Stage de recherche, MIP 2$^{\text{ème}}$ année

Réalisation d'un faisceau laser creux pour piéger des atomes dans un réseau bleu.

Éric Buchlin

Sous la direction de Philippe Verkerk

Laboratoire de Physique des Lasers, Atomes et Molécules, UMR8523
Université des Sciences et Technologies de Lille
F - 59655 Villeneuve d'Ascq Cedex

Du 28 juin au 23 juillet 1999

Chapitre 1

Introduction

1.1 Objet du stage

Les réseaux optiques "bleus" se caractérisent par le fait que les atomes s'y cachent à l'abri de la lumière. Ils sont donc particulièrement intéressants pour étudier le régime non dissipatif, c'est-à-dire sans processus d'émission spontanée. Afin de réaliser un tel réseau qui serait constitué de pièges annulaires, nous avons besoin d'un faisceau creux (intensité nulle au centre) avec des bords aussi raides que possible.

Le but du stage sera de réaliser et caractériser ce faisceau, pour poser les bases de la future expérience. En diaphragmant le faisceau, on arrivera à modifier la raideur des bords, ce qui pourra conduire à une variation de la fréquence de vibration radiale des atomes dans le réseau.

1.2 Présentation du laboratoire

Le Laboratoire de Physique des Lasers, Atomes et Molécules, ou PhLAM [1], est un laboratoire de l'Université des Sciences et Technologies de Lille et du CNRS. Il est dirigé par Pierre Glorieux, et résulte de la fusion du Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne et du Laboratoire de Dynamique Moléculaire et Photonique.

Ses principaux thèmes de recherche sont :

- Atomes froids
- Dynamique moléculaire théorique, agrégats, surfaces, solides.
- Dynamique non linéaire : réseaux micro-lasers, instabilités, dynamique spectro-temporelle et analyse du chaos.
- Photonique : propriétés optiques des verres, nouveaux matériaux pour l'optique.
- Spectroscopie moléculaire : relaxation moléculaire, élargissement de raies, détection et analyse de traces.

Mon stage s'est déroulé dans l'équipe Atomes Froids, dont fait partie Philippe Verkerk. Cette thématique est la plus récente du laboratoire, puisqu'elle a été mise en place en 1995. Le projet initial était d'étudier la dynamique classique et quantique des atomes refroidis par laser, puis le chaos quantique. Le groupe a été rejoint en 1998 par l'équipe de Philippe Verkerk, dont les études portent sur les atomes piégés dans des réseaux de lumière quasi-périodiques.

Je tiens à remercier Philippe Verkerk, ainsi que les membres de son équipe que j'ai côtoyés quotidiennement, pour le chaleureux accueil qu'ils m'ont réservé pendant ce stage. Je remercie aussi Pierre Glorieux, Andrea Di Stefano, Alberto Barsella, Jean-Claude Garreau, Daniel Hennequin et Bernard Segard pour leur aide, leurs explications et l'intérêt qu'ils ont portés à mon expérience.

1.3 Manipulation actuelle : diffusion d'atomes dans un quasi-cristal optique

Pour que je comprenne l'intérêt de l'expérience que j'allais préparer, mon premier travail a été de comprendre la manipulation existante. Pendant les premiers jours, j'ai ainsi appris à l'allumer et à la faire fonctionner.

Des atomes de césium[1] sont placés dans une cellule en quartz dans laquelle on a fait le vide. Ces atomes sont refroidis par des faisceaux laser qui forment une mélasse optique. Un champ magnétique inhomogène crée une force de rappel, et l'ensemble forme un piège magnéto-optique. Un refroidissement supplémentaire est obtenu par effet Sisyphe.

Une fois que les atomes sont suffisamment froids, on coupe le piège magnéto-optique et on crée un quasi-cristal optique grâce à 7 faisceaux laser qui se croisent au niveau des atomes : deux d'entre eux assurent une périodicité du potentiel lumineux selon l'axe vertical, les cinq autres forment un réseau quasi-périodique dans le plan horizontal avec une symétrie d'ordre 5.

Le nuage atomique est observé dans l'infrarouge proche par une caméra CCD. On remarque que le carré de la taille du nuage dans le réseau optique est proportionnel au temps, ce qui est caractéristique d'un processus diffusif. Le coefficient de diffusion dans la direction périodique (z) est environ le double du coefficient de diffusion dans les directions quasi-périodiques. Ce résultat peut s'expliquer par des considérations sur la profondeur des puits de potentiel dans les deux cas, et il est confirmé par des simulations numériques.

On peut relier ces observations au fait que, en physique du solide, la conductivité (thermique ou électrique) des quasi-cristaux est faible : les électrons diffusent moins bien dans un quasi-cristal, de même que les atomes diffusent moins bien dans un quasi-cristal optique. Cette analogie est une des justifications initiales de l'intérêt de l'étude des réseaux optiques, qui, contrairement aux réseaux solides, sont des réseaux parfaits.

1.4 Pourquoi des pièges annulaires ?

Les possibilités des potentiels lumineux dépassent en fait l'imitation de structures observées en physique du solide : il peut être intéressant de ne pas se limiter à de telles structures. Ainsi, il est envisageable d'utiliser des pièges annulaires (figure 1.1), qui présenteraient notamment les avantages suivants :

- ces pièges peuvent avoir un grand volume de capture (nous ne sommes plus limités à des volumes de l'ordre de la longueur d'onde comme précédemment), d'où un taux d'occupation des sites importants
- la localisation longitudinale est forte
- on peut facilement modifier la raideur des bords des puits de potentiel

Grâce à ces caractéristiques, on pourrait ainsi construire des systèmes quantiques nouveaux, ou difficilement atteignables par d'autres méthodes, comme par exemple une “molécule” artificielle macroscopique à deux dimensions constituée d'un atome piégé dans un puits de potentiel annulaire.

1.5 Organisation du mémoire

Dans une première partie, combinant une approche théorique et des simulations numériques, nous montrerons que l'utilisation de faisceaux creux est une façon de construire des pièges annulaires. En effet, en faisant interférer un faisceau creux idéal avec un faisceau gaussien de waist de l'ordre du rayon du trou, on obtient des puits annulaires de potentiel lumineux. Leur largeur dépend de la raideur des bords du trou, comme cela sera montré au paragraphe 2.1. Lorsque le faisceau creux n'est plus idéal mais est affecté par la diffraction, ces puits subsistent tant que l'on ne s'éloigne pas trop du centre du réseau de pièges.

Dans une deuxième partie, nous décrirons le montage expérimental utilisé pour construire le faisceau creux et pour mesurer ses caractéristiques : formation du faisceau laser incident, partie optique et acquisition d'une image du faisceau creux.

Dans une troisième partie, nous présenterons les résultats des mesures effectuées à l'aide de ce montage, pour différents montages optiques, que nous comparerons. Nous utiliserons différents types de lentilles, et nous chercherons à préciser l'effet d'un diaphragme sur la raideur des bords du faisceau creux. Nous pourrons alors prévoir à quoi ressembleront les puits de potentiel qui seront obtenus en poursuivant l'expérience.

[1] Voir la thèse de Luca Guidoni [2] et le mémoire de DEA de Benoît Dépret [3].

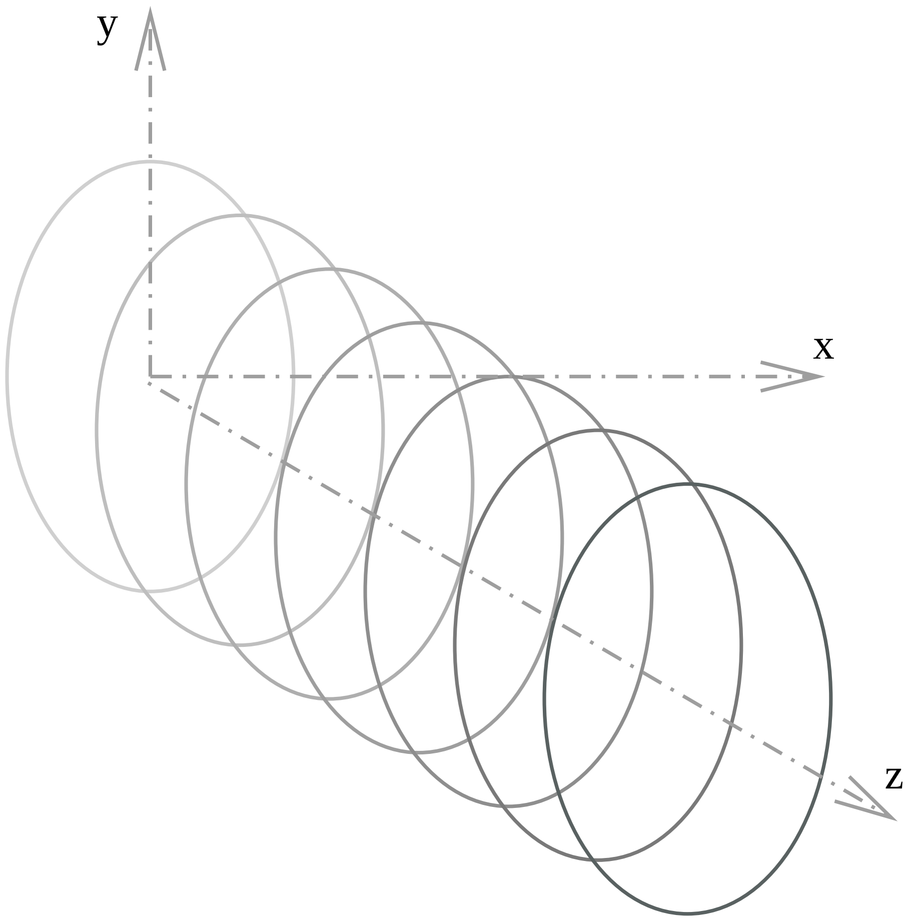

FIG. 1.1: **Réseau de pièges annulaires** dont nous chercherons à préparer la réalisation : les pièges sont des tores coaxiaux, alignés périodiquement sur l'axe du faisceau.

Chapitre 2

Approche théorique et simulations numériques

2.1 Modélisation d'un type de réseau de pièges annulaires

Nous montrerons ici que, en faisant se rencontrer un faisceau comportant un "creux", disque central dans lequel l'intensité lumineuse est nulle, avec un faisceau gaussien contra-propageant, on obtient des puits annulaires de potentiel lumineux.

