


Figure 2.13 : Autocorrelation de speckle.

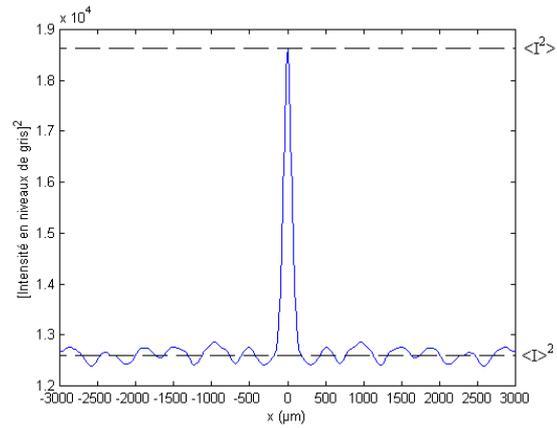


Figure 2.14 : $R_I(x, 0)$, coupe horizontale de l'autocorrelation.

Une coupe horizontale en son centre de la fonction d'autocorrelation 2D donne $R_I(x, 0)$, représentée figure 2.14.

Le maximum de $R_I(x, 0)$ correspond à $\langle I^2(x, y) \rangle$ et la valeur de la base correspond à $\langle I(x, y) \rangle^2$.

Finalement nous pouvons tracer $c_I^m(x, 0)$, la fonction d'autocovariance normalisée de l'intensité du speckle correspondant à une coupe horizontale de l'autocorrelation.

$$c_I^m(x, 0) = \frac{R_I(x, 0) - \langle I(x, y) \rangle^2}{\langle I^2(x, y) \rangle - \langle I(x, y) \rangle^2}$$

Cette fonction est tracée figure 2.15.

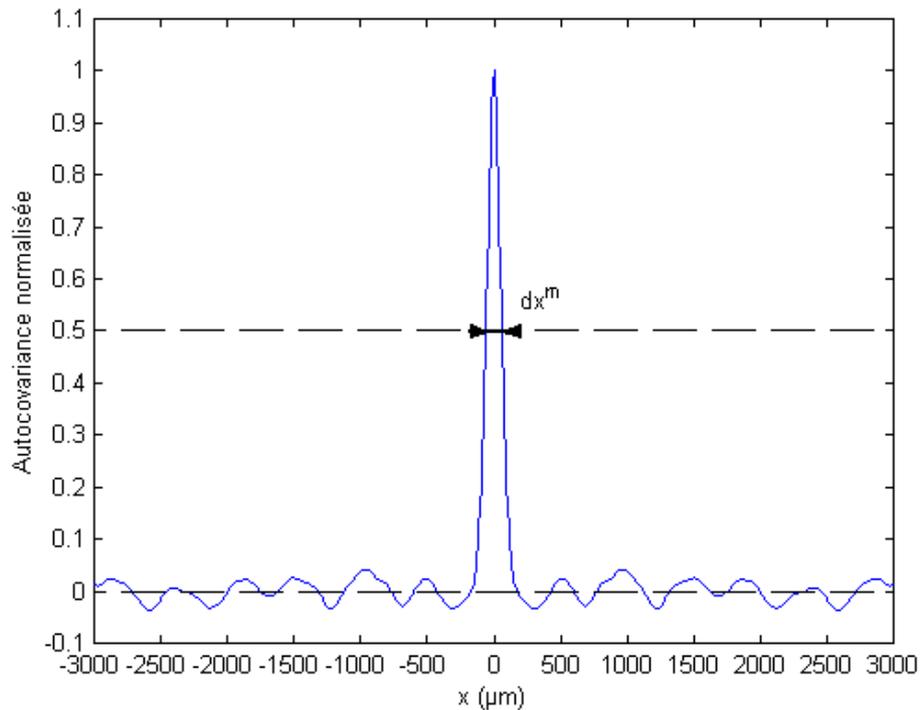


Figure 2.15 : $c_I^m(x, 0)$, fonction d'autocovariance normalisée.
 dx^m est la largeur à mi-hauteur.

Nous caractériserons $c_I^m(x, 0)$ par la valeur de la largeur à mi-hauteur que nous appellerons dx^m . De la même manière, nous appellerons dy^m la largeur à mi-hauteur de $c_I^m(0, y)$. dx^m et dy^m seront les deux paramètres que nous emploierons pour caractériser, respectivement, la dimension horizontale et verticale d'un grain de speckle.

2.3.3 Application à la mesure de taille de grains de speckle de surfaces diffusantes

Afin de vérifier la validité de la fonction d'autocovariance calculée à partir du champ de speckle, nous avons appliqué cette fonction au speckle généré par une surface diffusante. Nous avons en effet vérifié que nous retrouvions bien les propriétés du chapitre 1 concernant l'évolution de la taille des grains de speckle avec l'angle d'observation et le calcul théorique de l'autocorrelation à partir des dimensions de la surface éclairée.

La surface diffusante employée est une surface métallique d'aluminium rugueuse polie à l'aide d'une poudre d'alumine. La rugosité obtenue est d'environ $1\mu\text{m}$.

Son profil de surface apparaît figure 2.16.

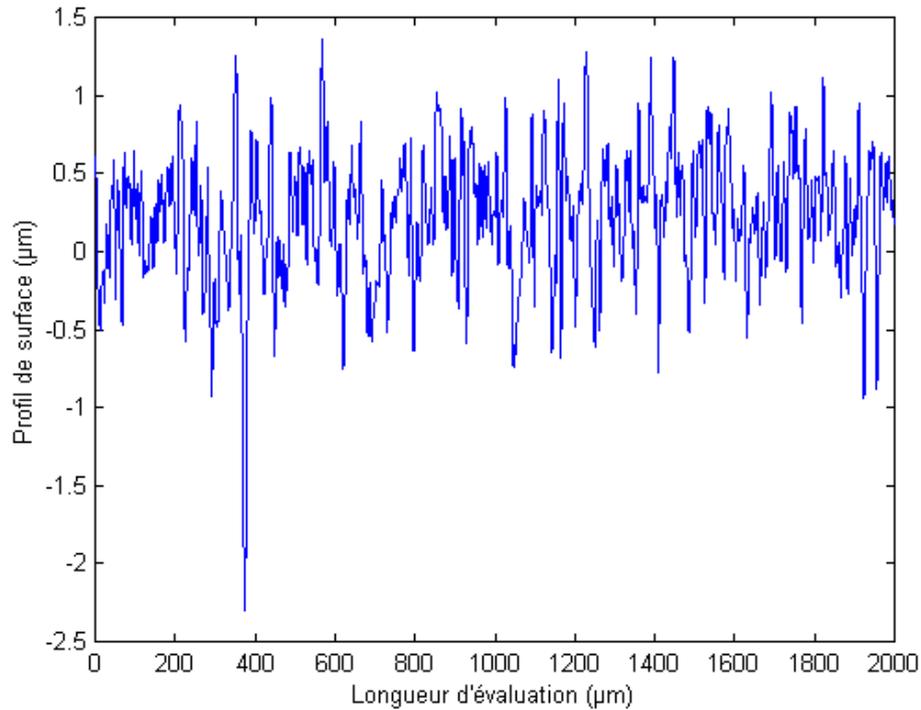


Figure 2.16 : Profil de l'échantillon d'aluminium.

Les images de speckle sont acquises grâce au montage en réflexion présenté figure 2.7, sous incidence normale (avec $\phi = 0^\circ$) et $D = 15\text{ cm}$. Nous pouvons voir sur la figure 2.17 le speckle que nous obtenons pour $\theta = 10^\circ$.

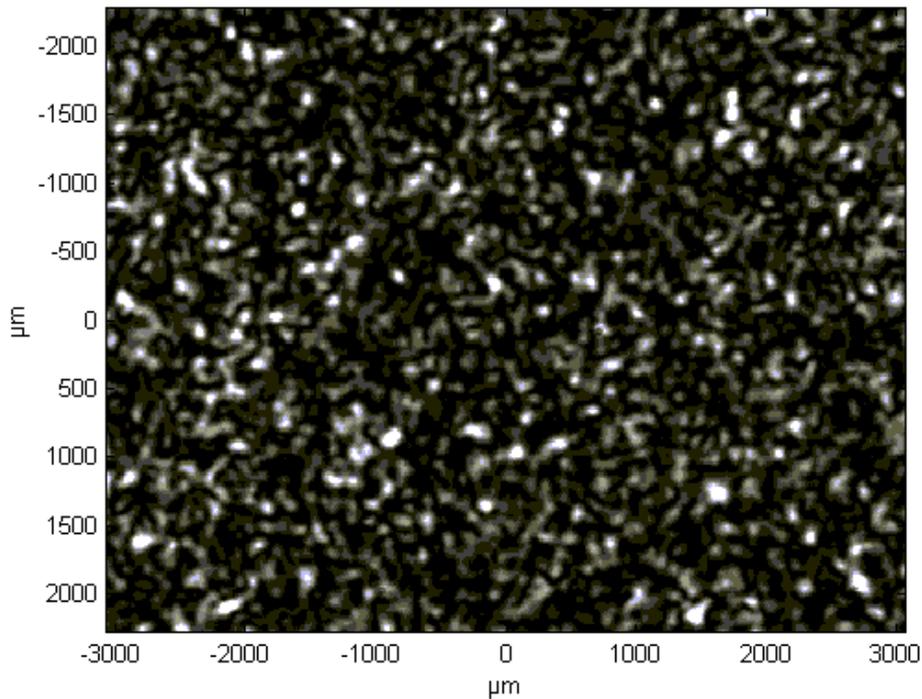


Figure 2.17 : Speckle obtenu sous incidence normale et pour $\theta = 10^\circ$.

L'histogramme de répartition des niveaux de gris de ce speckle est montré figure 2.18a. Conjointement, nous avons décalé de manière empirique cet histogramme (pour ce cas, de 12 niveaux de gris) pour atténuer les sources d'erreurs (figure 2.18b). En effet, malgré la soustraction d'une « image de noir » due au courant de noir de la caméra CCD, l'histogramme ne représente pas une exponentielle négative comme nous pouvions nous y attendre. En effet, le courant de noir de la CCD n'est pas la seule source d'erreur dans la mesure : la taille finie des pixels, les effets de polarisation, ... contribuent à modifier la forme de l'histogramme. Ces effets sont présumés constituer un bruit additif [2.5].

Ainsi :

$$I_{\text{mesuré}}(x, y) = I_{\text{speckle}}(x, y) + I_{\text{erreurs}}(x, y)$$

En considérant $I_{\text{erreurs}}(x, y)$ comme constant, nous avons tracé la fonction de densité gamma (Eq.(1.7)) dont les paramètres M et $\langle I(x, y) \rangle$ sont calculés à partir de l'image de speckle pour laquelle nous avons soustrait la quantité de niveaux de gris correspondant au décalage de l'histogramme.

Nous rappelons que nous calculons M selon l'équation (1.8) :

$$M = \frac{\langle I \rangle^2}{\sigma_I^2}$$

Le décalage de l'histogramme est déterminé empiriquement de manière à obtenir une bonne correspondance entre la fonction de densité gamma et l'histogramme décalé.

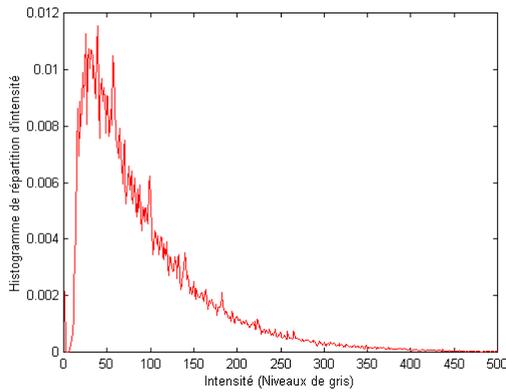


Figure 2.18a : Histogramme de répartition mesuré.

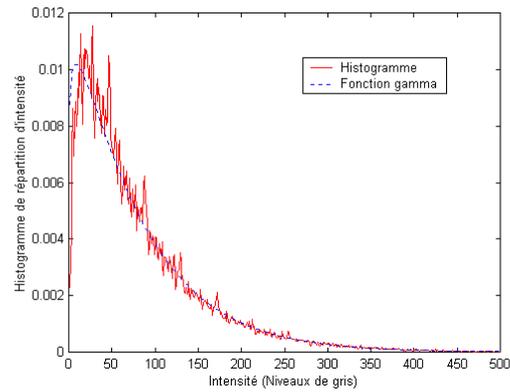


Figure 2.18b : Histogramme décalé et fonction gamma pour $M = 1,12$ et $\langle I(x, y) \rangle = 80,6$ niveaux de gris.

La fonction gamma permet une approximation de l'histogramme de répartition. Elle décrit correctement l'histogramme pour les valeurs d'intensité les plus élevées.

Remarque :

Terri Alexander, James Harvey et Arthur Weeks ont déterminé empiriquement la contribution des sources d'erreurs [2.5].

Soit $P_{I(\text{mesuré})}(I)$, $P_{I(\text{speckle})}(I)$ et $P_{I(\text{erreurs})}(I)$ respectivement les fonctions de densité de probabilité (FDP) du speckle mesuré, du speckle théorique (exponentielle négative) et des sources d'erreurs. La fonction $P_{I(\text{erreurs})}(I)$ est alors approchée par une fonction Gaussienne :

$$P_{I(\text{erreurs})}(I) = \frac{1}{b} \exp \left[\frac{-\pi(I - x_0)}{b} \right]^2$$

Les paramètres b et x_0 sont déterminés empiriquement de manière à vérifier le produit de convolution suivant :

$$P_{I(\text{mesuré})}(I) = P_{I(\text{speckle})}(I) * P_{I(\text{erreurs})}(I)$$

Afin d'étudier la taille des grains de speckle, d'une part, nous avons calculé $c_I^m(x, 0)$ selon la procédure explicitée précédemment correspondant à une coupe horizontale de la fonction d'autocorrelation du speckle. De la même manière, nous avons calculé $c_I^m(0, y)$, fonction d'autocovariance correspondant à une coupe verticale. En effet, selon les équations (1.14) et (1.15) donnant les dimensions transversales des grains de speckle d'une surface diffusante, la dimension horizontale des grains varie avec l'angle θ alors que la dimension verticale est indépendante de cet angle. Nous avons vérifié cette propriété en mesurant dy^m largeur à mi-hauteur de $c_I^m(0, y)$ et dx^m largeur à mi-hauteur de $c_I^m(x, 0)$ (figure 2.19).

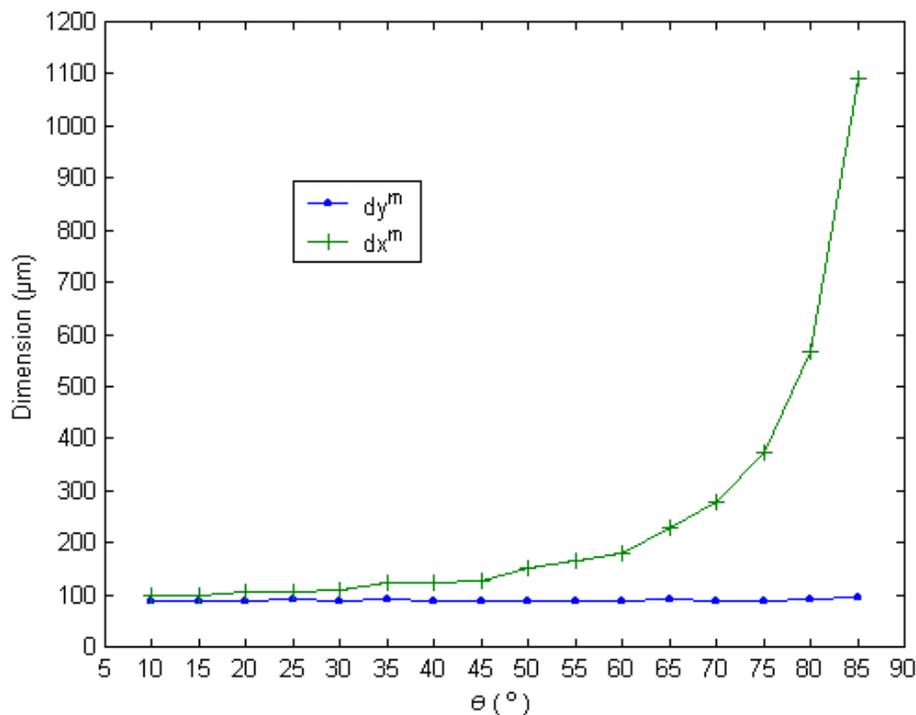


Figure 2.19 : Comparaison des tailles de grains selon une coupe horizontale ou verticale en fonction de l'angle d'observation θ .

Selon les équations (1.14) et (1.15), théoriquement nous avons :

$$\frac{dy^m}{dx^m} = \cos \theta$$

Sur la figure 2.20, nous comparons le rapport $\frac{dy^m}{dx^m}$ et $\cos \theta$.

Nous obtenons une bonne correspondance entre la théorie et la mesure.

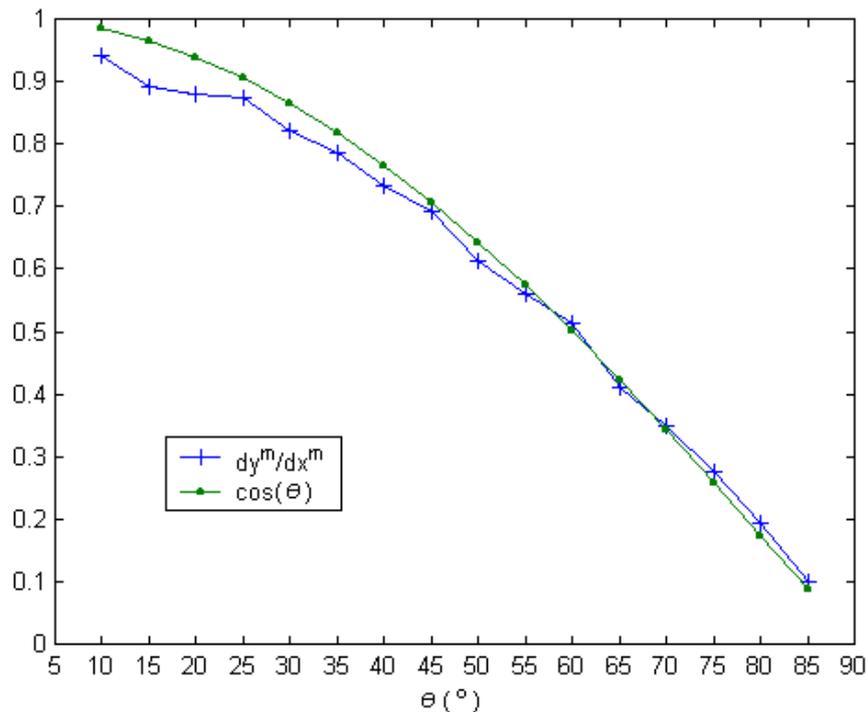


Figure 2.20 : Comparaison entre

$$\frac{dy^m}{dx^m} \text{ et } \cos \theta .$$

D'autre part, nous avons calculé numériquement l'autocovariance normalisée, à partir du profil $P(u)$ du faisceau mesuré et représenté figure 2.8.

En effet dans le cas de la surface métallique que nous étudions, le calcul de l'autocovariance normalisée est parfaitement connu. Nous pourrions donc confronter les prévisions théoriques aux résultats pratiques issus de nos manipulations.

Pour des surfaces rugueuses, nous avons vu que $R_I(x, y)$ peut s'écrire d'après Eq.(1.11) :

$$R_I(x, y) = \langle I \rangle^2 \left[1 + |\mu_A(x, y)|^2 \right]$$

et la taille des grains de speckle est donnée par la mesure de la largeur de $|\mu_A(x, y)|^2$, module au carré du facteur de cohérence complexe dans le cas des surfaces rugueuses. La fonction d'autocovariance normalisée de l'intensité correspond à $|\mu_A(x, y)|^2$ et par conséquent peut se calculer à partir de la répartition d'intensité $P(u, v)$ du faisceau qui éclaire la surface. Cette fonction d'autocovariance calculée à partir de $P(u, v)$ sera notée $c^c(x, y)$.

$$|\mu_A(x, y)|^2 = c^c(x, y)$$

Et avec Eq.(1.12) nous avons :

$$c^c(x, y) = \left| \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} P(u, v) \exp \left[i \frac{2\pi}{\lambda z} (ux + vy) \right] dudv}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} P(u, v) dudv} \right|^2$$

Le faisceau est de symétrie de révolution. Nous avons donc calculé $c_I^c(x)$ à partir du profil $P(u, v)$ du faisceau mesuré et représenté figure 2.8 (la surface métallique est placée à l'endroit où a été mesuré le profil) :

$$c_I^c(x) = \left| \frac{\int_{-\infty}^{\infty} P(u) \exp \left[i \frac{2\pi}{\lambda z} (ux) \right] du}{\int_{-\infty}^{\infty} P(u) du} \right|^2,$$

avec $z = D$.

Cette définition de $c_I^c(x)$ ne prend pas en compte l'angle d'observation du speckle. C'est pourquoi nous comparons $c_I^c(x)$ qui est indépendant de l'angle à $c_I^m(0, y)$ qui est également indépendant de l'angle d'observation.

Nous obtenons les fonctions d'autocovariance présentées figure 2.21.

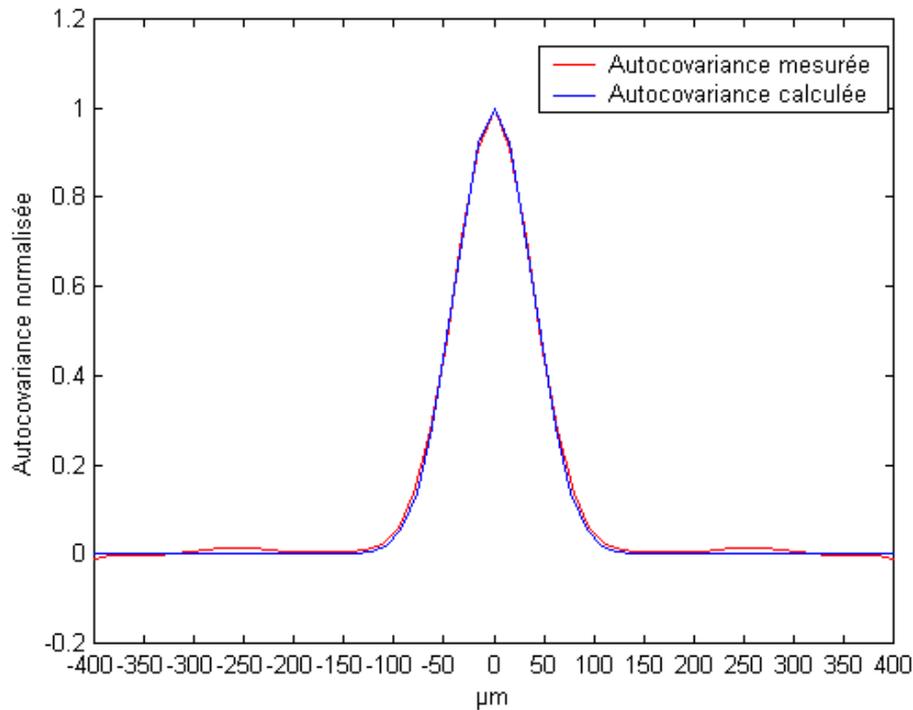


Figure 2.21 : Comparaison entre $c_l^c(x)$, l'autocovariance calculée à partir du profil du faisceau laser (autocovariance calculée) et $c_l^m(0, y)$, l'autocovariance du speckle mesuré (autocovariance mesurée).

La largeur à mi-hauteur de $c_l^c(x)$ est notée d^c . Nous trouvons $d^c = 88,3 \mu\text{m}$ et pour $c_l^m(0, y)$, nous obtenons, $dy^m = 88 \mu\text{m}$. Nous obtenons donc un bon accord entre la prévision théorique de l'autocovariance de speckle à partir de la connaissance du profil de l'éclairement de la surface diffusante et l'autocovariance du speckle enregistré sur la caméra CCD.

Nous pouvons donc conclure que le calcul de c_l^m est correct, et à ce titre, les paramètres dy^m et dx^m permettent de caractériser la taille des grains de speckle produits par une surface diffusante. Nous étendrons cette conclusion aux figures de speckle des milieux que nous étudierons par la suite.

2.4 Optimisation de l'acquisition

Dans ce paragraphe, nous montrons l'effet des divers paramètres expérimentaux qu'il faut choisir comme le temps d'acquisition de la caméra CCD, la distance d'observation ou encore l'angle d'observation. Les différentes expériences ont été réalisées avec du lait demi-écrémé.

2.4.1 Effet du temps d'acquisition de la caméra

Le speckle que nous souhaitons enregistrer est en mouvement. Par conséquent il est nécessaire de travailler avec une caméra dont le temps d'acquisition d'une image est le plus court possible. Toutefois si ce temps est trop faible, l'intensité du signal mesuré n'est plus suffisante pour obtenir une image non bruitée. La caméra qui est à notre disposition possède un temps d'acquisition variable. Nous pouvons choisir entre les temps d'acquisition suivants : 16,7 ms (1/60 s), 8 ms (1/125 s), 4 ms (1/250 s), 2 ms (1/500 s), 1 ms (1/1000 s), 0,5 ms (1/2000 s), 0,25 ms (1/4000 s) et 0,1 ms (1/10000 s).

En transmission :

Le temps d'acquisition choisi va influencer les mesures de la taille du grain et du contraste. Les courbes des figures 2.22 et 2.23 présentent respectivement l'évolution de dx^m et du contraste en fonction du temps d'acquisition. Ces courbes ont été obtenues en utilisant le montage en transmission de la figure 2.6 ($D = 36$ cm, $\theta = 5^\circ$, $L = 2$ cm) pour deux longueurs d'atténuation différentes ($l_s = 2,16$ et $l_s = 8,64$).

Nous rappelons que le contraste C du speckle (distribution d'intensité $I(x, y)$) est calculé suivant l'expression :

$$C = \frac{\sqrt{\langle I(x, y)^2 \rangle - \langle I(x, y) \rangle^2}}{\langle I(x, y) \rangle}$$

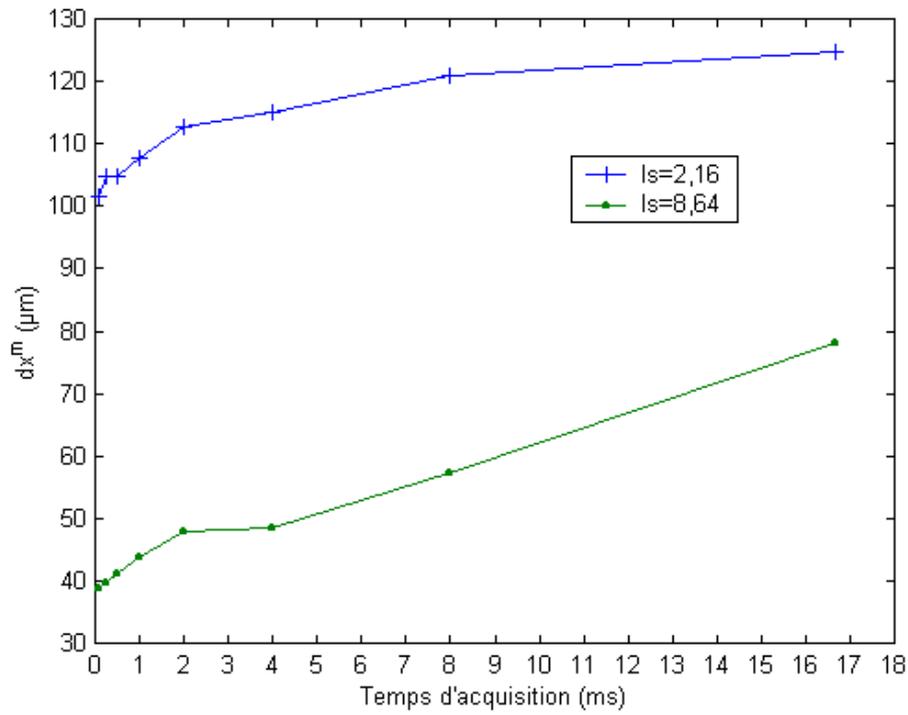


Figure 2.22 : Influence du temps d'acquisition sur la mesure de dx^m , pour $l_s = 2,16$ et $l_s = 8,64$, montage en transmission.

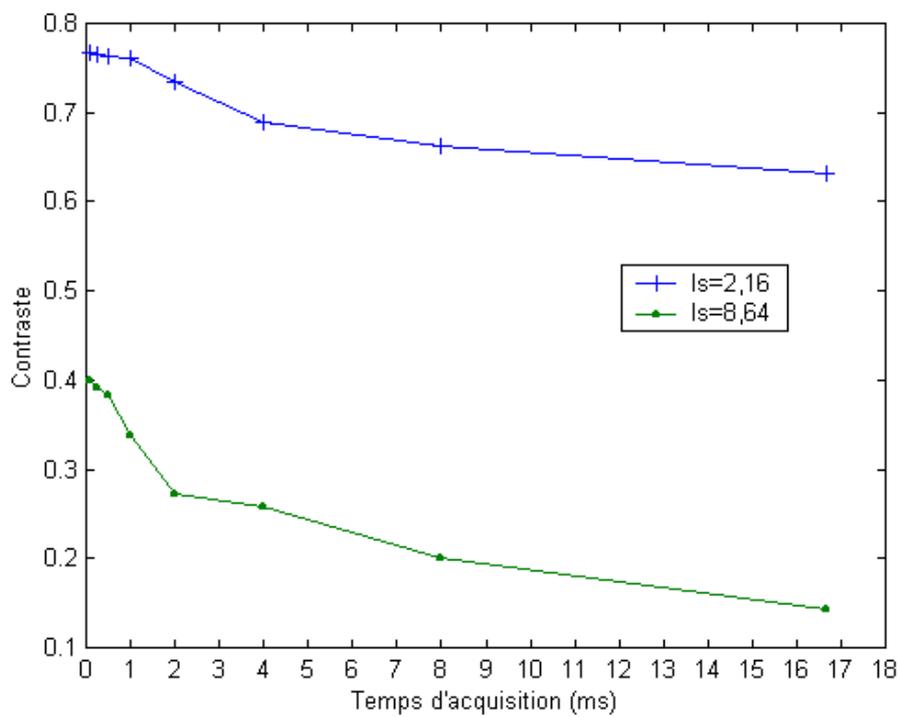


Figure 2.23 : Influence du temps d'acquisition sur le contraste, pour $l_s = 2,16$ et $l_s = 8,64$, montage en transmission.

Nous pouvons remarquer que la taille des grains de speckle enregistrés augmente lorsque le temps d'acquisition augmente. Dans un même temps, le contraste diminue. Le tableau 2.3 nous montre que ces deux effets, dus aux mouvements du speckle lors de l'acquisition, sont d'autant plus marqués que la longueur d'atténuation est importante. Dans un premier temps, nous avons calculé pour chaque longueur d'atténuation, le rapport du contraste mesuré pour un temps d'acquisition de 1/10000 s sur le contraste mesuré pour un temps de 1/125 s. Dans un second temps, nous avons calculé le rapport de la taille des grains pour un temps d'acquisition de 1/10000 s sur la taille des grains pour un temps de 1/125 s. Ces rapports sont effectivement plus proches de 1 lorsque la longueur d'atténuation est faible et les grains de speckle de grandes dimensions.

	$\frac{dx^m(1/10000\text{ s})}{dx^m(1/125\text{ s})}$	$\frac{C(1/10000\text{ s})}{C(1/125\text{ s})}$
$l_s = 2,16$	0,85	1,15
$l_s = 8,64$	0,7	1,9

Tableau 2.3 : Effet du temps d'acquisition sur dx^m et C pour deux longueurs d'atténuation différentes. Transmission.

En réflexion diffuse :

Pour étudier le cas de speckle généré par réflexion sur un milieu diffusant, nous employons le montage de la figure 2.7 où : $D = 15\text{ cm}$, $\phi = 10^\circ$, $\theta = 20^\circ$. Un polariseur passant est placé devant la caméra CCD pour améliorer le contraste. Les mesures ont été réalisées pour du lait demi-écrémé lorsque $\mu_s = 57,6\text{ cm}^{-1}$ et $\mu_s = 216\text{ cm}^{-1}$. Nous obtenons alors les courbes de la figure 2.24 et 2.25.

La mesure de dx^m pour le speckle acquis avec un temps d'acquisition 1/60 s a été ignorée car elle est de mauvaise qualité (temps d'acquisition trop long).

