

# Formation d'image à l'aide d'une lentille à matrice fluide

Dans les précédents chapitres, nous nous sommes attachés à mettre en relief les propriétés des lentilles acoustiques à base de cristaux phononiques solides puis fluides. À présent, nous abordons l'aspect imagerie à travers la lentille fluide. Tout d'abord, une étude paramétrique du champ image d'une source ponctuelle à travers la lentille est effectuée. Ensuite, le champ image associé à des objets étendus (de dimensions supérieures à la longueur d'onde) est analysé à la lumière des propriétés de la lentille.

## 4.1 Introduction

Les dispositifs d'imagerie basés sur les cristaux phononiques et la réfraction négative concernent une imagerie de champ proche, du fait des faibles distances de propagation dans le milieu extérieur (de l'ordre de l'épaisseur de la lentille) [20, 37]. Dans le cas idéal d'un accord d'indice entre le cristal phononique et le milieu de référence, une compensation de phase est automatiquement apportée à toutes les composantes spectrales de l'onde incidente. Il en découle ainsi une amélioration de la qualité des images à travers la lentille.

Dans la littérature, une résolution sub-longueur d'onde ( $< \lambda/2$ ) est obtenue à l'aide de

---

sources de petites tailles par rapport à la longueur d'onde ( $\lambda/5$ ) [3, 38, 40]. Cependant, la principale limitation jusqu'alors observée est la rupture d'impédance entre les cristaux phononiques et l'eau. Ainsi, l'écart d'amplitude entre le point source et l'image correspondante est de l'ordre de 70 %.

La première partie du chapitre, aborde les effets du cristal phononique sur l'image d'une source ponctuelle en fonction de la distance  $d_S$  entre la source et l'interface d'entrée de la lentille. Ensuite le champ image est étudié pour différentes combinaisons de points sources ainsi que des sources étendues par rapport à la longueur d'onde afin de déduire les performances du dispositif d'imagerie. Pour finir, une mesure de champ dans le plan parallèles aux interfaces est présentée pour des objets de taille supérieure à la longueur d'onde.

## 4.2 Caractérisation du stigmatisme de la lentille fluide

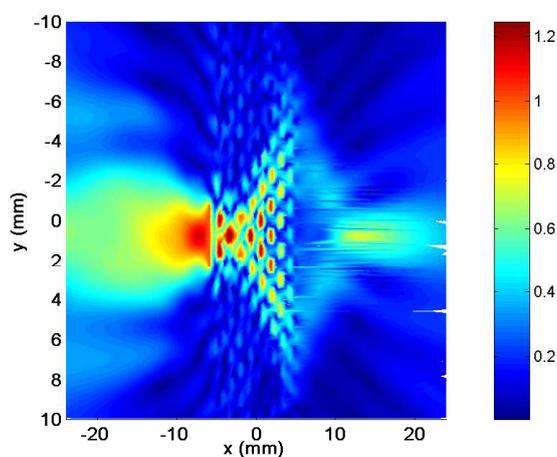
### 4.2.1 Paramètres du dispositif d'imagerie

À l'aide du code de calcul ATILA [74], la lentille plate précédemment décrite est modélisée. La longueur de la lentille est de 30 mm, soit  $20a$  ( $a$  le pas du réseau) avec une épaisseur  $L$  variable. La direction principale de propagation dans la lentille est  $\Gamma X$ . Le maillage est effectué uniquement dans le méthanol autour des tiges et dans l'eau avec 6 éléments quadratiques par longueur d'onde. Les pertes dans le réseau périodique sont prises égales à 1 %. Toutes les simulations sont effectuées à la fréquence d'accord, 0,49 MHz ( $\lambda = 3$  mm)

Dans un premier temps, une ligne source de dimension  $1,37\lambda$ , parallèlement à l'interface d'entrée de la lentille, est placée à la distance  $d_S = 0,83$  mm ( $0,28\lambda$ ). Cette ligne source peut être considérée comme infiniment mince pour vérifier la condition d'Abbe avec le système d'imagerie. Le cristal est constituée de 8 rangées de diffuseurs dans l'épaisseur,  $L = 10,09$  mm. Le champ image associé est représenté à la figure 4.1. Le principe de focalisation des rayons incidents issus d'une source ponctuelle reste valable dans le cas d'une ligne source dans l'axe transverse à la lentille. Ainsi, la distance entre la source et

l'image correspondante est égale au double l'épaisseur de la lentille ( $D = 2L$ ).

Cette configuration permet de déterminer le grandissement latéral suivant l'axe  $y$ , comme défini dans le chapitre introductif (paragraphe 1.1.3.2). Il est donné par le rapport des dimensions de l'image et de la source. La taille de l'image est ici prise égale à la largeur latérale à mi-hauteur ( $-6$  dB). Le grandissement latéral est de  $37,22\%$ , cette valeur correspond à un rétrécissement de l'objet ( $0,51\lambda$ ) par rapport à sa taille initiale. La condition d'Abbe n'est donc pas satisfaite par la lentille à base de cristal phononique.