2.1.1 Modélisation d'un faisceau creux idéal

Un faisceau creux idéal, de rayon de creux r_0, de bords de raideur p (en unité d'intensité par unité de longueur, l'unité d'intensité étant l'intensité maximale du faisceau incident), peut être modélisé par l'intensité lumineuse I_0 :

$$I_0 = \begin{cases} 0 & \text{pour } r \leq r_0 - 0.5/p \\ 0.5 + p(r - r_0) & \text{pour } r \geq r_0 - 0.5/p \text{ et } 0.5 + p(r - r_0) \leq e^{-(r/w_0)^2} \\ e^{-2(r/w_0)^2} & \text{sinon} \end{cases}$$

Si nous utilisons un creux beaucoup plus petit que le waist w_0 du faisceau gaussien non troué, nous pouvons utiliser l'approximation $\exp(-(r/w_0)^2) = 1$ dans la zone qui nous intéresse. Nous prenons donc une amplitude lumineuse :

$$\phi_0 = \begin{cases} 0 & \text{pour } r \leq r_0 - 0.5/p \\ e^{ikz} & \text{pour } r \geq r_0 + 0.5/p \\ \sqrt{0.5 + p(r - r_0)}e^{ikz} & \text{sinon} \end{cases}$$

Bien sûr, cette amplitude lumineuse ne satisfait pas aux équations de propagation[1], mais nous supposerons cette expression valable sur un domaine spatial suffisant.

2.1.2 Faisceau contra-propageant

Nous faisons alors se propager en sens inverse du faisceau creux et sur le même axe un faisceau gaussien, de waist w et d'intensité α (mesurée par rapport à celle du faisceau creux) :

$$\phi_1 = \alpha e^{-(r/w)^2} e^{-ikz}$$

De la superposition de ϕ_0 et de ϕ_1 résulte une intensité lumineuse I telle que celle représentée en figure 2.2 : l'intensité s'annule sur des cercles d'axe z, de rayon r_0 et espacés d'une demi longueur d'onde selon z. Le potentiel lumineux est donc constitué d'une succession périodique selon z de puits de potentiel de forme annulaire. La largeur d'un puits selon r (voir figure 2.3) est de l'ordre de la longueur caractéristique de variation de l'intensité I_0 du faisceau creux, soit $1/p$. Ainsi, pour faire varier la largeur radiale des puits, il faut savoir faire varier la raideur p du bord du faisceau creux. La maîtrise du contrôle de p sera un des objectifs du stage.

[1] Nous allons préciser cela plus tard

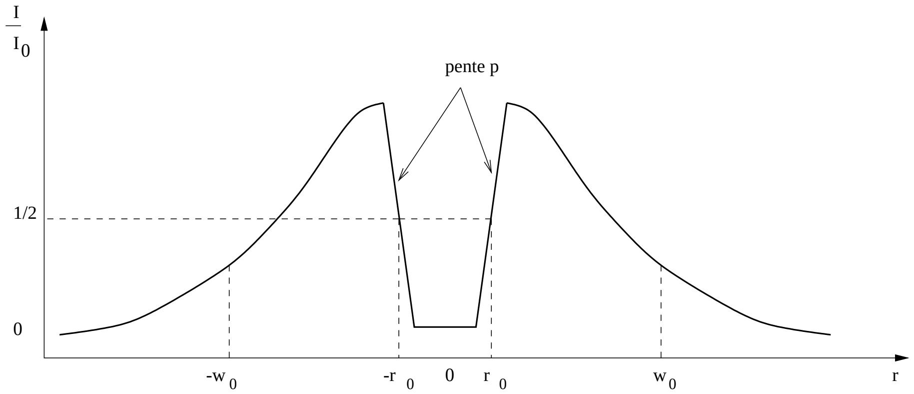

FIG. 2.1: **Profil en intensité du faisceau creux** que nous souhaiterions réaliser. w_0 étant simplement supposé grand, les paramètres pertinents sont le rayon r_0 du trou et la raideur p de ses bords.

FIG. 2.2: **Potentiel lumineux** obtenu théoriquement à l'aide d'un faisceau creux idéal tel que celui défini en 2.1.1 et d'un faisceau contra-propageant. Ici, les paramètres des faisceaux sont $\alpha = 10, w = 28.8\lambda, p = 1/\lambda$. L'axe radial est horizontal, de -100λ à 100λ. L'axe z est représenté verticalement, son étendue est λ. On distingue des puits de potentiel autour des anneaux $(r = r_0 = 50\lambda, z = n\lambda/2), n \in \mathbb{Z}$. L'échelle des potentiels va de 0 (en noir) à $3I_0$ (en blanc, saturation au-delà jusqu'à $10I_0$).

2.1.3 Optimisation des paramètres

Nous cherchons à obtenir les puits de potentiel profonds, de telle façon que les atomes soient bien piégés. Or, dans notre modèle, la profondeur du puits du côté intérieur du faisceau (r faible) est $I(r_0 - 0.5/p) = (\phi_1(r_0 - 0.5/p) - 0)^2 \approx (\phi_1(r_0))^2$. De même, la profondeur du puits du côté extérieur du faisceau (r grand) est $I(r_0 + 0.5/p) = \phi_1(r_0 + 0.5/p) - 1)^2 \approx (\phi_1(r_0) - 1)^2$. Ces deux profondeurs varient en sens inverse l'une de l'autre, donc la profondeur optimale est obtenue lorsque les deux sont égales, ce qui correspond à $\phi_1(r_0) = 1/2$. Ainsi, $\alpha e^{-(r/w)^2} = 1/2$, soit :

$$w = \frac{r_0}{\sqrt{\ln(2\alpha)}}$$

D'autre part, la largeur du faisceau contra-propageant influe sur la courbure du fond des puits de potentiel, donc sur la fréquence de vibration radiale des atomes. Pour que cette courbure soit maximale à intensité fixée, il faudrait que $w = r_0$. Ceci est incompatible avec la condition précédente, il faut donc jouer à la fois sur l'intensité et sur le waist du faisceau contra-propageant pour arriver à la forme de puits de potentiel voulue.

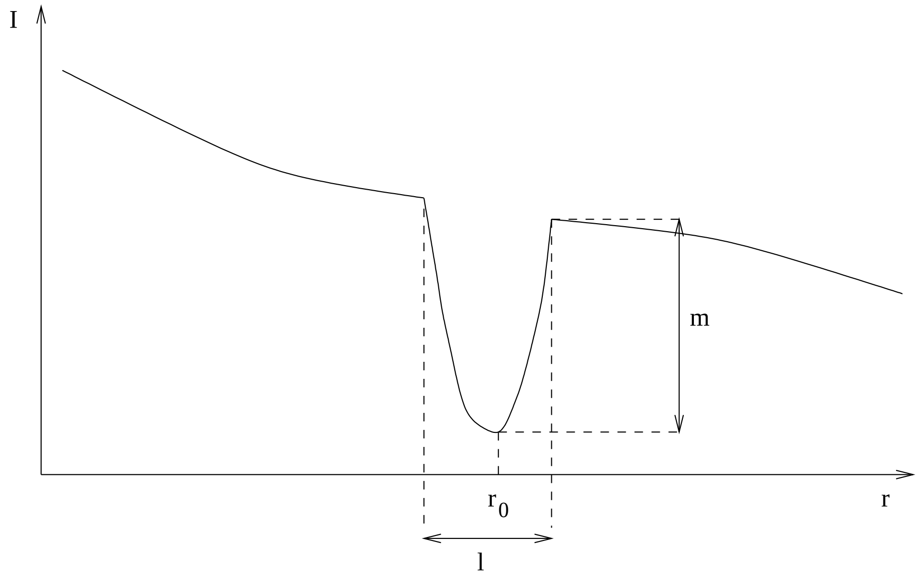

FIG. 2.3: **Coupe radiale d'un potentiel potentiel tel que celui de la figure 2.2** : la largeur radiale du puits est $l \approx 1/p$, sa profondeur à droite est m. Notons que les profondeurs à droite et à gauche ne sont pas forcément égales ; ce n'est le cas que si la première relation d'optimisation du paragraphe 2.1.3 est vérifiée.

2.2 Obtention d'un faisceau creux

Pour obtenir, au moins localement, un faisceau creux, l'idée que nous exploiterons tout au long de ce stage consiste à interposer dans un faisceau laser un petit objet absorbant de forme circulaire, un point-stop. Mais le point-stop étant un dépôt métallique sur une surface transparente, c'est un objet matériel, dont la présence est incompatible avec celle d'atomes froids ; il faudra créer une image de celui-ci par un système optique.

Vu les dimensions caractéristiques de l'objet[2], la prise en compte des effets de la diffraction est inévitable. Pour caractériser cette diffraction, une des solutions est décomposer l'objet sur des modes gaussiens, ceux-ci se propageant sans déformation. Cependant, cette solution *a priori* la plus élégante ne pourra pas simplement nous servir à déterminer l'image de l'objet par le système optique. Nous préférerons ainsi intégrer brutalement l'équation de la diffraction de Fraunhoffer.

[2]L'échelle de variation de l'intensité lumineuse juste après le point-stop est du même ordre de grandeur que la longueur d'onde utilisée ; le diamètre du point-stop est de l'ordre de la centaine de longueurs d'onde, voire moins.

2.2.1 Équations de propagation

Si on connaît l'amplitude lumineuse pour une onde monochromatique de vecteur d'onde $k = 2\pi/\lambda$ sur un plan $z = z_0$, les lois de la diffraction nous permettent de calculer l'amplitude en un plan $z = z_0 + d$ (équation de Fraunhoffer), avec $d \gg \lambda$:

$$\phi(x_1, y_1, z_0 + d) = \frac{e^{ikd}}{\lambda d} \iint_{\mathbb{R}\times\mathbb{R}} dx_0\, dy_0\, \phi(x_0, y_0, z_0) e^{ik\left((x_1-x_0)^2+(y_1-y_0)^2\right)/2z}$$

Étant donnés la symétrie cylindrique du problème et notre puissance de calcul limitée, nous nous restreignons à un problème à une dimension : les dépendances en x_0 et y_0 de ϕ étant identiques, on peut séparer les intégrales en x_0 et en y_0, et on obtient :

$$\phi(x_1, z_0 + d) = \frac{e^{ikd}}{\sqrt{\lambda d}} \int_{\mathbb{R}} dx_0\, \phi(x_0, z_0) e^{ik(x_1-x_0)^2/2z}$$

2.2.2 Effet d'une lentille

Une lentille de focale f introduit, pour les rayons paraxiaux, un déphasage $-\pi x^2/f$. Ainsi, on peut considérer la lentille comme un objet de phase, et sa traversée correspond à une multiplication de l'onde incidente $\phi(x)$ par $\exp(-\pi x^2/f)$.