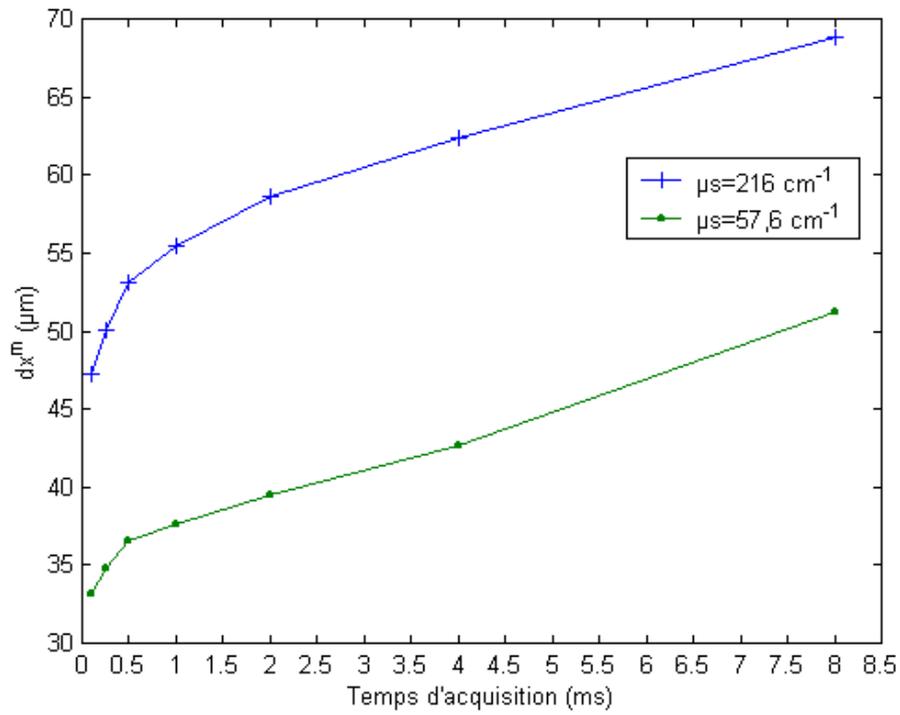


Figure 2.24 : Influence du temps d'acquisition sur la mesure de dx^m .
Réflexion diffuse.

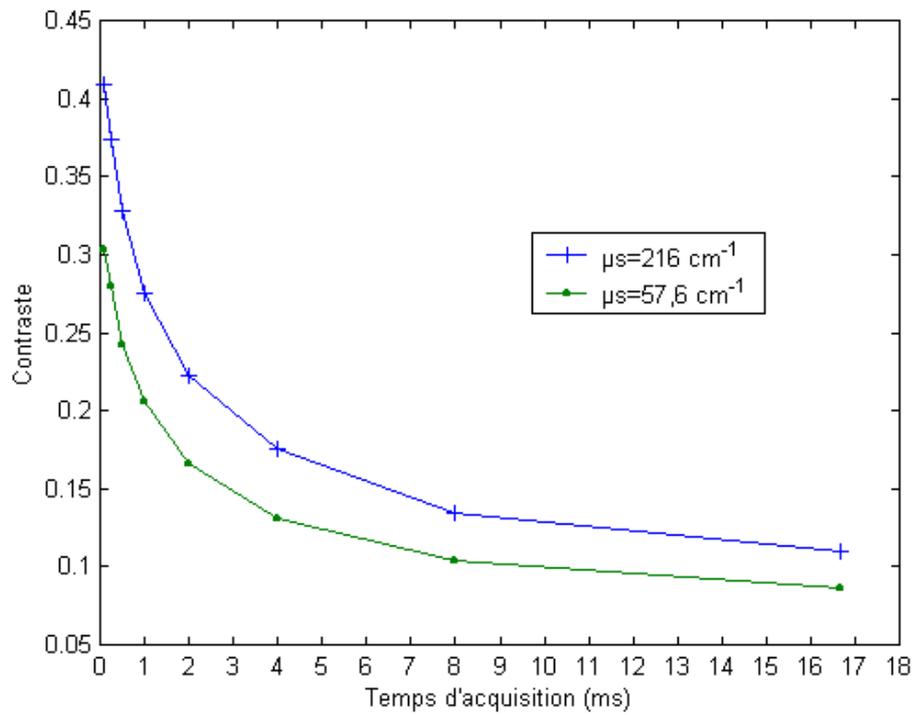


Figure 2.25 : Influence du temps d'acquisition sur le contraste.
Réflexion diffuse.

Nous avons calculé, pour la réflexion diffuse et pour chaque longueur d'atténuation, le rapport du contraste mesuré pour un temps d'acquisition de 1/10000 s sur le contraste mesuré pour un temps de 1/125 s, et le rapport de la taille des grains pour un temps d'acquisition de 1/10000 s sur la taille des grains pour un temps de 1/125 s (Tableau 2.4). Cette fois encore, ce dernier est plus proche de 1 pour la longueur d'atténuation qui donne le grain de speckle le plus grand (dans ce cas, $\mu_s = 216 \text{ cm}^{-1}$). Par contre, le rapport des contrastes obtenus pour les temps de 1/10000 et 1/125 s est plus proche de 1 pour le coefficient de diffusion le plus petit.

	$\frac{dx^m(1/10000 \text{ s})}{dx^m(1/125 \text{ s})}$	$\frac{C(1/10000 \text{ s})}{C(1/125 \text{ s})}$
$\mu_s = 216 \text{ cm}^{-1}$	0,7	3,0
$\mu_s = 57,6 \text{ cm}^{-1}$	0,6	2,9

Tableau 2.4 : Effet du temps d'acquisition sur dx^m et C pour deux longueurs d'atténuation différentes. Réflexion diffuse.

Les manipulations qui viennent d'être présentées ont été réalisées pour des longueurs d'atténuation qui seront employées par la suite. Nous pouvons voir que pour une configuration en réflexion, les mesures de la taille des grains de speckle et du contraste sont plus sensibles au temps d'acquisition que pour une configuration en transmission.

Conclusion :

Nous voyons clairement que le temps d'acquisition est un paramètre très important qui influe beaucoup sur la mesure. L'idéal est bien sûr de pouvoir utiliser le temps d'acquisition le plus court possible mais le rapport signal sur bruit doit être suffisant pour avoir une qualité d'image exploitable, notamment lorsque le coefficient de diffusion est élevé. Un compromis doit donc être trouvé.

Finalement, nous avons utilisé un temps d'acquisition de 1 ms pour effectuer nos différentes manipulations en transmission et de 0,5 ms en réflexion diffuse.

2.4.2 Effet de la distance d'observation

La taille des grains de speckle augmente linéairement avec la distance. Nous avons vérifié cette propriété par une observation des figures de speckle obtenues en transmission ($D = 36$ cm, $\theta = 5^\circ$, $L = 2$ cm) pour $l_s = 2,16$ et $l_s = 6,48$ et $l_s = 10,8$ (Figure 2.26). Cette vérification permet en outre de montrer que la mesure de la largeur à mi-hauteur de la fonction d'autocovariance normalisée, que nous avons appelée dx^m , permet bien de suivre des évolutions linéaires de la taille des grains de speckle.

La distance est un paramètre qui nous permet facilement d'ajuster la taille du grain de speckle. Selon les expériences que nous effectuons, la taille du grain de speckle diminue ou augmente. Suivant le sens de l'évolution, il est judicieux de placer la caméra CCD loin de la cuve (si les grains diminuent pendant la manipulation) ou au contraire près de la cuve (si les grains augmentent). Un nombre minimal de pixels est en effet nécessaire pour échantillonner un grain de speckle. Au minimum, il faut environ 7 pixels pour échantillonner le diamètre d'un grain, soit environ 50 pixels par grain de speckle [2.5]. De même qu'un grand nombre de grains de speckle doit être enregistré sur la CCD pour une évaluation statistique correcte.

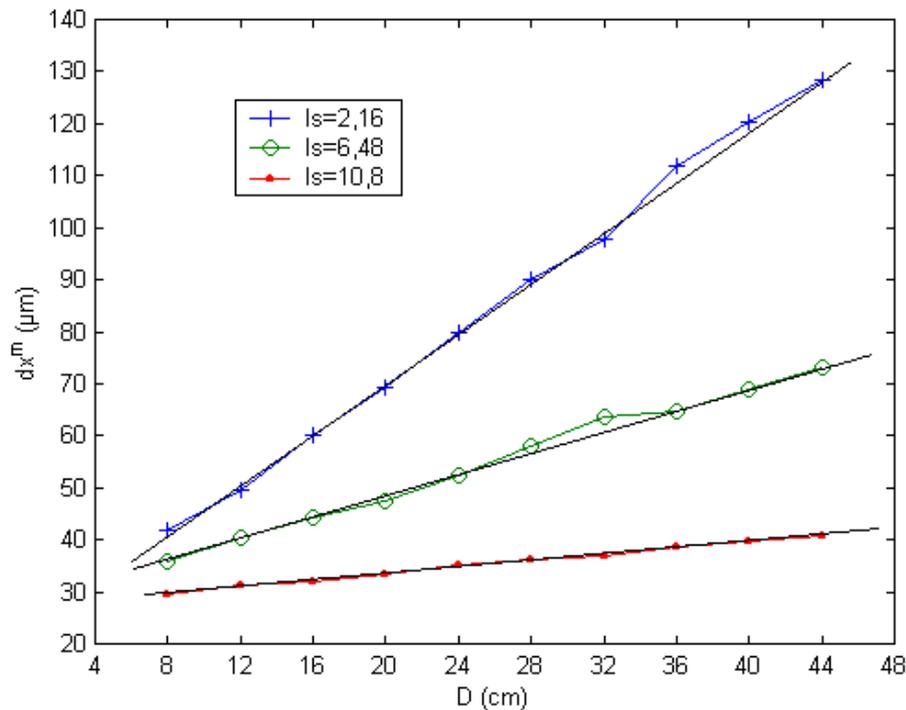


Figure 2.26 : Evolution de dx^m en fonction de D pour $l_s = 2,16$ et $l_s = 6,48$ et $l_s = 10,8$.

L'évolution du contraste est présentée figure 2.27. Pour la valeur de longueur d'atténuation la plus élevée ($l_s = 10,8$), le contraste augmente constamment lorsque la distance augmente. Lorsque la longueur d'atténuation est faible (ici $l_s = 2,16$), le contraste varie peu avec la distance d'observation si celle-ci est suffisamment grande. En effet, pour une distance d'observation donnée, la taille des grains de speckle est plus grande lorsque la diffusion est faible. Par conséquent, l'effet d'intégration des grains de speckle sur les pixels de la caméra, et donc la perte de contraste, est moins important pour des longueurs d'atténuation faibles.

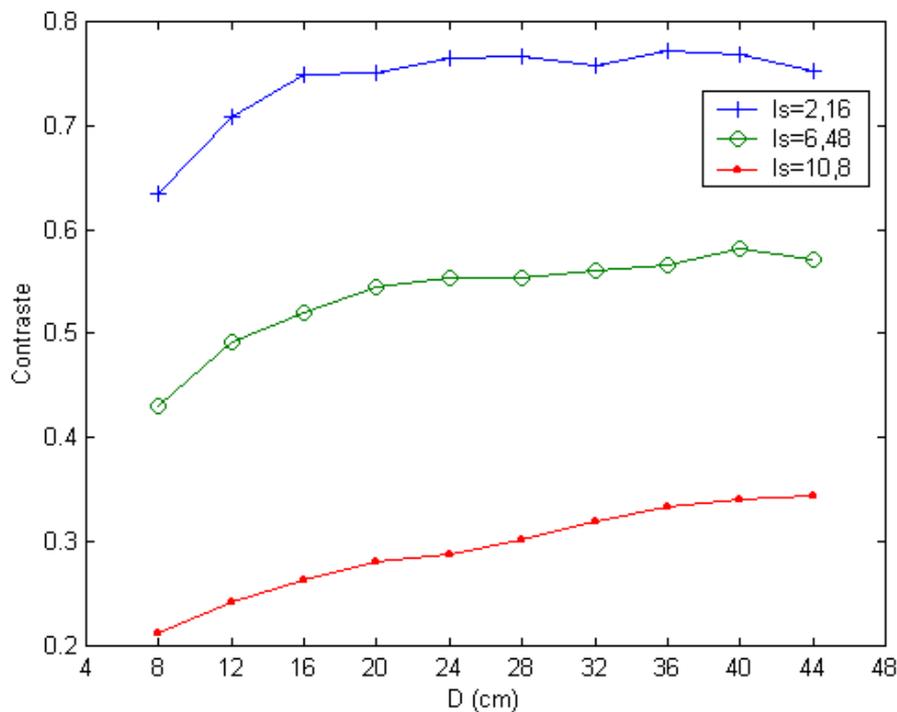


Figure 2.27 : Evolution du contraste en fonction de D pour $l_s = 2,16$ et $l_s = 6,48$ et $l_s = 10,8$.

2.4.3 Effet de l'angle d'observation

En transmission :

Nous avons mesuré dx^m pour $5^\circ < \theta < 80^\circ$ et pour trois longueurs d'atténuation différentes : $l_s = 0,54$, $l_s = 4,32$ et $l_s = 8,64$. Les courbes obtenues sont présentées figure 2.28.

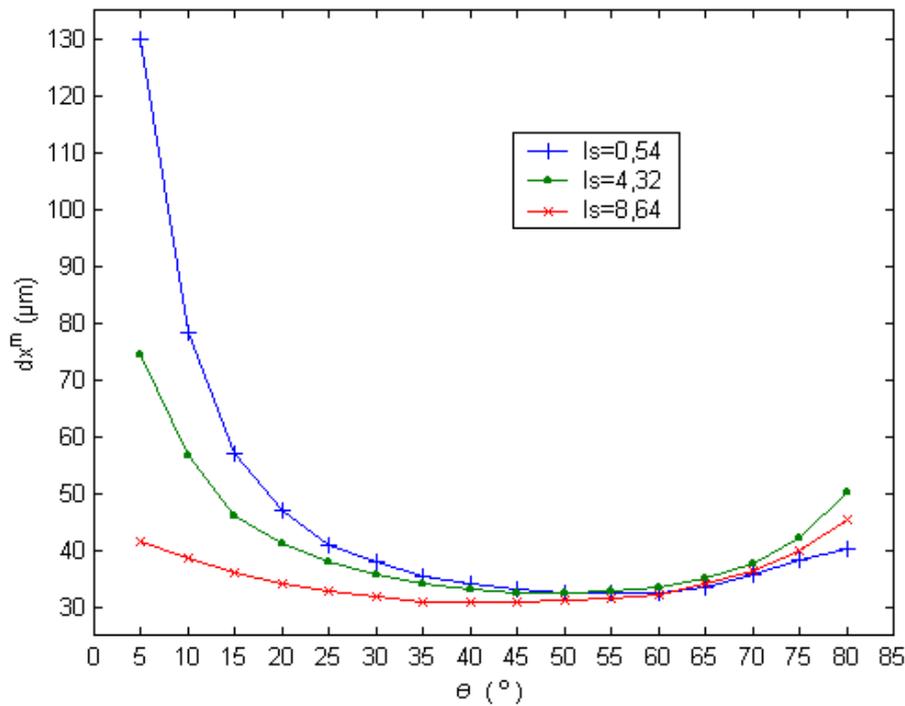


Figure 2.28 : Evolution de dx^m avec l'angle d'observation θ .

Nous pouvons remarquer que dx^m diminue lorsque l'angle d'observation θ augmente et tant que l'angle reste inférieur à une certaine valeur θ_{lim} . Lorsque $\theta > \theta_{\text{lim}}$, dx^m augmente avec θ . Cette valeur d'angle θ_{lim} dépend apparemment de la diffusion : elle est d'autant plus élevée que la diffusion est faible :

$$\theta_{\text{lim}} = 60^\circ \text{ pour } l_s = 0,54$$

$$\theta_{\text{lim}} = 50^\circ \text{ pour } l_s = 4,32$$

$$\theta_{\text{lim}} = 40^\circ \text{ pour } l_s = 8,64$$

Jusqu'à présent, pour une configuration en transmission, dx^m était d'autant plus important que la diffusion était faible. Cette constatation n'est plus vraie, ici, quand $\theta > 50^\circ$.

Si maintenant nous mesurons dy^m en fonction de θ , nous obtenons les courbes de la figure 2.29.

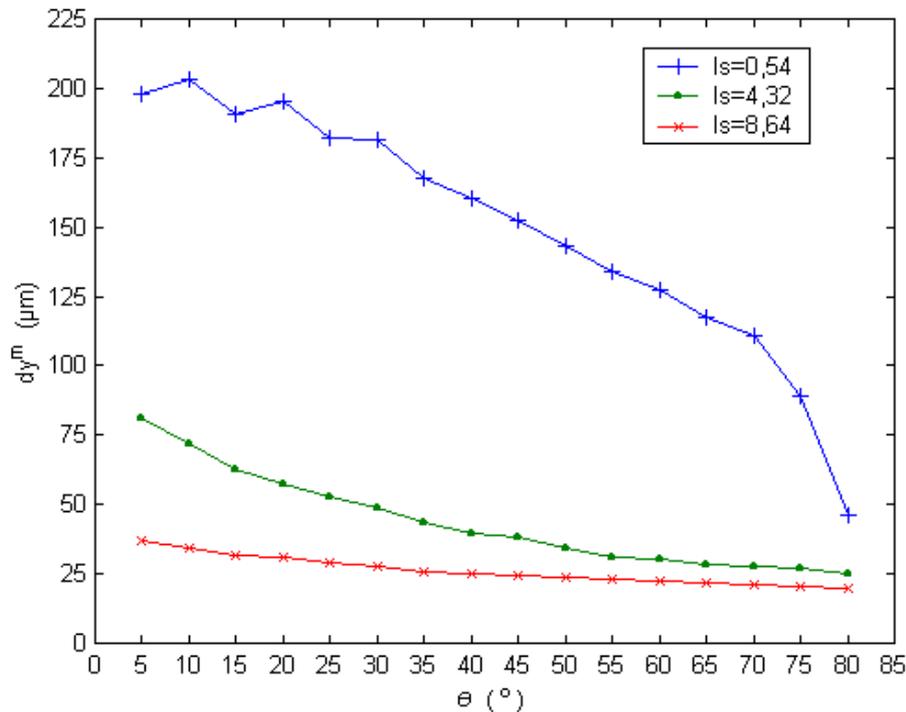


Figure 2.29 : Evolution de dy^m avec l'angle d'observation θ .

dy^m diminue lorsque l'angle d'observation augmente. Cette diminution est faible et notamment pour $l_s = 0,54$, dy^m est quasiment constant pour θ faible. Cette remarque est importante et sera utilisée dans la suite.

En effectuant le rapport dy^m / dx^m , pour les valeurs de longueur d'atténuation pour lesquelles ont été effectuées les mesures, nous obtenons les courbes de la figure 2.30.

Nous voyons clairement que les courbes obtenues pour dy^m / dx^m en fonction de θ n'ont rien de comparable avec ce qui a pu être obtenu dans le cas de speckle de surface rugueuse, où le rapport dy^m / dx^m suit une loi en cosinus (Figure 2.20). De plus, en

transmission, dy^m/dx^m semble fortement dépendant de la diffusion du milieu. En effet, pour $\theta = 30^\circ$, ce rapport est d'autant plus important que la diffusion est faible.

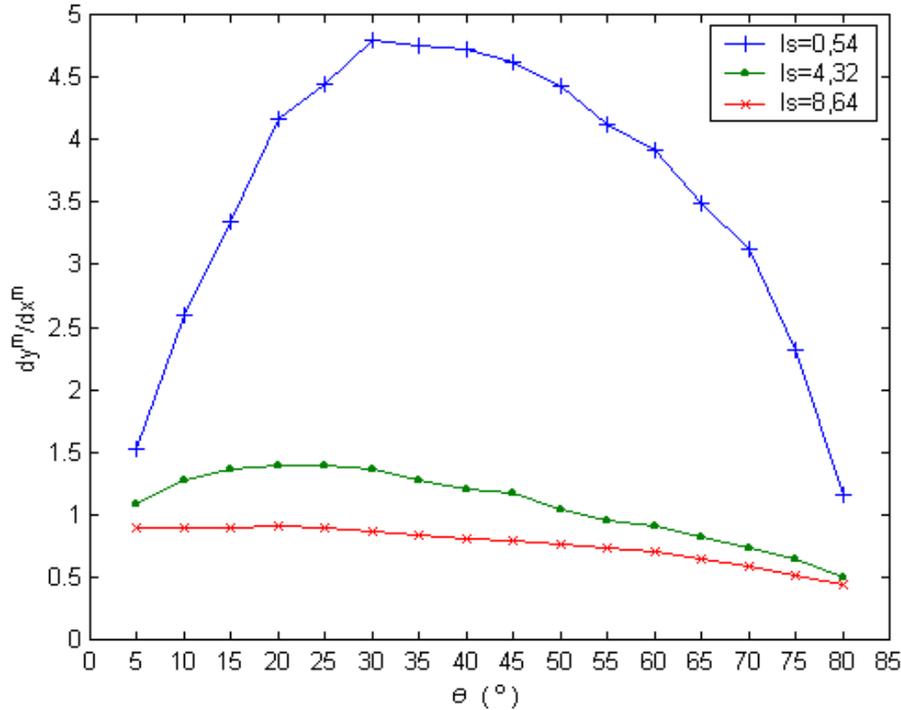


Figure 2.30 : dy^m/dx^m en fonction de l'angle d'observation θ .

Les courbes mettant en évidence l'évolution de dx^m et dy^m en fonction de θ ont des allures très particulières qu'il est difficile d'interpréter. Toutefois, nous pouvons dire qu'elles sont dépendantes des dimensions du volume de lumière diffusée dans la cuve (correspondant à la répartition spatiale de la lumière diffusée dans la cuve [A1.2]). Ce volume de diffusion est « vu » différemment selon la position de la caméra dans le plan d'observation.

En réflexion diffuse :

Les courbes des figures 2.31 et 2.32 montrent l'influence de l'angle d'observation θ sur dx^m et dy^m pour deux coefficients de diffusion différents, $\mu_s = 216 \text{ cm}^{-1}$ et $\mu_s = 57,6 \text{ cm}^{-1}$.

Les autres paramètres expérimentaux sont les suivants : $D = 15 \text{ cm}$, $\phi = 10^\circ$.

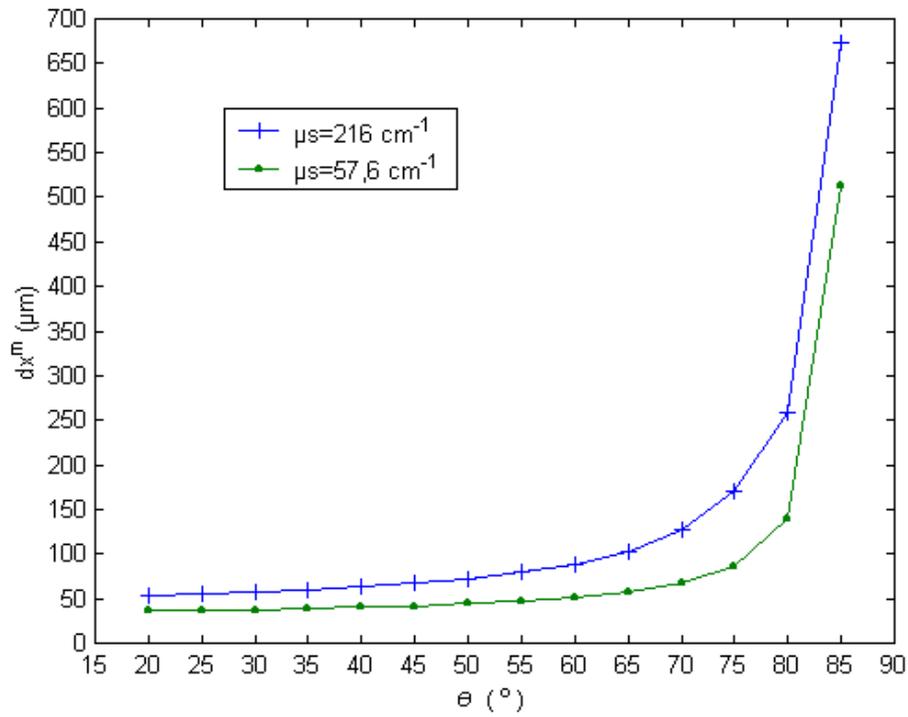


Figure 2.31 : Evolution de dx^m avec l'angle d'observation θ .

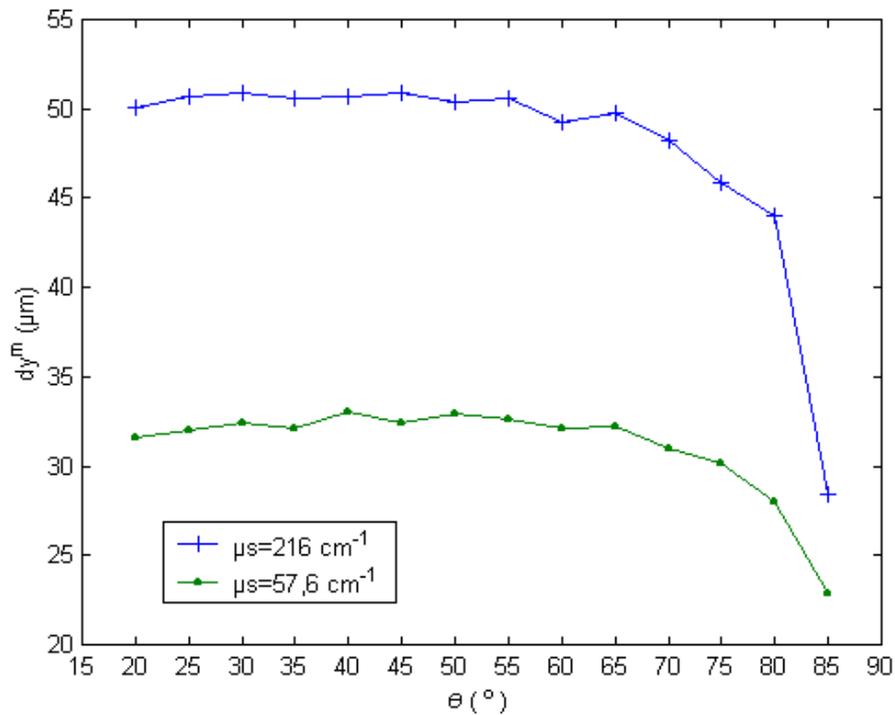


Figure 2.32 : Evolution de dy^m avec l'angle d'observation θ .

Si nous calculons le rapport dy^m/dx^m pour chacun des angles θ et pour chaque coefficient de diffusion pour lesquels les mesures ont été réalisées, nous obtenons les courbes de la figure 2.33.

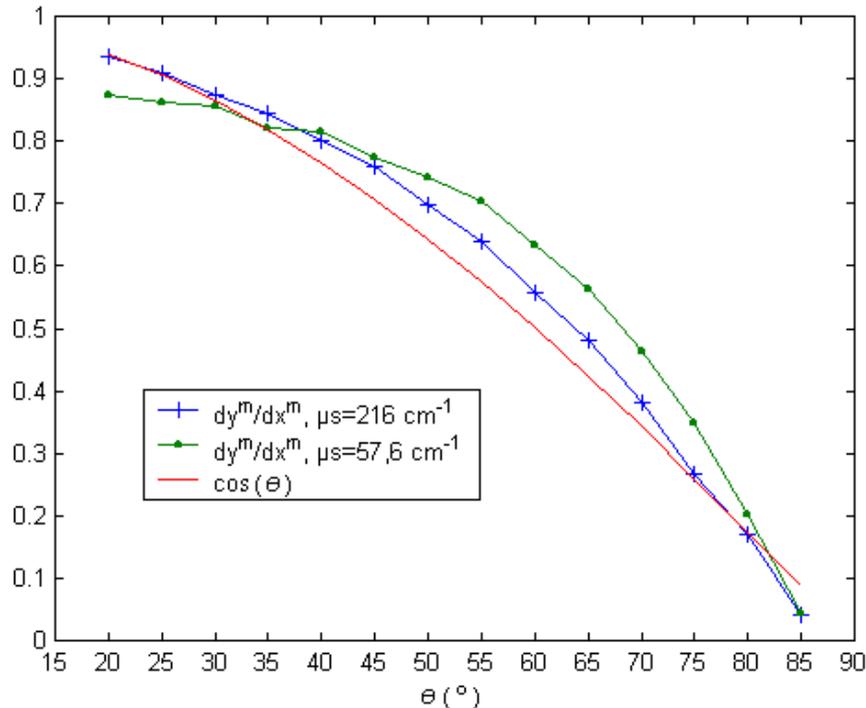


Figure 2.33 : Comparaison entre dy^m/dx^m et $\cos\theta$.

Lorsque nous comparons dy^m/dx^m à $\cos\theta$ les résultats sont très proches de ceux obtenus dans le cas d'une surface rugueuse. Ceci est d'autant plus vrai que le milieu est diffusant.

L'étude de l'effet de l'angle d'observation θ sur la taille des grains de speckle a été réalisée à l'angle d'incidence ϕ pour lequel nos mesures ont été effectuées par la suite. Pour une étude complète, nous pourrions mesurer également l'évolution de la taille des grains de speckle lorsque ϕ varie. Nous pouvons concevoir que dans ce cas, dx^m diminue lorsque ϕ augmente. En effet, la surface du milieu éclairée par le faisceau augmente lorsque ϕ augmente : pour un même faisceau, suivant l'angle d'incidence, le diamètre de la surface éclairée D_e varie (Figure 2.34).

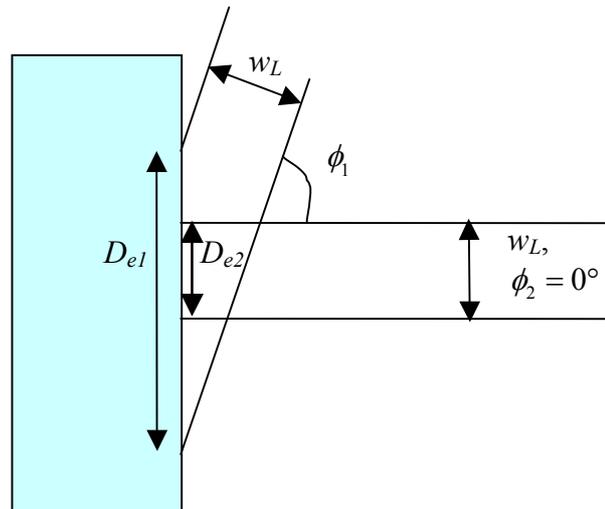


Figure 2.34 : Evolution de la surface éclairée avec l'angle d'incidence du faisceau.

$$\phi_1 > \phi_2 \text{ implique } D_{e1} > D_{e2}.$$

2.4.4 Effet de la dimension du milieu

Les courbes des figures 2.35 et 2.36 montrent respectivement l'influence de la dimension L de la cuve pour plusieurs longueurs d'atténuation ($l_s = 2,16$, $l_s = 4,32$, $l_s = 6,48$, et $l_s = 8,64$) et l'influence de L pour un même coefficient de diffusion $\mu_s = 2,16 \text{ cm}^{-1}$ (c'est à dire pour une même concentration de lait). Ces mesures ont été effectuées en transmission.

Nous pouvons observer que la taille des grains de speckle dépend plus fortement de la longueur de la cuve lorsqu'elle est faible et la diffusion peu importante.

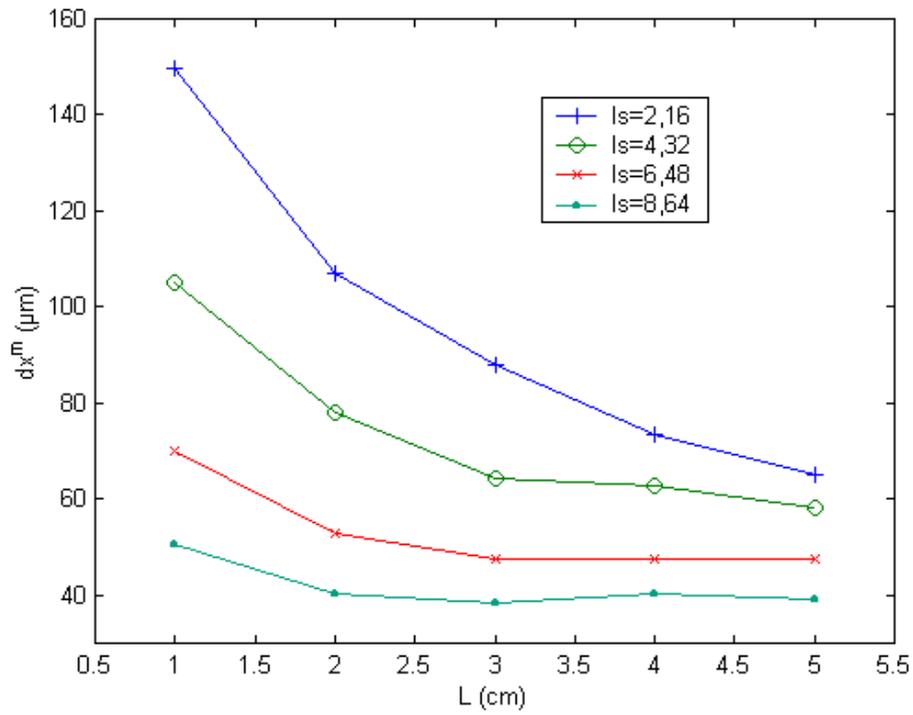


Figure 2.35 : Influence de la longueur L de la cuve sur dx^m , pour l_s constant.