**Figure 4.1** – *Ligne source parallèle à l'interface en champ proche.*

Pour évaluer le grandissement axial, la ligne source est à présent placée perpendiculairement à l'interface, suivant l'axe  $x$  (figure 4.2). L'extrémité de la ligne la plus proche de la lentille est à  $0,28\lambda$  de l'interface. La distance entre la source et l'image reste égale au double de l'épaisseur de la lentille. Le grandissement axial ( $1,26\lambda$ ) est de  $91,97\%$  par rapport à la taille de la source. La lentille acoustique à base de cristal phononique satisfait ainsi la condition d'Herschel.

À l'aide des expériences réalisées avec des objets minces disposés perpendiculairement et parallèlement à l'axe de la lentille, les deux critères sur les systèmes d'imagerie centrés ont été évalués. En rappel, ces deux critères ne peuvent être réalisées simultanément. Par conséquent, seule la condition d'Herschel est ici vérifiée, ce qui entraîne une taille axiale d'image comparable à celle de l'objet.

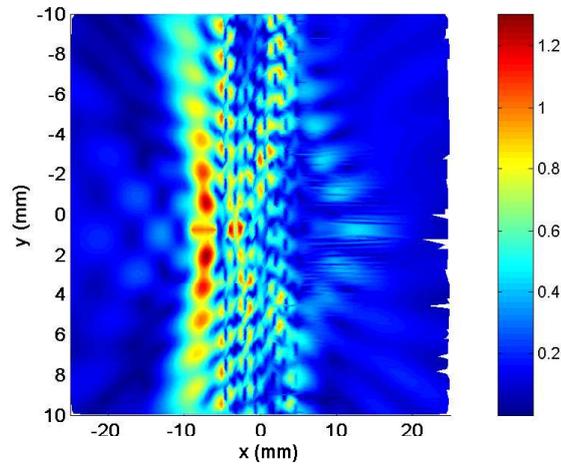


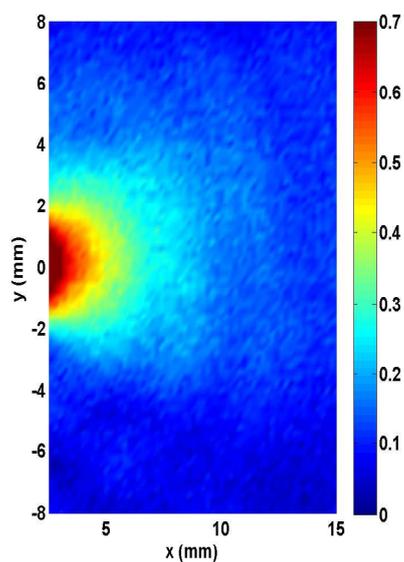
Figure 4.2 – Ligne source perpendiculaire à l'interface de la lentille.

### 4.3 Imagerie de sources ponctuelles : évaluation de la résolution

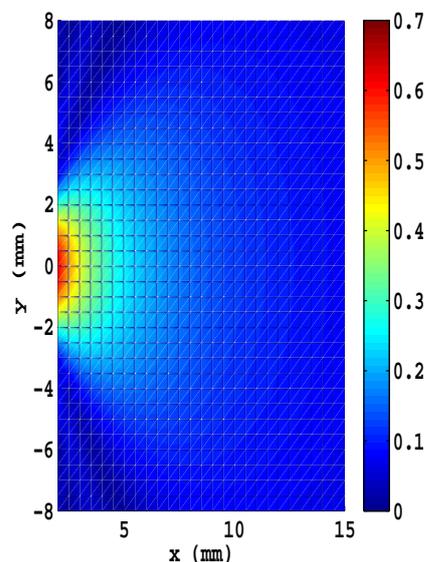
Ce paragraphe aborde les situations d'une ou plusieurs sources et décrit l'effet de leurs positions et de la fréquence sur les images obtenues.