2.2.3 Intégration numérique

Nous calculons ainsi l'onde dans le plan image du montage 4f en calculant successivement les effets sur l'onde des propagations et des lentilles sur l'onde initiale. Il ne semble pas facile de résoudre ces équations analytiquement pour l'objet que nous nous sommes proposés d'utiliser. Ainsi, nous demandons au logiciel Igor de faire les calculs numériquement.

À chaque propagation, si nous définissons l'onde sur n points, il faut déterminer n intégrales, chacune étant calculée sur n points d'intégration. L'algorithme que nous écrivons semble ainsi être en n^2.
Nous pouvons aussi intégrer numériquement l'équation de propagation par un programme en C (voir le paragraphe A.1 en annexe).

2.2.4 Résultats des simulations et potentiels lumineux

Lors d'une première série de simulations, nous faisons se propager un faisceau gaussien creux idéal tel que celui défini en 2.1.1, de raideur p infinie, à travers un montage 4f (f-2f-f), tel que celui utilisé pour la figure 3.3. Les "lentilles" de la simulation ont des caractéristiques proches de celles que nous pensons utiliser, à savoir un diamètre de 20000 longueurs d'onde et une distance focale de 100000 longueurs d'onde. À la sortie du montage, on retrouve le même profil général de faisceau, affecté d'oscillations près des bords (voir la figure 2.4). En particulier, les bords ne sont plus infiniment raides mais présentent une pente de l'ordre de l'unité[3].

On peut aussi prévoir le potentiel lumineux issu de l'interférence entre le faisceau obtenu ci-dessus et un faisceau contra-propageant. On obtient la figure 2.5.

La simulation analogue avec un montage 2f-2f à la place du montage f-2f-f donne la même forme de profil de faisceau, mais la pente du bord observée est deux fois moindre que dans le cas précédent. Ceci pourrait être dû à la différence des ouvertures numériques des deux montages, qui sont dans un rapport 2. Cette hypothèse est confirmée par d'autres simulations, dans lesquelles on fait varier le diamètre, donc l'ouverture, des lentilles utilisées (figure 2.4).

Ces simulations nous ont également fait remarquer que le front d'onde était plan au niveau du point image conjugué de l'objet, mais se courbait au fur et à mesure qu'on s'éloigne de ce point idéal.

[3] C'est-à-dire que la largeur de la frontière du creux est de l'ordre de la longueur d'onde.

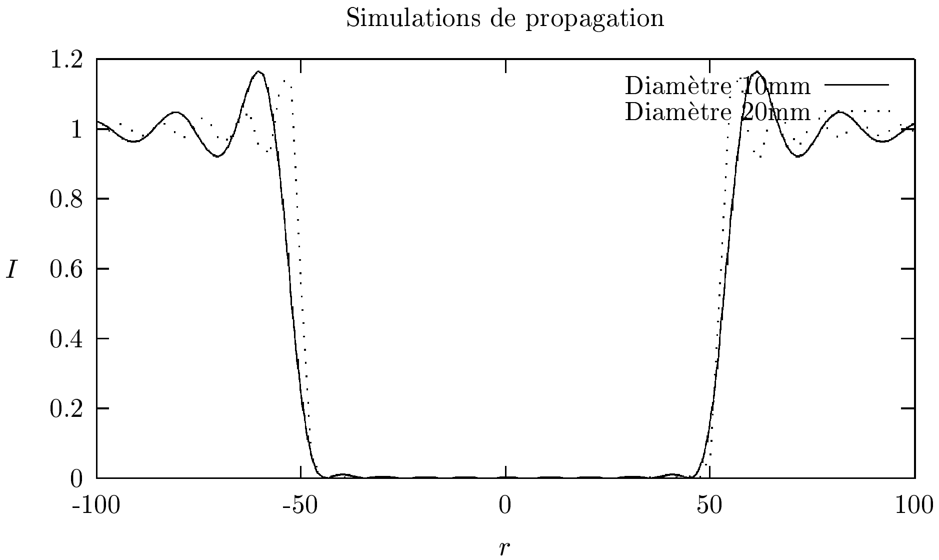

FIG. 2.4: **Intensité résultant d'une simulation de propagation,** pour des lentilles de 100mm de focale. Une des lentilles a un diamètre de 10mm, l'autre a un diamètre de 20mm (trait en pointillés) : la pente du creux correspondant est deux fois plus grande que dans le premier cas. Des simulations sur des diamètres plus élevés auraient demandé plus de temps de calcul.

FIG. 2.5: **Différences entre les potentiels lumineux théoriques** dans les cas du creux idéal et du résultat de la propagation à travers un montage f-2f-f. Un gris moyen correspond à une différence nulle. Les différences, ici exagérées d'un facteur 5, sont inférieures à 10%.

Chapitre 3

Montage expérimental

3.1 Formation du faisceau incident

3.1.1 Diode laser

La diode laser utilisée est une diode Hitachi HL7853MG de puissance nominale 40mW, en GaAlAs. Elle émet à la limite du proche infrarouge et du visible, à une longueur d'onde comprise entre 775 et 795nm, dépendant de la température et de l'intensité appliquée. À sa sortie est placé un objectif de collimation, d'ouverture numérique (0.5) adaptée à celle de la diode (0.47). Enfin, l'ellipticité de la section du faisceau est corrigée par une paire de prismes anamorphoseurs. On a alors obtenu un faisceau quasiment gaussien, large et peu divergent.

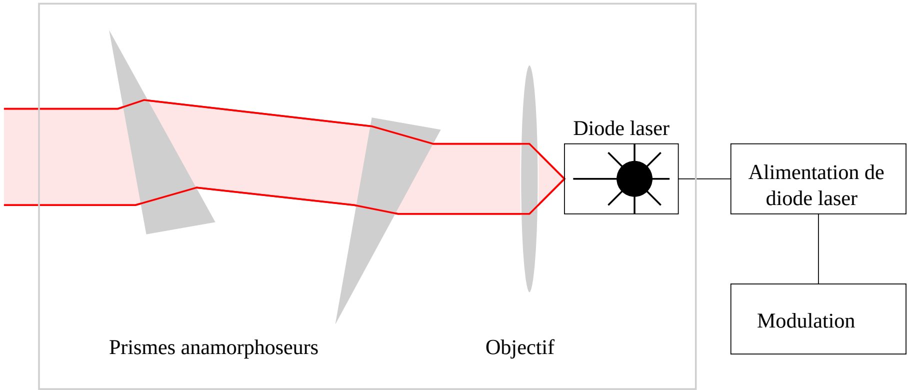

FIG. 3.1: **Montage de diode laser utilisé.** L'objectif rend le faisceau parallèle, et les prismes anamorphoseurs lui donnent la symétrie cylindrique. Le système d'asservissement en température n'est pas représenté. Ce système d'asservissement, la diode, l'objectif et les prismes sont regroupés dans un boîter.

3.1.2 Création d'un waist au niveau du point-stop

L'onde que nous souhaitons utiliser doit être quasi-plane juste avant qu'elle ne rencontre le point-stop. Ainsi, nous devons amener le waist du faisceau laser à la distance à laquelle nous plaçerons le point-stop. Pour cela, nous utilisons une lentille de focale 1m.

D'après l'article de Kogelnik et Li [6], les relations de conjugaison pour les waists s'écrivent :

$$\frac{1}{s + z_R^2/(s-f)} + \frac{1}{s''} = \frac{1}{f}$$

$$w_0'' = w_0 / \sqrt{((1 - s/f)^2 + (z_R/f)^2)}$$

où $z_R = \pi w_0^2/\lambda$ est la longueur de Rayleigh du faisceau objet, w_0 et w_0'' sont les waists objet et image, s et s'' sont leurs distances respectives par rapport à la lentille de focale f.

Ici, à la sortie de la boîte comportant la diode laser, le faisceau est large, donc z_R est très grand. Le waist souhaité est alors obtenu à la distance $s'' = f = 1$m de la lentille. Sa largeur w_0'' est de l'ordre de $w_0 f/z_R = \lambda f/\pi w_0$, d'autant plus petite que z_R est grand.

3.1.3 Isolateur optique

Après deux miroirs de positionnement réglables en θ, φ, nous plaçons un isolateur optique, afin d'éviter des injections parasites dans la diode laser. En effet, l'injection de lumière parasite dans la diode correspond à la formation de cavités externes étendues, que nous ne contrôlons pas.

La formation d'une cavité étendue peut être utile lorsqu'elle est voulue et bien contrôlée ; on arrive alors à réduire l'intervalle spectral libre de la diode d'une centaine de GHz à quelques GHz. De plus, une cavité étendue est utilisée lors de la stabilisation de la diode en fréquence par absorption saturée ([2], p.77). Ces raffinements seront utiles dans l'expérience préparée par ce stage, mais ne sont pas encore nécessaires à ce point.

L'isolateur optique (voir la figure 3.2) est constitué de deux jeux de prismes polariseurs de Glan-Thomson, le deuxième étant tourné de 45 degrés autour de son axe. Entre eux se trouve un rotateur de Faraday, qui tourne de 45 degrés la direction de polarisation de la lumière grâce à un aimant. Ainsi, le passage de la lumière est permis dans un sens (avec des pertes cependant), et interdit dans l'autre.

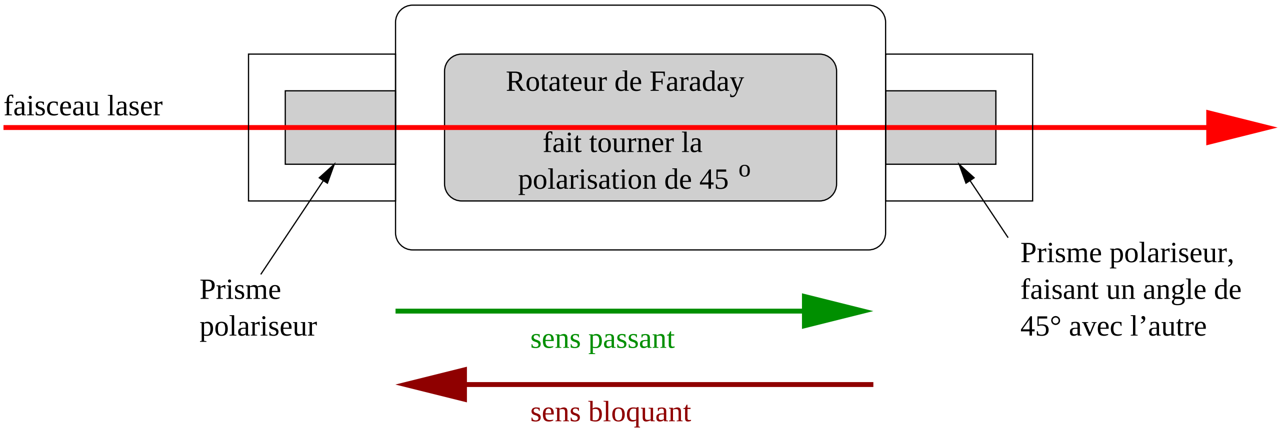

FIG. 3.2: **Schéma de principe d'un isolateur optique**. La rotation de la polarisation de la lumière, effectuée grâce à un milieu rotatoire, permet à l'ensemble des deux prismes polariseurs d'arrêter la lumière dans un sens et de la laisser passer dans l'autre, à la manière d'une diode en électricité. Ainsi, si le laser est placé à gauche de ce schéma, avec une polarisation adaptée, il peut injecter de la lumière dans le montage tout en en étant isolé.