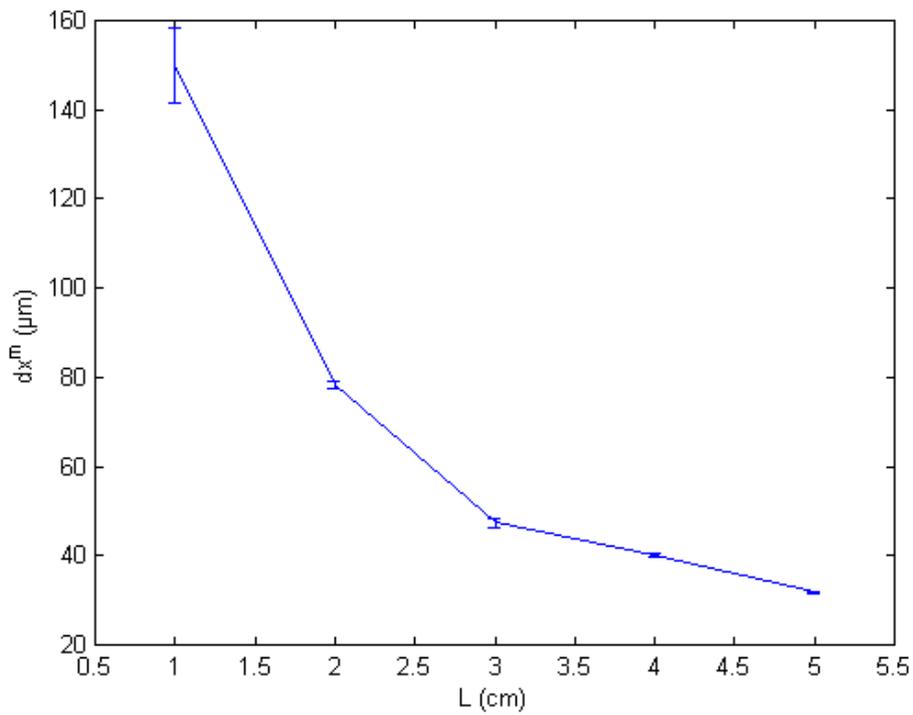


Figure 2.36 : Influence de la longueur de la cuve L , sur dx^m lorsque $\mu_s = 2,16 \text{ cm}^{-1}$.

2.5 Conclusion

Ce chapitre a posé le cadre expérimental de l'étude. Nous avons caractérisé par leurs coefficients de diffusion les deux types de lait, demi-écrémé et écrémé, ainsi que les différents échantillons de microsphères de polystyrène que nous allons utiliser par la suite comme milieux diffusants.

Les images de speckle sont acquises par une caméra CCD et sont ensuite traitées pour déterminer la taille du grain de speckle. Le traitement consiste à calculer l'autocovariance normalisée du speckle à partir du calcul de la transformée de Fourier de la répartition spatiale de la lumière sur la CCD. Nous définissons alors la taille du grain de speckle comme étant la largeur à mi-hauteur de la fonction d'autocovariance normalisée. Appliquée à une surface métallique, notre méthodologie s'est montrée pertinente et permet bien de mesurer les dimensions transverses des grains de speckle.

Les mesures préliminaires effectuées dans ce chapitre nous permettent d'optimiser la réalisation de la prise d'image de speckle. En effet, issues de milieux diffusants liquides, les caractéristiques du speckle sont fortement dépendantes de plusieurs paramètres expérimentaux : distance et angle d'observation, temps d'acquisition d'image sont autant de paramètres qu'il faut ajuster. Toutes les mesures réalisées ensuite dans ce rapport seront bien sûr effectuées dans des conditions expérimentales identiques pour pouvoir les comparer.

Pour finir, nous remarquerons que l'ensemble du dispositif optique est simple et le speckle ainsi mesuré en champ libre porte toutes les informations de modifications de l'onde optique par le milieu. Comme nous allons le voir dans le prochain chapitre, le speckle permet donc d'observer des modifications de diffusion dans les milieux ou de différencier des milieux selon leur constitution.

CHAPITRE 3

Evolution du speckle avec la diffusion. Applications

3.1 Introduction

Nous présentons dans ce chapitre les résultats obtenus et les diverses applications qui peuvent en découler. Dans le cas de speckle produit en transmission, nous mettons en évidence l'évolution de la taille des grains de speckle des milieux que nous avons caractérisés dans le chapitre précédent, en fonction de la longueur d'atténuation. Nous proposons alors une méthode pour distinguer les milieux selon la taille des particules qui les composent. Nous verrons comment les différents résultats que nous avons obtenus peuvent être appréhendés d'un point de vue théorique.

En effet, comme nous l'avons vu précédemment, la taille des grains de speckle produits par une surface rugueuse peut se calculer facilement. Dans ce chapitre nous allons voir comment nous pouvons prévoir simplement l'évolution de la taille des grains de speckle lorsque la diffusion du milieu augmente et nous nous intéresserons à l'effet de la taille des particules diffusantes. Pour cela nous allons calculer les profils de l'intensité lumineuse transmise sur les faces de la cuve. La méthode de Monte Carlo permet la détermination de ces profils de diffusion en calculant les trajectoires dans le milieu d'un grand nombre de photons.

Enfin, nous exposerons les résultats obtenus dans le cas de speckle généré par réflexion diffuse sur un milieu diffusant liquide. Dans le cadre d'une application importante pour la prévention des effets du diabète nous mettrons en évidence une corrélation entre l'ajout de glucose dans un milieu diffusant et la taille du grain de speckle.

3.2 Evolution de la taille des grains de speckle en fonction de la diffusion en transmission

Dans cette partie, nous mesurons l'effet de la diffusion du lait demi-écrémé et écrémé puis des billes de polystyrène sur la taille des grains de speckle.

Nous employons une configuration de montage en transmission présenté figure 2.6 avec :

$$D = 36 \text{ cm,}$$

$$\theta = 5^\circ,$$

$$L = 2 \text{ cm et}$$

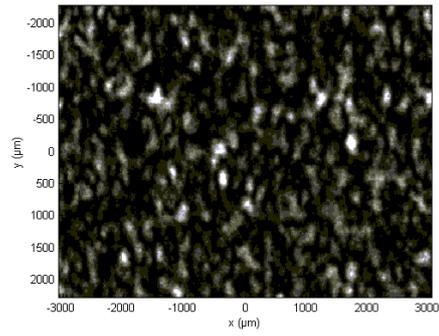
Temps d'acquisition : 1/1000 sec

3.2.1 Lait demi-écrémé

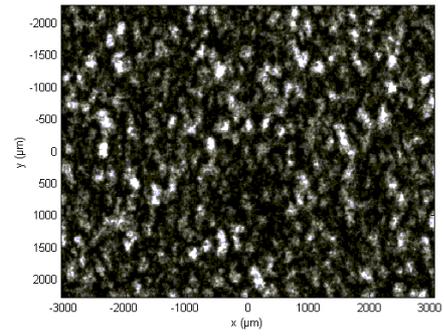
Le milieu étudié en premier est le lait demi-écrémé. Nous augmentons progressivement la diffusion du milieu en augmentant la concentration de lait : entre deux mesures, le coefficient de diffusion augmente de $\Delta\mu_s = 0,27 \text{ cm}^{-1}$ ($\Delta I_s = 0,54$).

Pour ce milieu, et afin de bien présenter les caractéristiques du speckle que nous obtenons lors de nos manipulations, nous exposons les images de speckle et les histogrammes d'intensité.

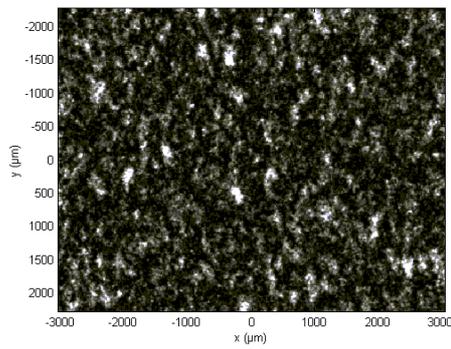
L'évolution des images de speckle en fonction de la longueur d'atténuation est présentée figure 3.1 pour les longueurs d'atténuation 0,54, 2,16, 3,78, 5,4, 7,02 et 8,64. Nous observons une diminution de la taille des grains lorsque la longueur d'atténuation augmente.



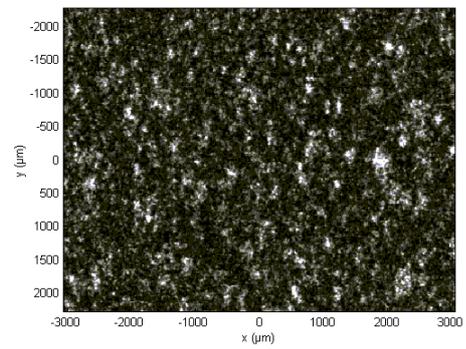
$$l_s = 0,54$$



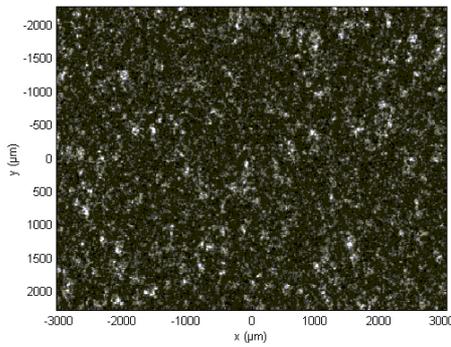
$$l_s = 2,16$$



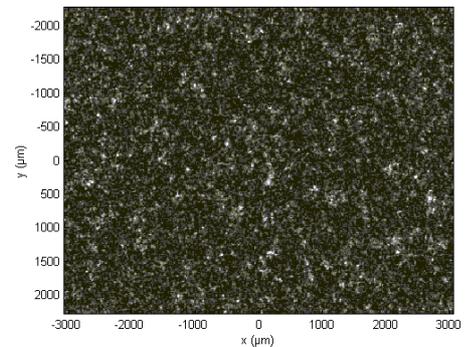
$$l_s = 3,78$$



$$l_s = 5,4$$



$$l_s = 7,02$$



$$l_s = 8,64$$

Figure 3.1 : Evolution du speckle avec la diffusion pour du lait demi-écrémé.

Nous mesurons dx^m et nous obtenons la courbe de la figure 3.2 :

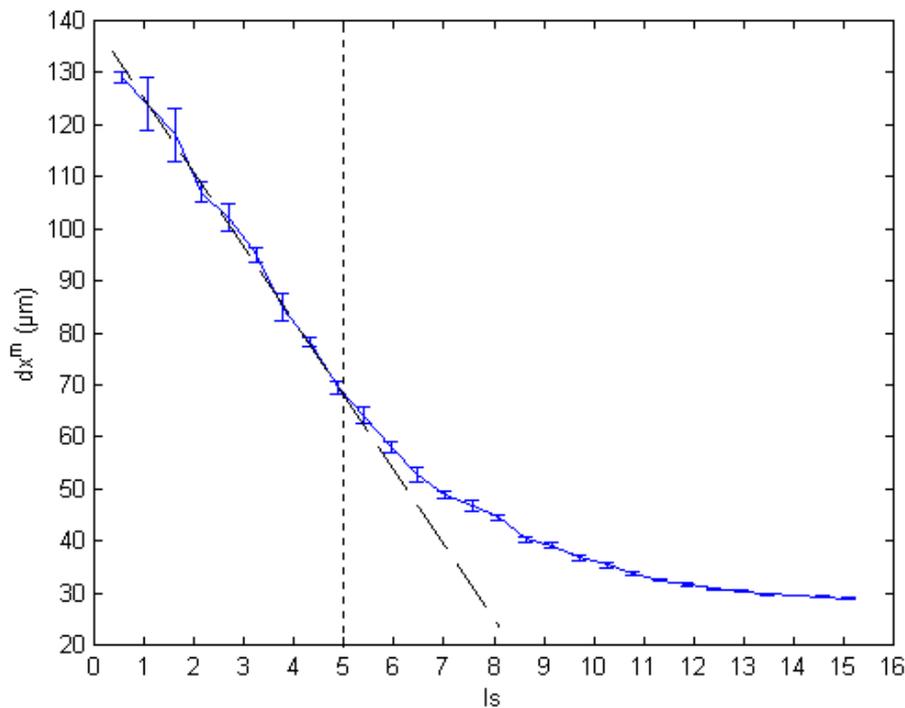


Figure 3.2 : dx^m en fonction de l_s , lait demi-écrémé.

Nous pouvons remarquer que la taille des grains diminue linéairement quand la diffusion augmente pour $l_s < 5$. L'ajustement linéaire de cette partie donne alors :

$$dx^m = -14l_s + 139$$

Et inversement nous pouvons déduire la longueur d'atténuation du milieu si $l_s < 5$, donc si $dx^m > 70 \mu\text{m}$:

$$l_s = \frac{139 - dx^m}{14}$$

En transmission, Sergey S. Ulyanov a montré que la taille des grains de speckle diminue avec la diffusion lorsque cette dernière est faible [3.1].

[3.1] S.S. Ulyanov, **Speckled speckles statistics with a small number of scatterers**, *Proceedings of SPIE*, Vol. 4242, 254-265 (2001).

Ce chercheur considère que dans un milieu diffusant se produit un processus de formation de « speckled speckle » (concept introduit par David L. Fried en 1981 [3.2]), c'est à dire que la lumière diffusée par une couche du milieu est diffusée par la couche suivante.

Afin de modéliser ce phénomène, il place sur le trajet du faisceau laser plusieurs écrans diffusants et mesure la taille des grains de speckle. Il a ainsi montré que la taille des grains diminue lorsque le nombre d'écrans augmente. Cependant l'évolution linéaire de la taille des grains quand la diffusion est faible et qu'elle augmente n'a pas été mise en évidence lors de ces expériences.

Si maintenant nous mesurons dy^m , nous obtenons la courbe de la figure 3.3 :

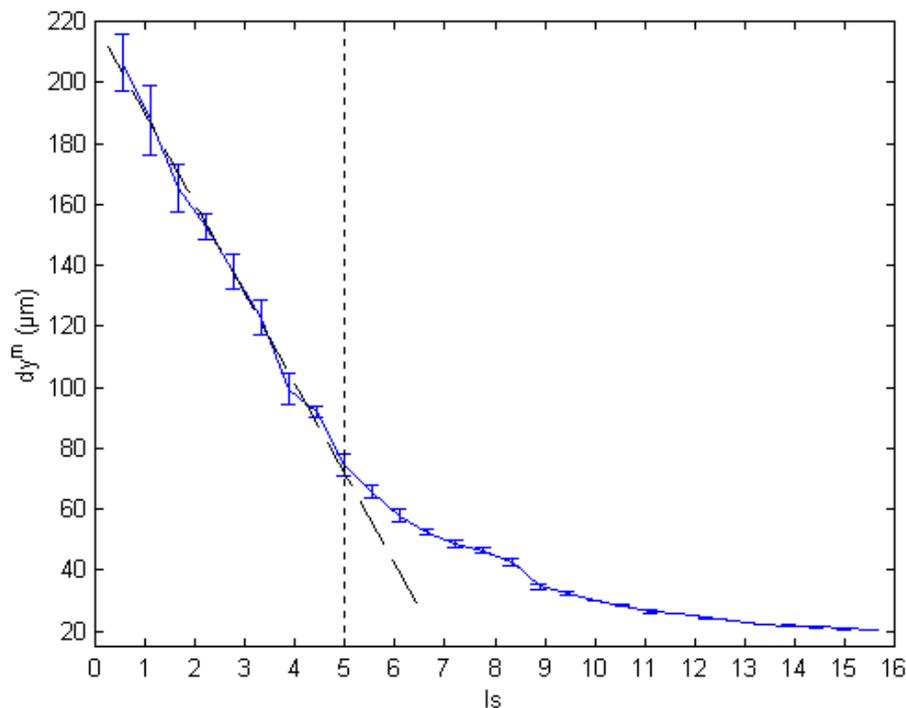


Figure 3.3 : dy^m en fonction de l_s , lait demi-écrémé.

Pour $l_s < 5$, l'ajustement linéaire donne :

$$dy^m = -30l_s + 219$$

[3.2] D.L. Fried, **Laser eye safety: the implications of ordinary speckle statistics and of speckled-speckle statistics**, *J. Opt. Soc. Am.*, Vol. 71, No. 7, 914-916 (1981).

et pour $dy^m > 75 \mu\text{m}$:

$$l_s = \frac{219 - dy^m}{30}$$

Soit a^m la valeur absolue du coefficient directeur de la droite obtenue pour l'ajustement linéaire. Ici nous avons $a^m = 30$.

Lorsque $l_s > 5$ nous pouvons remarquer que la variation de la taille des grains de speckle en fonction de l_s est faible. La taille des grains de speckle tend vers une valeur constante.

Nous pouvons aussi représenter l'évolution du contraste, C , en fonction de la diffusion (Figure 3.4).

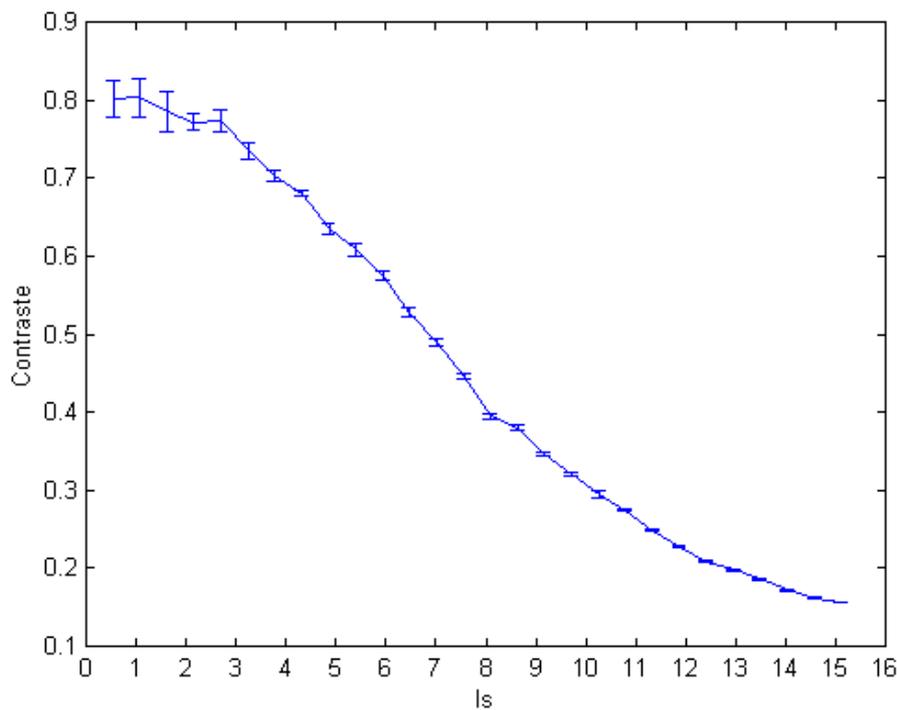


Figure 3.4 : Evolution du contraste en fonction de l_s .

Si nous traçons maintenant $-\ln(C)$ en fonction de l_s , nous obtenons la courbe de la figure 3.5 :

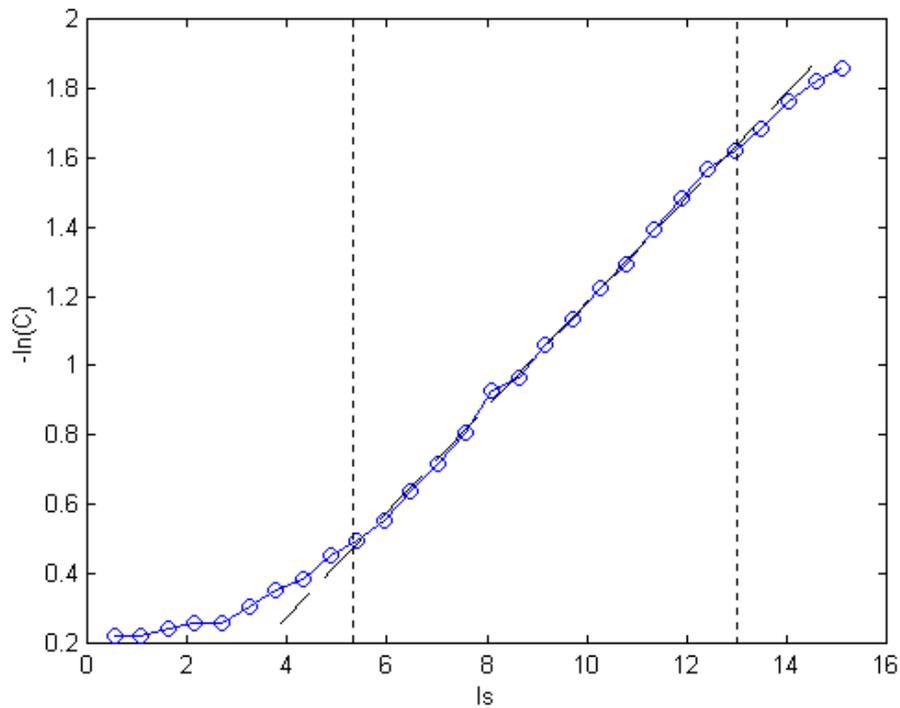


Figure 3.5 : Evolution de $-\ln(C)$ en fonction de l_s . Lait demi-écrémé.

Pour $5,40 < l_s < 13$, $-\ln(C)$ augmente linéairement avec l_s et l'ajustement linéaire de cette partie donne :

$$-\ln(C) = 0.153l_s - 0.342$$

et inversement :

$$l_s = \frac{0.342 - \ln(C)}{0.153}$$

- Histogramme de répartition de l'intensité

Nous avons également tracé les histogrammes de répartition de l'intensité. La figure 3.6 nous montre celui obtenu pour $l_s = 0,54$.

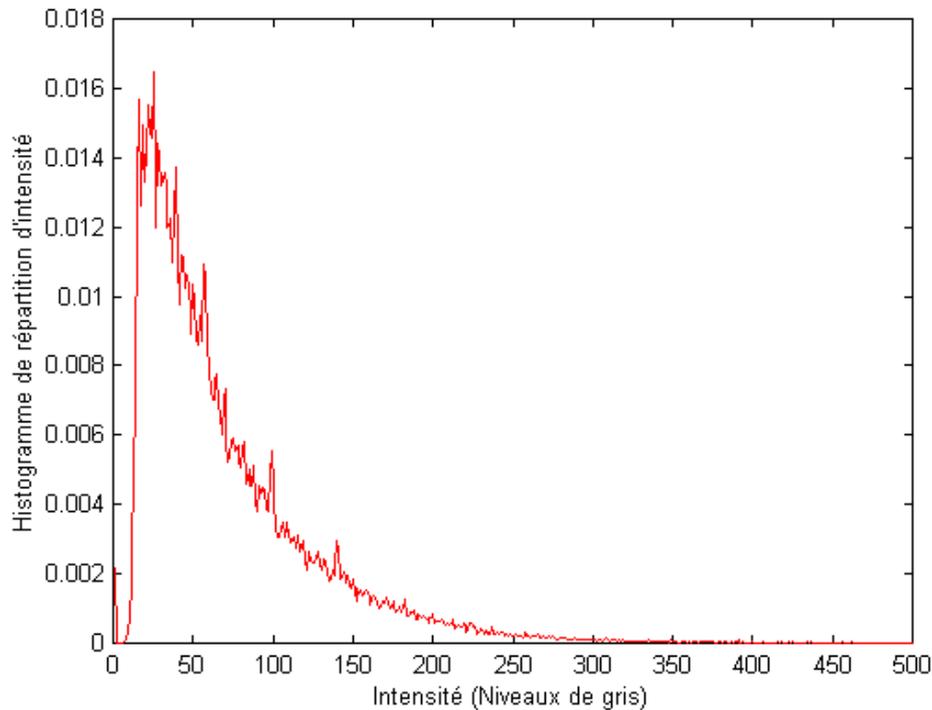


Figure 3.6 : Histogramme de répartition de l'intensité,
 $l_s = 0,54$.

Comme nous l'avons vu précédemment pour une surface métallique, malgré la soustraction d'une « image de noir » due au courant de noir de la caméra CCD, l'histogramme présente un léger décalage. En effet, bien que nous utilisions un temps d'acquisition court, le moyennage spatial dû au mouvement du speckle apporte une source d'erreur supplémentaire.

Remarque :

La simulation par la méthode de Monte Carlo (qui sera exposée plus tard) de la distribution des chemins optiques suivis par les photons nous permet de constater, au moins dans le cas du lait pour les longueurs d'atténuation employées, que les différences de chemins optiques des photons n'excèdent pas la longueur de cohérence de 20 cm du laser. Nous considérons donc que les effets de décohérence ne modifient pas l'histogramme (voir chapitre 1, paragraphe 1.2.1).

En suivant la même procédure employée pour traiter l'histogramme de speckle de la surface diffusante (voir chapitre 2, paragraphe 2.3.3), nous supprimons ce décalage en soustrayant 12 niveaux de gris supplémentaires à l'image de speckle. Nous obtenons,

$M = 1,03$ et nous pouvons calculer d'après, Eq.(1.7), la fonction de densité gamma s'approchant de l'histogramme (Figure 3.7) :

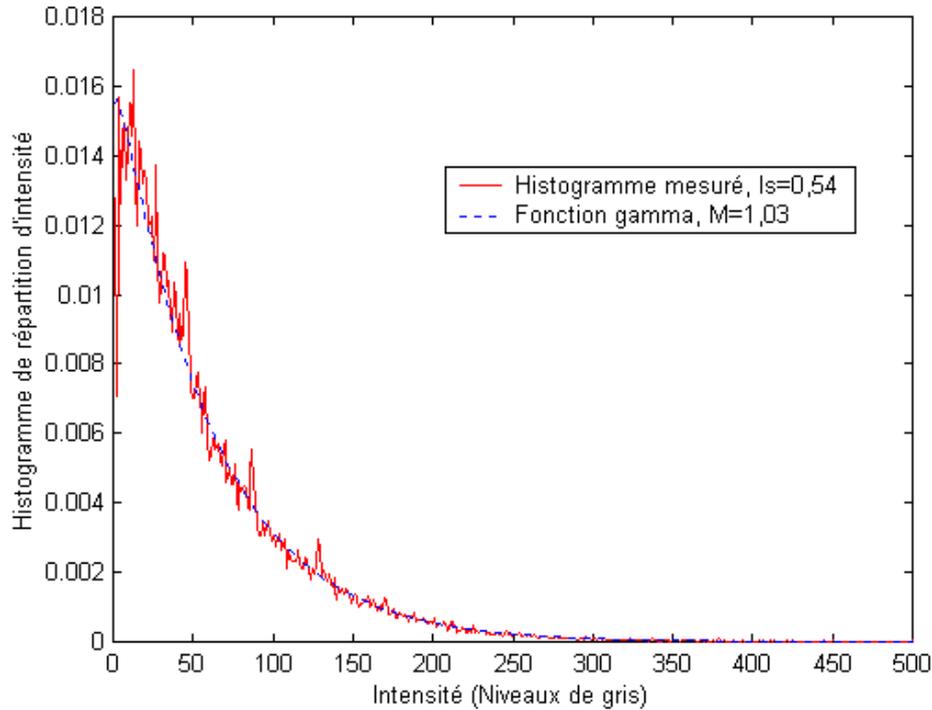


Figure 3.7 : Histogramme de répartition décalé et fonction gamma.

En effectuant la même manipulation pour les histogrammes obtenus pour $l_s = 4,32$ (décalage : 27 niveaux de gris) et $l_s = 8,10$ (décalage : 70 niveaux de gris), nous obtenons les histogrammes et les fonctions gamma de la figure 3.8 :

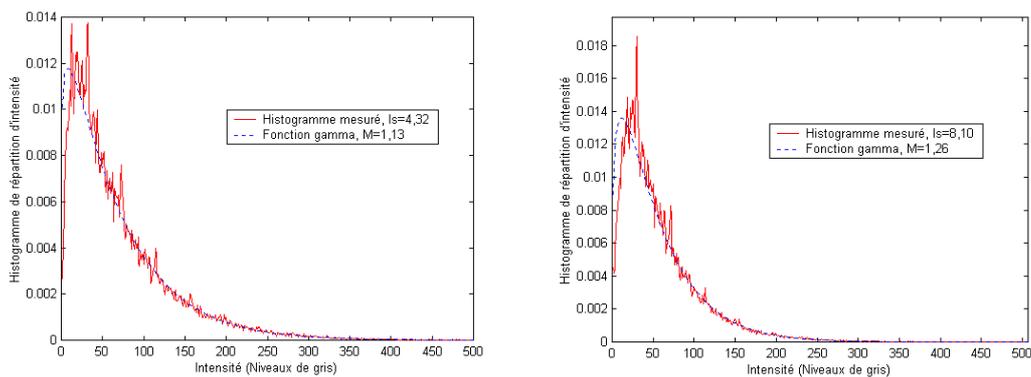


Figure 3.8 : Histogrammes décalés et fonctions gamma pour $l_s = 4,32$ et $l_s = 8,10$.

Notamment pour des valeurs d'intensité suffisamment élevées, la fonction de densité gamma permet de décrire correctement l'histogramme de répartition d'intensité. En retranchant un fond continu nous retrouvons des valeurs de M proche de 1.

Nous retrouvons ainsi les propriétés statistiques de l'intensité du speckle obtenu pour des surfaces métalliques.

3.2.2 Lait écrémé

La figure 3.9 donne les résultats obtenus pour la mesure de dy^m en fonction de l_s .

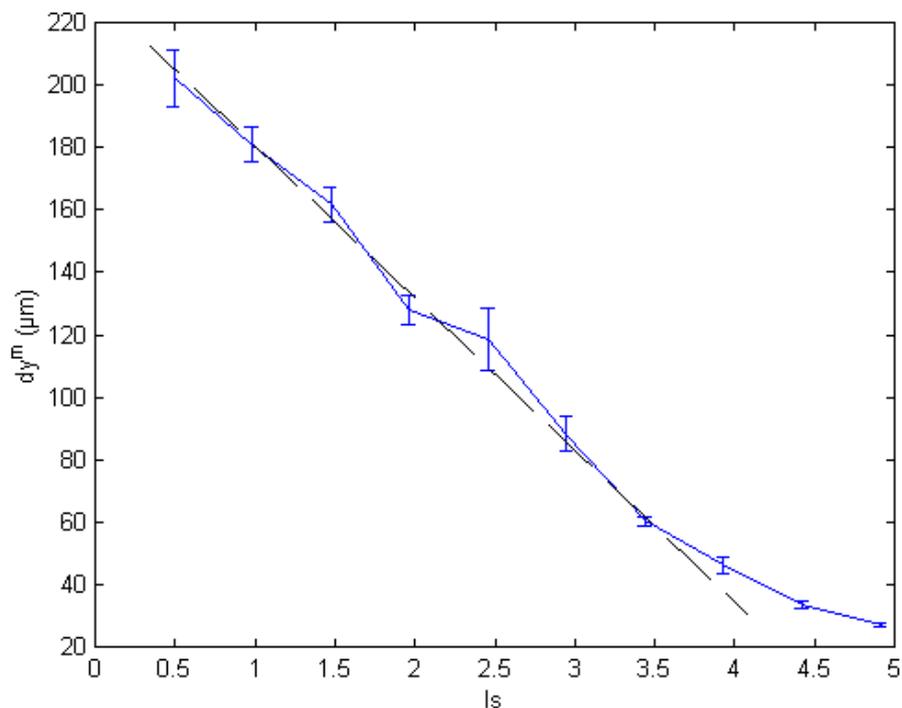


Figure 3.9 : dy^m en fonction de l_s . Lait écrémé.

L'ajustement linéaire pour $l_s < 3,4$ est :

$$dy^m = -48l_s + 228$$

Par conséquent, dans le cas du lait écrémé, le paramètre a^m (ici : $a^m = 48$) est plus élevé que dans le cas du lait demi-écrémé (où $a^m = 30$). Par conséquent pour une même longueur d'atténuation, le speckle est plus petit.

Dans le même temps, le contraste est plus faible. La figure 3.10 montre le contraste mesuré en fonction de l_s .

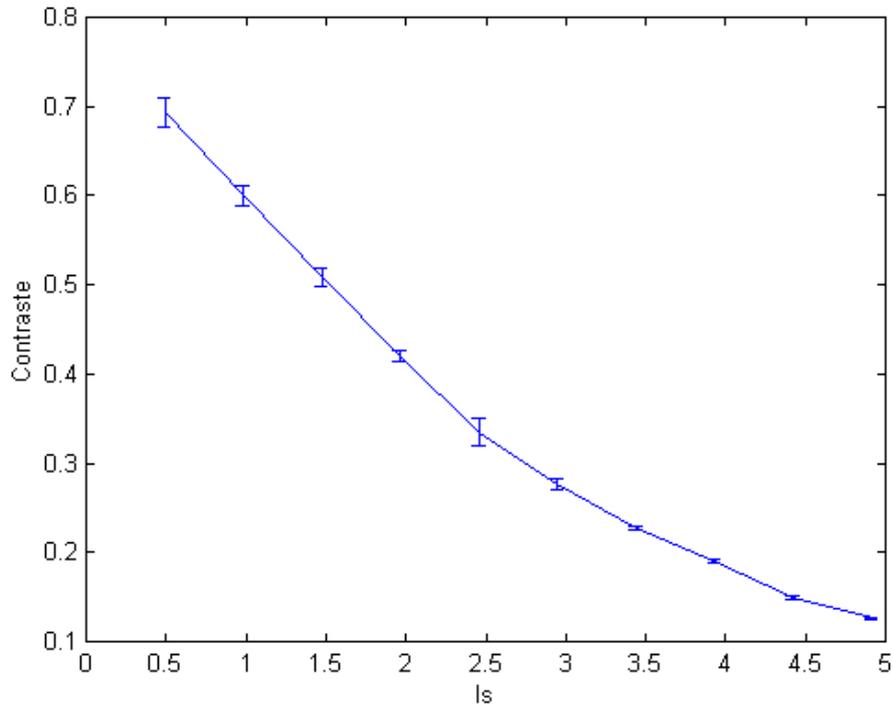


Figure 3.10 : Contraste en fonction de l_s , lait écrémé.