#### 4.3.1 Point source expérimental : le pinducer

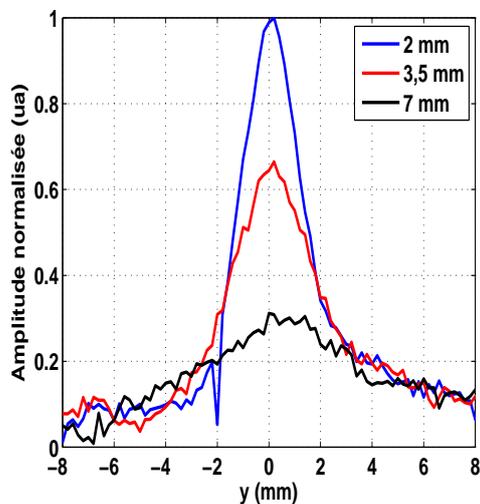
Un pinducer est un émetteur d'ondes ultrasonores de petite taille comparé aux transducteurs piézoélectriques classiques à immersion (Annexe B). Ces transducteurs miniatures ont d'abord été élaborés pour des applications à ondes de choc, avant d'être récemment adaptés à l'émission-réception d'ondes acoustiques. Le pinducer utilisé dans les expériences présentées est fourni par Valpey Fisher<sup>TM</sup>, et sa fabrication associe les techniques classiques de fabrication utilisées pour le contrôle non destructif : lame d'adaptation quart d'onde favorisant le transfert d'énergie et un milieu arrière très dense permettant d'augmenter la largeur de bande. Il est constitué d'un élément piézoélectrique encapsulé dans un tube en acier de 2,4 mm de diamètre. Les dimensions de l'élément actif n'étant pas données, la mesure de son diagramme de rayonnement permet d'estimer son diamètre effectif à 2,2 mm. Ce dernier est de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde des ultrasons



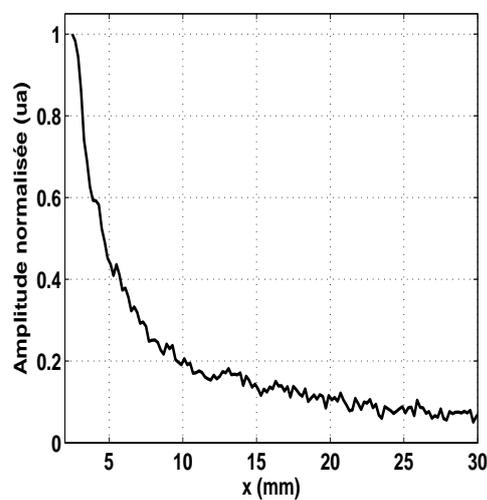
(a) Diagramme expérimental



(b) Diagramme théorique



(c) Coupes latérales du champ



(d) Coupe axiale du champ

**Figure 4.3** – Diagrammes de rayonnement expérimental (a) et théorique (b) d'un pinducer de  $0,73\lambda$  de diamètre. Coupes latérales (c) et axiale (d) du diagramme de rayonnement expérimental.

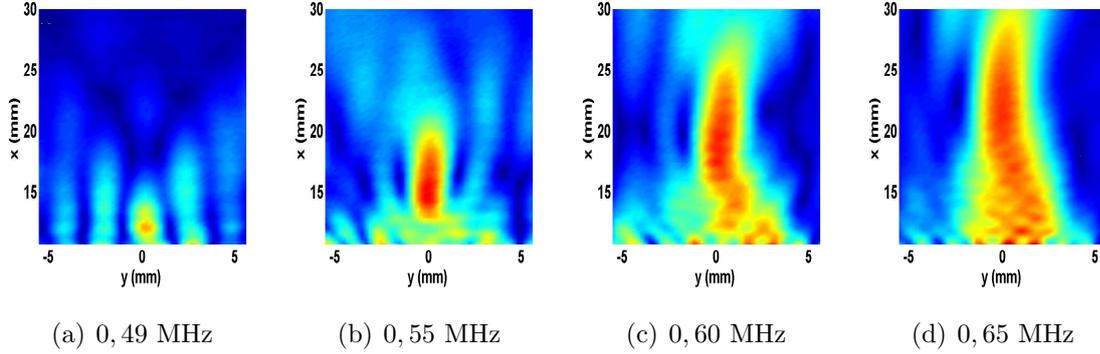
se propageant dans l'eau à la fréquence 0,5 MHz ( $0,73\lambda$ ). Malgré cela, le pinducer sera considéré, aux fréquences d'étude, comme un point source. Les figures 4.3(a) et 4.3(b) montrent les diagrammes de rayonnement expérimental et théorique du pinducer à 0,5 MHz de 2,5 mm à 15 mm de la face active suivant l'axe de propagation. Il y est en particulier observable que l'émetteur se comporte comme une source sphérique avec une décroissance rapide du champ de pression avec la distance de propagation (décroissance en  $1/r$ ). L'ouverture angulaire permet de considérer le pinducer comme omnidirectionnel pour des distances de 2 à 4 longueurs d'onde. La largeur latérale expérimentale du diagramme de rayonnement à  $-6$  dB est de  $0,86\lambda$  à  $x = 2,5$  mm de la face active du pinducer. Cette largeur augmente avec la distance de propagation (figure 4.3(c)). Ainsi aux distances entre source et cristal considérées, compte tenu de l'ouverture angulaire, la longueur de lentille « éclairée » est petite devant la longueur totale de la lentille  $30\lambda$ . La largeur axiale à  $-6$  dB est de  $1,40\lambda$  (figure 4.3(d)).