3.1.4 Point-stop

Deux nouveaux miroirs de positionnement permettent de rendre le faisceau sortant de l'isolateur optique parfaitement horizontal et aligné avec la table optique. Le point-stop, monté sur deux translations, est alors intercalé dans le faisceau, au niveau du waist créé par la lentille L_0.

3.2 Formation de l'image du point-stop

Le faisceau creux étant formé au niveau du point-stop, il faut en créer une image. Pour cela, nous utiliserons différents montages constitués de lentilles, que nous détaillerons au moment de présenter les résultats des mesures effectuées à l'aide de ces montages.

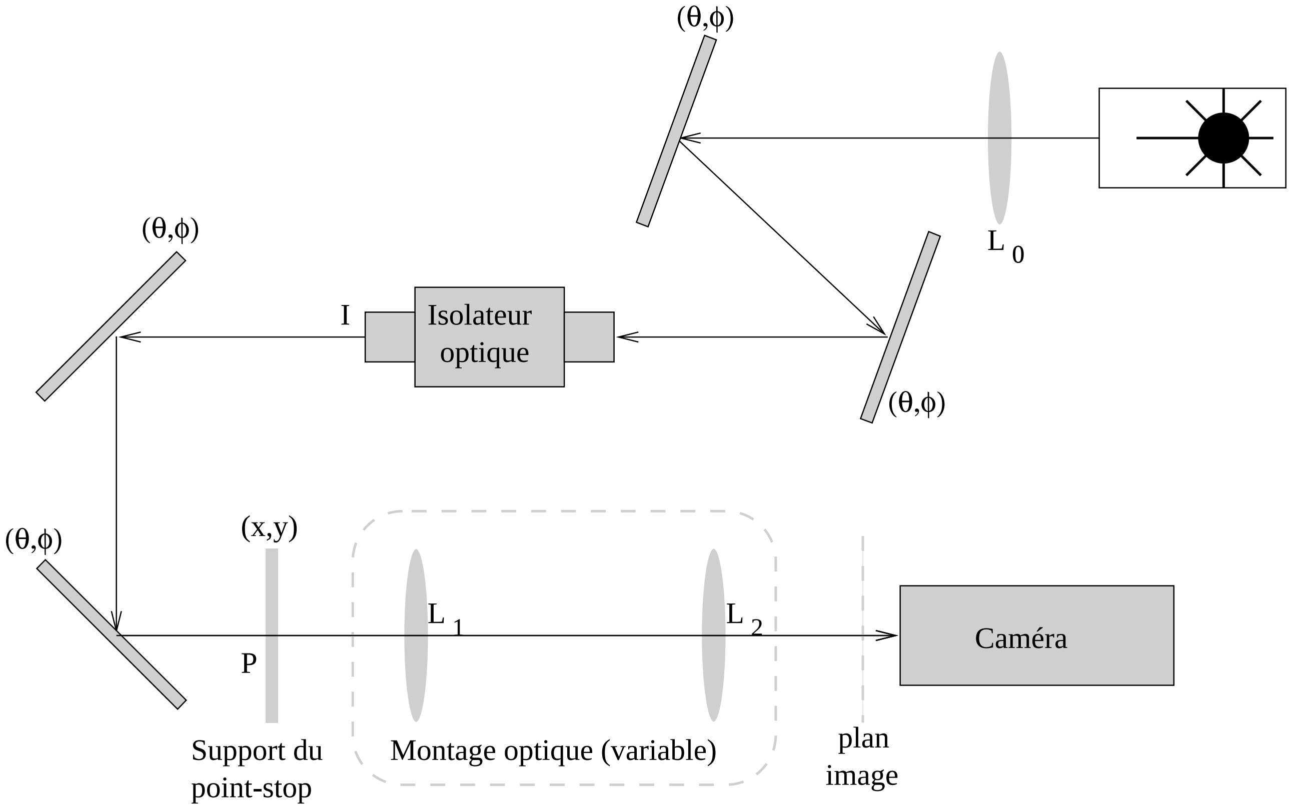

FIG. 3.3: **Schéma général du montage expérimental.**

3.3 Caméra et montage vidéo

3.3.1 Construction de la caméra

Nous utilisons comme caméra une matrice CCD placée derrière un objectif de microscope. L'objectif de microscope a une ouverture numérique de 0.4 et un grandissement nominal de 20 fois à 15 cm. Nous le vissons à l'extrémité d'un tube en PVC de 15 cm de long, que nous avons usiné sur le tour du laboratoire. Le CCD est vissé à l'autre extrémité du tube. Le CCD est alimenté par une tension de 12V, et dispose par un câble BNC d'une sortie vidéo que nous pouvons brancher sur un moniteur.

3.3.2 Acquisition et format des données

Pour acquérir et enregistrer informatiquement les images, nous dérivons le BNC du moniteur vers un ordinateur muni d'une carte d'acquisition vidéo. L'acquisition se fait sous Windows par le logiciel Matrox IntelliCam, en mode CCIR, avec une résolution de 768×576 pixels en 256 niveaux de gris.

Ces images peuvent être exportées sous divers formats, parmi lesquels le format propriétaire `.mim`. Ce format peut être lu par la plupart des logiciels de dessin en tant que format TIFF standard, mais présente surtout pour nous l'avantage de pouvoir être décodé facilement. En effet, pour le mode CCIR en 256 niveaux de gris, un fichier `.mim` est composé de :

- Une en-tête de 5006 octets décrivant le format de l'image, que nous pouvons dans notre cas simplement recopier d'un fichier à l'autre.
- Une suite de $768 \times 576 = 442368$ octets, chaque octet représentant un pixel de l'image, l'image étant parcourue ligne par ligne.

Pour importer le fichier `image.mim` dans le logiciel Igor en tant que *wave* `im0`, nous pouvons utiliser la commande `GBLoadWave /O /B /V /N=im /T=(72,72) /S=5006 /W=1 image.mim` suivie d'une commande `Redimension /N=(768,576) im0`. Pour afficher l'image `im0`, nous faisons alors `Display ; AppendImage im0`.

Un exemple très simple de lecture et d'écriture d'un fichier `.mim` dans un programme en langage C est donné

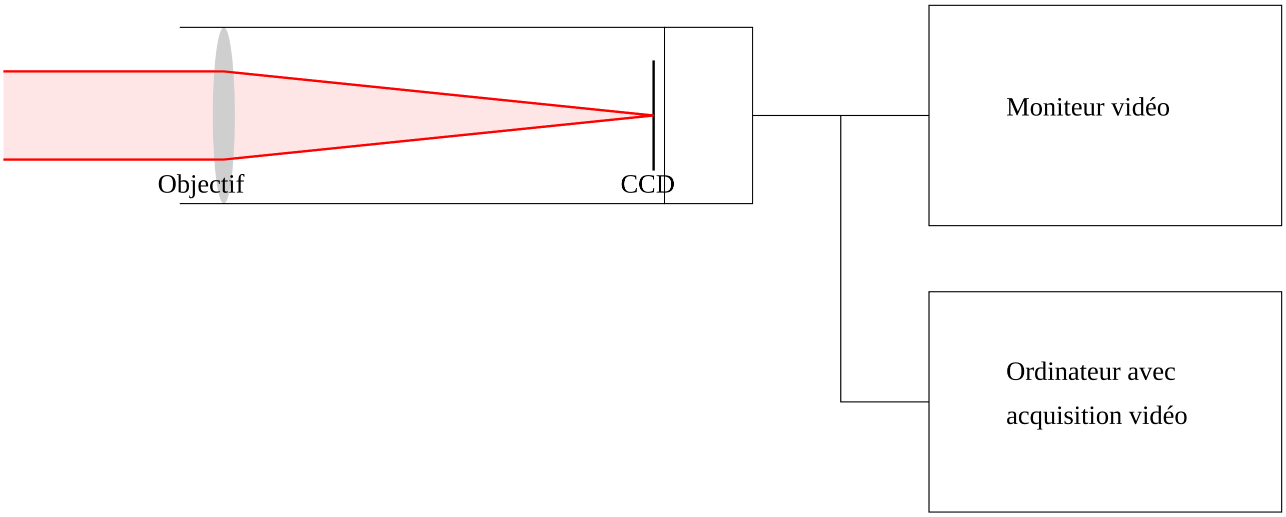

FIG. 3.4: **Caméra que nous avons construit** à l'aide d'une matrice CCD et de son module vidéo. L'image est envoyée sur un moniteur vidéo et sur un ordinateur, où elle peut être traitée et enregistrée.

par le programme `lmim.c`, décrit au paragraphe A.2.3.

3.3.3 Traitement initial des données

Pour corriger les effets du courant d'obscurité (*dark current*) du CCD, ceux des diffractions parasites non dues au point-stop, et ceux dus aux poussières sur le capteur CCD, nous écrivons et nous utilisons le programme `cmim` décrit au paragraphe A.2.1 en annexe. Un exemple d'image brute fournie par la caméra est donné en figure 4.1 et l'image traitée correspondante est donnée en figure 4.2, au chapitre suivant.

De plus, d'autres programmes que nous avons aussi écrits en langage C, décrits en annexe A, permettent d'effectuer différents traitements sur l'image avant d'importer celle-ci dans le logiciel Igor.

Chapitre 4

Mesure des caractéristiques du faisceau

Nous pouvons maintenant intercaler différents montages optiques entre le point-stop et la caméra afin de comparer les images du point obtenues, en cherchant à avoir des bords les plus raides possibles.