Les différences de résultat obtenues avec les deux types de lait peuvent être engendrées par la différence de répartition de la taille des particules diffusantes présentes dans chacun de ces deux milieux. Nous avons effectivement remarqué, dans le chapitre 1 (paragraphe 2.2.1), que les diffuseurs du lait écrémé sont principalement les micelles de caséines. Ces particules sont de petites dimensions par rapport aux particules de gras présentes en supplément dans le lait demi-écrémé. Pour mettre en évidence l'effet de la dimension des diffuseurs sur a^m , nous avons mesuré la taille des grains de speckle des échantillons de billes de polystyrène de diamètres différents que nous avons caractérisés au chapitre précédent (paragraphe 2.2.3).

3.2.3 Billes calibrées

Les mesures de dy^m en fonction de l_s ont été effectuées pour les billes de polystyrène 0,02, 0,53, 1,44, 3,17 et 6,36 μm de diamètre. Les résultats sont présentés avec leurs ajustements linéaires sur la figure 3.11.

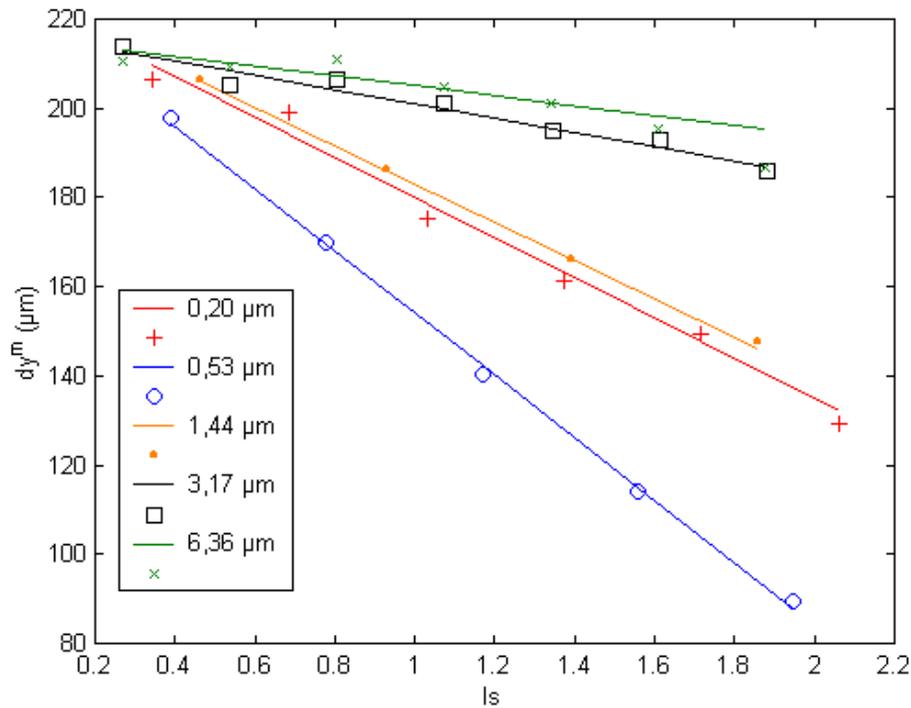


Figure 3.11 : dy^m en fonction de l_s pour les billes de polystyrène de différents diamètres et ajustements linéaires (traits pleins).

Nous obtenons pour les différents diamètres \varnothing , les droites suivantes pour $l_s < 2$:

$$\varnothing = 0,20 \mu\text{m}: dy^m = -45l_s + 225$$

$$\varnothing = 0,53 \mu\text{m}: dy^m = -70l_s + 224$$

$$\varnothing = 1,44 \mu\text{m}: dy^m = -43l_s + 226$$

$$\varnothing = 3,17 \mu\text{m}: dy^m = -16l_s + 217$$

$$\varnothing = 6,36 \mu\text{m}: dy^m = -11l_s + 216$$

- Billes de diamètre compris entre 0,53 μm et 6,36 μm

Nous remarquons que, pour $0,53 \mu\text{m} \leq \varnothing \leq 6,36 \mu\text{m}$, le paramètre a^m décroît. Par conséquent, l'évolution de la taille des grains de speckle en fonction de la diffusion est différente selon la taille des particules présentes dans le milieu. Pour une longueur d'atténuation donnée la taille des grains de speckle sera d'autant plus petite que la taille des particules diffusantes est petite. Le phénomène est particulièrement marqué pour des diamètres compris entre 0,53 μm et 3,17 μm .

- Billes de 0,20 μm de diamètre

L'observation précédente n'est plus vraie pour les billes de 0,20 μm de diamètre. En effet, pour $\varnothing = 0,20 \mu\text{m}$ et $\varnothing = 1,44 \mu\text{m}$, les résultats de l'ajustement linéaire sont similaires. Par conséquent, lorsque le diamètre des billes n'est pas compris entre 0,53 μm et 6,36 μm ce qui a été précédemment remarqué n'est plus vrai : deux milieux constitués de particules de tailles différentes peuvent produire pour une même longueur d'atténuation des grains de speckle de taille similaire. Cependant en faisant intervenir un deuxième paramètre, nous pouvons toutefois les distinguer. Nous avons donc mesuré le contraste dont l'évolution en fonction de la diffusion est donnée figure 3.12. Nous observons effectivement pour les billes de 0,20 μm de diamètre que le contraste mesuré est faible comparativement aux mesures obtenues avec les autres billes.

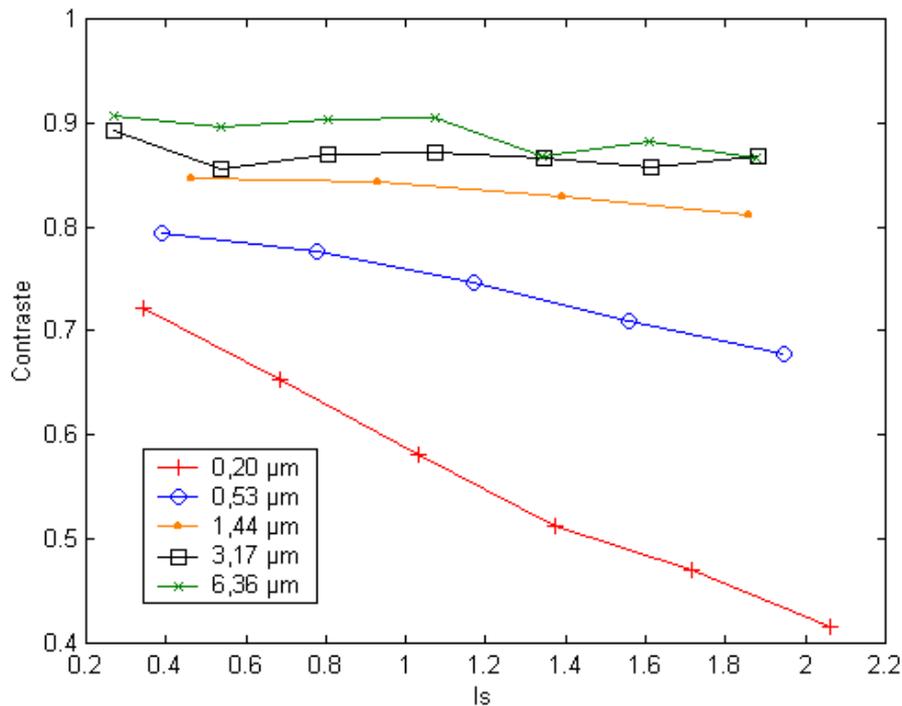


Figure 3.12 : Evolution du contraste en fonction de l_s pour les billes de polystyrène.

Ces dernières constatations permettent d'expliquer les différences d'évolution du speckle en fonction de la diffusion pour les deux sortes de lait qui ont été précédemment employées. Les paramètres a^m et les mesures de contraste permettent effectivement de conclure à une proportion plus importante de petites particules dans le lait écrémé.

- Conclusion

Finalement, des mesures précédentes nous pouvons dire que lorsque le contraste est élevé ($C > 0,8$), la taille des grains de speckle permet de discriminer les milieux que nous avons étudiés selon la taille des particules qu'ils contiennent. Lorsque deux milieux génèrent des grains de speckle de taille identique, la mesure de contraste peut permettre de les distinguer.

- Remarque :

La dépendance de la taille des particules d'un milieu diffusant sur la taille des grains de speckle a été mise en évidence par Marzo Giglio, Marina Carpineti, Alberto Vailati et Dorian Broglio [3.3]. Ces chercheurs ont effectué des mesures en champ proche sur des couches de milieux minces. En champ lointain, la dimension du milieu éclairé est la même quelles que soient les particules et dépend uniquement de la taille du faisceau incident. Le théorème de Van Cittert-Zernike est appliqué et la dimension des grains de speckle dépend uniquement de la dimension de l'éclairage incident. C'est ce que nous avons vu dans le chapitre 1 où nous avons montré que la taille des grains de speckle générés par une surface diffusante dépendait uniquement de la dimension de la surface éclairée et en aucune manière des caractéristiques de diffusion de la surface. En se plaçant en champ proche, il faut par contre considérer une surface éclairée effective « vue » par le détecteur (voir figure 3.13). Cette surface est plus petite que la surface totale éclairée par le faisceau laser et dépend par contre des caractéristiques de diffusion du milieu.

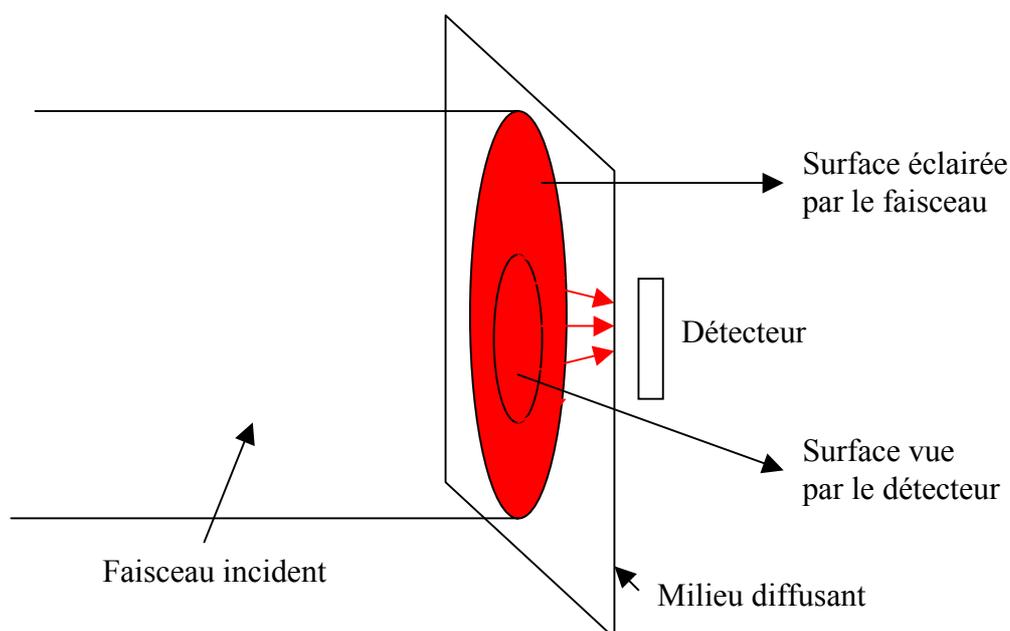


Figure 3.13 : Surface éclairée par le faisceau et surface « vue » par le détecteur.

[3.3] M. Giglio, M. Carpineti, A. Vailati and D. Brogioli, **Near-field intensity correlation of scattered light**, *Applied Optics*, Vol. 40, No.24, 4036-4040 (2001).

Pour notre part, le faisceau parcourt une certaine distance dans le milieu. Nous considérons alors un élargissement du faisceau provoqué par la diffusion. Les dimensions de la répartition lumineuse en sortie de cuve dépend donc des caractéristiques de diffusion du milieu.

Dans le paragraphe suivant, afin de modéliser l'évolution de la taille des grains de speckle en fonction des paramètres de la diffusion, nous calculerons cette répartition lumineuse à partir de laquelle nous déterminerons une fonction d'autocovariance théorique du champ de speckle et une taille théorique de grain de speckle.

3.3 Simulation de la diffusion par la méthode de Monte Carlo

3.3.1 Principe

La méthode de Monte Carlo consiste à calculer les trajectoires d'un très grand nombre de photons à travers un milieu diffusant. Chaque chemin suivi par les photons est déterminé par les fonctions de densité de probabilité dérivant des propriétés de base de diffusion et d'absorption du milieu. Ainsi, grâce à la méthode de Monte Carlo, un programme en Fortran, développé au laboratoire, simule la migration des photons à travers le milieu et nous donne le profil d'intensité de la lumière transmise par le milieu diffusant dont nous connaissons les paramètres (tailles des particules, indices de réfraction, coefficient de diffusion, dimension du faisceau laser incident, dimensions du milieu diffusant...). Cette simulation numérique donne une résolution statistique de l'équation du transfert radiatif (ETR) (Eq.(1.18) dans le chapitre 1, paragraphe 1.3.1).

La diffusion d'une particule est considérée comme un événement aléatoire. Afin de réaliser une simulation de Monte Carlo, il est nécessaire de simuler d'une part la distance γ entre deux diffusions successives et d'autre part la direction du photon diffusé, laquelle est repérée par deux angles α et φ (Figure 3.14).

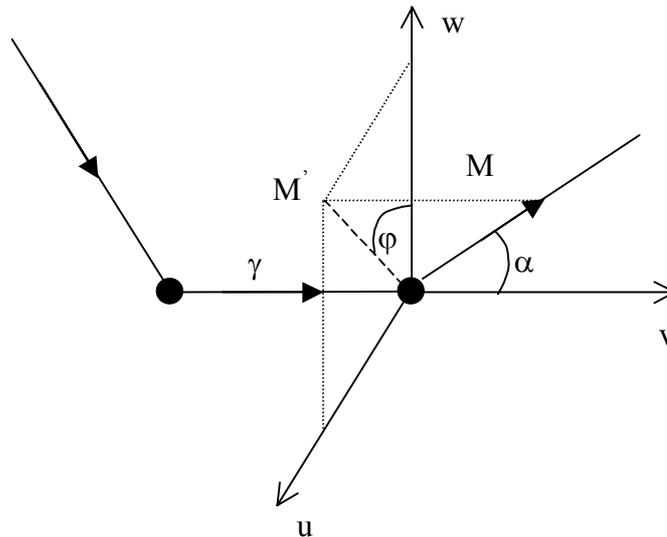


Figure 3.14 : Représentation de γ , α et φ .
 (u, v, w) : repère orthonormé
 M' : projection de M dans le plan (u, w) .

Le plan de diffusion est alors défini par la direction de propagation de l'onde diffusée et la direction dans laquelle est observée la diffusion. Dans ce plan, l'angle α désigne l'angle entre les directions de l'onde incidente et de l'onde diffusée.

3.3.2 Simulation des paramètres γ , α et φ

- Simulation de la distance γ entre deux diffusions

La loi de distribution de la variable aléatoire γ représentant la distance entre deux diffusions successives est de la forme [3.4] :

$$f(\gamma) = \mu_s \exp(-\mu_s \gamma)$$

$$P(\gamma > L) = \int_L^{\infty} \mu_s \exp(-\mu_s \gamma) d\gamma = \exp(-\mu_s L)$$

[3.4] G.I Marchuk, G.A. Mikhailov, M.A. Nazaratiev, R.A. Darbinjan, B.A. Kargin, B.S. Elepov, **The Monte Carlo Methods in Atmospheric Optics**, Springer Series in Optical Sciences, Vol.12, Berlin, Heidelberg, New York: Springer-Verlag, 1980.

$P(\gamma > L)$ est bien l'atténuation relative d'un faisceau pour une traversée de milieu d'épaisseur L .

La fonction de répartition devient :

$$F(\gamma) = 1 - \exp(-\mu_s \gamma)$$

Par tirage aléatoire de $F(\gamma)$ selon une loi uniforme entre 0 et 1, nous obtenons :

$$\gamma = -\frac{\ln(1 - F(\gamma))}{\mu_s}$$

- Simulation de l'angle de diffusion α

La simulation de l'angle α nécessite la connaissance du coefficient angulaire normalisé de diffusion $\bar{\beta}(\alpha)$, (déjà introduite avec l'ETR au chapitre 1, paragraphe 1.3.1). Elle est définie comme étant la probabilité de diffusion d'un photon par unité d'angle solide.

Les équations présentées dans la suite et qui permettent de déterminer $p(\alpha)$ sont fournies par l'ouvrage d'André Morel, « Diffusion de la lumière par les eaux de mer. Résultats théoriques et expérimentaux » [2.4].

Soit I_0 l'intensité de la lumière incidente, monochromatique se propageant sous la forme d'une onde plane (nous considérons que nous avons un pinceau de lumière parallèle). L'intensité de la lumière diffusée dans une direction repérée par les deux angles α et φ , à une distance d supposée grande de la particule est donnée par :

$$I(\alpha, \varphi) = \frac{I_0}{k^2 d^2} G(\alpha, \varphi)$$

$G(\alpha, \varphi)$ est une fonction sans dimension de la direction repérée par deux angles α et φ , et k est le nombre d'onde ($k = \frac{2\pi}{\lambda}$).

Dans le cas de particules isotropes sphériques et optiquement inactives, le phénomène de diffusion possède une symétrie de révolution autour de la direction de propagation de l'onde incidente. Alors seul l'angle α intervient.

La théorie de Mie nous donne la relation :

$$I(\alpha) = I_0 \frac{1}{k^2 d^2} \left(\frac{i_1(\alpha) + i_2(\alpha)}{2} \right)$$

$i_1(\alpha)$ et $i_2(\alpha)$ sont les fonctions d'intensité. Ce sont des quantités sans dimension, obtenues en prenant le carré des modules des amplitudes complexes $S_1(\alpha)$ et $S_2(\alpha)$; l'indice 1 se rapportant à la vibration perpendiculaire au plan de diffusion, et l'indice 2 à la vibration dans le plan de diffusion.

Nous définissons alors la quantité $q(\alpha)$, qui peut être interprétée comme le flux diffusé par une particule, par unité d'angle solide, dans une direction α , rapporté au flux incident sur la section géométrique πr^2 :

$$q(\alpha) = \frac{1}{2\pi\eta^2} (i_1(\alpha) + i_2(\alpha))$$

où η est le paramètre de taille relative, $\eta = \frac{2\pi r}{\lambda}$, r est le rayon géométrique de la particule et λ la longueur d'onde dans le milieu.

L'intégration étendue à tout l'espace de $q(\alpha)$ donne le coefficient d'efficacité Q_s pour la diffusion que nous avons déjà introduit au premier chapitre pour le calcul de μ_s (Eq.(1.17)).

$$Q_s = \iint_{4\pi} q(\alpha) d\Omega$$

Nous pouvons alors définir le coefficient angulaire de diffusion, pour N particules sphériques identiques de rayon r contenues dans l'unité de volume :

$$\beta(\alpha) = N\pi r^2 q(\alpha)$$

$$\beta(\alpha) = N \frac{\lambda_m^2}{8\pi^2} (i_1(\alpha) + i_2(\alpha))$$

La fonction de phase est alors donnée par :

$$p(\alpha) = \frac{4\pi q(\alpha)}{Q_s}$$

Et dans tous les cas :

$$\iint_{4\pi} p(\alpha) d\Omega \equiv 4\pi$$

Nous utilisons alors le coefficient angulaire normalisé :

$$\bar{\beta}(\alpha) = \frac{p(\alpha)}{4\pi} = \frac{q(\alpha)}{Q_s}$$

Nous avons la relation :

$$2\pi \int_0^{\pi} \bar{\beta}(\alpha) \sin\alpha d\alpha = 1$$

Par conséquent, la fonction :

$$F(\alpha) = 2\pi \int_0^{\alpha} \bar{\beta}(\alpha) \sin\alpha d\alpha$$

n'est autre que la fonction de répartition de l'angle α .

Un tirage uniforme de la valeur de $F(\alpha)$ entre 0 et 1, donne par inversion un échantillonnage de α .

- Calcul des fonctions d'intensité

La théorie de Mie nous permet de calculer les fonctions d'intensité $i_1(\alpha)$ et $i_2(\alpha)$. Elle fournit en effet la solution exacte pour les amplitudes complexes de l'onde diffusée qui en plus de l'angle α dépendent de η et de l'indice relatif m .

$$S_1(\eta, m, \alpha) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} (a_n \pi_n(\cos\alpha) + b_n \kappa_n(\cos\alpha))$$

$$S_2(\eta, m, \alpha) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} (b_n \pi_n(\cos\alpha) + a_n \kappa_n(\cos\alpha))$$

$i_1(\alpha)$ et $i_2(\alpha)$ sont obtenues, ensuite, en prenant le carré des modules des amplitudes complexes S_1 et S_2 .

Les fonctions π_n , κ_n , a_n , b_n sont exprimées par :

$$\pi_n(\cos\alpha) = \frac{1}{\sin(\alpha)} P_n'(\cos\alpha)$$

$$\tau_n(\cos\alpha) = \frac{d}{d\alpha} P_n'(\cos\alpha)$$

où P_n' est la dérivée première du polynôme de Legendre d'ordre P_n .

$$a_n = \frac{\psi_n'(m\eta)\psi_n(\eta) - m\lambda\psi_n(m\eta)\psi_n'(\eta)}{\psi_n'(m\eta)\zeta_n(\eta) - m\lambda\psi_n(m\eta)\zeta_n'(\eta)}$$

$$b_n = \frac{m\lambda\psi_n'(m\eta)\psi_n(\eta) - \psi_n(m\eta)\psi_n'(\eta)}{m\lambda\psi_n'(m\eta)\zeta_n(\eta) - \psi_n(m\eta)\zeta_n'(\eta)}$$

où :

ψ_n est la fonction de Ricatti-Bessel d'ordre n , ψ_n' sa dérivée première

ζ_n est la fonction de Ricatti-Hankel d'ordre n , ζ_n' sa dérivée première.

Les arguments sont η et $m\eta$ déjà définis.

Ces fonctions sont liées aux fonctions de Bessel et de Hankel d'ordre $n+1/2$ par :

$$\psi_n(x) = \left(\frac{\pi x}{2}\right)^{1/2} J_{n+1/2}(x)$$

$$\zeta_n(x) = \left(\frac{\pi x}{2}\right)^{1/2} H_{n+1/2}(x)$$

où :

$$H_n(x) = J_n - iY_n(x)$$

J_n et Y_n sont respectivement les fonctions de Bessel de première et de seconde espèce d'ordre n . H_n est la fonction de Hankel de même ordre.

En introduisant la fonction de Ricatti-Bessel de seconde espèce χ_n :

$$\chi_n = -\left(\frac{\pi x}{2}\right)^{1/2} Y_{n+1/2}(x)$$

$\zeta_n(x)$ s'exprime alors par :

$$\zeta_n(x) = \psi_n(x) + i\chi_n(x)$$

En pratique, il est possible de calculer ces séries, car à chaque ordre, les valeurs des fonctions a_n , b_n , π_n , κ_n peuvent être déduites des valeurs relatives aux ordres antérieurs, en utilisant les relations de récurrence établies pour les polynômes de Legendre et pour les fonctions de Bessel.

- Simulation de l'azimut φ

Comme nous l'avons vu précédemment, dans le cas d'une particule isotrope et sphérique, le phénomène de diffusion est à symétrie axiale, l'axe de symétrie étant la direction de propagation de l'onde incidente.

La loi de distribution de φ est alors uniformément distribuée entre 0 et 2π .

3.3.3 Cas des particules polydispersées

Nous avons vu que le milieu diffusant que nous utilisons, le lait, comporte une distribution de taille de particules. Nous considérerons que ces particules sont de même forme (sphérique en l'occurrence) et de même nature donc de même indice.

Soit $F(\eta)$ la fonction de distribution correspondant à une fréquence ou probabilité d'apparition : si la totalité de la population comporte N particules dont les tailles varient de zéro à l'infini (ou d'une taille minimale η_m à une taille maximale η_M) la quantité :

$$\frac{1}{N} \int_{\eta_1}^{\eta_2} F(\eta) d\eta$$

est la probabilité relative d'apparition des particules dont le paramètre de taille est compris entre η_1 et η_2 .

Le coefficient de diffusion normalisé est calculé par :

$$\bar{\beta}(\alpha) = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{\int_{\eta_m}^{\eta_M} F(\eta) i_1(\alpha, \eta) d\eta}{\int_{\eta_m}^{\eta_M} F(\eta) Q_s(\eta) \eta^2 d\eta} + \frac{\int_{\eta_m}^{\eta_M} F(\eta) i_2(\alpha, \eta) d\eta}{\int_{\eta_m}^{\eta_M} F(\eta) Q_s(\eta) \eta^2 d\eta} \right)$$

3.3.4 Profil de la lumière transmise

Nous cherchons à obtenir le profil de la lumière transmise sur la face de sortie de la cuve. Pour cela, nous allons utiliser la méthode de Monte Carlo décrite précédemment.

Cependant, dans un premier temps, nous allons vérifier que dans notre cas, cette méthode permet bien de modéliser des profils de diffusion. Nous avons donc mesuré des profils de lumière transmise le plus près possible de la face de la cuve, pour plusieurs longueurs d'atténuation, et nous les avons ensuite comparés aux profils obtenus par simulation.

Afin de mesurer les profils de diffusion, nous avons employé une barrette CCD dont les caractéristiques sont les suivantes :

Nombre de pixels : 2048

Dimensions des pixels : $14 \mu\text{m} \times 200 \mu\text{m}$

Longueur du capteur : 28,67 mm

Le signal délivré par le capteur est visualisé sur un oscilloscope et est ensuite moyenné.

Le schéma du montage est montré figure 3.15, où $L = 2$ cm et $l = 1,3$ cm.

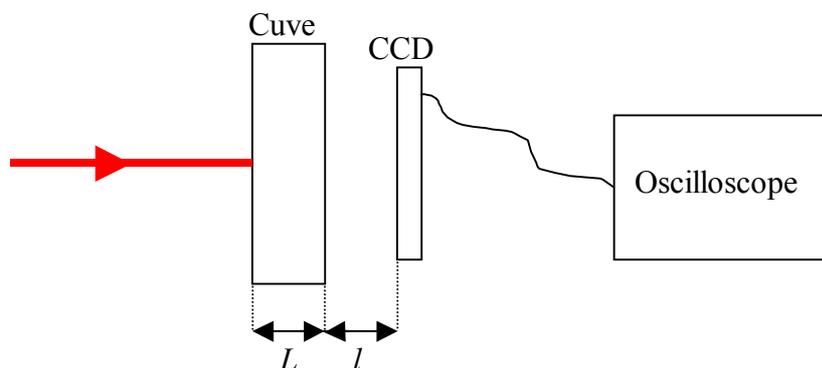


Figure 3.15 : Montage utilisé pour la mesure de profil de diffusion.

Les profils d'intensité sont simulés en tenant compte des paramètres expérimentaux (longueur de cuve L , longueur d'onde, dimension du faisceau incident). Le milieu diffusant est caractérisé par son coefficient de diffusion, l'indice de réfraction et le diamètre des particules. Nous noterons que la distribution des tailles de particules utilisée pour la simulation est celle présentée chapitre 2 (Figure 2.1). Il s'agit d'une distribution typique de particules pour du lait U.H.T écrémé, mais ne correspond peut être pas exactement à celle utilisée dans nos manipulations. L'indice relatif des particules diffusantes du lait par rapport à l'eau est fixé à 1,1 [22].

Les profils obtenus expérimentalement et les profils simulés sont respectivement donnés sur la figure 3.16 sur la figure 3.17.

Les profils sont normalisés par rapport à leurs surfaces. Bien que des défauts apparaissent sur la forme des profils mesurés, les valeurs des maximums et des bases ainsi que leurs évolutions avec la longueur d'atténuation, sont proches pour les profils mesurés et simulés. Nous pouvons donc souligner une bonne correspondance entre la simulation et la mesure.

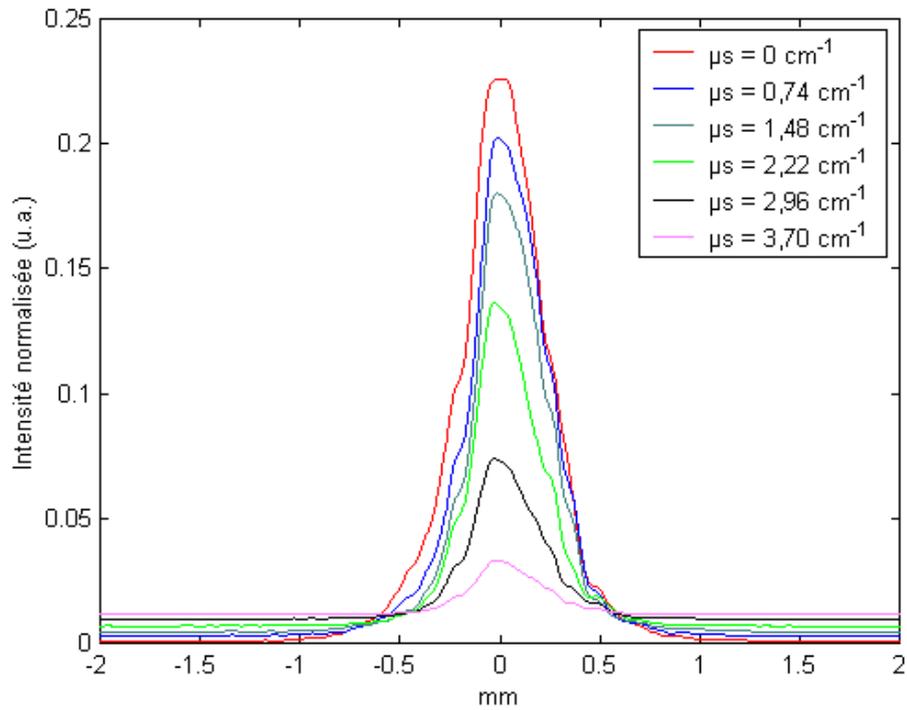


Figure 3.16 : Profils expérimentaux de la lumière transmise pour plusieurs longueurs d'atténuation.

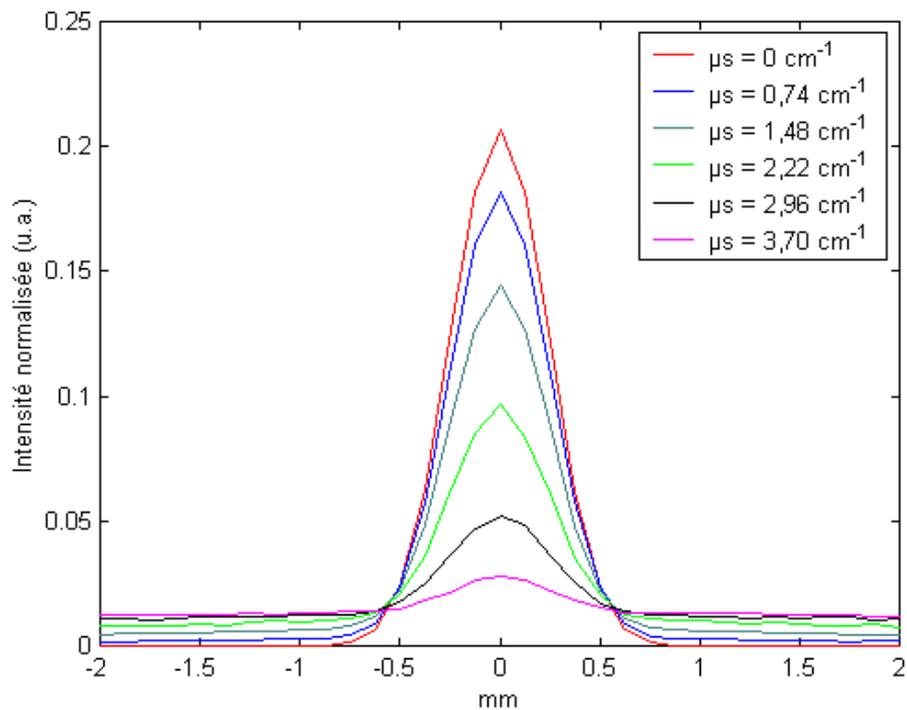


Figure 3.17 : Profils simulés de la lumière transmise pour plusieurs longueurs d'atténuation..