### 4.3.2 Imagerie d'une source ponctuelle

Le pinducer est utilisé comme point source expérimental, tandis que pour la modélisation, le point source numérique est un noeud du maillage. Nous nous intéressons d'abord, à l'influence du rapport d'indices entre la lentille et l'eau sur les images. À la fréquence d'accord sont ensuite analysées l'influence de la position latérale de la source, puis de la position axiale et enfin de l'épaisseur de la lentille.

#### 4.3.2.1 Effet de la désadaptation d'indice

À la fréquence d'accord, la vitesse de propagation des ondes dans la lentille est égale à celle des ondes dans l'eau  $v_\varphi = 1490 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ . La forme de la structure de bandes autorise une fréquence d'accord unique dans la bande de réfraction négative. À plus haute fréquence, la vitesse augmente; par exemple, à 0,60 MHz dans la bande de réfraction négative,  $v_\varphi = 1856 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ .



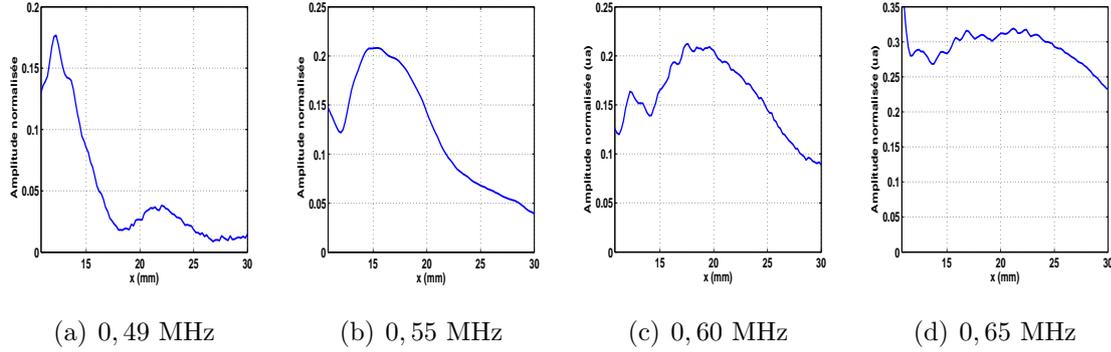
**Figure 4.4** – Images d’un point source à travers le cristal phononique à (a) 0,49 MHz; (b) 0,55 MHz; (c) 0,60 MHz et (d) 0,65 MHz.

L’excitation est délivrée à 2,5 mm ( $0,83\lambda$ ) de la lentille. La taille de la source ainsi que la distance sont très grandes pour s’intéresser à une image sub-longueur d’onde. Le champ de pression est mesuré à l’aide de l’hydrophone à partir de 1 mm ( $0,33\lambda$ ) de l’interface de sortie de la lentille. La figure 4.4 présente l’image du point source pour différentes fréquences dans la bande de réfraction négative. L’image varie considérablement avec la fréquence dans la bande de fréquences considérée. Du fait de l’amélioration progressive de l’accord d’impédance, l’amplitude de l’image obtenue augmente avec la fréquence, ce qui est cohérent avec les résultats obtenus pour le coefficient de transmission (voir figure 3.11). L’image du pinducer est un point à la fréquence 0,49 MHz puis s’allonge suivant l’axe de propagation à mesure que la fréquence augmente. Les rapports d’indices sont  $-1$ ;  $-0,76$ ;  $-0,58$  et  $-0,41$  de gauche à droite respectivement.

Des coupes axiales et latérales (selon la normale aux interfaces) sont effectuées afin d’évaluer l’évolution de la profondeur de champ et la résolution latérale de l’image du pinducer (figure 4.5).

Les résolutions à  $-6$  dB sont représentées dans le tableau 4.1. L’augmentation de la résolution axiale est liée au désaccord croissant d’indice entre le cristal et l’eau, à mesure que la fréquence augmente.

La position du maximum d’amplitude ( $x_{max}$ ) dans la grille de mesure varie avec la fréquence (tableau 4.1). En tenant compte de la position du pinducer par rapport à l’interface d’entrée de la lentille, la distance entre la source et l’image ( $D = 14,7$  mm) est de l’ordre du double de l’épaisseur de la lentille à la fréquence d’accord ( $2L = 15$  mm). Dans la bande de réfraction négative,  $D$  vérifie la relation 1.10. La comparaison des



**Figure 4.5** – Coupes axiales des images précédentes à (a) 0,49 MHz; (b) 0,55 MHz; (c) 0,60 MHz et (d) 0,65 MHz.

distances expérimentales et théoriques est donnée au tableau 4.1.