4.1 Observation directe du point-stop

Afin d'avoir une image de référence pour les mesures suivantes, nous regardons directement un point-stop de 100μm avec la caméra. On obtient l'image représentée en figure 4.1. Sur cette image, le point est une ellipse de 326 pixels de large et de 318 pixels de haut. Un pixel de l'image représente donc un rectangle de 0.307μm de large et de 0.314μm de haut dans le plan observé par la caméra, échelle qui pourra être utilisée dans toute la suite.

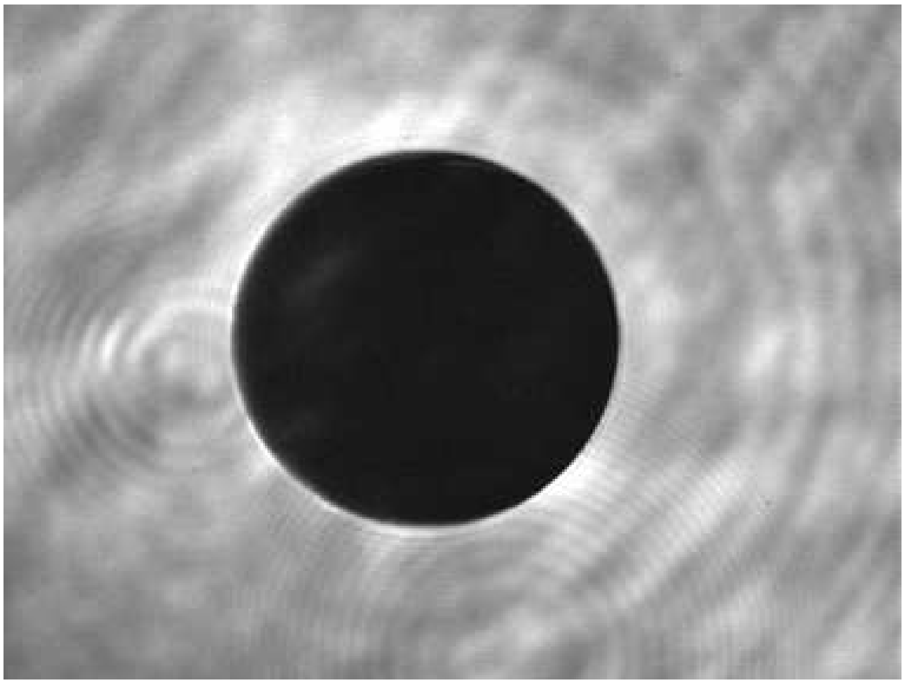

Fig. 4.1: **Image brute du point-stop** obtenue à l'aide de notre caméra.

Pour obtenir cette image, nous avons alimenté la diode laser par un courant continu de 64mA. Mais il reste des anneaux d'interférence indésirables, qui ne sont pas dû à l'existence du point-stop mais à d'autres phénomènes (lumières parasites, poussières sur les lentilles, cavités de Fabry-Pérot parasites...). La plupart de ces anneaux peuvent être éliminés par le programme `cmim`, mais il est plus agréable de les supprimer avant l'acquisition de l'image. Pour cela, nous faisons varier rapidement et faiblement la longueur d'onde de la diode, en ajoutant à son alimentation une modulation de 10mA à 1kHz environ. Le CCD effectue alors une moyenne sur toutes les longueurs d'onde d'émission parcourues, ce qui est le moyen le plus simple de supprimer ces anneaux. Cette opération n'a que peu d'effet sur le contraste des anneaux dus au point-stop. L'image obtenue par cette technique et de plus traitée par le programme `cmim` est représentée en figure 4.2.

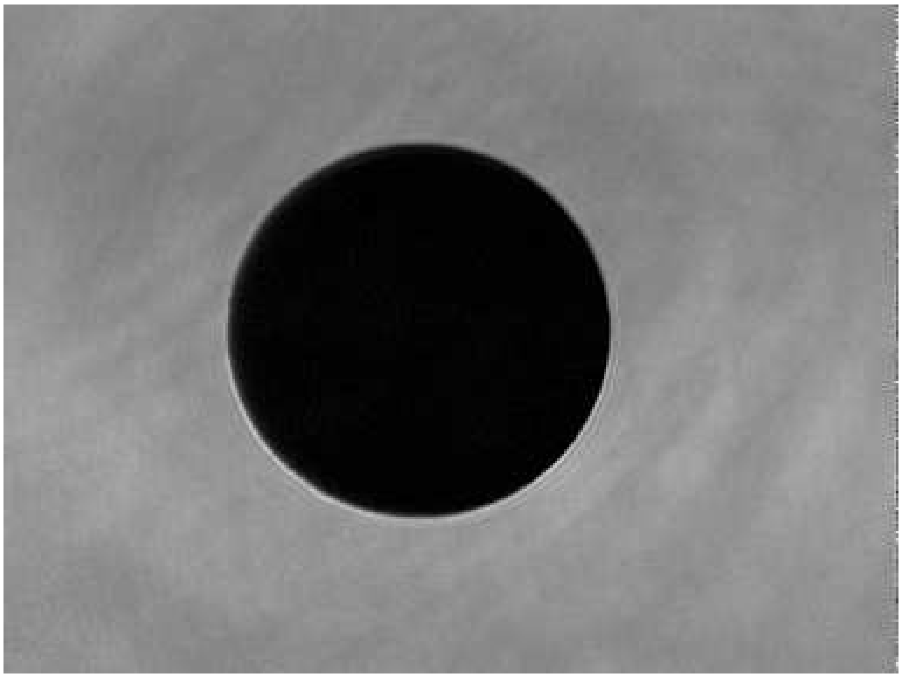

FIG. 4.2: **Image du point-stop améliorée** grâce à la modulation de l'alimentation de la diode et au programme `cmim`.

On mesure alors la pente des bords du creux, définie comme étant la variation d'intensité (relative à l'intensité maximale) par unité de longueur ; cette valeur correspond au nombre p défini dans le chapitre 2. On trouve une valeur de p proche de $1\mu\text{m}^{-1}$.

4.2 Montage 2f-2f

Nous commençons par utiliser un système 2f-2f, le plus simple, constitué d'une seule lentille de focale f (ici, une Melles Griot plan-convexe 01LPX79/076, de 100mm de focale[1] et de 40mm de diamètre). Cette lentille est située à la distance $2f$ du point-stop, et on observe l'image dans un plan à la distance $2f$ de la lentille.

Au début, les anneaux de diffraction ne sont pas symétriques : leur centre ne semble pas confondu avec celui de l'image du point-stop. Un réglage de la hauteur de la lentille par rapport au faisceau (celui-ci passe alors au centre de la lentille) permet de résoudre ce problème.

On obtient alors au mieux des raideurs p de 0.14. Le rapport entre les ouvertures numériques de ce montage et celles de l'objectif de microscope seul est 1/4, donc on attendait une pente de 0.25. Mais l'incertitude sur la mesure des pentes est très forte. En particulier, la pente mesurée dépend de l'endroit où on la mesure et de la présence ou non d'un anneau de diffraction à cet endroit.

4.3 Montage f-2f-f

4.3.1 Montage simple

Nous refaisons l'expérience avec un montage f-2f-f. Les deux lentilles sont du même type que celle utilisée dans le montage 2f-2f. On atteint alors une raideur de bord p de 0.22.

[1]Cette focale est donnée pour une longueur d'onde de 547nm. Aux longueurs d'onde d'environ 780nm que nous utilisons, la variation de l'indice du verre rend la focale en fait égale à 101,7mm

4.3.2 Effet d'un diaphragme

Puis, nous superposons un diaphragme à la deuxième lentille. On obtient :

Ouverture du diaphragme	Raideur p
1.5mm	0.042
3.0mm	0.074
40.0mm (pas de diaphragme)	0.220

Les résultats à faible ouverture sont meilleurs que ceux auxquels on s'attendait. Ceci pourrait s'expliquer par les défauts des lentilles, plus importants sur les bords de celles-ci : en diaphragmant, on n'utilise que la partie centrale de la lentille, quasiment parfaite.

4.3.3 Avec des lentilles de mauvaise qualité

Il semble ainsi que la qualité des lentilles est un paramètre essentiel de la raideur des bords obtenus. Nous avons commandé à Melles Griot des lentilles de très bonne qualité, mais celles-ci ne nous parviendront qu'à la fin du stage. À défaut de meilleures lentilles que celles que nous avons déjà utilisées, nous pouvons constater l'effet de la qualité des lentilles en mettant des lentilles de moins bonne qualité...

Nous utilisons ainsi deux lentilles en plastique d'appareil photo jetable, de diamètre 5mm et de focale mesurée à 32mm, fixées dans des cylindres métalliques que nous avons percé et vissé.

Les images obtenues sont effectivement mauvaises : même sans point-stop, le faisceau sortant du montage est peu symétrique et peu uniforme. Mais les pentes sont de l'ordre de 0.1, plus faibles mais compatibles avec celles qui seraient obtenues avec les autres lentilles pour un diamètre équivalent .

4.3.4 Avec des doublets

Les doublets que nous avons commandés tardant à venir, nous essayons d'utiliser d'autres doublets à notre disposition dans le laboratoire. Cependant, nous n'en avons pas deux de focale identique, ce qui produira un grandissement de l'image du point-stop.

Nous utilisons pour L_1 un doublet de 190mm de focale, et pour L_2 un couple doublet-ménisque de 118mm de focale, placés de telle façon que leurs foyers soient confondus. Nous obtenons ainsi un grandissement de 0.621.

4.3.5 Correction de l'astigmatisme du faisceau

Cependant, les images que nous obtenons (figure 4.3) ne sont pas encore satisfaisantes. Même en faisant passer le faisceau au centre des lentilles et perpendiculairement à celles-ci, les anneaux de diffraction autour de l'image du point-stop semblent allongés.

Ceci pourrait être dû à la forme elliptique du faisceau, qui, malgré les prismes anamorphoseurs placés après la diode laser, reste faiblement astigmate. En effet, la caméra est placée à près de 2m de la diode, et, à cette distance, on voit clairement que le faisceau n'est plus cylindrique.

Un des moyens de corriger ce problème est de faire passer le faisceau dans une fibre optique monomode (figures 4.4 et 4.5) avant qu'il n'atteigne le point-stop. En effet, le caractère monomode de cette fibre ne permet qu'à un mode – de symétrie cylindrique – de passer, au prix d'une perte d'intensité. La meilleure image du point-stop que nous obtenons alors est représentée en figure 4.6.