3.4 Calcul de la taille des grains à partir des profils de lumière transmise

3.4.1 Méthodologie

De la même manière que nous avons obtenu les profils de la lumière transmise à une distance de 1,3 cm de la face de sortie de la cuve, nous calculons les profils d'intensité au niveau de la face de cette cuve ($l = 0$ cm).

Soit $P(u)$ un profil d'intensité obtenu. Par analogie avec les surfaces diffusantes nous allons calculer l'autocovariance normalisée du speckle, à partir du profil selon l'expression :

$$c_l^c(x) = \left| \frac{\int_{-\infty}^{\infty} P(u) \exp \left[i \frac{2\pi}{\lambda z} (ux) \right] du}{\int_{-\infty}^{\infty} P(u) du} \right|^2$$

avec $z = D$, distance CCD-cuve.

Nous employons ici la méthode utilisée au chapitre 2 paragraphe 2.2.3 pour déterminer la taille du grain de speckle produit par une surface diffusante connaissant le profil de l'éclairement. Cependant, $P(u)$ correspond cette fois à la répartition spatiale de la lumière transmise par le milieu diffusant.

Nous appellerons d^c la largeur à mi-hauteur de $c_l^c(x)$. L'objectif de ce paragraphe est donc de comparer la taille de grain calculée et donnée par d^c à la taille du grain de speckle donnée par dy^m .

Cependant, l'effet de l'angle θ d'observation, n'est pas pris en compte dans le calcul de $c_l^c(x)$, or nous avons effectué nos mesures pour $\theta = 5^\circ$. C'est pourquoi, compte tenu des courbes caractérisant l'évolution de la taille des grains de speckle selon une coupe horizontale ou verticale du grain (respectivement dx^m , et dy^m) en fonction de θ (figure 2.28 et 2.29 dans le chapitre 2), nous comparerons d^c à dy^m . En effet, notamment en faible diffusion, dy^m évolue peu avec θ (comparativement à dx^m) quand θ est faible (inférieur à 20°).

Nous considérerons alors que :

$$dy^m(\theta = 5^\circ) \sim dy^m(\theta = 0^\circ)$$

3.4.2 Lait écrémé

Les profils simulés pour le lait écrémé pour plusieurs longueurs d'atténuation et les autocovariances correspondantes sont présentées respectivement figure 3.18 et figure 3.19.

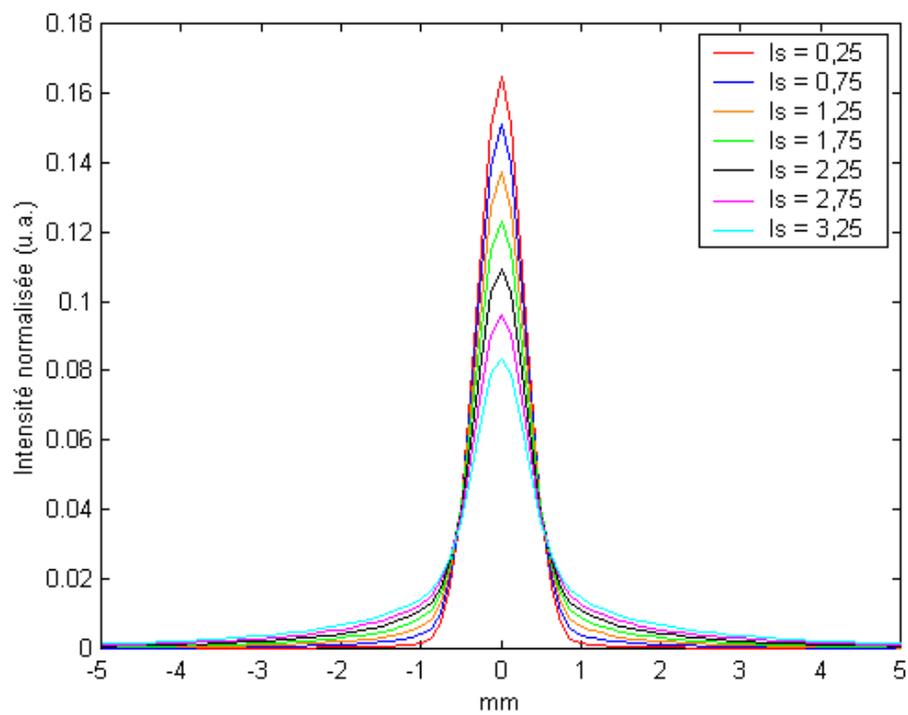


Figure 3.18 : Profils d'intensité simulés pour plusieurs longueurs d'atténuation, lait écrémé.

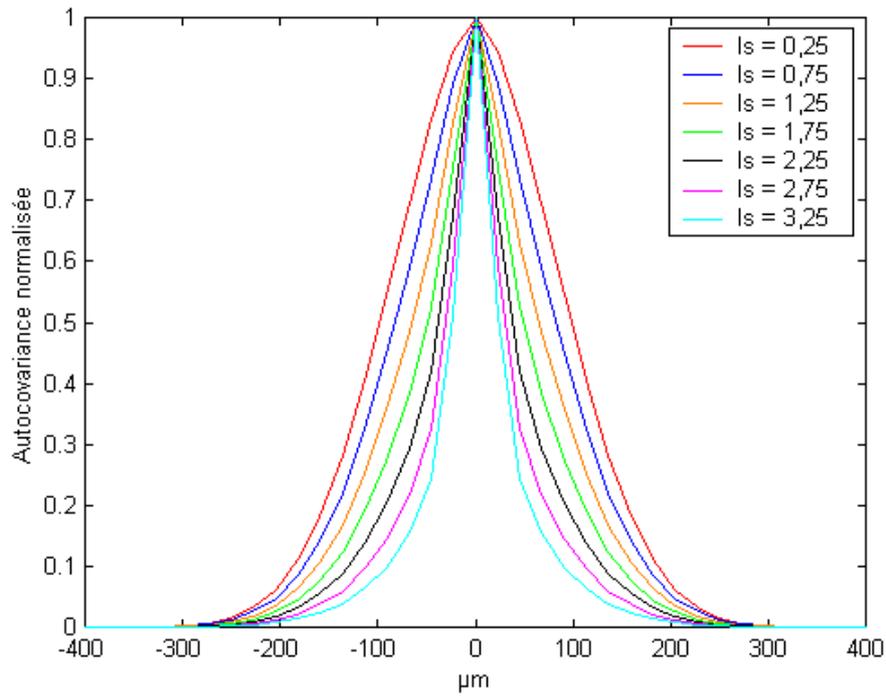


Figure 3.19 : Autocovariance de speckle calculée à partir des profils de diffusion, lait écrémé.

Nous pouvons alors tracer d^c en fonction de la longueur d'atténuation, figure 3.20.

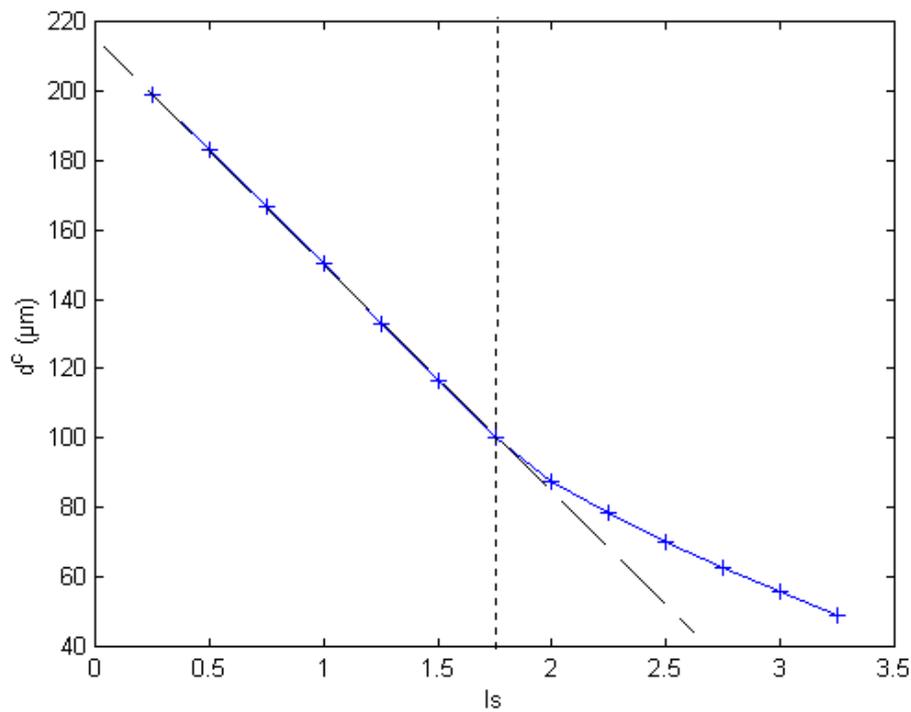


Figure 3.20 : d^c en fonction de l_s , lait écrémé.

A partir de la simulation des profils de lumière diffusée, nous pouvons donc prévoir une décroissance linéaire de la taille des grains de speckle lorsque la diffusion est faible.

Pour $l_s < 1,75$, nous avons la fonction affine d'ajustement suivante :

$$d^c = -66l_s + 216$$

Expérimentalement, nous avons obtenu pour $l_s < 3,4$ la fonction affine d'ajustement suivante :

$$dy^m = -48l_s + 228$$

Soit a^c la valeur absolue du coefficient linéaire de l'ajustement linéaire de d^c .

Bien que $a^c \neq a^m$, le calcul de l'autocovariance à partir des profils simulés permet toutefois de prévoir une évolution linéaire de la taille des grains de speckle quand la diffusion est faible et qu'elle augmente. Le calcul prédit également la « saturation » c'est à dire une plus faible évolution de la taille des grains de speckle quand la diffusion est plus importante et qu'elle augmente.

3.4.3 Influence du diamètre des billes calibrées

Nous proposons, dans cette partie, de montrer que nous pouvons prévoir l'évolution de la taille des grains de speckle en fonction du diamètre des particules grâce au calcul de $c_l^c(x)$.

3.4.3.1 Résultats de la simulation

Tout d'abord, nous présentons sur la figure 3.21, l'évolution du profil d'intensité simulé pour les billes de polystyrène de 0,20 à 6,36 μm lorsque $l_s = 1$. Sur le graphe, nous avons également tracé le profil de la partie directe (non diffusée) commune à chaque profil. Les profils d'intensité pour chaque diamètre de bille sont obtenus pour la même longueur d'atténuation. Par conséquent l'intensité de la partie directe est commune à tous les diamètres des billes. Cependant, la quantité de photons diffusés et leurs répartitions spatiales dépendent de la taille des diffuseurs. C'est pourquoi, la répartition spatiale des profils diffère d'une taille de particule à l'autre. Ensuite, nous appliquons le programme de calcul de l'autocovariance du

speckle pour les billes calibrées pour $0,25 < l_s < 4$. Les résultats obtenus pour $0,20 \mu\text{m} \leq \varnothing \leq 6,36 \mu\text{m}$ sont présentés figure 3.22.

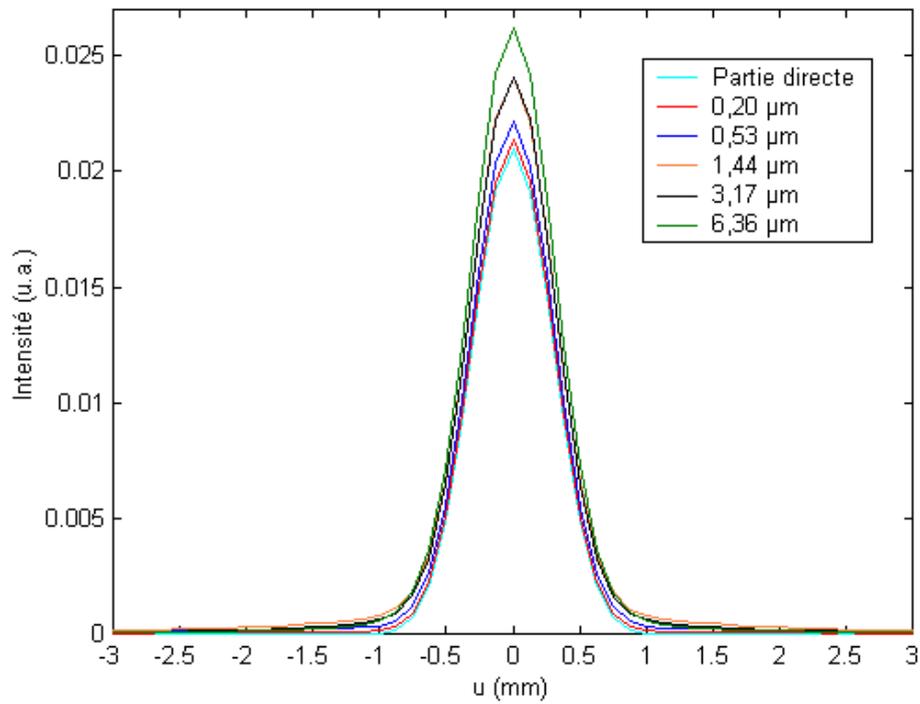


Figure 3.21 : Profils d'intensité transmise simulés, $l_s = 1$.

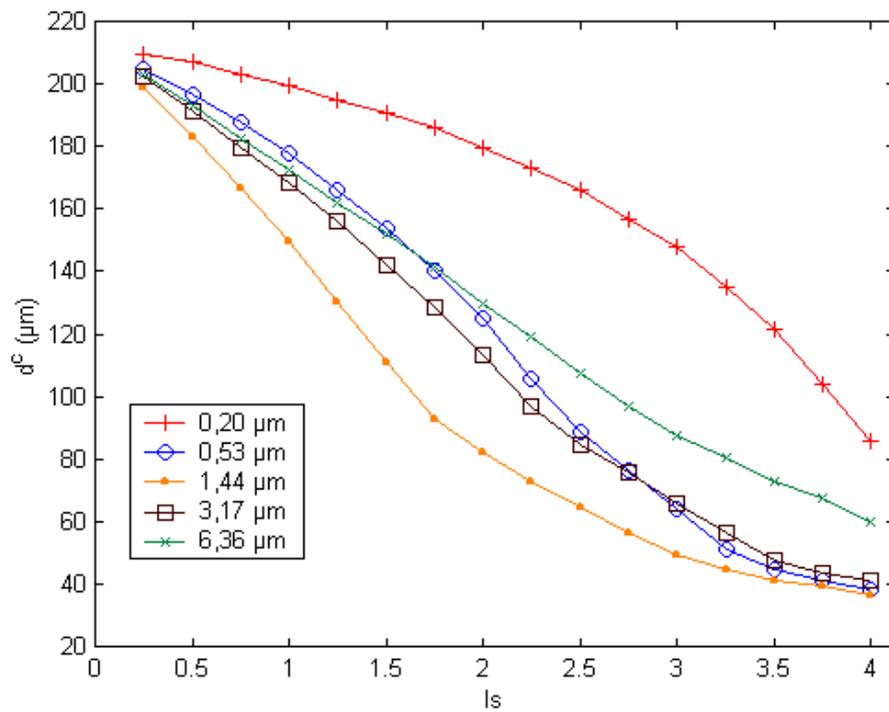


Figure 3.22 : d^c en fonction de l_s pour les billes calibrées.

L'ajustement linéaire obtenu pour les billes de 1,44 μm , 3,17 μm et 6,36 μm , pour $l_s < 2$, est :

$$\varnothing = 1,44 \mu\text{m}: d^c = -71l_s + 218$$

$$\varnothing = 3,17 \mu\text{m}: d^c = -49l_s + 216$$

$$\varnothing = 6,36 \mu\text{m}: d^c = -41l_s + 214$$

Nous pouvons constater que, pour $6,36 \geq \varnothing \geq 1,44 \mu\text{m}$, le paramètre a^c diminue quand le diamètre des billes augmente, et les ordonnées à l'origine des ajustements linéaires sont équivalentes. Sur la figure 3.22, pour $6,36 \geq \varnothing \geq 1,44 \mu\text{m}$ et pour une longueur d'atténuation donnée, nous pouvons voir que d^c augmente lorsque le diamètre des billes augmente.

Les billes de plus petits diamètres ne suivent pas cette évolution puisque, pour $l_s < 4$, nous avons :

$$d^c(\varnothing = 0,53) > d^c(\varnothing = 1,44)$$

$$d^c(\varnothing = 0,20) > d^c(\varnothing = 6,36)$$

Remarque :

La forme des courbes obtenues pour les billes de diamètres 0,20 et 0,53 μm ne nous a pas permis d'effectuer un ajustement linéaire pour $l_s < 2$.

3.4.3.2 Comparaison entre d^c et dy^m

Le tableau 3.1 donne un récapitulatif des différents résultats obtenus pour les ajustements linéaires de d^c et dy^m .

\varnothing (μm)	dy^m (μm)	d^c (μm)
0,20	$-45l_s + 225$	
0,53	$-70l_s + 224$	
1,44	$-43l_s + 226$	$-71l_s + 218$
3,17	$-16l_s + 217$	$-49l_s + 216$
3,46	$-11l_s + 216$	$-41l_s + 214$

Tableau 3.1 : Résultats obtenus pour les ajustements linéaires de dy^m et d^c lorsque $l_s < 2$.

Les ordonnées à l'origine des ajustements linéaires sont sensiblement identiques et avoisinent $220 \mu\text{m}$, que ce soit pour le calcul de d^c ou celui de dy^m , et quel que soit le diamètre des billes. L'ordonnée à l'origine correspond à la taille du speckle qui serait généré par une surface diffusante éclairée par le faisceau et observé à $D = 36 \text{ cm}$. Dans le cas de la surface métallique, que nous avons étudiée au chapitre 2, paragraphe 2.3.3 : $dy^m = 88 \mu\text{m}$ pour une distance CCD-surface de $D = 15 \text{ cm}$. Ici $D = 36 \text{ cm}$, comme la taille du speckle est proportionnelle à la distance d'observation, nous obtenons $dy^m = 88 \times 36 / 15 = 211 \mu\text{m}$. La valeur de l'ordonnée à l'origine correspond approximativement à la taille des grains de speckle qui seraient observés à 36 cm d'une surface diffusante éclairée par le faisceau.

De plus, les résultats obtenus pour les ajustements linéaires de d^c et dy^m montrent, pour les billes de diamètres compris entre $6,36$ et $1,44 \mu\text{m}$, que d^c et a^m diminuent avec l'augmentation du diamètre des billes. Autrement dit, pour une même longueur d'atténuation, d^c et dy^m augmentent avec la dimension des particules diffusantes. Les résultats obtenus, pour d^c et dy^m , montrent également que les billes de $0,20 \mu\text{m}$ de diamètre ne suivent pas cette évolution. En effet, dans les deux cas, la dimension minimale des grains de speckle pour une longueur d'atténuation donnée n'est pas obtenue pour $\varnothing = 0,20 \mu\text{m}$.

Pour les billes de $0,53 \mu\text{m}$ et $1,44 \mu\text{m}$ de diamètre, la valeur de d^c est maximale pour $\varnothing = 1,44 \mu\text{m}$ alors que la valeur de a^m est maximale pour $\varnothing = 0,53 \mu\text{m}$. En d'autres termes, pour une même longueur d'atténuation, les grains de speckle les plus petits sont obtenus pour les billes $1,44 \mu\text{m}$ par le calcul de d^c , et pour les billes de $0,53 \mu\text{m}$ par la mesure de dy^m . De

plus, quelle que soit la longueur d'atténuation, la dimension la plus importante des grains de speckle est obtenue pour $\varnothing = 0,20 \mu\text{m}$ pour d^c et pour $\varnothing = 6,36 \mu\text{m}$ pour dy^m .

Alors que dans tous les cas les valeurs de l'ordonnée à l'origine sont sensiblement identiques, les valeurs de a^c et a^m obtenues pour d^c et dy^m sont différentes pour une même taille de billes. L'effet du temps d'acquisition de la caméra qui provoque un léger élargissement de la fonction d'autocovariance du speckle (dy^m est surestimé) ne permet pas à lui seul d'expliquer cette différence (par exemple, pour les billes de $0,20 \mu\text{m}$, $d^c > dy^m$).

Pour $6,36 \geq \varnothing \geq 1,44 \mu\text{m}$, nous observons que a^c est plus élevé que a^m . Par conséquent, pour un même diamètre de billes et pour une même longueur d'atténuation, $d^c < dy^m$ et la fonction c_l^c est moins large que c_l^m . Donc lors du calcul de c_l^c , nous surestimons les dimensions du profil pris en compte (nous rappelons que c_l^c est équivalent à la DSP du profil de diffusion, donc si le profil est large la fonction c_l^c est étroite). Nous devons donc sélectionner les photons contribuant au profil de diffusion.

3.4.3.3 Amélioration des résultats calculés

Le problème abordé dans ce paragraphe est celui de la détermination exacte du profil d'intensité qui rentre effectivement en compte pour générer le champ de speckle.

Lors de la simulation du profil, tous les photons qui atteignent la surface de sortie du milieu (interface milieu-verre) sont comptabilisés. Les effets des parois de la cuve ne sont pas pris en compte par la simulation : l'indice du verre étant 1,5 et celui de l'air proche de 1, des réflexions totales peuvent se produire en sortie de cuve sur l'interface verre air pour des photons arrivant avec un angle d'incidence supérieur à l'angle limite. Par conséquent la surface éclairée vue par la caméra peut être modifiée. Nous avons effectué de nouveau le calcul du profil en tenant compte de ces réflexions. Pour cela, nous éliminons les photons atteignant la surface de sortie du milieu avec un angle supérieur à l'angle limite ($i_{\text{lim}} = \arcsin(1/n_e) = 48.67^\circ$).

Les résultats ne sont pas modifiés significativement et donc le phénomène de réflexion sur les parois de la cuve ne peut, à lui seul, expliquer la différence entre dy^m et d^c .

Il faut davantage se tourner vers les effets de polarisation. Dans les régimes de faible diffusion dans lesquels nous nous plaçons, le speckle est polarisé : en plaçant un polariseur devant la caméra, nous n'observons pas de speckle lorsque l'axe du polariseur est perpendiculaire avec la polarisation incidente. Seule la composante polarisée dans la direction de polarisation du faisceau incident intervient principalement dans le phénomène d'interférence. Par conséquent, les photons partiellement ou totalement dépolarisés, qui ont donc subi plusieurs diffusions [2.3], ne doivent pas être pris en compte dans le profil de diffusion. Ainsi, nous allons effectuer l'approximation suivante : nous allons recalculer les profils de diffusion en ne tenant pas compte des photons diffusés plus de deux fois. Nous appelons $P_2(u)$ le nouveau profil calculé. $c_l^{c^2}$ est la fonction d'autocovariance déterminée à partir de $P_2(u)$ et d^{c^2} la largeur à mi-hauteur de $c_l^{c^2}$. L'évolution de d^{c^2} en fonction de l_s est présentée figure 3.23.

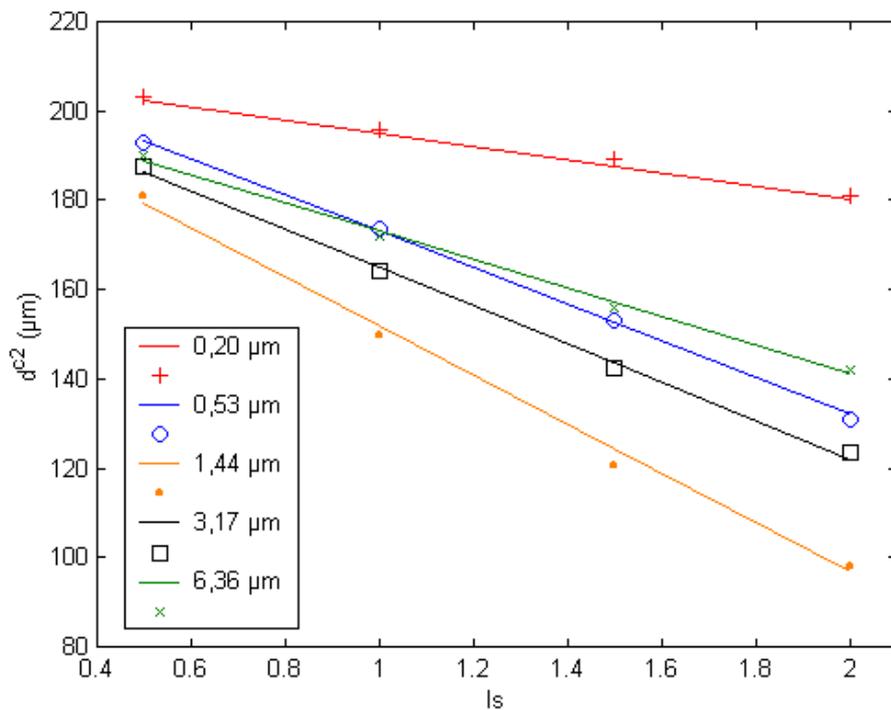


Figure 3.23 : Variation de d^{c^2} en fonction de l_s .
Les photons diffusés plus de deux fois ne sont pas pris en compte.

Les ajustements linéaires des courbes de la figure 3.23 donnent :

$$\varnothing = 0,20 \text{ } \mu\text{m}: d^{c^2} = -15l_s + 210$$

$$\varnothing = 0,53 \text{ } \mu\text{m}: d^{c^2} = -41l_s + 214$$

$$\varnothing = 1,44 \text{ } \mu\text{m}: d^{c^2} = -55l_s + 207$$

$$\varnothing = 3,17 \text{ } \mu\text{m}: d^{c^2} = -43l_s + 208$$

$$\varnothing = 6,36 \text{ } \mu\text{m}: d^{c^2} = -32l_s + 205$$

Remarque :

Nous pouvons indiquer, cette fois, l'ajustement linéaire pour les billes de 0,20 et 0,53 μm de diamètre.

Soit a^{c^2} la valeur absolue du coefficient directeur de l'ajustement linéaire de d^{c^2} déterminée pour un diamètre donné de bille.

- Billes de diamètre compris entre 1,44 μm et 6,36 μm :

Avec la condition de supprimer la contribution apportée par les photons diffusés plus de deux fois dans le profil de diffusion, les valeurs des coefficients a^{c^2} calculées sont améliorées puisque les valeurs obtenues se rapprochent ainsi de celles trouvées pour a^m .

D'autres simulations ont été réalisées, premièrement, en ne gardant que les photons directs et diffusés une seule fois et deuxièmement, en gardant les photons directs et ceux diffusés jusqu'à trois fois. L'unique prise en compte des photons simplement diffusés et directs dans le profil simulé donne une évolution non linéaire de d^c en fonction de l_s , donc ne correspond pas à ce que nous avons mesuré pour dy^m . Lorsque la simulation comptabilise plus de 2 diffusions, les valeurs des coefficients a^c se rapprochent de celles obtenues en comptabilisant tous les photons.

- Taille des grains de speckle en fonction du diamètre des billes pour l_s fixé

Nous avons remarqué précédemment que les grains de speckle les plus petits pour une même longueur d'atténuation n'étaient pas obtenus pour un même diamètre de bille ($1,44 \mu\text{m}$ par le calcul de d^c et $0,53 \mu\text{m}$ par la mesure de dy^m). La figure 3.24 montre la variation de dy^m en fonction du diamètre des billes pour une même longueur d'atténuation.

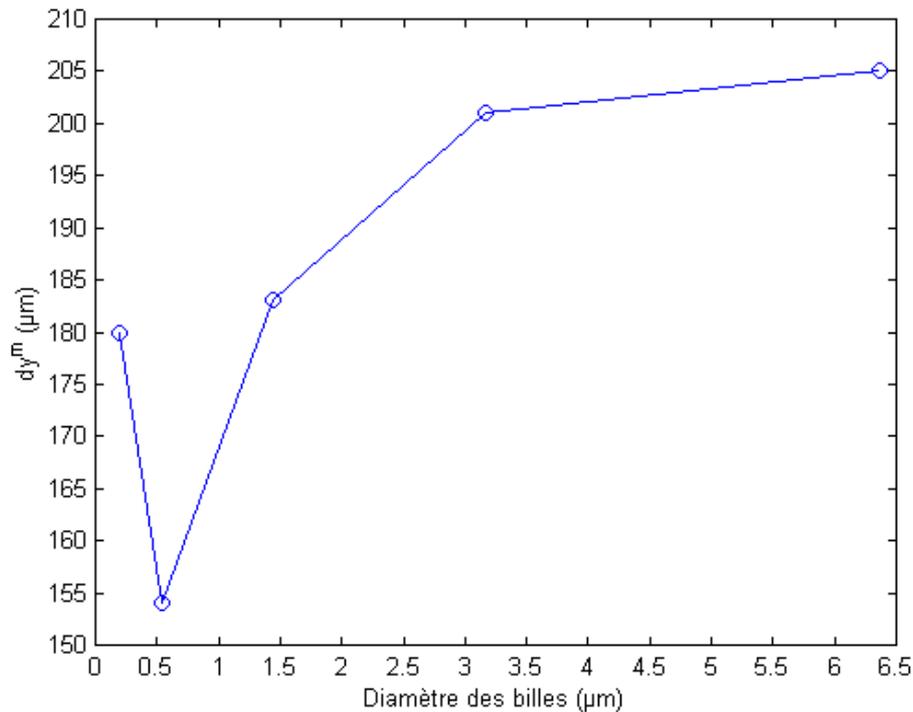


Figure 3.24 : Variation de dy^m en fonction du diamètre des particules pour $l_s=1$.

Le profil de diffusion simulé par la méthode de Monte Carlo prend en compte les photons directs et les photons diffusés une et deux fois. Si la longueur d'atténuation est fixée, quelle que soit la taille des particules pour laquelle nous effectuons l'analyse, la quantité de photons directs pris en compte dans le profil est identique. Par contre, selon la taille des particules diffusantes, la quantité de lumière diffusée et sa distribution spatiale seront variables. En effet, les particules de $0,20 \mu\text{m}$ ont un grand angle de diffusion alors que les autres particules étudiées présentent une diffusion vers l'avant comme en témoignent les valeurs du coefficient d'anisotropie g calculées avec le programme de simulation :

$$\varnothing = 0,20 \text{ } \mu\text{m}: g = 0,323$$

$$\varnothing = 0,53 \text{ } \mu\text{m}: g = 0,838$$

$$\varnothing = 1,44 \text{ } \mu\text{m}: g = 0,928$$

Par conséquent, pour les billes de 0,20 μm , la diffusion se fait plutôt de manière isotrope. Donc pour ces billes, peu de photons diffusés atteignent la face de sortie de la cuve comparativement aux autres particules pour lesquelles la diffusion se fait vers l'avant. Le profil spatial de la lumière diffusée par les billes de 0,20 μm est quasi constant et de faible amplitude. Donc la prise en compte de la dimension de la partie directe est prépondérante pour le calcul de d^{c2} qui sera moins influencé par l'augmentation de l_s . Pour les billes de faibles dimensions, lorsque le coefficient d'anisotropie diminue (quand la taille des particules diminue) d^{c2} augmente.

Par ailleurs, nous avons vu que pour les billes de plus grandes dimensions, d^{c2} augmente avec le diamètre des particules pour une longueur d'atténuation donnée..

Finalement, les deux paramètres g et \varnothing vont être en concurrence. Le poids de chacun pour expliquer l'évolution de la taille des grains de speckle est différent et évolue avec le diamètre des billes.

Soit le diamètre \varnothing_{lim} défini de la manière suivante :

- $\varnothing > \varnothing_{\text{lim}}$, la taille des grains de speckle augmente avec \varnothing .
- $\varnothing < \varnothing_{\text{lim}}$, la taille des grains de speckle augmente quand g diminue.

Selon le calcul de d^c : $\varnothing_{\text{lim}} = 1,44 \text{ } \mu\text{m}$

Selon le calcul de dy^m : $\varnothing_{\text{lim}} = 0,53 \text{ } \mu\text{m}$

Cependant, le profil calculé, $P_2(u)$, de la lumière transmise est plus intense sur les bords pour les particules de 0,53 μm que pour les particules de 1,44 μm et n'est pas spatialement uniforme (g proche de 1, donc diffusion vers l'avant) comme nous le remarquons pour les billes de 0,20 μm . En effet, sur la figure 3.25, pour $u > 4 \text{ mm}$, nous avons : $P_2[\varnothing = 0,53] > P_2[\varnothing = 1,44]$.