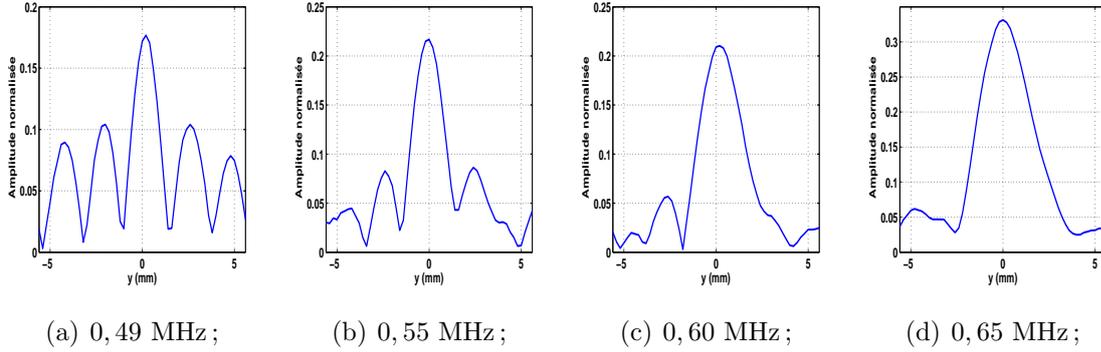
Le facteur 3 constaté entre les coefficients de transmission à 0,49 et 0,65 MHz (figure 3.11) n'est pas retrouvé entre la figure 4.5(a) et la figure 4.5(d). À la fréquence d'accord, tous les rayons issus de la source convergent vers le point image. Il résulte en ce point une sommation en amplitude et en phase de toutes les contributions angulaires au champ de pression. À  $f = 0,65$  MHz, le désaccord d'indice entraîne l'existence d'un angle d'incidence limite au delà duquel les rayons ne peuvent se réfracter dans la lentille. En outre, la convergence de chaque paire de rayons se fait en un point distinct dans la zone image. Cependant, le désaccord d'impédance minimise la dynamique du point image.

Les coupes latérales des images sont représentées sur la figure 4.6. Elles correspondent

Fréquence (MHz)	0,49	0,55	0,60	0,65
Longueur d'onde (mm)	3,0	2,7	2,5	2,3
$D_{exp.}$ (mm)	14,7	17,9	19,1	23,7
$D_{theo.}$ (mm)	15	17,4	20,4	25,7
Résolution latérale	$0,60\lambda$	$0,69\lambda$	$0,80\lambda$	$0,96\lambda$
Résolution axiale	$2,80\lambda$	$5,30\lambda$	$7,44\lambda$	—

**Tableau 4.1** – CARACTÉRISTIQUES DU POINT IMAGE.

à la variation de l'amplitude de l'image selon l'axe transverse à la direction de propagation, au point d'abscisse correspondant au maximum d'amplitude. En accord avec les analyses précédentes, la largeur latérale à  $-6$  dB augmente avec la fréquence (tableau 4.1). À la

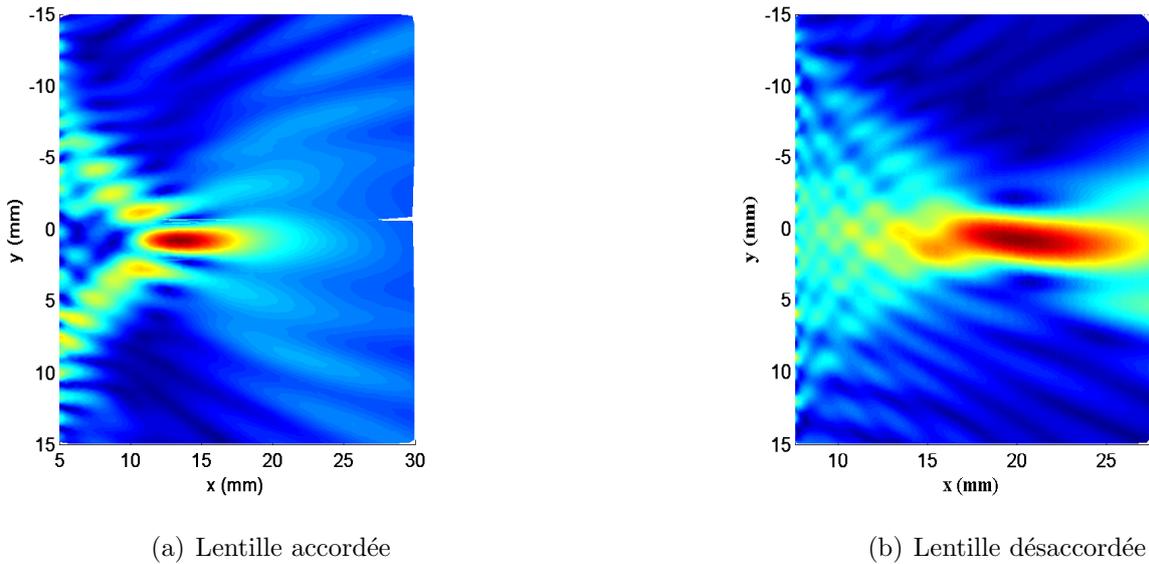


**Figure 4.6** – Coupes latérales des images du point source dans la bande de réfraction négative aux quatre fréquences retenues.