4.3.6 Mesure précise du profil du faisceau

Avec le logiciel Igor, il est facile d'obtenir des coupes des images du point. Cependant, la fonction de correction automatique du contraste pour la caméra nous empêche d'avoir directement accès aux valeurs de luminosité au centre du creux. Pour cela, nous cherchons à mesurer le profil du faisceau par une photodiode, que nous avons étalonnée, dont la réponse est linéaire en fonction de l'intensité.

Nous plaçons un pinhole de 20μm sur un couple de translations, dans le plan image du point-stop, devant la photodiode fixe, de telle façon que l'on mesure l'intensité moyenne du faisceau creux sur la surface du pinhole. Nous déplaçons alors le pinhole le long d'un diamètre du creux du faisceau. Nous obtenons la courbe donnée par le trait plein de la figure 4.7.

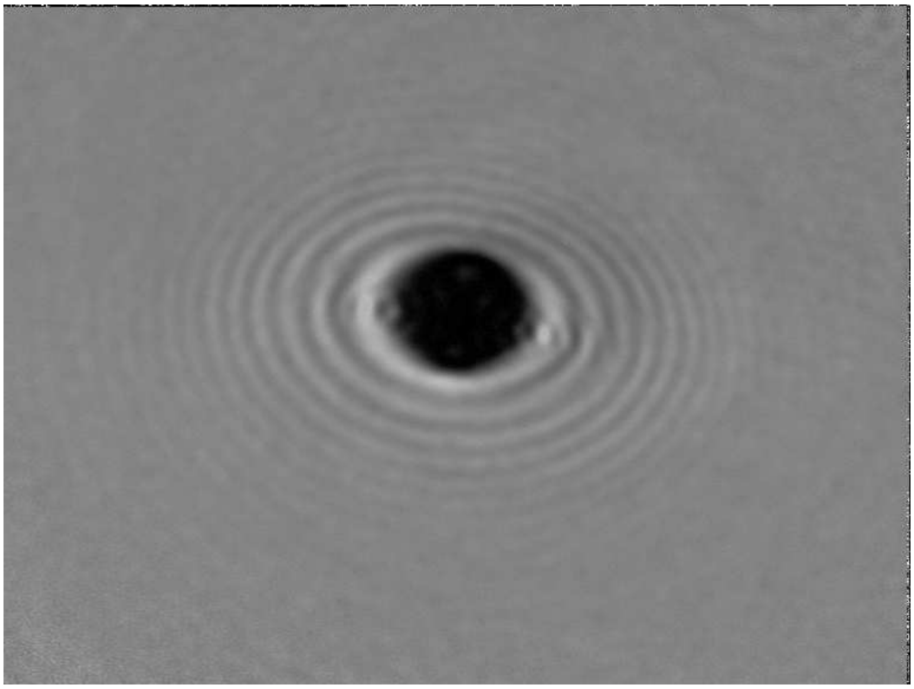

FIG. 4.3: **Image du point obtenue avec les doublets** (point-stop de 50μm). Un meilleur alignement des lentilles permet un peu d'améliorer l'image, sans que nous arrivions à supprimer complètement l'ellipticité des anneaux.

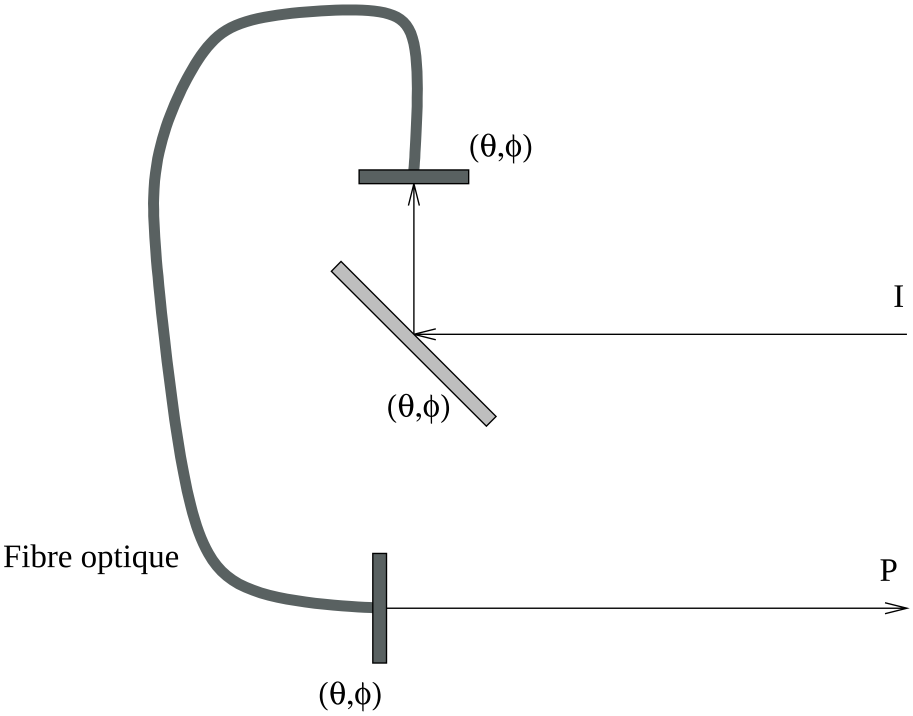

FIG. 4.4: **Fibre optique interposée entre les points I et P du montage.** Cette fibre monomode sélectionne un mode de symétrie cylindrique. L'extrémité de la fibre est représentée à la figure 4.5.

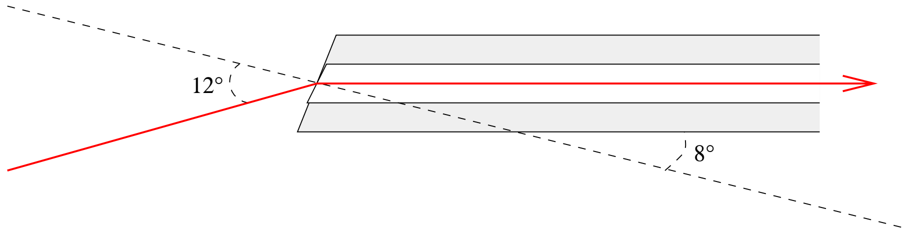

FIG. 4.5: **Extrémité de la fibre optique,** construite de telle façon à favoriser l'entrée de lumière dans le cœur avec la bonne direction.

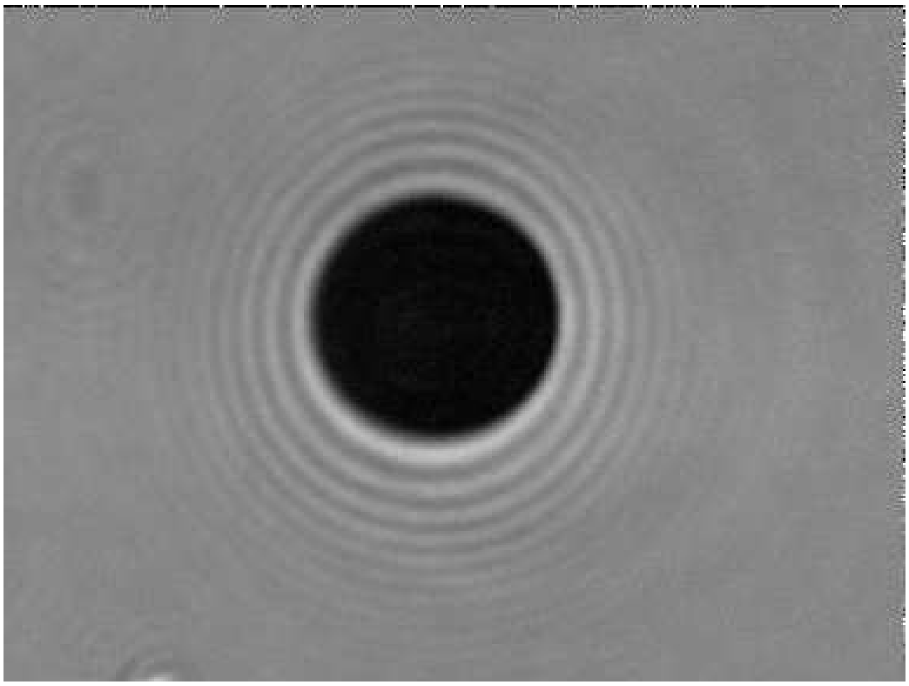

FIG. 4.6: **Meilleure image du point à laquelle nous arrivons avec nos doublets, après correction de l'astigmatisme du faisceau.** Le diamètre du creux est 62μm.

Cette courbe correspond assez bien à la coupe de l'image obtenue par la caméra, lissée sur une distance correspondant au diamètre du pinhole, mais le rapport entre le maximum et le minimum mesurés est plus important dans le cas de la photodiode que dans le cas de la caméra. En effet, le minimum du signal donné par la photodiode au centre du creux est 0.009V, contre 1.9V pour le maximum, alors que la caméra, dont la sortie est codée sur 8 bits seulement, ne permet pas de rendre compte d'une telle amplitude d'intensité.

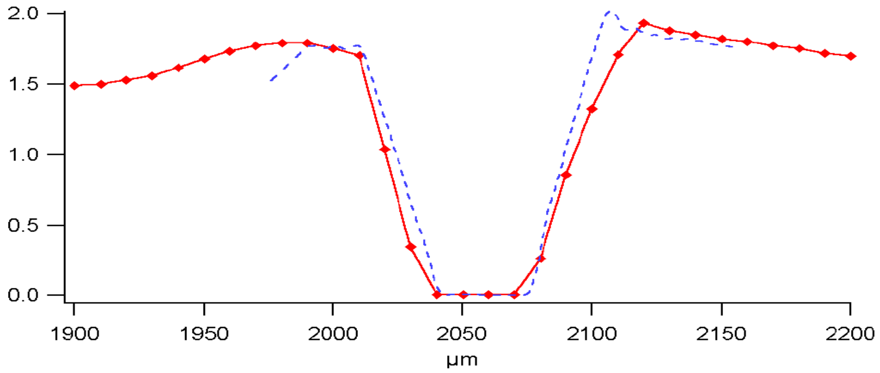

FIG. 4.7: **Comparaison du profil d'un faisceau creux obtenu par la photodiode (trait plein) et par la caméra (pointillé).**

4.4 Simulation d'un faisceau contra-propageant

On reprend le meilleur profil de faisceau obtenu expérimentalement, on en déduit l'onde lumineuse (en supposant sa phase constante dans le plan observé), puis on rajoute par le calcul un faisceau contra-propageant, de même que dans la partie consacrée aux simulations numériques. On obtient alors une idée de ce que serait le potentiel lumineux dans le montage complet, aux alentours du plan image du point-stop (figure 4.8).