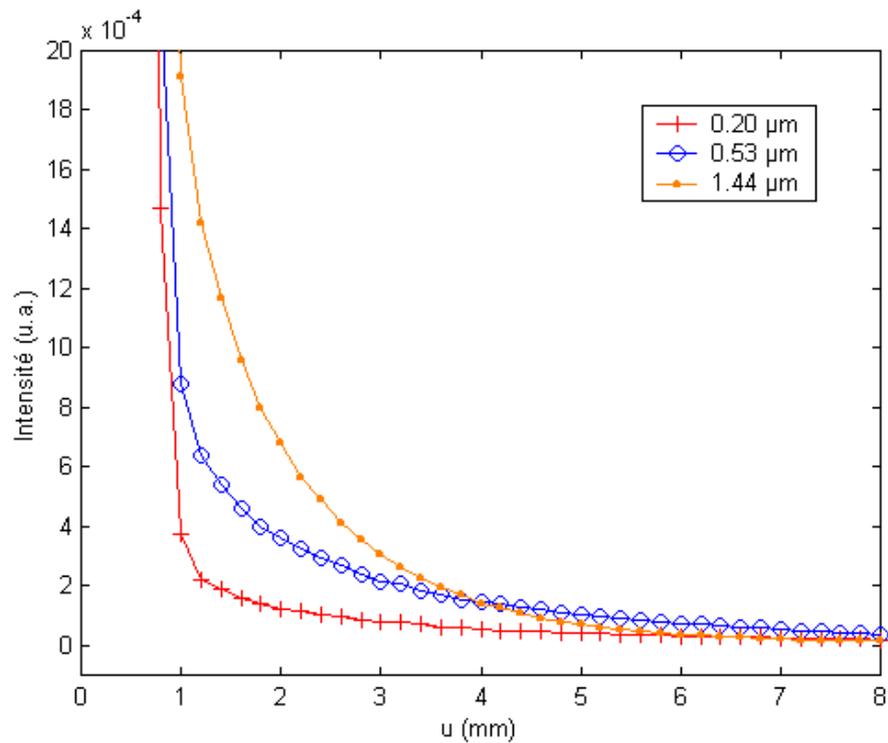


Figure 3.25 : Profil simulé, $P_2(u)$, pour les diamètres 0,20, 0,53 et 1,44 μm , $l_s=1$.

Or, comme nous l'avons signalé plus haut, un élargissement du profil doit conduire à un rétrécissement de $c_l^{c^2}$. L'information de cet élargissement est contenue pour des valeurs de $c_l^{c^2}$ proche de 1. Nous introduisons à présent le paramètre s correspondant à la largeur de $c_l^{c^2}$ pour $c_l^{c^2} = 0.95$. La courbe suivante (Figure 3.26) montre l'évolution de s en fonction de plusieurs valeurs de \varnothing et pour $l_s=1$.

Nous pouvons remarquer que s est minimal pour $\varnothing_{\text{lim}} = 0,7 \mu\text{m}$ et nous avons : $s(\varnothing = 0,2) > s(\varnothing = 0,53) < s(\varnothing = 1,44)$. La largeur de l'autocovariance normalisée $c_l^{c^2}$, pour $c_l^{c^2} = 0,95$, est plus faible pour les billes de 0,53 μm , ce qui correspond à ce que nous avons obtenu pour dy^m .

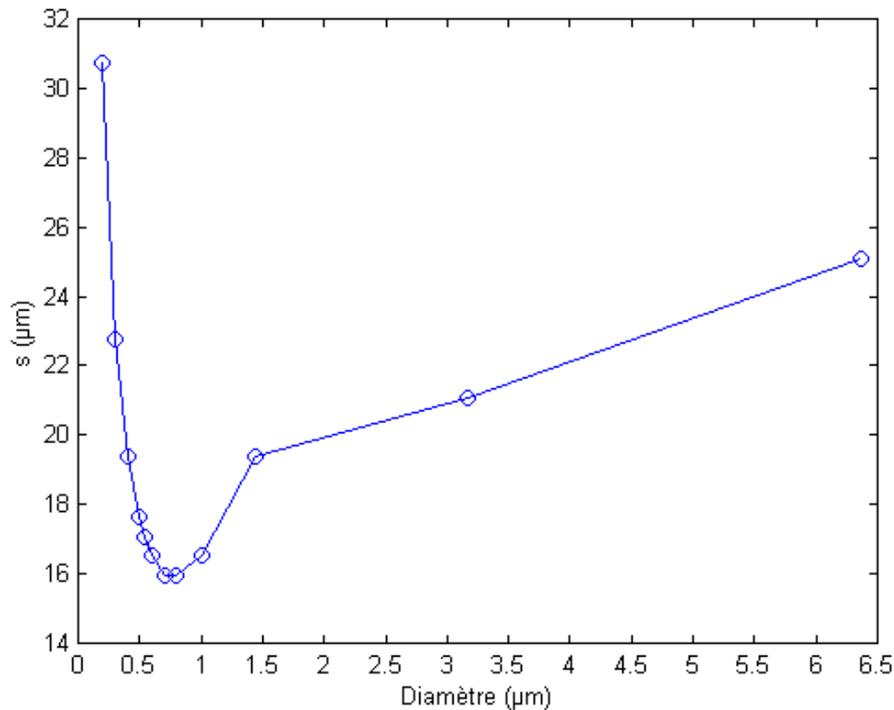


Figure 3.26 : Variation de s en fonction du diamètre des particules, $l_s=1$.

3.5 Evolution de la taille des grains de speckle en fonction de la diffusion en réflexion diffuse

Dans le cadre d'application médicale et pour des mesures non invasives et in vivo, ce sont essentiellement des dispositifs en rétro diffusion qui sont employés. Pour des raisons évidentes, il est en effet difficile d'appliquer des montages de transmission diffuse pour des mesures sur le corps humain par exemple. De plus, les mesures effectuées précédemment ont été réalisées sur des milieux faiblement diffusants (et nous avons vu que lorsque la diffusion devient importante la taille des grains de speckle varie peu lorsque la diffusion change). Or dans le chapitre 1 nous avons vu que le coefficient de diffusion des tissus biologiques pouvait atteindre 400 cm^{-1} .

Dans ce paragraphe nous mesurons l'évolution des grains de speckle généré par un milieu très diffusant en employant un dispositif expérimental en rétro diffusion. Nous étudions dans un premier temps l'effet d'une hausse de la diffusion par augmentation du

nombre de particules diffusantes présentes dans le milieu. Dans un deuxième temps, nous étudierons l'effet de la présence de glucose dans un milieu diffusant. Cet aspect est particulièrement intéressant pour des applications concernant le contrôle de la glycémie pour les diabétiques.

3.5.1 Variation du nombre de particules diffusantes

Nous mesurons l'évolution de la taille des grains en fonction du coefficient de diffusion du milieu μ_s , en employant le montage de la figure 2.7 du chapitre 2. Nous employons du lait demi-écrémé comme milieu diffusant. Cette fois nous faisons varier μ_s en diluant le lait par addition d'eau. Les paramètres expérimentaux employés sont les suivants :

$$D = 15 \text{ cm, temps d'acquisition : } 1/2000 \text{ s, } \theta = 20^\circ \text{ et } \phi = 10^\circ.$$

Afin d'améliorer le contraste des grains de speckle, nous avons effectué la mesure en plaçant un polariseur P2 devant la caméra : l'axe passant du polariseur P1 est parallèle à l'axe passant de P2.

L'évolution des images de speckle en fonction du coefficient de diffusion est présentée figure 3.27 :

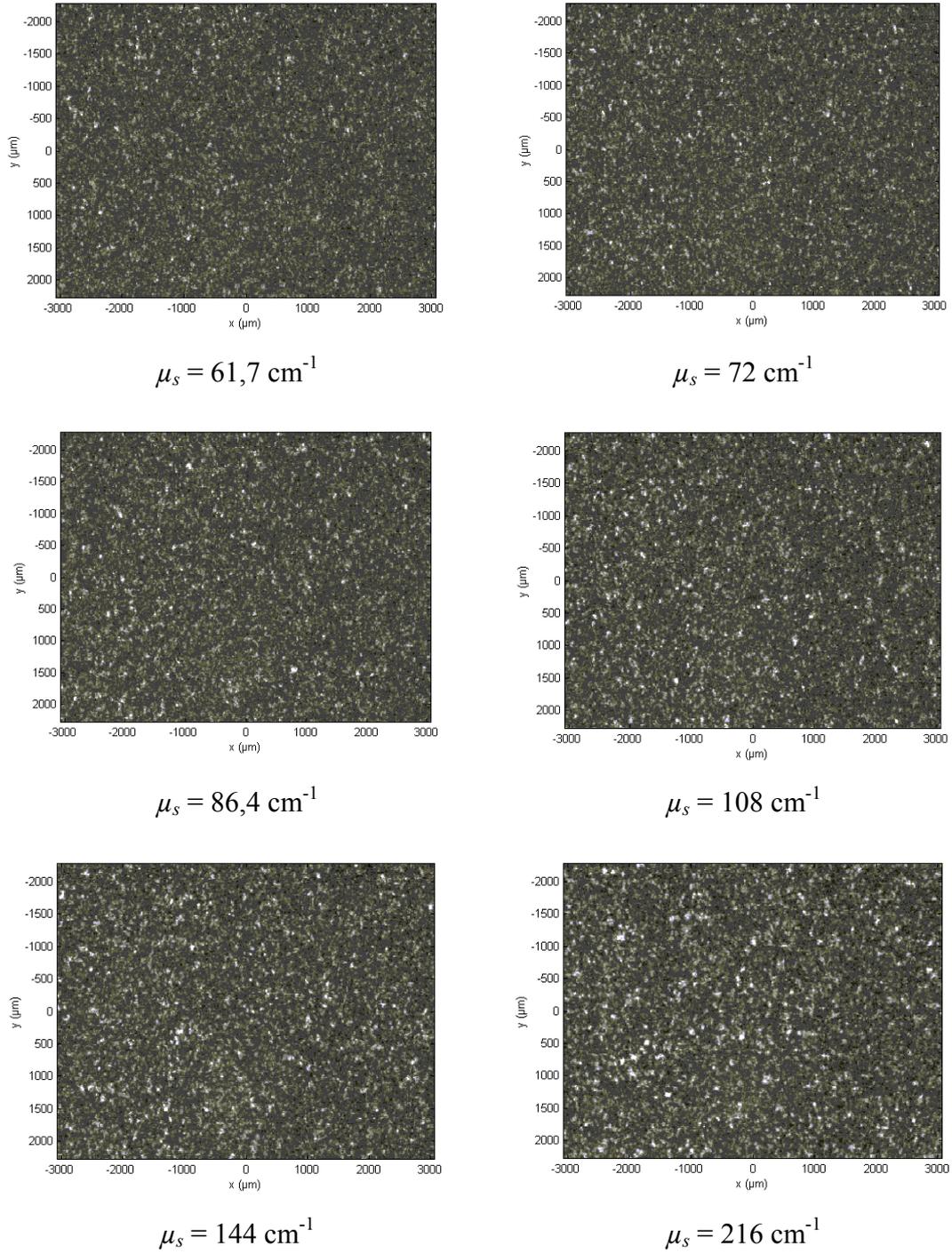


Figure 3.27 : Evolution du speckle avec la diffusion

Nous obtenons la courbe d'évolution de la figure 3.28 :

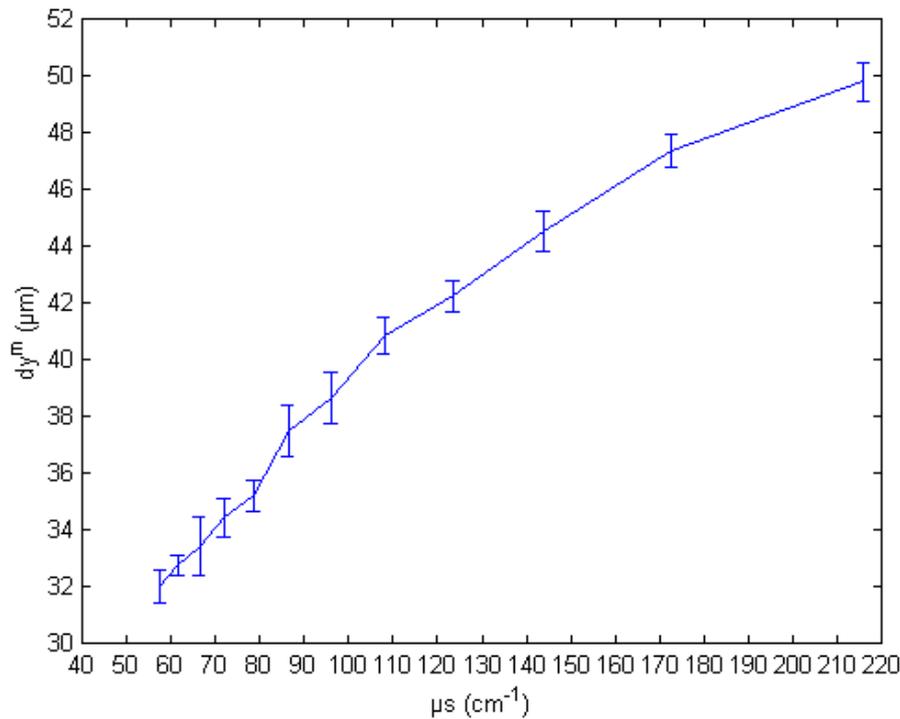


Figure 3.28 : Evolution de dy^m en fonction de μ_s .

Nous pouvons observer que cette fois, contrairement à ce qui a pu être constaté en transmission, la taille des grains de speckle augmente lorsque la diffusion augmente.

3.5.2 Effet d'une addition de glucose

Cette étude prospective a été menée avec pour objectif de déterminer in vivo et par voie non-invasive des taux de glucose dans le sang. Comme indiqué en introduction à ce rapport, la nécessité d'une telle mesure est réelle compte tenu des problèmes toujours grandissant posé par le diabète. Cette maladie nécessite, en effet, plusieurs fois par jour un contrôle régulier de la glycémie et à l'heure actuelle, la méthode employée pour réaliser ce contrôle est invasive et par conséquent un prélèvement sanguin est réalisé. Le diabétique doit se piquer le doigt pour obtenir un peu de sang et cette contrainte déplaisante pour le patient entraîne souvent une baisse de la vigilance de sa part. Le taux de glucose est alors déterminé par mesure de réflectance.

Depuis plusieurs années, beaucoup d'efforts ont été fournis par les chercheurs à travers le monde pour développer des techniques de contrôle non-invasive de la glycémie. Un grand nombre de travaux basés sur la réflexion diffuse [3.5], la spectroscopie Raman [3.6] ou la polarimétrie [3.7] ont été réalisés.

Des méthodes basées sur la mesure de la diffusion ont également été employées. En effet, une augmentation de la concentration de glucose dans les tissus ou les milieux diffusants de remplacement provoque une diminution du coefficient de diffusion [3.8, 3.9].

La diffusion d'un milieu peut être modifiée par variation de l'indice de réfraction du milieu dans lequel les particules diffusantes se trouvent. La modification de la différence de l'indice relatif entre les particules et le milieu entraîne une modification du coefficient de diffusion μ_s et du coefficient de diffusion réduit μ'_s , que nous avons introduit au premier chapitre au paragraphe 1.3.1 :

$$\mu'_s = \mu_s (1 - g)$$

où $g = \langle \cos\theta \rangle$ est le coefficient d'anisotropie, qui correspond au cosinus moyen de l'angle de diffusion.

La dépendance du coefficient de diffusion réduit à l'indice de réfraction du milieu peut être simplement mise en évidence par la théorie de Rayleigh-Gans comme une approximation à la théorie de Mie lorsque $|m - 1| \ll 1$ [3.8] :

$$\mu'_s = K \left(\frac{n_p - n_m}{n_m} \right)$$

[3.5] A. K. Amerov, K. J. Jeon, Y.-J Kim and G. Yoon, **Method and device for non-invasive blood glucose measurement**, *Proc. SPIE*, Vol.3599, 33-42 (1999).

[3.6] J. S. Kanger, F. F. M. de Muhl, and C. Otto, **Non-invasive detection of glucose using Raman spectroscopy**, *Proc. SPIE*, Vol. 3570, 123-129 (1998).

[3.7] C. Chou, C-Y Han, W.-C. Kuo, Y.-C. Huang, C.-M. Feng and J.-C. Shyu, **Non -invasive glucose monitoring in vivo with an optical heterodyne polarimeter**, *Applied Optics*, Vol. 37, No. 16, 3553-3557 (1998).

[3.8] J. S. Maier, S. A. Walker, S. Fantini, M. A. Franceschini and E. Gratton, **Possible correlation between blood glucose concentration and the reduced scattering coefficient of tissues in the near infrared**, *Optics Letters*, Vol. 19, No. 24, 2062-2064 (1994).

[3.9] M. Kohl, M. Cope, M. Essenpreis and D. Bocker, **Influence of glucose concentration on light scattering in tissue-simulating phantoms**, *Optics Letters*, Vol.19, No. 24, 2170-2172 (1994).

K est un facteur de proportionnalité prenant en compte la taille de la particule, la longueur d'onde et la densité de particule et du facteur g .

Dans le cas du sang, n_m correspond à l'indice du fluide extra cellulaire et n_p est associé à l'indice de réfraction des membranes cellulaires.

L'indice de réfraction du milieu n_m augmente avec la quantité de glucose dans le milieu alors que l'indice des membranes reste constant. Par conséquent, le coefficient de diffusion réduit diminue lorsque le taux de glucose dans le milieu s'élève.

La figure 3.29 montre l'évolution de l'indice de réfraction d'une solution de glucose à une température de 20°C et pour $\lambda = 589$ nm. Nous avons :

$$n_m = 0.0015 \cdot c + 1,3328$$

c est la concentration en glucose en g/100 ml.

Il est également montré comment le coefficient de diffusion μ_s , varie lorsque le taux de glucose augmente dans un milieu diffusant [4].

Nous avons vu au chapitre 2 paragraphe 2.2.3 que le coefficient de diffusion s'écrit :

$$\mu_s = GQ_s N$$

avec l'approximation suivante :

$$Q_s = 2 - 4\rho^{-1} \sin \rho + 4\rho^{-2}(1 - \cos \rho)$$

où :

$$\rho = 2\eta(m - 1)$$

Nous rappelons que :

$$m = \frac{n_p}{n_m}$$

Q_s est donc fonction de n_m et donc lui-même fonction de la concentration de glucose dans le milieu.

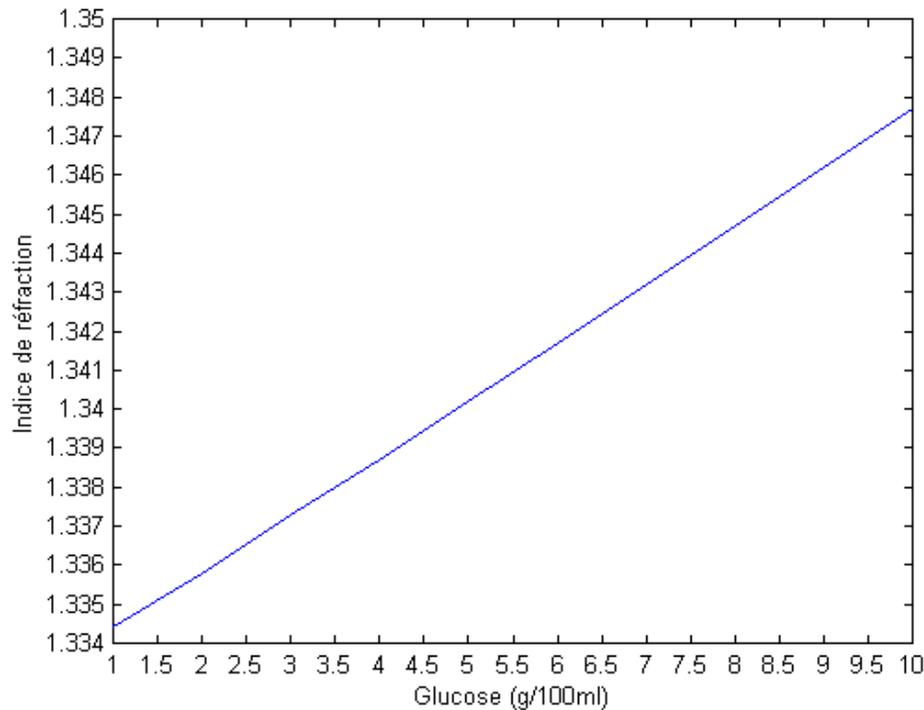


Figure 3.29 : Indice de réfraction d'une solution de glucose.

Pour notre part, nous avons mesuré l'effet de l'addition de glucose dans du lait demi-écrémé. Le montage expérimental est celui utilisé précédemment au paragraphe 3.4.1. Nous avons placé 100 ml de lait non dilué dans lequel nous ajoutons du glucose par dose de 1,24 g. L'évolution de dy^m en fonction de la concentration en glucose est présentée figure 3.30.

Nous pouvons constater que dy^m diminue linéairement avec l'augmentation de la concentration de glucose dans le milieu. Nous avons :

$$dy^m = -0,51 \cdot c + 49$$

La diminution de dy^m lorsque le taux de glucose augmente dans le milieu était prévisible. En effet, l'augmentation de la concentration de glucose dans un milieu diffusant provoque une diminution du coefficient de diffusion. Or, la courbe de la figure 3.28 montre que la taille des grains de speckle diminue lorsque le coefficient de diffusion diminue. Par conséquent, la taille des grains de speckle diminue lorsque le taux de glucose augmente.

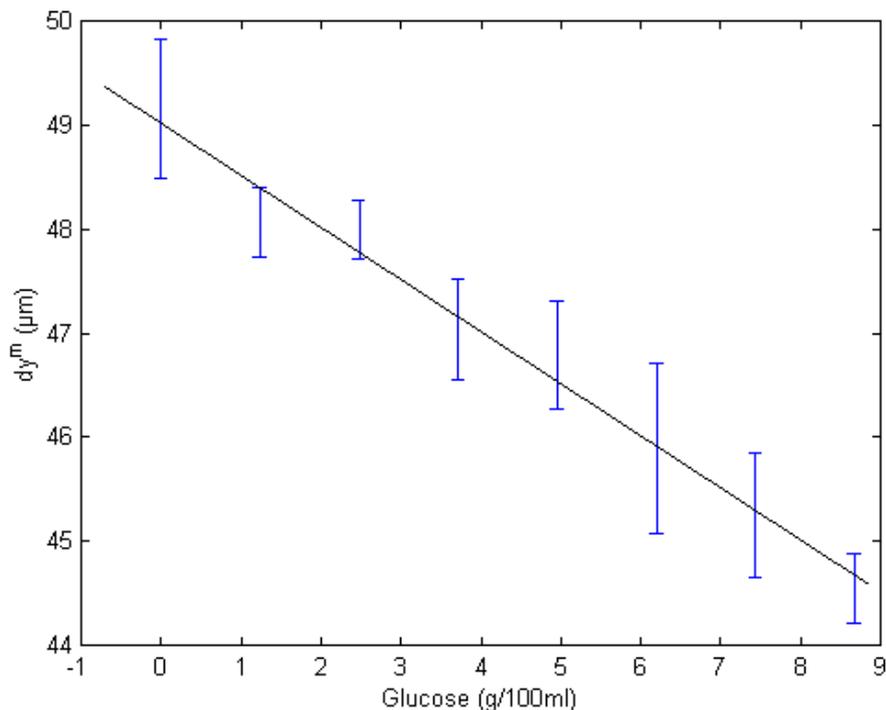


Figure 3.30 : Evolution de dy^m en fonction de la concentration de glucose et ajustement linéaire.

Dans le cadre d'une application en situation réelle de mesure de taux de glucose, il faut éclairer une partie du corps d'un individu avec une source laser et analyser le speckle produit. Nous avons effectué l'expérience en éclairant le doigt d'un individu selon le montage utilisé précédemment avec :

$$D = 15 \text{ cm, temps d'acquisition : } 1/2000 \text{ s, } \theta = 20^\circ \text{ et } \phi \approx 0^\circ.$$

La mesure a été réalisée en plaçant un polariseur P2 devant la caméra.

Lorsque l'axe passant du polariseur P2 est parallèle à l'axe passant de P1, nous pouvons distinctement observer deux figures de speckle. En effet, la surface cutanée est une surface diffusante qui va générer une figure de speckle associée à la dimension de la zone éclairée. De plus, la propagation des photons dans les tissus sous cutanés va produire une figure de speckle en rétro diffusion. Les grains du speckle généré par le milieu sous cutané sont de plus petites dimensions que les grains associés à la surface. Nous remarquerons également que les grains de speckle du milieu sous cutané ont une dynamique associée essentiellement aux mouvements browniens et aux flux des cellules sanguines. En outre, les grains du speckle généré par la surface cutanée présentent plutôt de faibles fluctuations associées aux micros mouvements de la peau. Nous observons, notamment, des fluctuations

corrélées au rythme cardiaque qui peuvent être expliquées par les différences de pressions sanguines engendrées par les battements du cœur.

Pour notre part, nous devons accéder uniquement au speckle généré par le volume car c'est lui qui comporte les informations portant sur les propriétés de diffusion du milieu. Nous procédons alors à une sélection polarimétrique. En effet, le speckle de surface possède les caractéristiques de polarisation de l'onde incidente et est peu dépolarisé. Par contre, le speckle issu des tissus est dépolarisé en raison des multiples diffusions des photons dans les tissus [3.10]. Ainsi, en changeant l'orientation du polariseur P2 nous obtenons les champs de speckle de la figure 3.31a (axe de P2 passant) et 3.31b (axe de P2 croisé).

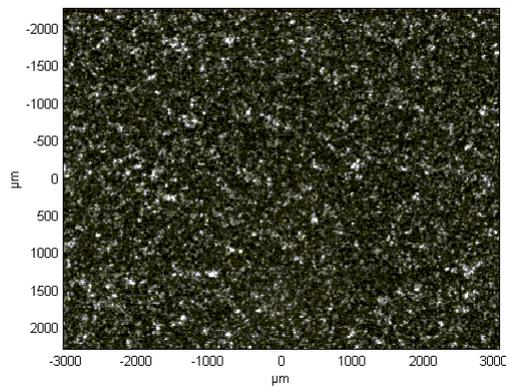


Figure 3.31a : Champ de speckle, axe de P2 passant.

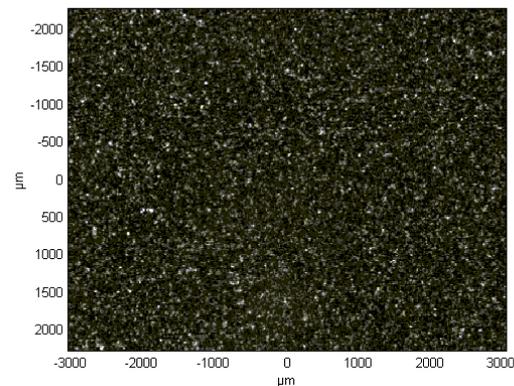


Figure 3.31b : Champ de speckle, axe de P2 croisé.

Le champ de speckle de la figure 3.31b est moins intense (soustraction de la composante polarisée selon le champ incident) et comporte des grains de speckle plus petits. Ce dernier point est mis en évidence en traçant l'autocovariance normalisée des figures de speckle obtenues pour chacune des configurations. Nous obtenons les courbes de la figure 3.32.

[3.10] D.A. Zimnyakov, V.V. Tuchin, and A.A. Mishin, **Spatial speckle correlometry in applications to speckle structure monitoring**, *Applied Optics*, Vol. 36, No. 22, 5594-5607 (1997).

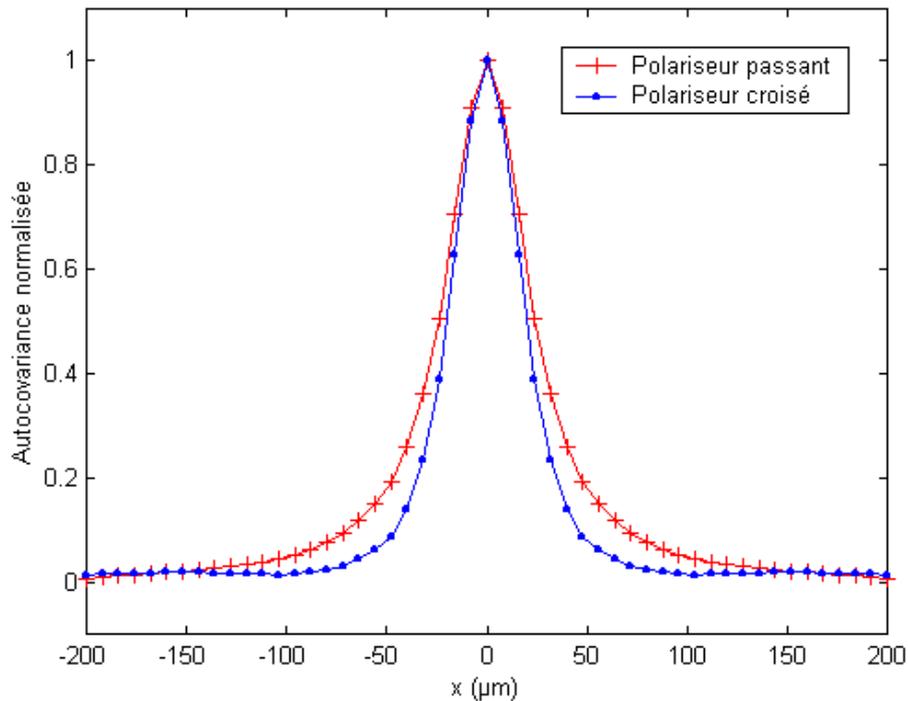


Figure 3.32 : Autocovariances normalisées des champs de speckle mesurés lorsque l'axe de P2 est passant et lorsque l'axe de P2 est croisé.

Nous pouvons effectivement constater que l'autocovariance normalisée obtenue lorsque l'axe de P2 est passant avec la polarisation incidente, est plus large que l'autocovariance normalisée obtenue lorsque l'axe de P2 est croisée avec la polarisation incidente.

La principale préoccupation à laquelle nous sommes maintenant confrontés est d'améliorer la méthode de mesure de la taille des grains de speckle pour obtenir plus de sensibilité et ainsi pouvoir mesurer de faibles variations. En effet, chez un individu diabétique le taux de glucose peut varier entre 0,08 et 0,25 g/100 ml. Avec le milieu diffusant que nous avons employé pour tracer la courbe de la figure 3.30 montrant l'évolution de la taille des grains de speckle en fonction du taux de glucose, il serait difficile de mesurer précisément des variations aussi faibles de concentration de glucose compte tenu des résultats et des barres d'erreurs que nous obtenons pour des variations d'environ 10 fois plus importante (le pas de concentration pour lequel la mesure a été effectuée est de 1,24 g/100 ml).

Par conséquent, notre méthode de mesure de la taille des grains de speckle est à améliorer pour obtenir plus de sensibilité afin de pouvoir mesurer des faibles variations de taille de grains de speckle.

De plus les méthodes de mesures de glycémie basées sur une évaluation de la diffusion présentent le désavantage de ne pas accéder directement au taux de glucose. Elles mesurent l'influence du glucose sur le coefficient de diffusion, mais d'autres produits présents dans le sang peuvent également modifier ce coefficient.

3.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous exposons principalement les résultats que nous obtenons lorsque nous mesurons la taille des grains de speckle d'un milieu diffusant liquide. L'évolution de la dimension des grains est alors étudiée lorsque la diffusion du milieu varie. Les résultats des mesures réalisées sur plusieurs types de milieux montrent que, en transmission et en faible diffusion, la taille des grains de speckle diminue linéairement avec la longueur d'atténuation. Nous avons donc représenté, pour chacun des milieux, cette partie linéaire par des droites. Pour les milieux constitués des particules diffusantes les plus grandes, le coefficient directeur dépend de la taille de ces particules. Pour distinguer les milieux composés des particules les plus petites, nous avons fait appel à un autre paramètre, le contraste du speckle. Ce dernier est effectivement plus faible lorsque nous le mesurons sur le speckle généré par le milieu dont les particules sont les plus petites. Cette technique (mesure de la taille du grain associée à la mesure du contraste) permet donc de discriminer des milieux selon la taille des particules qu'ils contiennent.

Par ailleurs, nous avons cherché à prévoir la taille des grains de speckle et son évolution avec la diffusion et la taille des particules dans le milieu. Pour cela, grâce à la méthode de Monte Carlo, nous avons déterminé les profils de diffusion pour chaque milieu dont tous les paramètres intervenant dans le processus de la diffusion sont pris en compte. La taille de grain de speckle est alors calculée à partir de ces profils. Concernant l'évolution qualitative des grains de speckle avec les différents paramètres dont nous tenons compte, les résultats montrent une bonne correspondance avec la mesure. Nous avons pu mettre en évidence l'évolution linéaire de la taille des grains en fonction de la diffusion du milieu et

caractériser l'évolution de la taille des grains de speckle en fonction du diamètre des diffuseurs contenus dans le milieu. L'origine des différences quantitatives que nous avons notées doit être déterminée. Pour cela, la contribution des photons dans le profil d'intensité transmise rentrant réellement en compte dans le processus de formation du speckle doit être estimée. Par exemple, l'élimination des photons diffusés plusieurs fois nous a permis d'améliorer les résultats. Notre approche de simulation de la taille des grains de speckle n'est pas parfaite car elle ne prend pas exactement en compte tous les paramètres qui peuvent rentrer en jeu dans la formation du speckle (comme la polarisation exacte des photons en sortie du milieu ou leurs distributions angulaires, ou encore les effets de diffusion de volume). Toutefois la simulation permet de mieux comprendre l'évolution de la taille des grains de speckle avec la diffusion et le diamètre des particules.