fréquence d'accord, l'angle d'incidence est égal à l'angle de réfraction, entraînant ainsi la convergence de tous les rayons en un seul et même point en sortie du cristal. Chaque faisceau dans l'eau cumule une phase  $k_e d_e$ ,  $d_e$  étant la distance de propagation totale dans l'eau (avant et après le cristal). Cette phase est exactement compensée au cours de la propagation à travers le cristal, du fait de la réfraction négative et de l'accord d'indice.  $k_{cp} d_{cp}$  est alors opposée à  $k_e d_e$ , ce qui entraîne que  $d_e$  et  $d_{cp}$  sont égales, imposant la position de l'image en fonction de celle de la source et de la largeur du cristal.

Pour les fréquences supérieures à la fréquence d'accord, le nombre d'onde dans le cristal est inférieur à celui dans l'eau, ce qui implique que l'angle de réfraction à l'interface est supérieur à l'angle d'incidence. Alors, seuls les faisceaux avec un angle d'incidence inférieur à l'angle critique défini au paragraphe 3.3.2 peuvent se propager dans le cristal. La plage angulaire d'incidence est donc restreinte ( $\pm 16^\circ$  à 0,65 MHz) et donne lieu à un allongement de la zone de focalisation. Les surfaces équi-fréquences étant circulaires (nombre d'onde constant à fréquence fixe quelle que soit la direction de propagation), chaque rayon incident subit un déphasage qui est fonction de son angle d'incidence. Ainsi, les différents rayons convergent, après propagation à travers le cristal, en différents points. Le désaccord d'indice est donc à l'origine de la détérioration de la focalisation des images dans la grille de mesure (figure 4.4) à travers la dégradation des largeurs à  $-6$  dB. En effet, à chaque angle d'incidence correspond un angle de réfraction distinct. Toutefois, l'augmentation du coefficient de transmission avec la fréquence permet d'améliorer la dynamique de l'image.

Nous effectuons à présent une modélisation numérique pour corroborer les résultats précédents. Le point source excitateur est un nœud du maillage. Considérant la lentille de la section 4.2.1 à la fréquence d'accord, pour une distance source lentille de  $0,28\lambda$ , la distance source - image ( $D = 19,70$  mm) est égale au double de l'épaisseur de la lentille ( $2L = 20,18$  mm, figure 4.7(a)). La largeur axiale à mi-hauteur de l'image associée à la source ponctuelle est de  $2,66\lambda$  suivant  $x$ . Suivant l'axe  $y$ , la largeur à mi-hauteur du lobe central du point image est de  $1,47$  mm, ce qui correspond à une résolution latérale de  $0,49\lambda$ , de l'ordre de la limite de résolution de Rayleigh. La résolution axiale issue de l'expérience à  $0,49$  MHz (tableau 4.1) est de l'ordre de celle obtenue avec la modélisation. Cependant, les résolutions latérales diffèrent du fait de la différence de taille des sources utilisées. Pour un cristal phononique de paramètre de maille  $a$ , à la longueur d'onde  $\lambda$ , la résolution est inférieure ou égale à  $\lambda/2$  [12]. Cette condition est satisfaite dans notre cas.



**Figure 4.7** – *Champ associé à une source ponctuelle à travers la lentille (a) accordée et (b) désaccordée.*

Pour  $f = 0,60$  MHz ( $\lambda = 2,5$  mm), le cristal phononique est désaccordé et l'indice effectif est  $n_{eff} = -0,58$ . La différence d'indice entre la lentille et le milieu environnant entraîne une détérioration de la résolution axiale (figure 4.7(b)). La largeur à mi-hauteur suivant l'axe de propagation est de  $4,44\lambda$  et suivant  $y$ , le pouvoir séparateur est de  $0,57\lambda$ . Le maximum d'amplitude du point image est à la distance  $D = 25,1$  mm du point source,

pour une valeur théorique de 27,4 mm (à partir de la relation 1.10). En outre, la résolution latérale de la lentille désaccordée est nettement moins bonne que l'intervalle de résolution défini par *Luo et al.* [12].