FIG. 4.8: **Potentiel lumineux semi-théorique (image de la caméra)** calculé à l'aide du profil de faisceau obtenu expérimentalement.

4.5 Conclusions

Nous avons ainsi montré qu'il était possible de créer un alignement de puits annulaires de potentel lumineux grâce à un faisceau laser creux et à un faisceau gaussien contra-propageant. Nous avons également construit un faisceau creux tel que celui dont nous aurons besoin, en mettant en évidence les paramètres expérimentaux à utiliser pour obtenir un bon faisceau creux, qui pourra produire de bons puits de potentiel.

Nous avons ainsi posé les premières bases des futures expériences de physique atomique faisant intervenir des puits de potentiel annulaires, qui seront prochainement réalisées au PhLAM.

Annexe A

Programmes de simulation et de traitement des données

A.1 Simulation de la propagation du faisceau creux

Ce programme peut être utilisé à la place du logiciel Igor pour calculer la façon dont se propage une onde lumineuse de symétrie cylindrique.

On définit d'abord des fonctions de manipulation (initialisation, conversion entre indice et abscisse, sauvegarde) et de calcul (multiplication point par point, intégration, module au carré) sur une structure de donnée analogue à celle des `wave` du logiciel Igor. À l'aide de ces fonctions, on définit une fonction qui donne l'onde image en fonction de l'onde objet.

Un exemple d'utilisation de ces fonctions, dans le cas d'un montage f-2f-f est donné dans la fonction `main` du programme.

```
/*
Propagation d'une onde lumineuse à une dimension.

L'unité de longueur est la longueur d'onde.
*/

#include <math.h>
#include <stdio.h>

#define NBPNTS 8192

const double pi=3.14159265358979323846L;

struct wave{
  double min, max, step;
  double real[NBPNTS];
  double imag[NBPNTS];
};


//Fonctions de manipulation de wave
struct wave winit(double mi,double ma)
{
  int i;
  struct wave re;
  for(i=0;i<NBPNTS;i++){re.real[i]=0; re.imag[i]=0;}
  re.min=mi;  re.max=ma;
  re.step=(ma-mi)/(NBPNTS-1);
```

```
  return re;
}

inline double pnt2x(struct wave w,int pnt)
{ return(w.min+w.step*pnt); }

inline int x2pnt(struct wave w,double x)
{ return((int)((x-w.min)/w.step)); }

void wsave(struct wave w,char *filename)
{
  int i;
  FILE *f;
  f=fopen(filename,"w+");
  for(i=0;i<NBPNTS;i++)
    fprintf(f,"%f \t%f \t%f\n",pnt2x(w,i),w.real[i],w.imag[i]);
  fclose(f);
}


//Fonctions de calculs sur les waves
struct wave wintegrate(struct wave w)
{  //méthode des trapèzes
  int i;
  struct wave ww;
  ww=winit(w.min,w.max);
  for(i=1;i<NBPNTS;i++){
    ww.real[i]=ww.real[i-1]+.5*w.step*(w.real[i-1]+w.real[i]);
    ww.imag[i]=ww.imag[i-1]+.5*w.step*(w.imag[i-1]+w.imag[i]);
  }
  return ww;
}

struct wave wmul(struct wave w0,struct wave w1)
{ //multiplie les deux fonctions, point par point
  //w1 est supposée de même min et max que w0
  struct wave re;
  int i;
  re=winit(w0.min,w0.max);
  for(i=0;i<NBPNTS;i++){
    re.real[i]=w0.real[i]*w1.real[i]-w0.imag[i]*w1.imag[i];
    re.imag[i]=w0.real[i]*w1.imag[i]+w0.imag[i]*w1.real[i];
  }
  return(re);
}

struct wave wsqm(struct wave w)
{ //module au carré
  int i;
  struct wave v;
  v=winit(w.min,w.max);
  for(i=0;i<NBPNTS;i++)v.real[i]=w.real[i]*w.real[i]+w.imag[i]*w.imag[i];
  return v;
}
```

```
//Fonction de propagation
struct wave propage(struct wave w0,double d)
{
  struct wave cof,w1;
  int i,j;
  double x01,x1,sd;
  cof=winit(w0.min,w0.max);
  w1=winit(w0.min,w0.max);
  sd=sqrt(d);
  for(j=0;j<NBPNTS;j++){
    x1=pnt2x(w1,j);
    for(i=0;i<NBPNTS;i++){
      x01=pnt2x(w0,i)-x1;
      cof.real[i]=cos(pi*x01*x01/d);
      cof.imag[i]=sin(pi*x01*x01/d);
    }
    cof=wmul(w0,cof);
    cof=wintegrate(cof);
    w1.real[j]=cof.real[NBPNTS-1]/sd;
    w1.imag[j]=cof.imag[NBPNTS-1]/sd;
  }
  return w1;
}


int main()
{
  int i;
  //Montage 4f
  struct wave diaph,im,lentille;
  double deph; //déphasage dû à une lentille
  double xtemp;
  diaph =winit(-5000,5000);
  im=winit(-5000,5000);  //diamètre des lentilles
  lentille=winit(-5000,5000);
  for(i=0;i<NBPNTS;i++){
    xtemp=pnt2x(diaph,i);
    xtemp*=xtemp;
    diaph.real[i]=exp(-xtemp/6250000);
    deph=-xtemp*pi/100000.;  //100000=focale
    lentille.real[i]=cos(deph);
    lentille.imag[i]=sin(deph);
  }
  for(i=x2pnt(diaph,-50);i<=x2pnt(diaph,50);i++)diaph.real[i]=0;

  im=propage(diaph,100000);
  im=wmul(im,lentille);
    wsave(wsqm(im),"iim1.wave");
    wsave(im,"eim1.wave");
  im=propage(im,200000);
  im=wmul(im,lentille);
    wsave(wsqm(im),"iim2.wave");
    wsave(im,"eim2.wave");
  im=propage(im,100000);
    wsave(wsqm(im),"iim.wave");
```

```
    wsave(im,"eim.wave");
    wsave(wsqm(diaph),"diaph.wave");
  return 1;
}
```

A.2 Traitement des images obtenues

A.2.1 Suppression des effets du courant d'obscurité et du fond

Il faut d'abord enlever à chaque image l'image correspondant au courant d'obscurité du CCD. De plus, pour corriger les effets des poussières sur les éléments optiques et sur le capteur CCD, des interférences dues à des réflexions parasites sur des éléments du montage, il faut diviser l'image par une image du fond, en absence de l'objet observé, prise pour référence.

Ainsi, sous Igor, si `img` est la *wave* représentant l'image brute donnée par la caméra, `back` l'image obtenue en l'absence de point et `dark` l'image obtenue dans le noir, on obtient l'image corrigée `imgc` par : `imgc=(img-dark)/(back-dark)`.

Il peut cependant être pratique de pouvoir obtenir une image corrigée sans avoir à importer l'image dans Igor. Pour cela, nous écrivons un programme en langage C, `cmim.c`, qui effectue cette correction directement en lisant les fichier `.mim` produits par le logiciel d'acquisition, et qui sort le résultat sous la forme d'un fichier `.mim` lisible par ce même logiciel.

Pour cela, il faut :

- Acquérir et enregistrer dans le dossier courant les images correspondant au courant d'obscurité (`dark.mim`) et au fond (`back.mim`).
- Acquérir et enregistrer l'image qui nous intéresse.
- Exécuter `cmim image.mim`, où `image.mim` est le nom du fichier dans lequel on a enregistré l'image. Pour cela, sous Windows, le plus simple est de se placer en Commandes DOS, dans le dossier où se trouvent les images, et, soit d'inclure le chemin de `cmim.exe` dans le `PATH`, soit de taper le chemin complet de `cmim.exe`. Le programme dit dans quel fichier il a écrit l'image corrigée ; dans notre cas c'est `cimage.mim`[1].
- Dans le logiciel d'acquisition vidéo, on peut alors visualiser le fichier `cimage.mim`.

```
// cmim.c
//calcule une image .mim corrigée du fond et du courant d'obscurité

#include <stdio.h>
#include <stdlib.h>
typedef unsigned char byte;

int main(int argc, char **argv)
{
  byte in,out,back,dark;
  byte header[5006];
  byte zero=0;
  FILE *fin,*fout,*fback,*fdark;
  int i,j,tmp;
  //i: ordonnée, j: abscisse ...
  char filename[80]="in.mim";  //fichier d'entrée par défaut

  //traitement des options de ligne de commande
  if(argc>2){
    printf("\nSyntaxe:\n\
%s [filename]\n\
où filename est le nom du fichier .mim d'entrée (défaut: in.mim)\n",argv[0]);
    return(1);
  }
```

[1] En fait, le nom du fichier de sortie est le nom du fichier d'entrée auquel on a préfixé un 'c'. Pour cette raison, le nom du fichier d'entrée doit être un simple nom de fichier et ne doit pas contenir de chemin

```
  if(argc>1){
    for(i=0;i<80 && argv[1][i]!='\x0';i++)filename[i]=argv[1][i];
    filename[i==80?79:i]='\x0';
  }

  //lecture du fichier d'entrée
  fin=fopen(filename,"rb");
  if(fin==NULL){
    printf("\nLe fichier de données %s est introuvable.\n",filename);
    return(2);
  }

  //on ajoute 'c' au nom
  for(i=79;i>0;i--)filename[i]=filename[i-1];
  filename[0]='c';
  fout=fopen(filename,"wb+");
  if(fout==NULL){
    printf("\nImpossible d'ouvrir le fichier de sortie %s.\n\
Cause probable: le nom du fichier d'entrée contient son chemin.\n",filename);
    return 2;
  }
  printf("\nImage corrigee ecrite dans le fichier %s.\n",filename);

  fread(header,5006,1,fin);
  fwrite(header,5006,1,fout);

  //fichier de fond
  fback=fopen("back.mim","rb");
  if(fback==NULL){
    printf("Le fichier de fond back.mim est introuvable.\n\
Créez d'abord un fichier de fond et mettez-le dans le dossier courant.\n");
    return(3);
  }
  fseek(fback,5006,SEEK_SET);

  //fichier de courant d'obscurité
  fdark=fopen("dark.mim","rb");
  if(fdark==NULL){
    printf("Le fichier de courant d'obscurite dark.mim est introuvable.\n\
Creez d'abord un fichier de courant d'obscurite et mettez-le dans le dossier\n\
courant.\n");
    return(4);
  }
  fseek(fdark,5006,SEEK_SET);

  //calcul de la sortie point par point
  for(i=0;i<576;i++)for(j=0;j<768;j++){
    fread(&in,1,1,fin);
    fread(&dark,1,1,fdark);
    fread(&back,1,1,fback);
    tmp=(int)back-(int)dark;
    if(tmp<=0)out=(byte)0;
    else{
      tmp=(((int)in-(int)dark)<<7) / tmp;
      if(tmp<0)out=(byte)0;
```

```
      else if(tmp>255)out=(byte)255;
      else out=(byte)tmp;
    }
    fwrite(&out,1,1,fout);
  }

  //fermeture des fichiers et retour
  fclose(fin);  fclose(fback);  fclose(fdark);  fclose(fout);
  return 0;
}
```

A.2.2 Gradient de l'image

Pour pouvoir affiner les réglages lors de l'acquisition des données, il peut être intéressant de contrôler en temps réel la pente des bords du faisceau creux. Cette pente peut être représentée par le carré de la norme du gradient de l'image acquise par la caméra, en chaque point de cette image. Pour les mêmes raisons que lors de la correction de l'image, nous choisissons d'écrire un programme en C, `gmim.c`, qui fera ce travail.