En réflexion diffuse, nous constatons cette fois que la taille des grains de speckle augmente avec la diffusion. Dans le cadre d'application médicale, nous avons abordé le problème de la détermination de la glycémie chez les malades du diabète. Le glucose change en effet les caractéristiques de diffusion du milieu dans lequel il se trouve : le coefficient de diffusion diminue lorsque le taux de glucose augmente. Nous avons effectivement mis en évidence ce phénomène grâce à l'analyse de la taille des grains de speckle qui diminue linéairement lorsque la concentration de glucose augmente. Cependant, une amélioration de la sensibilité de la mesure de la taille des grains de speckle est nécessaire pour un suivi in vivo de variations de glycémie chez un individu.

CHAPITRE 4

Speckle dynamique et application à la caractérisation de la coagulation plasmatique

4.1 Introduction

Nous avons donc vu que les caractéristiques spatiales du speckle comme la taille du grain dépendent notamment de la diffusion du milieu. Les informations concernant le mouvement éventuel des particules diffusantes qui constituent le milieu sont alors contenues dans l'étude de la dynamique du speckle. Par exemple, la translation d'objet diffusant peut être mise en évidence [4.1] comme le mouvement Brownien de particules diffusantes ou des flux de liquides diffusants [3]. Ces dernières années, les techniques du speckle ont été appliquées au domaine médical pour évaluer la dynamique de liquides biologiques comme le flux sanguin [4.2, 4.3]. La mesure de contraste [4.4, 4.5, 4.6] ou les méthodes de

[4.1] J.H. Churnside and H.T. Yura, **Velocity measurement using laser speckle statistics**, *Applied Optics*, Vol.20, No.20, 3539-3541 (1981).

[4.2] Y.Aizu, T.Asakura, **Bio-speckle phenomena and their application to the evaluation of blood flow**, *Optics and Laser Technology*, Vol.23, No 4, 205-219 (1991).

[4.3] I.V. Fedosov and V.V. Tuchin, **The use of dynamic speckle field space time correlation function estimates for the direction and velocity determination of blood flow**, *Proceeding of SPIE*, Vol.4434, 192-196 (2001).

[4.4] J.D. Briers, G. Richards and X.W. He, **Capillary blood flow monitoring using laser speckle contrast analysis (LASCA)**, *Journal of Biomedical Optics*, Vol.4, No.1, 164-175 (1999).

[4.5] D.A. Zimnyakov, J.D. Briers, V.V. Tuchin, **Speckle technologies for monitoring and imaging of tissues and tissuelike phantoms**, Chap.18 in *Handbook of biomedical diagnostics*, Valery V. Tuchin (Editor), 987-1036, Bellingham: SPIE press, 2002.

[4.6] A.K. Dunn, H. Bolay, M.A. Moskowitz and D.A. Boas, **Dynamic imaging of cerebral blood flow using laser speckle**, *Journal of Cerebral blood Flow and Metabolism*, Vol.21, 195-201 (2001).

corrélométrie (que nous avons exposées au chapitre 1, paragraphe 1.3.2) permettent l'analyse de la dynamique du speckle.

Dans ce quatrième chapitre, nous utiliserons le phénomène de speckle pour étudier des dynamiques de coagulation du plasma sanguin. En effet, l'évaluation clinique de l'état du système de coagulation d'une personne est de première importance pour le diagnostic de déséquilibres éventuels, entraînant par exemple des problèmes de saignement comme l'hémophilie.

Les paramètres de la coagulation comme le temps de formation du caillot sont principalement mesurés par des méthodes mécaniques (mesure de l'augmentation de la viscosité du plasma, « Diagnostica Stago Industry : *STA-R Coagulometer* ») ou par mesure de la transmission optique (« Biomérieux Industry : *MDA Coagulation Analyser* »). D'autres études ont été menées afin d'analyser la coagulation plasmatique par résonance de plasmon de surface [4.7] ou en utilisant un capteur piézoélectrique [4.8].

4.2 La coagulation plasmatique

Pour observer la réaction de coagulation plasmatique, il faut mélanger du plasma anticoagulé (le calcium, indispensable à la coagulation, à été retiré du plasma) à un réactif. Le caillot produit est alors l'ultime étape d'une série de réactions complexes appelée « cascade de coagulation » durant laquelle entrent en jeu des éléments, principalement des protéines, appelées « facteurs de coagulation » [4.9]. Après un dommage subi par une cellule, un de ces facteurs, le « facteur VII », s'active et initie la réaction de coagulation en permettant la formation en cascade d'enzymes qui finalement transforment la prothrombine (facteur II) en

[4.7] Trine P. Vikinge and al, **Blood plasma coagulation studied by surface plasmon resonance**, *Journal of Biomedical of Optics*, Vol.5, No 1, 51-55 (2000).

[4.8] Tzong-Jih Cheng and al, **A piezoelectric quartz crystal sensor for the determination of coagulation time in plasma and whole blood**, *Biosensors and Bioelectronics*, Vol.13, No 2, 147-156 (1998).

[4.9] Maria C.E. Van Dam-Mieras and Annemarie D. Muller, **Blood coagulation as a part of the haemostatic system**, Chap.1 in *New Comprehensive Biochemistry Vol.13: Blood coagulation*, R.F.A. Zwaal and H.C. Hemker (Editors), A.Neuberger and L.L.M. Van Deenen New (General Editors), 1-13, Amsterdam, New York, Oxford: Elsevier, 1986.

thrombine (facteur IIa). Cette dernière va alors convertir le fibrinogène en fibrine qui va solidifier le caillot.

La réaction est schématisée sur la figure 4.1.

In vitro, l'activation du facteur VII est réalisée par addition de thromboplastine et le temps de coagulation mesuré est le temps de « Quick ».

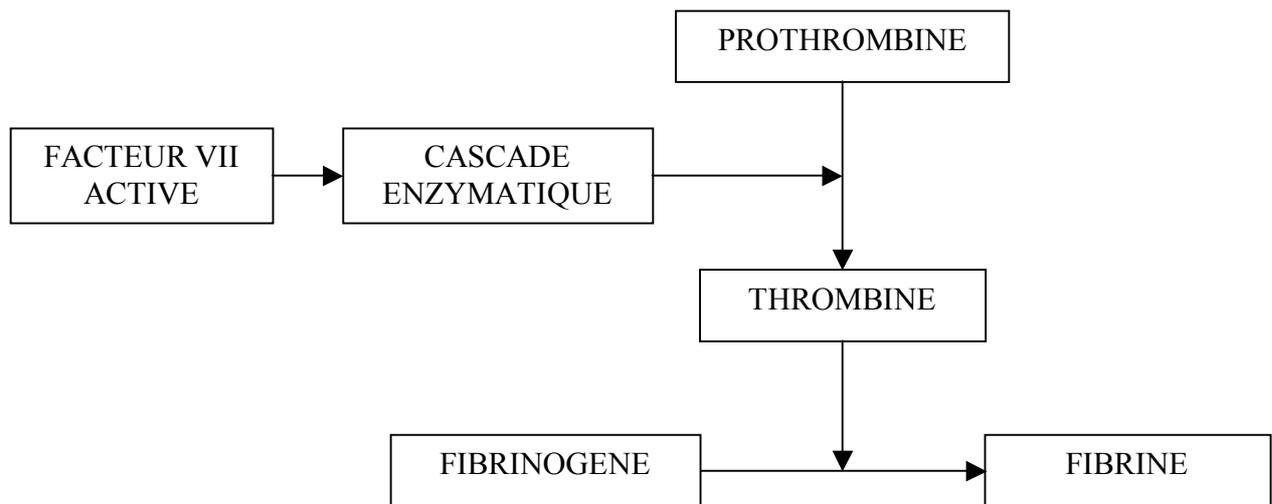


Figure 4.1 :Cascade de coagulation.

4.3 Caractérisation de la coagulation par Mesure des Fluctuations de Speckle (MFS)

4.3.1 Protocole expérimental

Pour provoquer la coagulation, nous ajoutons, dans une cuvette d'épaisseur $d = 5$ mm, 200 μ l de thromboplastine à 100 μ l de plasma anticoagulé, c'est à dire sans calcium. Ces produits doivent être préalablement chauffés à 37°C. Le mélange obtenu est alors éclairé par un laser HeNe de 1 mW ($\lambda = 632,8$ nm).

Le speckle est provoqué par la diffusion de la lumière, par les plaquettes et les protéines. Durant la phase liquide du mélange, le mouvement Brownien de ces particules induit une agitation aléatoire du speckle. Nous mesurons alors, grâce à un photomultiplicateur placé derrière un trou, les fluctuations temporelles de l'intensité lumineuse I diffusée par l'échantillon pendant le temps Δt . La détection s'effectue sur la zone $(\delta x_0, \delta y_0, z_0)$ définie par la position du trou par rapport à l'échantillon et également par son diamètre qui doit être inférieur à la dimension d'un grain de speckle. Dans la configuration dans laquelle nous nous plaçons, en ajustant D à 50cm, la taille du grain de speckle est d'environ $800 \mu\text{m}$ et un trou de $400 \mu\text{m}$ de diamètre est utilisé.

Le montage expérimental est montré figure 4.2.

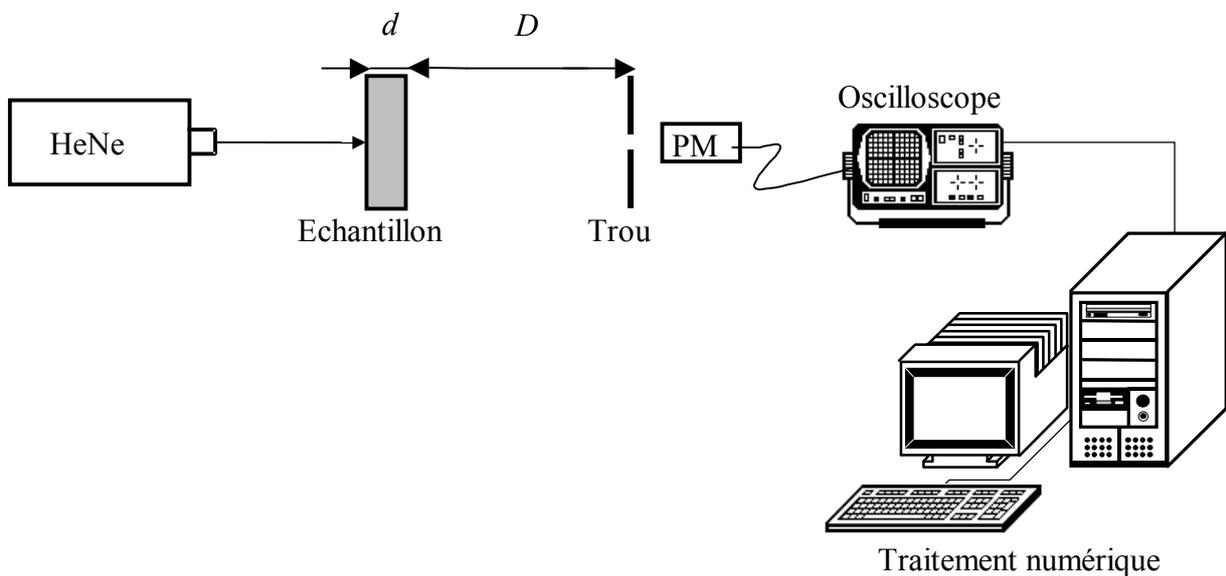


Figure 4.2 : Montage expérimental.

Le signal délivré par le photomultiplicateur est numérisé par un oscilloscope numérique et traité par un algorithme informatique que nous détaillerons par la suite pour obtenir des informations sur la coagulation.

L'oscilloscope nous permettait d'enregistrer 10000 points sur la durée de l'acquisition qui était de 100 s.

4.3.2 Signal optique mesuré et traitement

Comme nous pouvons le voir sur les figures 4.3 et 4.4 qui présentent un exemple de mesure que nous pouvons effectuer lors d'une coagulation, le signal relevé sur l'oscilloscope peut être divisé en trois parties :

- premièrement une partie avant l'ajout de la thromboplastine où les fluctuations sont lentes.
- une seconde partie qui commence avec l'ajout de la thromboplastine durant laquelle les fluctuations sont rapides et se ralentissent avec le processus de coagulation.
- une troisième et dernière partie sans fluctuation, mis à part le bruit ; le caillot est formé.

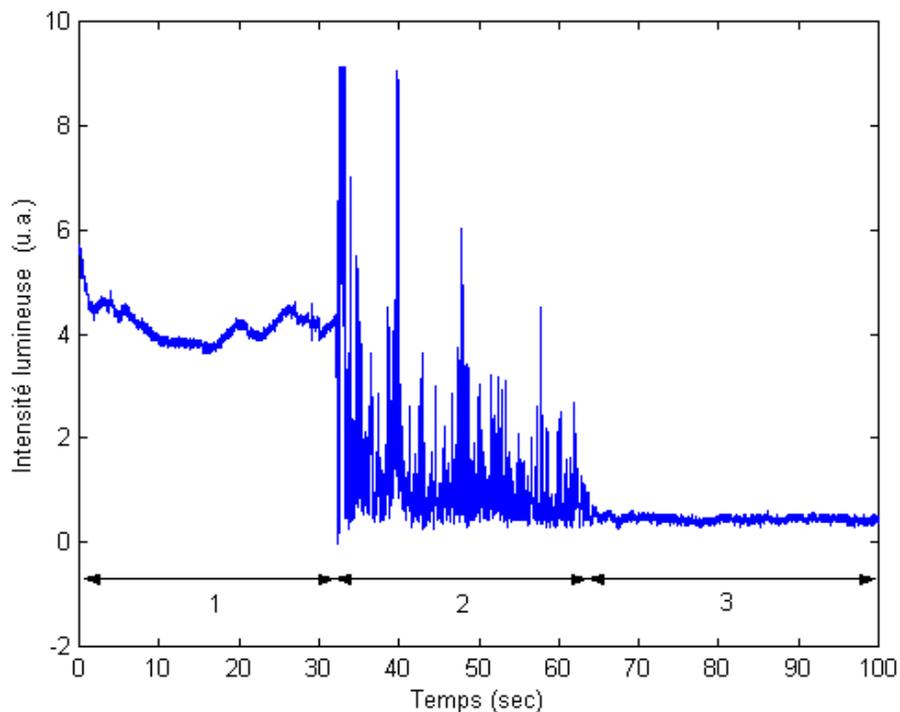


Figure 4.3 : Exemple de signal mesuré lors d'une coagulation.

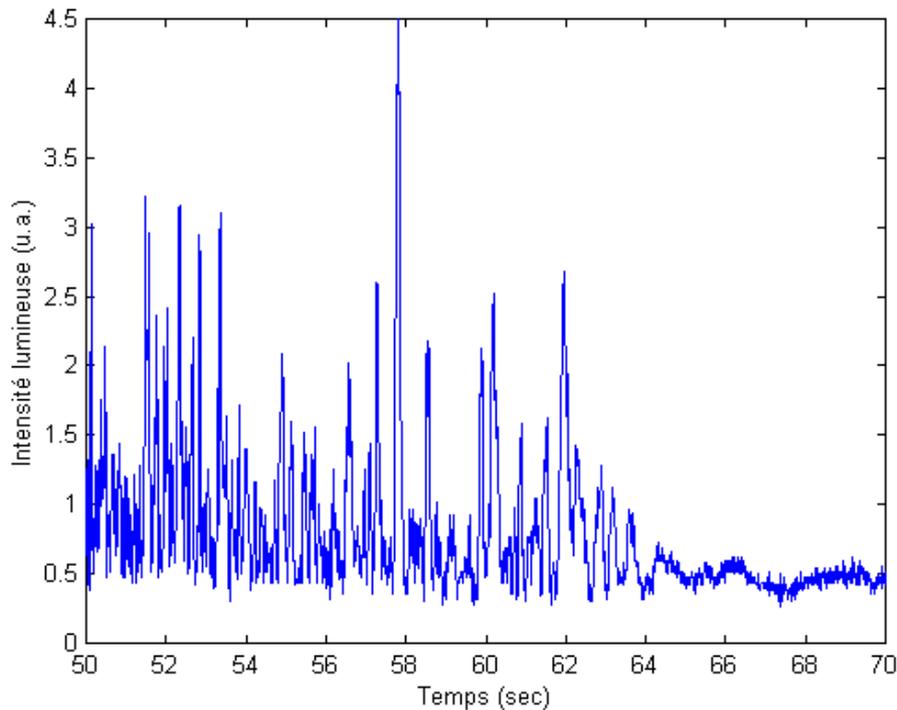


Figure 4.4 : Evolution du signal entre 50 et 60 secondes.

De plus, nous pouvons remarquer que la transmission optique diminue durant le processus de coagulation. En effet, les valeurs maximales atteintes par les fluctuations sont de moins en moins élevées au cours de la coagulation. C'est pourquoi nous devons ajuster l'intensité du signal (en augmentant l'intensité lumineuse incidente si cela est possible, ou en augmentant le gain du PM) de manière à utiliser toute la dynamique de l'oscilloscope lorsque nous amorçons la réaction. Cependant certaines amplitudes peuvent atteindre la saturation (comme le montre la figure 4.3 sur l'intervalle de temps 32-35 sec) si elles sont supérieures à ce que l'oscilloscope peut mesurer pour le calibre utilisé. Ces saturations ont lieu lorsque nous ajoutons la thromboplastine et qu'il se produit des mouvements de turbulences.

Le traitement du signal que nous avons employé consiste alors à calculer la Somme Cumulée des Extremums (SCE) du signal durant le temps de mesure après un filtrage passe bas qui consiste en un lissage du signal. Le lissage du signal est réalisé par un filtre Savitsky-Golay dont la réponse en fréquence est tracée, figure 4.5, jusqu'à une fréquence de 50 Hz. Nous atténuons ainsi les hautes fréquences du signal brut dues au bruit de mesure et aux turbulences.

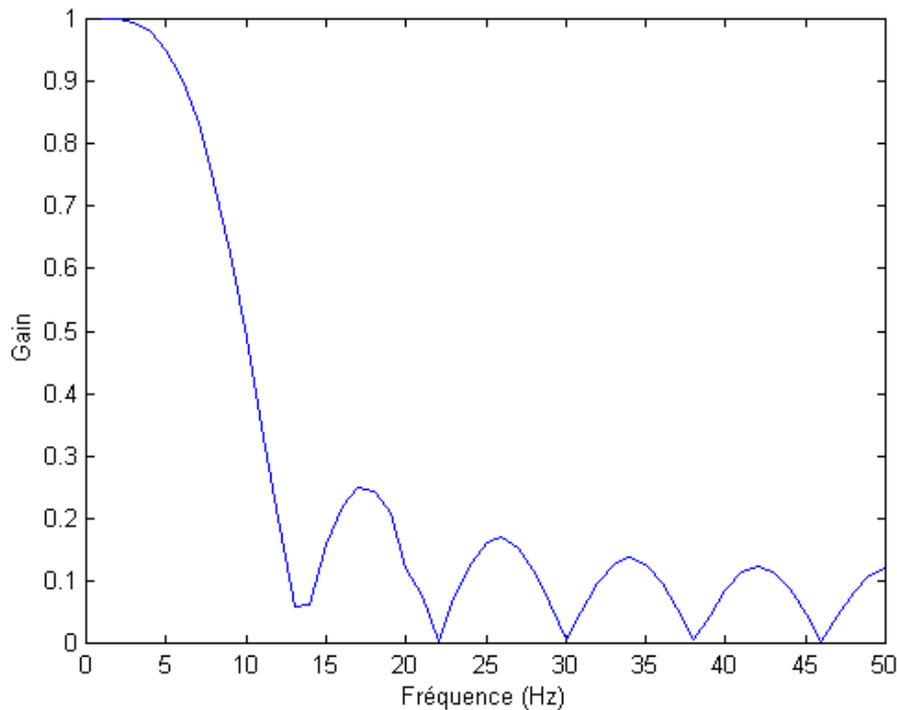


Figure 4.5 : Réponse fréquentielle du filtre Savitsky-Golay utilisé.

Ensuite, le traitement consiste à supprimer les faibles variations d'amplitudes ; le critère déterminé empiriquement est le suivant : si un extremum possède une valeur qui diffère de moins de 20% de la valeur de l'extremum précédent, nous ne le comptons pas : soit a_i et a_{i+1} respectivement les amplitudes des extremums i et $i+1$, si :

$$\left(\frac{|a_i - a_{i+1}|}{|a_i|} \right) \cdot 100 \leq 20\%,$$

l'extremum $i+1$ n'est pas comptabilisé.

La méthode de mesure du temps de coagulation est simple : nous considérons que le caillot est formé lorsque SCE devient constant (voir figure 4.7, SCE du signal de la figure 4.6), c'est à dire lorsque le speckle devient statique.

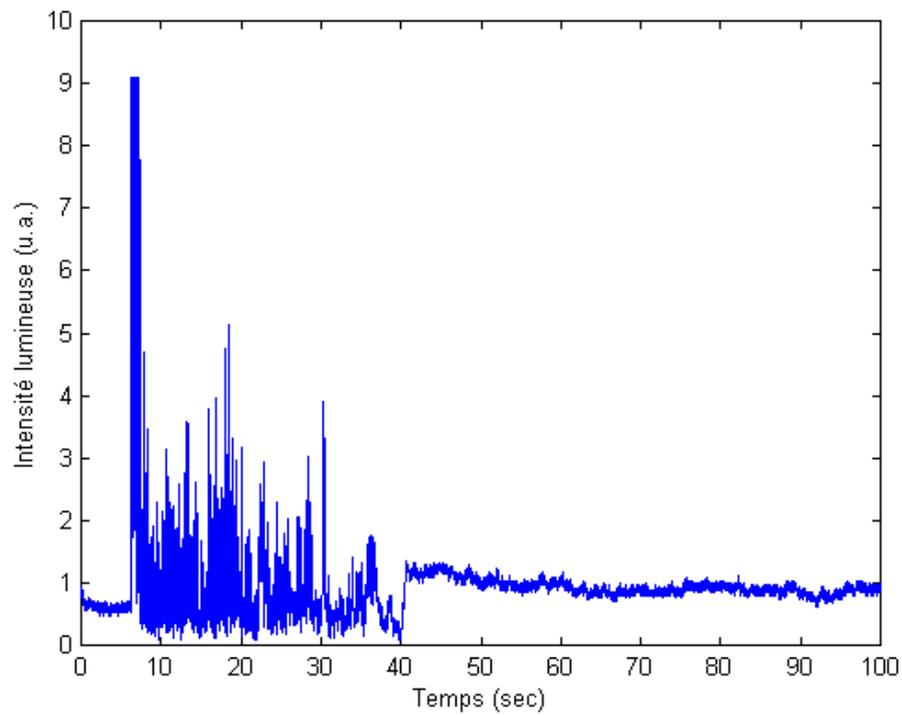


Figure 4.6 : Signal mesuré lors d'une coagulation.

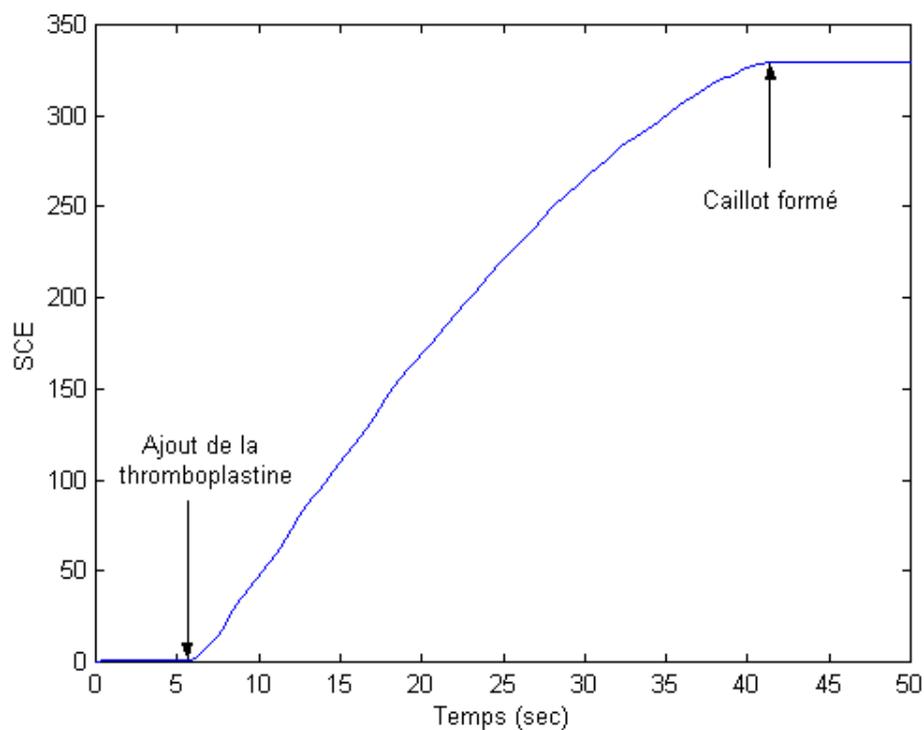


Figure 4.7 : SCE du signal de la figure 4.5.

4.3.3 Résultats

Cinq échantillons de plasma différents ont été analysés. Les mesures réalisées par notre méthode, que nous nommons MFS (Mesure des Fluctuations de Speckle), sont comparées aux résultats obtenus par Mesure De Viscosité (MDV), « Diagnostica Stago Industry : *STA-R Coagulometer* », du laboratoire d'hématologie du CHU de Brest qui nous fournit les échantillons de plasma. Dans ce système, un champ magnétique entretient les oscillations d'une bille placée dans la cuvette contenant le plasma. Les oscillations de la bille sont enregistrées grâce à un laser et la détection commence lorsque la thromboplastine est ajoutée : la bille se met à osciller et le chronomètre démarre. Lorsque le caillot se forme, la viscosité augmente et l'amplitude des oscillations de la bille diminue. Selon différents algorithmes de calcul, le chronomètre s'arrête et donne le temps de « Quick » même si le caillot n'est pas complètement formé et que la bille est toujours en mouvement.

Les résultats obtenus selon les deux méthodes sont présentés dans le tableau 4.1. Les valeurs données par MFS correspondent à la moyenne de trois mesures effectuées sur chaque plasma. L'écart par rapport à la moyenne des différentes mesures est de 6% maximum.

Echantillons	1	2	3	4	5
Résultats MFS (sec)	24.4	32.3	33.5	34	37.9
Résultats MDV (sec)	17.7	22.2	23.3	18.7	25.2

Tableau 4.1 : Temps de coagulation mesurés par MFS et MDV.

Nous pouvons remarquer que les résultats trouvés selon les deux méthodes sont différents. En effet, comme nous l'avons déjà précisé plus haut, les temps pris en compte ne sont pas les mêmes : le temps mesuré par MFS est le temps nécessaire à la formation complète du caillot (tout l'échantillon est figé) alors que le temps par MDV est le temps mesuré lorsque le caillot commence à se former.

De plus, les échantillons ont été classés de 1 à 5 dans l'ordre croissant des temps trouvés par la méthode MFS. Selon la méthode MDV, le classement est alors 1, 4, 2, 3 et 5. En effet, le début de la réaction de coagulation et sa durée ne sont pas forcément corrélés et

dépendent des propriétés du plasma : un échantillon peut commencer à coaguler plus tôt et finir plus tard qu'un autre.

Nous pouvons mettre en évidence ces caractéristiques de la dynamique de coagulation en traçant la SCE pour un test de coagulation pour les échantillons 1, 3, 4 et 5 (les échantillons 2 et 3 sont semblables) (Figure 4.8).

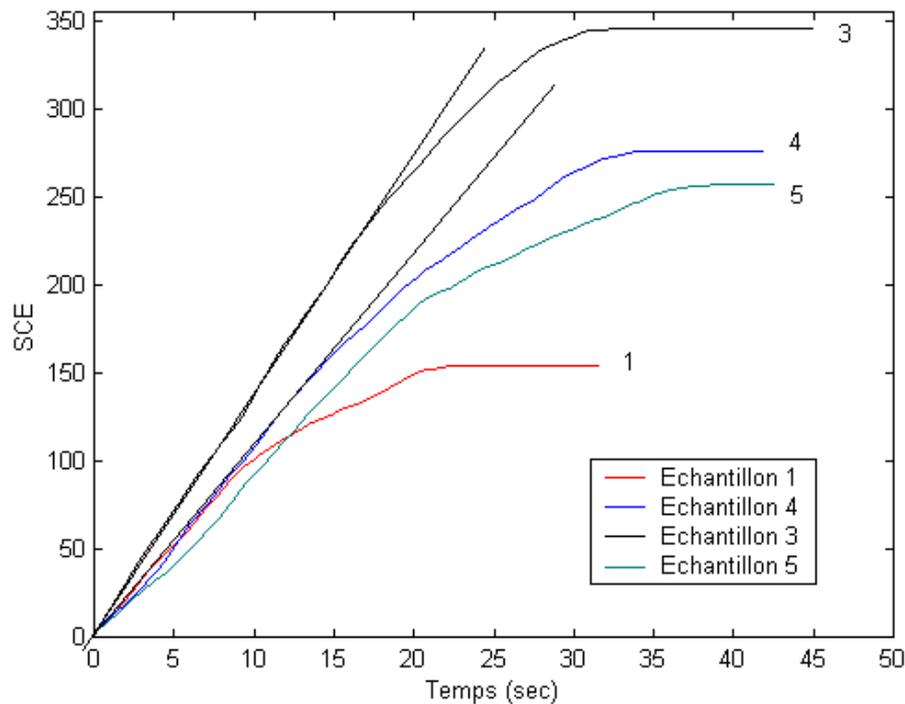


Figure 4.8 : SCE calculé pour les échantillons 1, 3, 4, et 5.
 $t = 0$ sec : ajout de la thromboplastine.

Sur les courbes de la figure 4.8 représentant la SCE pour les échantillons de plasma, nous pouvons repérer 3 parties :

- Une première partie linéaire correspondant aux fluctuations filtrées des turbulences lorsque la thromboplastine est ajoutée et au mouvement Brownien qui est constant avant la coagulation. Après filtrage passe bas, la distribution de fréquence est constante et la somme cumulée des extremums en fonction du temps forme une droite.

- Une deuxième partie, traduisant l'augmentation de la viscosité de l'échantillon durant le processus de coagulation. Cette partie correspond à une réduction de l'agitation des grains de speckle.

- Une troisième et dernière partie lorsque le caillot est formé et le speckle figé.

Nous pouvons donc visualiser le début et la fin de la coagulation. La figure 4.9 superpose la SCE aux résultats obtenus par MDV pour les échantillons 3 et 4.

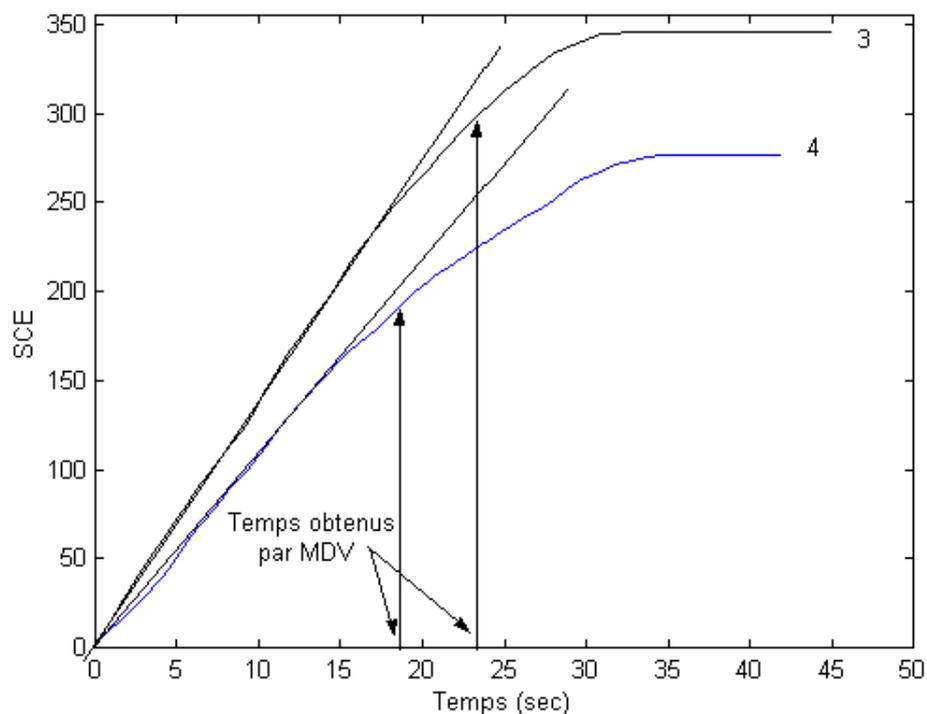


Figure 4.9 : SCE calculés pour les échantillons 3 et 4 .

Si nous comparons les échantillons 3 et 4, nous pouvons voir, grâce au calcul de la SCE, que l'échantillon 4 commence à coaguler plus tôt que l'échantillon 3 alors que le caillot est figé plus tard. En effet, pour l'échantillon 4, la deuxième partie de SCE (ralentissement du mouvement du speckle) débute plus tôt mais finit plus tard. Nous retrouvons ainsi le classement des échantillons par temps de coagulation établi selon la méthode MDV qui mesure un temps de coagulation plus court pour l'échantillon 4 que pour l'échantillon 3.

Selon cette procédure, sur la figure 4.8, nous pouvons voir que l'ordre des échantillons, classés selon leur temps de coagulation croissant, est respecté et est le même que celui obtenu par MDV, à savoir : 1-4-3-5.