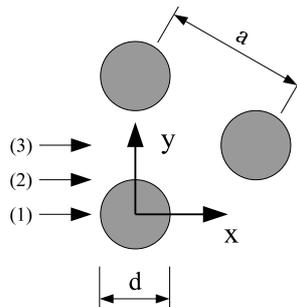
$$\frac{a\lambda}{\lambda - a} < \Delta < 2a. \quad (4.1)$$

#### 4.3.2.2 Effet de la position latérale des sources

La périodicité joue un rôle important dans la formation d'images pour une source placée près de l'interface. Ainsi, il est possible de définir une distance caractéristique  $d_S$  permettant de considérer l'interface comme homogène pour une source ponctuelle. Bien évidemment, cette question ne se pose pas pour les sources étendues émettant un faisceau large devant la taille des diffuseurs et le pas du réseau [75].

À l'aide du précédent modèle numérique, la distance  $d_S$  est prise égale à  $0,28\lambda$ . Le point source est d'abord placé devant un diffuseur, puis décalé successivement de  $a/4$ . Par raison de symétrie, les positions  $a/4$  et  $3a/4$  sont identiques. L'étude se limitera ainsi à deux translations de  $a/4$  par rapport à la position initiale (figure 4.8).

Lorsque la source est placée face à un diffuseur puis devant un interstice (figure 4.9(a)

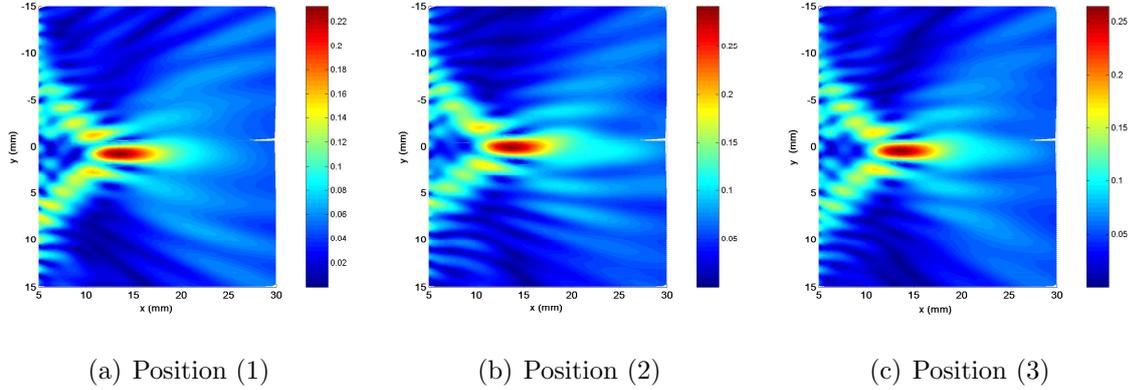


**Figure 4.8** – Position de la source ponctuelle : (1) face à un diffuseur, (2) entre un diffuseur et un interstice, (3) face à un interstice.

et 4.9(b)), l'image à travers le cristal phononique est symétrique par rapport à l'axe de la source. Cette symétrie est brisée pour la source ponctuelle placée entre un interstice et un diffuseur (figure 4.9(c)).

Le profil latéral des images obtenues à partir des différentes positions est donné sur la figure 4.10. Le niveau du champ dans la zone image est minimal lorsque  $S$  est placée

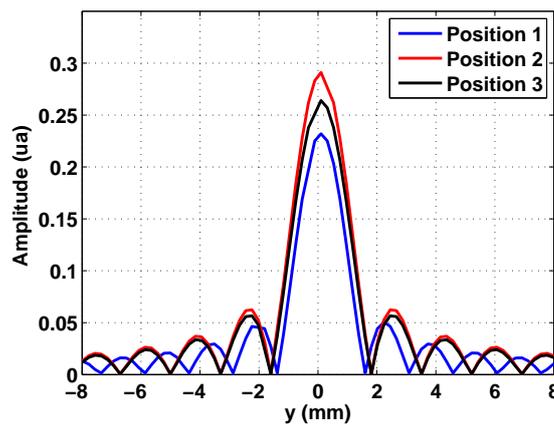
devant un diffuseur. Dans cette configuration, les rayons sont incidents directement sur un diffuseur tandis que pour les deux autres cas, l'onde est « piégée » entre deux diffuseurs favorisant ainsi le transfert de l'énergie vers le cristal phononique. Le pouvoir séparateur



**Figure 4.9** – *Champ associé à la source ponctuelle (a)  $S$  devant un diffuseur, (b)  $S$  entre un diffuseur et un interstice et (c)  $S$  devant un interstice.*

de la lentille se détériore de  $0,49\lambda$  pour la position (1) à  $0,55\lambda$  pour les positions (2) et (3). Par ailleurs, la distance  $D$  entre la source et l'image reste constante, et est de l'ordre du double de l'épaisseur de la lentille  $19,70$  mm pour cristal phononique de 8 rangées ( $20,18$  mm en théorie).