La syntaxe de ligne de commande est la suivant : `gmim iscale fichier.mim`, où :

- `fichier.mim` est le nom du fichier `.mim` d'entrée. Le fichier de sortie aura le même nom précédé de la lettre 'g'. Les restrictions sur les chemins sont les mêmes que pour `cmim`.
- `iscale` représente un facteur d'atténuation : le gradient, calculé comme le carré d'un gradient en unités de (unité de luminosité du CCD)/(pixel), est multiplié par $2^{7-\mathtt{iscale}}$. Pour les images que nous avons obtenues, nous avons utilisé des valeurs entre 2 et 6.[2]

```
// gmim.c
//calcule le gradient de l'image .mim

#include <stdio.h>
#include <stdlib.h>
typedef unsigned char byte;

int main(int argc, char **argv)
{
  byte in[3][768],out[768];
  byte header[5006];
  byte zero=0;
  int gx,gy;
  FILE *fin,*fout;
  int i,j,tmp;
  //i: ordonnée, j: abscisse ...
  int iscale=3;   //échelle des intensités (facteur d'atténuation) par défaut
  char filename[80]="in.mim";  //fichier d'entrée par défaut

  //traitement des options de ligne de commande
  if(argc>3){
    printf("\nSyntaxe:\n\
%s [att [filename]]\n\
où * att est un facteur d'atténuation entier (défaut:5)\n\
   * filename est le nom du fichier .mim d'entrée (défaut: in.mim)\n",argv[0]);
    return(1);
  }
```

[2]Attention : quand on précise le fichier mais pas `iscale`, le programme se plante. On a le droit de ne préciser aucune option (`iscale` égal à 3 par défaut) ou de ne préciser que `iscale` (fichier d'entrée nommé `in.mim` par défaut), mais on n'a pas le droit de ne préciser que le nom du fichier d'entrée...

```
  if(argc>1){
    iscale=atoi(argv[1]);
    if(argc=3){
      for(i=0;i<80 && argv[2][i]!='\x0';i++)filename[i]=argv[2][i];
      filename[i==80?79:i]='\x0';
    }
  }

  //lecture du fichier d'entrée
  fin=fopen(filename,"rb");
  if(fin==NULL){
    printf("\nLe fichier de données %s est introuvable.\n",filename);
    return(2);
  }

  //on ajoute 'g' au nom
  for(i=79;i>0;i--)filename[i]=filename[i-1];
  filename[0]='g';

  fout=fopen(filename,"wb+");
  if(fout==NULL){
    printf("\nImpossible d'ouvrir le fichier de sortie %s.\n\
Cause probable: le nom du fichier d'entrée contient son chemin.\n",filename);
    return 2;
  }
  printf("\nGradient ecrit dans le fichier %s.\n",filename);

  fread(header,5006,1,fin);
  fwrite(header,5006,1,fout);

  //première ligne du fichier de sortie, fixée arbitrairement à 0
  //(gradient non défini)
  for(j=0;j<768;j++){
    fwrite(&zero,1,1,fout);
  }

  //initialisation du buffer d'entrée (3 lignes)
  fread(in,3*768,1,fin);

  //calcul de la sortie ligne par ligne
  for(i=1;i<575;i++){
    out[0]=0;
    out[767]=0;
    for(j=1;j<767;j++){
      gx=-(int)in[0][j-1]-((int)in[0][j]<<1)-(int)in[0][j+1];
      gx+=(int)in[2][j-1]+((int)in[2][j]<<1)+(int)in[2][j+1];
      gy=-(int)in[0][j-1]-((int)in[1][j-1]<<1)-(int)in[2][j-1];
      gy+=(int)in[0][j+1]+((int)in[1][j+1]<<1)+(int)in[2][j+1];
      tmp=(gx*gx+gy*gy)>>iscale;
      if(tmp>255)out[j]=255;
      else out[j]=(byte)tmp;
    }
    fwrite(out,768,1,fout);

    if(i<575){
```

```
      //mise à jour du buffer d'entrée
      for(j=0;j<768;j++){
        in[0][j]=  in[1][j];    in[1][j]=  in[2][j];
      }
      fread(in[2],  768,1,  fin);
    }
  }
  //dernière ligne du fichier de sortie, fixée arbitrairement à 0
  //(gradient non défini)
  for(j=0;j<768;j++){
    fwrite(&zero,1,1,fout);
  }
  //fermeture des fichiers et retour
  fclose(fin);  fclose(fout);
  return 0;
}
```

A.2.3 Lissage d'une image

Lorsque les gradients sont faibles, il arrive souvent que l'image du gradient soit très bruitée et difficile à lire. Pour cela, il est utile d'avoir à notre disposition un programme qui lisse l'image contenue dans un fichier `.mim`. Nous avons donc écrit le programme `lmim.c`, qui lisse l'image en la convoluant avec la matrice 5×5 suivante :

$$\frac{1}{32} \cdot \begin{pmatrix} 0 & 1/2 & 1 & 1/2 & 0 \\ 1/2 & 2 & 3 & 2 & 1/2 \\ 1 & 3 & 4 & 3 & 1 \\ 1/2 & 2 & 3 & 2 & 1/2 \\ 0 & 1/2 & 1 & 1/2 & 0 \end{pmatrix}$$

La syntaxe en est simplement `lmim image.mim`, et la sortie se fait dans le fichier `.mim` dont le nom est préfixé par 'l'.

```
// lmim.c
//Lisse le fichier d'entrée

#include <stdio.h>
typedef unsigned char byte;

int main(int argc,char **argv)
{
  byte in[576][768],out;
  byte header[5006];
  byte zero=(byte)0;
  char filename[80]="in.mim";
  FILE *fin,*fout;
  int i,j,s,tmp;

  //traitement des arguments de ligne de commande
  if(argc>2){
    printf("Syntaxe: %s [fichier_entree].\n\
Le fichier d'entree par defaut est 'in.mim'\n\
Le nom du fichier de sortie commence par la lettre l.\n",argv[0]);
    return(1);
  }

  if(argc=2){
    for(i=0;i<80 && argv[1][i]!='\x0';i++)filename[i]=argv[1][i];
```

```
    filename[i==80?79:i]='\x0';
  }
  fin=fopen(filename,"rb");
  if(fin==NULL){
    printf("\nFichier d'entree %s non trouve.",filename);
    return(4);
  }

  //on ajoute 'l' au nom
  for(i=79;i>0;i--)filename[i]=filename[i-1];
  filename[0]='l';
  fout=fopen(filename,"wb+");
  if(fout==NULL){
    printf("\nImpossible d'ouvrir le fichier de sortie %s.\n\
Cause probable: le nom du fichier d'entree contient son chemin.\n",filename);
    return 2;
  }
  printf("\nDonnees ecrites dans le fichier %s.\n",filename);
    fread(header,5006,1,fin);
    fwrite(header,5006,1,fout);
  fread(in,768*576,1,fin);
  fclose(fin);
  for(i=0;i<576;i++){
    for(j=0;j<768;j++){
      if(i<2 || i>573 || j<2 || j>765)fwrite(&zero,1,1,fout);
      else{
        s=(int)in[i][j]<<2;
        tmp=(int)in[i-1][j]+(int)in[i][j-1]
                    +(int)in[i+1][j]+(int)in[i][j+1];
        tmp+=tmp<<1;
        s+=tmp;
        tmp=(int)in[i-1][j-1]+(int)in[i-1][j+1]
                    +(int)in[i+1][j-1]+(int)in[i+1][j+1];
        s+=tmp<<1;
        tmp=(int)in[i-2][j]+(int)in[i][j-2]+(int)in[i+2][j]+(int)in[i][j+2];
        s+=tmp;
        tmp= (int)in[i-2][j-1]+(int)in[i-1][j-2]
                    +(int)in[i+2][j-1]+(int)in[i-1][j+2];
        tmp+=(int)in[i-2][j+1]+(int)in[i+1][j-2]
                    +(int)in[i+2][j+1]+(int)in[i+1][j+2];
        s+=tmp>>1;
        out=(byte)(s>>5);
        fwrite(&out,1,1,fout);
      }
    }
  }
  fclose(fout);
  return 0;
}
```

Bibliographie

[1] Voir le site internet du PhLAM : `http ://www-lsh.univ-lille1.fr`

[2] L. Guidoni, *Quasi-cristaux optiques : Refroidissement et piégeage d'atomes de césium dans un potentiel lumineux quasi-périodique*, Thèse de doctorat, ENS Paris – Université Pierre et Marie Curie Paris VI (1998)

[3] B. Dépret, *Étude de la diffusion d'atomes dans un potentiel lumineux quasi-périodique*, Mémoire de DEA, Université de Lille I (1999)

[4] L. Guidoni, C. Triche, P. Verkerk et G. Gryndberg, *Quasiperiodic optical lattices*, Physical Review Letters, **79** p.3363 (1997)

[5] L. Guidoni, P. Verkerk, *Direct observation of atomic localization in optical superlattices*, Physical Review A, **57** p.1501 (1998)

[6] H. Kogelnik et T. Li, *Laser beams and resonators*, Applied Optics **5** p.1550 (1966)

[7] M. Abramowitz et I.A. Stegun, *Handbook of Mathematical Functions*, Dover (1974)

[8] C. Cohen-Tannoudji, B.Diu et F. Laloë, *Mécanique quantique*, Hermann (1973)

Table des figures

Table des matières