4.4 Caractérisation de la coagulation par Mesure de Contraste de Speckle (MCS)

4.4.1 Le contraste

La mesure de contraste est un outil simple et efficace pour mettre en évidence le mouvement de particules diffusantes. La mesure s'effectue à partir d'images de speckle acquises avec une caméra CCD. Comme nous l'avons vu au chapitre 2 (paragraphe 2.4.1), la mesure de contraste de speckle en mouvement dépend du temps d'acquisition de la caméra ; si ce temps est infiniment petit, le contraste mesuré ne dépend plus de la vitesse des diffuseurs.

Pour une distribution aléatoire de vitesse, les grains de speckle fluctuent en intensité et le contraste mesuré est d'autant plus faible que ces fluctuations sont rapides. La translation d'un objet solide diffusant provoque également un mouvement de translation du speckle et une baisse de contraste. Dans le cas d'écoulement de fluide, nous retrouvons les deux types de mouvement.

Selon certaines hypothèses [4.10], comme celle de considérer le mouvement des particules aléatoire, la relation mathématique qui existe entre le contraste C et les fluctuations temporelles statistiques du speckle est la suivante [4.5] :

$$C = \frac{\sigma_I}{\langle I \rangle} \text{ avec :}$$

$$\sigma_I^2(T) = \frac{1}{T} \int_0^T c_I(\tau) d\tau$$

T est le temps d'acquisition de la caméra.

[4.10] J.D. Briers and A.F. Fercher, **A laser speckle technique for the visualization of retinal blood flow**, *Proc. Spie*, Vol. 369, 22-28 (1982).

σ_I^2 est la variance spatiale de l'intensité (déjà introduite au chapitre 1, paragraphe 1.2.1) $\langle I \rangle$, moyenne spatiale de l'intensité lumineuse.

c_I est l'autocovariance normalisée des fluctuations temporelles de l'intensité :

$$c_I(\tau) = \frac{C_I(\tau)}{C_I(0)}$$

où :

$$C_I(\tau) = \langle [I(t) - \langle I(t) \rangle][I(t+\tau) - \langle I(t) \rangle] \rangle$$

4.4.2 Protocole expérimental

Dans le cas de la coagulation plasmatique, nous éclairons l'échantillon de plasma et de thromboplastine avec le laser HeNe et nous détectons le speckle sur une caméra CCD dont le temps d'acquisition est fixé à 60 ms. Le montage expérimental est présenté figure 4.10.

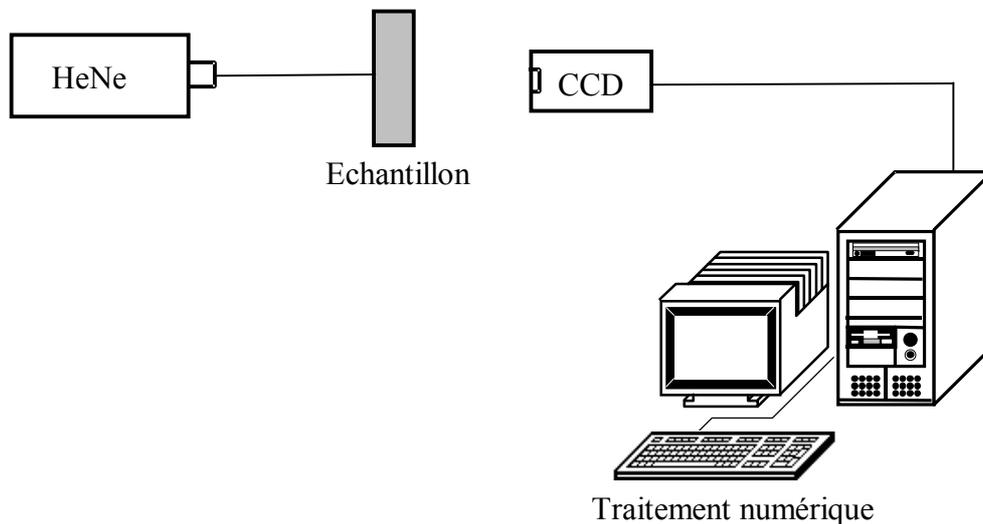


Figure 4.10 : Montage expérimental pour une mesure de contraste.

Nous utilisons la caméra CCD dont les spécifications sont données au chapitre 2, paragraphe 2.3.1.

Nous calculons le contraste selon la relation suivante :

$$C = \frac{\sqrt{\langle I(x, y)^2 \rangle - \langle I(x, y) \rangle^2}}{\langle I(x, y) \rangle}$$

$\langle \rangle$ correspond à une moyenne spatiale

$I(x, y)$, intensité lumineuse au point $M(x, y)$ du plan de la surface de la CCD.

Pour cette étude le diamètre d'un grain de speckle au niveau de la caméra est d'environ 5 à 7 pixels (25 à 50 pixels par grain).

La formation du caillot entraîne une augmentation de la viscosité, ralentissant ainsi le mouvement brownien et l'agitation du speckle, le contraste mesuré s'améliore. Lorsque le caillot est formé, le speckle est immobile et le contraste est optimal et constant.

Cependant, le contraste peut devenir constant avant l'arrêt total de l'agitation du speckle, lorsque le speckle bouge lentement, ce qui induit une erreur dans la mesure de la fin du processus de coagulation. Malgré ce problème, pour nos mesures par MCS (Mesure de Contraste de Speckle), le temps de coagulation correspondra au temps mesuré lorsque le contraste n'évolue plus.

4.4.3 Résultats

Trois nouveaux échantillons de plasma (échantillon 6, 7 et 8) sont analysés selon la procédure décrite au paragraphe 4.3.1.

Afin de décrire l'évolution du contraste durant la coagulation, nous avons tracé, figure 4.11, la courbe obtenue pour l'échantillon 8.

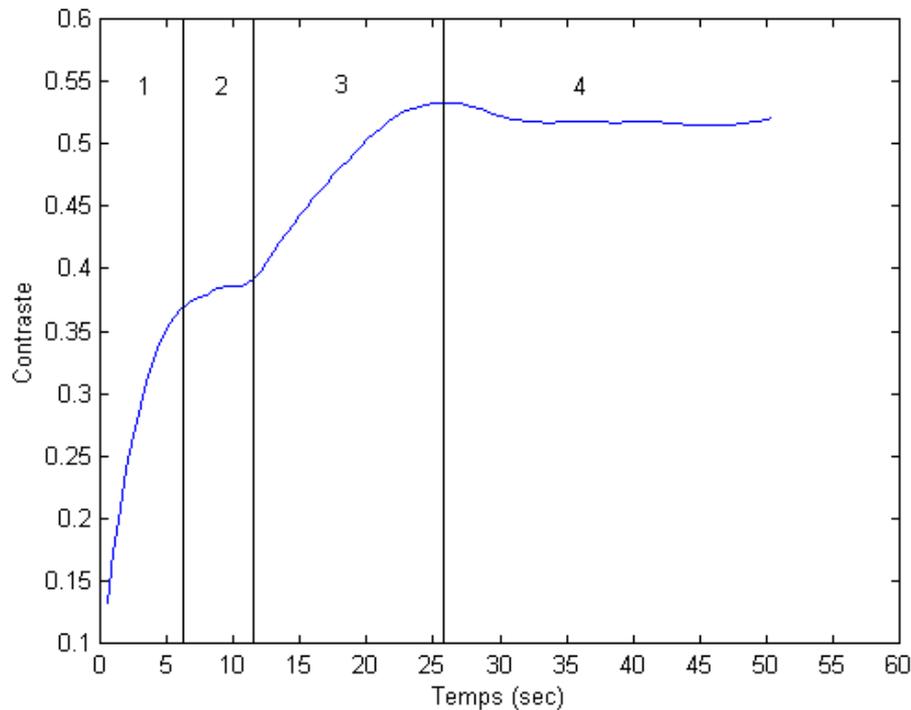


Figure 4.11 : Evolution du contraste lors de la coagulation pour l'échantillon 8.

La courbe de la figure 4.11 fait apparaître 4 zones mettant en évidence:

- le ralentissement des turbulences après l'ajout de la thromboplastine : le contraste augmente
- la stabilisation de l'agitation : le contraste devient constant
- le ralentissement de l'agitation avec l'augmentation de la viscosité durant le processus de coagulation : le contraste augmente à nouveau
- la fin de la coagulation : le contraste est constant

Les courbes obtenues pour tous les échantillons sont tracées figure 4.12.

Une quatrième courbe (courbe 9) a été reportée sur le graphe, elle représente une référence : il s'agit d'un échantillon de thromboplastine sans plasma. Le faible contraste est provoqué par les turbulences lorsque nous plaçons le produit dans la cuvette et le contraste est constant lorsque l'agitation devient constante (mouvement Brownien).

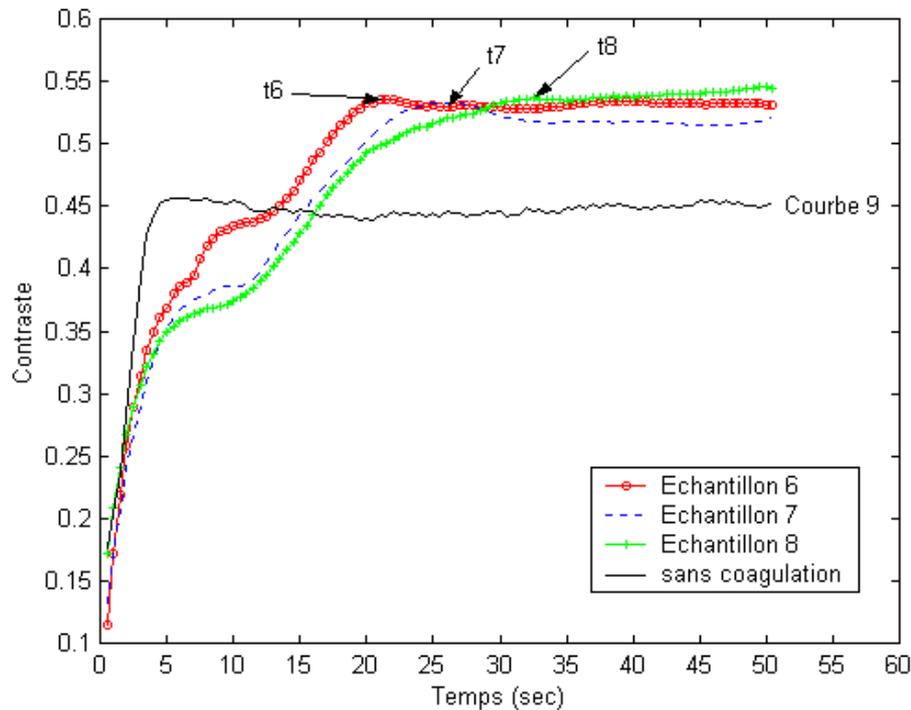


Figure 4.12 : Evolution du contraste lors de la coagulation des échantillons 6, 7, 8.
 Courbe 9 : référence, thromboplastine sans plasma.
 t6, t7 et t8 : temps de coagulation .

Le tableau 4.2 compare les temps de coagulation que nous avons obtenus pour les échantillons 6, 7 et 8 par MCS, respectivement t6, t7 et t8, aux temps mesurés par MDV.

Echantillons	6	7	8
Résultats MCS (sec)	21	26	33
Résultats MDV (sec)	13.2	16.1	48

Tableau 4.2 : Temps de coagulation mesurés par MCS et MDV.

Comme pour la mesure par MFS, les différences des résultats mesurés par MCS et MDV proviennent des critères utilisés pour définir le temps de coagulation. Cependant, le classement des échantillons selon le temps de coagulation croissant est le même pour les deux méthodes.

4.5 Conclusion

L'analyse du mouvement du speckle produit par la diffusion d'un faisceau laser par le sang donne des informations utiles sur le mouvement des cellules de ce liquide biologique. Le ralentissement de ce mouvement lors d'une coagulation plasmatique peut donc être étudié pour mettre en évidence la dynamique de cette réaction de manière non-invasive.

Deux méthodes (Mesure des Fluctuations du Speckle, MFS et Mesure du Contraste du Speckle, MCS), basées sur les propriétés du speckle, ont été utilisées pour visualiser la dynamique de coagulation et accéder à la durée du processus de formation du caillot. Ces techniques ont été validées par comparaison avec une méthode classique de mesure (Mesure De Viscosité, MDV) souvent utilisée dans les laboratoires d'hématologie.

La première méthode mise au point (MFS) apporte des informations sur la durée du processus de formation du caillot et sur les propriétés du plasma : par exemple, nous avons vu qu'un échantillon de plasma peut commencer à coaguler avant un autre échantillon, mais finir de coaguler plus tard. La méthode MDV va considérer que ce plasma coagule vite alors que le caillot est réellement formé tardivement. La connaissance de ces particularités peut donc apporter des informations indispensables au traitement clinique de problèmes de coagulation.

La détection de la fin de coagulation par la seconde méthode de mesure (MCS) peut être optimisée par l'utilisation d'un temps d'acquisition de la caméra CCD plus long, de manière à ce que le contraste soit optimal seulement lorsque le speckle est figé.

Finalement, cette analyse de la dynamique de champ de speckle produit par des cellules sanguines peut se révéler être une technique rapide, simple, non-invasive et peu onéreuse pour obtenir des informations sur la dynamique de coagulation.

Résumé et perspectives

L'analyse du champ de speckle généré par un milieu diffusant peut potentiellement apporter une quantité importante d'informations sur le milieu qui le génère. Lorsque aucun système imageant n'est placé entre le milieu et le plan d'observation, les caractéristiques du speckle comme la taille, le contraste, la polarisation et la dynamique des grains sont autant de grandeurs qui sont dépendantes du milieu diffusant éclairé par l'onde optique cohérente. Un système imageant impose effectivement la taille du grain de speckle [1.1].

Les conditions expérimentales vont également largement influencer la mesure du speckle. Nous avons mesuré l'effet des paramètres comme la distance et l'angle d'observation sur la taille des grains de speckle. De plus, le temps d'acquisition et les pixels de dimensions finies de la caméra CCD qui enregistre le speckle, peuvent apporter une source d'erreur dans la mesure du contraste et de la taille de grain. La dimension, la forme et la longueur de cohérence du faisceau laser incident peuvent également modifier le champ de speckle. Lors de nos manipulations, nous avons employé un laser HeNe émettant un faisceau gaussien de longueur de cohérence de 20 cm.

La caractérisation spatiale des grains de speckle s'effectue par le calcul de l'autocovariance normalisée du champ de speckle. Nous estimons la taille des grains par la mesure de la largeur à mi-hauteur de cette fonction.

En transmission, lorsque nous nous plaçons dans un régime de faible diffusion, la taille des grains de speckle diminue linéairement avec l'augmentation du coefficient de diffusion. Pour un coefficient de diffusion qui correspond à une longueur d'atténuation faible (inférieure à 2) et fixée, la taille des grains de speckle et le contraste vont dépendre de la dimension des particules. Lorsque leurs diamètres sont compris entre $0,53 \mu\text{m}$ et $6,36 \mu\text{m}$ (diamètres pour lesquels les mesures ont été effectuées), la taille des grains de speckle augmente avec la dimension des diffuseurs. Pour des particules diffusantes de $0,20 \mu\text{m}$ de diamètre, la taille des grains de speckle est comparable à celle obtenue pour des particules plus grandes. Cependant, le contraste mesuré est plus faible pour les petites particules et

permet par conséquent de les distinguer. Le couple de paramètres taille de grain et contraste permet donc de qualifier les échantillons que nous avons étudiés par rapport à la dimension des particules qui les constituent. Après d'éventuelles calibrations, cette méthode pourrait permettre de mesurer quantitativement la dimension de particules diffusantes, et également dans le cadre d'application médicale, la dimension de cellules sanguines après prélèvement.

La simulation de profils de diffusion par la méthode de Monte Carlo peut permettre de prévoir théoriquement l'évolution de la taille des grains en fonction de la diffusion et de la dimension des particules du milieu diffusant. La taille des grains de speckle de surface diffusante dépend, en champ lointain, de la dimension de la surface éclairée et est déterminée grâce au calcul de la densité spectrale de puissance de la zone éclairée. Par analogie, le calcul de la densité spectrale de puissance des profils de diffusion simulés a été effectué. En faible diffusion, le speckle que nous enregistrons est polarisé. Par approximation, nous considérons que les photons diffusés plus de deux fois sont polarisés aléatoirement et ne sont pas pris en compte dans la simulation. L'évolution linéaire de la taille des grains de speckle en faible diffusion est alors mise en évidence ainsi que l'effet de la dimension des particules sur la taille du grain.

L'effet de perte de contraste obtenu avec les petites billes doit maintenant être analysé. Pour cela, une étude de la distribution des chemins optiques parcourus par les photons dans le milieu doit être menée précisément. En effet, une grande distribution des chemins par rapport à la longueur de cohérence du laser entraîne une baisse du contraste du speckle [19]. Dans le cadre de notre étude, des simulations ont été effectuées pour des milieux contenant des petites particules et des grandes particules. Les résultats préliminaires ont montrés que la distribution des chemins optiques est, en effet, plus importante dans le cas des particules de petite dimension.

En réflexion diffuse, la taille des grains de speckle augmente lorsque le coefficient de diffusion du milieu augmente. Dans le contexte actuel de recherche intensive pour déterminer des méthodes de mesures non invasive et in vivo de la glycémie chez les diabétiques, nous avons mesuré l'effet de l'addition de glucose dans un milieu diffusant sur la taille des grains de speckle. Le coefficient de diffusion dépend, entre autre, de l'indice de réfraction du milieu dans lequel les particules diffusantes évoluent. L'augmentation du taux de glucose dans le milieu provoque une diminution de l'indice relatif entre les particules et le milieu, et le coefficient de diffusion diminue également. Nous mesurons effectivement une diminution de

la taille des grains de speckle lorsque la concentration de glucose augmente. Cependant avec la méthode de détermination de la taille des grains de speckle que nous employons, et le milieu diffusant dans lequel nous avons ajouté le glucose, il serait difficile de mesurer des variations de concentration de glucose comparable aux variations de glycémie que peut subir un diabétique. La mesure de la taille des grains est en effet confronté à un problème de sensibilité qu'il faudra résoudre.

L'analyse de la dynamique des grains de speckle permet d'accéder facilement au contrôle de l'agitation des particules dans le milieu diffusant. Cet aspect a été appliqué, dans le domaine de l'hématologie, au suivi de réactions de coagulation plasmatique. La détermination des temps de coagulation est indispensable pour détecter des troubles de la coagulation ou par exemple, pour le suivi de traitement à base d'anticoagulant. Grâce au suivi de l'agitation des grains de speckle au cours d'une réaction, il est possible de mettre en évidence la dynamique de la réaction comme les temps de début et de fin de réaction.

Toutes les mesures présentées dans ce rapport présentent l'avantage d'utiliser un matériel simple et peu onéreux. Cependant, le principal problème auquel nous sommes confrontés est la quantification précise des paramètres biophysiques que nous cherchons à mettre en évidence. Seule la réalisation de plusieurs mesures sur le champ de speckle, associées à des procédures de calibrations, peuvent éventuellement permettre des mesures quantitatives. L'idéal serait bien sûr de décrire précisément les caractéristiques du milieu par mesure de speckle.

Nos études actuelles se portent sur l'effet de la polarisation sur la taille des grains de speckle. En effet, les états de polarisations circulaires ou linéaires sont différemment conservés dans les milieux diffusants [2.3]. Des mesures préliminaires nous ont montré effectivement que la taille des grains pouvait être fonction de la polarisation incidente.

BIBLIOGRAPHIE

Introduction

- [1] J.M. Benavides, S. Chang, S.Y. Park, R. Richards-Kortum, N. Mackinnon, C. Macaulay, A. Milbourn, A. Malpica, M. Follen, **Multispectral digital colposcopy for in vivo detection of cervical cancer**, *Optics Express*, Vol. 11, Issue 10, 1223-1236 (2003).
- [2] J.C. Hebden, S.R. Arridge and D.T. Delpy, **Optical imaging in medicine : I. Experimental techniques**, *Phys. Med. Biol.* 42, 825-840 (1997).
- [3] D.A. Boas and A.G. Yodh, **Spatially varying dynamical properties of turbid media probed with diffusing temporal light correlation**, *J. Opt. Soc. Am. A*, Vol. 14, No. 1, 192-215 (1997).
- [4] K. Larin, I. Larina, Massoud Motamedi , V. Gelikonov, R. Kuranov, R. Esenaliev, **Potential application of optical coherence tomography for non-invasive monitoring of glucose concentration**, *Proc. of SPIE*, Vol. 4263, 83-90 (2001).
- [5] E. Tinet, S. Avriillier, J.L. Bussièrè and J.-P. Ollivier, **Near infrared laser spectroscopy apparatus for skeletal muscle oxygenation during upright exercise**, *Laser in Medical Science*, 7-11, (1994).
- [6] A. Kienle, R. Steiner, **Determination of the optical properties of tissue by spatially resolved transmission measurements and Monte Carlo simulations**, *Proc. of SPIE*, Vol. 2077, 142-151 (1994).

-
- [7] R.A.J. Groenhuis, J.J. Ten Bosch, and H.A. Ferwerda, **Scattering and absorption of turbid materials determined from reflection measurements. 2: Measuring method and calibration**, *Applied Optics*, Vol. 22, No. 16, 2463-2466 (1983).
- [8] M. Essenpreis *et al.*, **Correlation between blood glucose concentration in diabetics and noninvasively measured tissue optical scattering coefficient**, *Optics Letters*, Vol. 22, No. 3, 190-192 (1997).
- [9] I. Newton, *Optiks* (reprinted by Dover Press, New York 1952) Book I, part I, prop VIII, pro II (1730).
- [10] M. Von Laue, *Sitzungsber. Kaiserd. Akad Wiss (Berlin)* 44, 1144 (1914).
- [11] T. Fricke-Begemann, G. Gülker, K. D. Hinsch, and, K. Wolff, **Corrosion monitoring with speckle correlation**, *Applied Optics*, Vol. 38, No. 28, 5948-5955, (1999).
- [12] P. Lehmann, **Surface-roughness measurement based on the intensity correlation function of scattered light under speckle-pattern illumination**, *Applied Optics*, Vol. 38, No. 7, 1144-1152 (1999).
- [13] E. Marx and T.V. Vorburger, **Direct and inverse problems for light scattered by rough surfaces**, *Applied Optics*, Vol.29, No.25, 3613-3626 (1990).
- [14] L. Basano, S. Leporatti, P. Ottonello, V. Palestini and R. Rolandi, **Measurements of surface roughness: use of a CCD camera to correlate doubly scattered speckle patterns**, *Applied Optics*, Vol. 34, No. 31, 7286-7290 (1995).
- [15] G. Da Costa and J. Ferrari, **Anisotropic speckle patterns in the light scattered by rough cylindrical surfaces**, *Applied Optics*, Vol. 36, No. 21, 5231-5237 (1997).
- [16] J.H. Churnside and H.T. Yura, **Velocity measurement using laser speckle statistics**, *Applied Optics*, Vol. 20, No. 20, 3539-3541 (1981).

-
- [17] C. Alves, P. Forin, **Un capteur de vitesse à corrélation de speckle**, *Instrumentation Mesure Métrologie*, Vol. 2, No. 1-2/2002 :*Capteurs et traitement du signal pour les transports guidés*, 137-160, Hermes Sciences, Lavoisier.
- [18] I.V. Fedosov, V.V. Tuchin, **The use of dynamic speckle field space-time correlation function estimates for the direction and velocity determination of blood flow**, *Proc. SPIE*, Vol. 4434, 192-196 (2001).
- [19] C.A. Thompson, K.J. Webb and A.M. Weiner, **Imaging in scattering media by use of laser speckle**, *J. Opt. Soc. A*, Vol. 14, No. 9, 2269-2277 (1997).
- [20] A. Sadhwani, K. T. Schomacker, G. J. Tearney and N. S. Nishioka, **Determination of Teflon thickness with laser speckle. I. Potential for burn depth diagnosis**, *Applied Optics*, Vol. 35, No. 28, 5727-5735 (1996).
- [21] P. Elies, **Etude expérimentale de la dépolarisation en imagerie Laser: classification d'échantillons, analyse du champ de speckle**, Thèse de doctorat, Université de Bretagne occidentale, Brest (1996).
- [22] X. Intes, **Détermination spatiale des paramètres optiques de milieux fortement diffusants par battement hétérodyne de la source**, Thèse de doctorat, Université de Bretagne occidentale, Brest (1998).
- [23] J.P. Marie, **Caractérisation de lasers à cavité verticale à émission par la surface. Utilisation de ces sources pour la détection d'objets en milieux diffusants**, Thèse de doctorat, Université de Bretagne occidentale, Brest (1999).
- [24] Y. Piederrière, **Evaluation in vivo du taux de glucose dans le sang par analyse des propriétés du speckle**, Rapport de D.E.A., Université de Bretagne occidentale, Brest (2000).

Chapitre 1

- [1.1] M. Françon, **Granularité laser, speckle, applications en optique**, Paris, New York, Barcelone, Milan : Masson (1978).
- [1.2] J.W. Goodman, **Statistical Properties of Laser Speckle Patterns**, in *Laser Speckle and Related Phenomena*, Vol.9 in series *Topics in Applied Physics*, J.C. Dainty (Editor), Berlin, Heidelberg, New York, Tokyo: Springer-Verlag, 1984.
- [1.3] E. Jakeman, **Speckle statistics with a small number of scatterers**, *Optical Engineering*, Vol. 23, No. 4, 453-461 (1984).
- [1.4] Lester I. Goldfisher, **Autocorrelation Function and Power Spectral Density of Laser-Produced Speckle Patterns**, *J. Opt. Soc. Am.*, Vol. 55, No. 3, 247-253 (1965).
- [1.5] Q.B. Li and F.P. Chiang, **Three-dimensional dimension of laser speckle**, *Applied Optics*, Vol. 31, No. 29, 6287-6291 (1992).
- [1.6] Van de Hulst, **Light scattering by small particles**, New York: Dover Publications, Inc., 1981.
- [1.7] V.V. Tuchin, **Laser light scattering in biomedical diagnostics and therapy**, *Journal of Laser Applications*, Vol.5, No.2&3, 43-60 (1993).
- [1.8] G. Yoon, S. A. Prahl and A. J. Welch, **Accuracies of the diffusion approximation and its similarity relations for laser irradiated biological media**, *Applied Optics*, Vol. 28, No.12, 2250-2255 (1989).
- [1.9] N.L. Swanson, B.D. Billard, and T.L. Gennaro, **Limits of optical transmission measurements with application to particle sizing techniques**, *Applied Optics*, Vol. 38, No. 27, 5887-5893 (1999).

ANNEXE 1.1

[A1.1] J.W. Goodman, **Statistical Optics**, *Wiley Series in Pure and Applied Optics*, New York, Chichester, Brisbane, Toronto, Singapore: Wiley-Interscience Publication, 1984.

ANNEXE 1.2

[A1.2] W. Fraude, **Laser-strophometry: high resolution techniques for velocity gradient measurements in fluid flows**, Berlin, Heidelberg, New York, Barcelona, Hong Kong, London, Milan, Paris, Singapore, Tokyo: Springer, 2001.

Chapitre 2

[2.1] A.B. Pravdin, S.P. Chernova, T.G. Papazoglou, V.V. Tuchin, **Tissue Phantoms**, Chap.5 in *Handbook of biomedical diagnostics*, Valery V. Tuchin (Editor), 311-352, Bellingham: SPIE press, 2002.

[2.2] P. Walstra, R. Jeness, **Dairy Chemistry and Physics**, Wiley-Interscience Publication, U.S, 1984.

[2.3] V. Sankaran, K. Schönenberger, J. T. Walsh, Jr., and D. J. Maitland, **Polarization discrimination of coherently propagating light in turbid media**, *Applied Optics*, Vol. 38, No. 19, 4252-4261 (1999).

[2.4] A. Morel, **Diffusion de la lumière par les eaux de mer. Résultats expérimentaux et approche théorique**, Rapport, Université de Paris, Laboratoire d'Océanographie Physique.

[2.5] T.L. Alexander, J.E. Harvey, A.R. Weeks, **Average speckle size as a function of intensity threshold level: comparison of experimental measurements with theory**, *Applied Optics*, Vol.33, No. 35, 8240-8250 (1994).

Chapitre 3

- [3.1] S.S. Ulyanov, **Speckled speckles statistics with a small number of scatterers**, *Proceedings of SPIE*, Vol. 4242, 254-265 (2001).
- [3.2] D.L. Fried, **Laser eye safety: the implications of ordinary speckle statistics and of speckled-speckle statistics**, *J. Opt. Soc. Am*, Vol. 71, No. 7, 914-916 (1981).
- [3.3] M. Giglio, M. Carpineti, A. Vailati and D. Brogioli, **Near-field intensity correlation of scattered light**, *Applied Optics*, Vol. 40, No.24, 4036-4040 (2001).
- [3.4] G.I Marchuk, G.A. Mikhailov, M.A. Nazarialiev, R.A. Darbinjan, B.A. Kargin, B.S. Elepov, **The Monte Carlo Methods in Atmospheric Optics**, *Springer Series in Optical Sciences, Vol.12*, Berlin, Heidelberg, New york: Springer-Verlag, 1980.
- [3.5] A.K. Amerov, K.J. Jeon, Y.-J Kim and G. Yoon, **Method and device for non-invasive blood glucose measurement**, *Proc. SPIE*, Vol.3599, 33-42 (1999).
- [3.6] J.S. Kanger, F.F.M. de Muhl, and C. Otto, **Non-invasive detection of glucose using Raman spectroscopy**, *Proc. SPIE*, Vol. 3570, 123-129 (1998).
- [3.7] C. Chou, C-Y Han, W.-C. Kuo, Y.-C. Huang, C.-M. Feng and J.-C. Shyu, **Non – invasive glucose monitoring in vivo with an optical heterodyne polarimeter**, *Applied Optics*, Vol. 37, No. 16, 3553-3557 (1998).
- [3.8] J.S. Maier, S.A. Walker, S. Fantini, M.A. Franceschini and E. Gratton, **Possible correlation between blood glucose concentration and the reduced scattering coefficient of tissues in the near infrared**, *Optics Letters*, Vol. 19, No. 24, 2062-2064 (1994).
- [3.9] M. Kohl, M. Cope, M. Essenpreis and D. Bocker, **Influence of glucose concentration on light scattering in tissue-simulating phantoms**, *Optics Letters*, Vol.19, No. 24, 2170-2172 (1994).

[3.10] D.A. Zimnyakov, V.V. Tuchin, and A.A. Mishin, **Spatial speckle correlometry in applications to speckle structure monitoring**, *Applied Optics*, Vol. 36, No. 22, 5594-5607 (1997).

Chapitre 4

[4.1] J.H. Churnside and H.T. Yura, **Velocity measurement using laser speckle statistics**, *Applied Optics*, Vol.20, No.20, 3539-3541 (1981).

[4.2] Y.Aizu, T.Asakura, **Bio-speckle phenomena and their application to the evaluation of blood flow**, *Optics and Laser Technology*, Vol.23, No 4, 205-219 (1991).

[4.3] I.V. Fedosov and V.V. Tuchin, **The use of dynamic speckle field space time correlation function estimates for the direction and velocity determination of blood flow**, *Proceeding of SPIE*, Vol.4434, 192-196 (2001).

[4.4] J.D. Briers, G. Richards and X.W. He, **Capillary blood flow monitoring using laser speckle contrast analysis (LASCA)**, *Journal of Biomedical Optics*, Vol.4, No.1, 164-175 (1999).

[4.5] D.A. Zimnyakov, J.D. Briers, V.V. Tuchin, **Speckle technologies for monitoring and imaging of tissues and tissuelike phantoms**, Chap.18 in *Handbook of biomedical diagnostics*, Valery V. Tuchin (Editor), 987-1036, Bellingham: SPIE press, 2002.

[4.6] A.K. Dunn, H. Bolay, M.A. Moskowitz and D.A. Boas, **Dynamic imaging of cerebral blood flow using laser speckle**, *Journal of Cerebral blood Flow and Metabolism*, Vol.21, 195-201 (2001).

[4.7] Trine P. Vikinge and al, **Blood plasma coagulation studied by surface plasmon resonance**, *Journal of Biomedical of Optics*, Vol.5, No 1, 51-55 (2000).

[4.8] Tzong-Jih Cheng and al, **A piezoelectric quartz crystal sensor for the determination of coagulation time in plasma and whole blood**, *Biosensors and Bioelectronics*, Vol.13, No 2, 147-156 (1998).

[4.9] Maria C.E. Van Dam-Mieras and Annemarie D. Muller, **Blood coagulation as a part of the haemostatic system**, Chap.1 in *New Comprehensive Biochemistry Vol.13: Blood coagulation*, R.F.A. Zwaal and H.C. Hemker (Editors), A. Neuberger and L.L.M. Van Deenen (General Editors), 1-13, Amsterdam, New York, Oxford: Elsevier, 1986.

[4.10] J.D. Briers and A.F. Fercher, **A laser speckle technique for the visualization of retinal blood flow**, *Proc. Spie*, Vol. 369, 22-28 (1982).