Pour une source de dimension supérieure à la taille des diffuseurs ou suffisamment loin



**Figure 4.10** – *Profil latéral de l'image pour les positions (1), (2) et (3).*

de l'interface d'entrée, la position de la source n'a quasiment pas d'effet sur la focalisation en sortie de la lentille et sur le profil de l'image [75].

### 4.3.2.3 Effet de la position axiale de la source

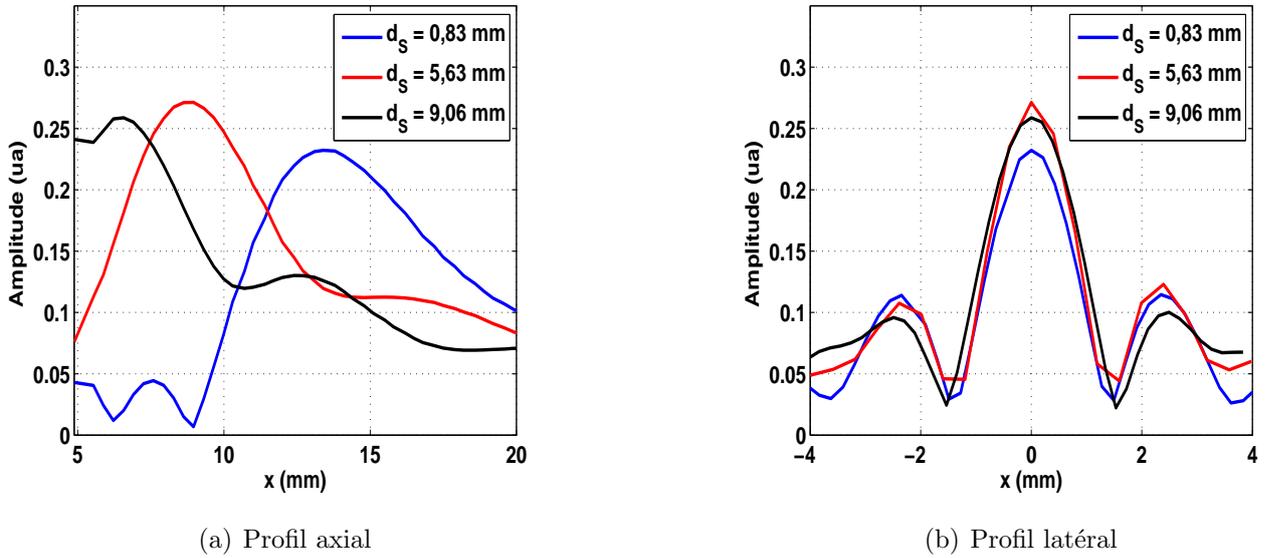
À présent la source  $S$  est disposée selon la position latérale (1), face à un diffuseur. Au cours de cette étude numérique, la source  $S$  est déplacée suivant l'axe  $x$ , ce qui permet d'étudier l'image à travers une lentille d'épaisseur  $L$  en fonction de la distance  $d_S$ . Il est rappelé que, pour toutes les valeurs de  $d_S$ , la distance entre le point source et le point image reste égale à  $2L$  (cf chapitre 1). Les propriétés du point image en fonction de la position axiale de la source sont extraites de la figure 4.11 et résumées au tableau 4.2.

Quand  $d_S \rightarrow 0$ , la distance entre le point image et la seconde interface de la lentille est maximale. Cette disposition de la source est adaptée à la configuration expérimentale étant donnée l'épaisseur de la lentille (une dizaine de millimètres) et les dimensions du montage. Elle permet de plus d'effectuer une imagerie champ proche avec des distances  $d_S$  inférieures à la longueur d'onde considérée. Pour  $d_S = 0, 28\lambda$ , la largeur à mi-hauteur suivant l'axe de la source est de  $2, 86\lambda$  avec un pouvoir séparateur égal à  $0, 49\lambda$ .

Quand  $d_S \rightarrow L/2$ , le point image se rapproche de l'interface de sortie de la lentille, et l'amplitude du champ est plus élevée. La largeur à mi-hauteur suivant l'axe de propagation  $x$  est de  $2, 16\lambda$  pour un pouvoir séparateur de  $0, 51\lambda$ . La symétrie de l'ensemble source - cristal phononique - image entraîne une augmentation du niveau d'amplitude et un rétrécissement axial de l'image. Cependant, la résolution latérale est dégradée, en effet  $d_S > \lambda$ , les conditions d'une imagerie de champ proche ne sont plus satisfaites.

Quand  $d_S \rightarrow L$ , la position de l'image tend vers celle de l'interface de sortie. Le champ de pression à  $x = 6, 74$  mm permet de déterminer une résolution latérale de  $0, 55\lambda$ .

Globalement, la résolution latérale de la lentille est comprise dans l'intervalle  $[0, 48\lambda - 0, 55\lambda]$  (figure 4.11(b)). Elle est optimale lorsque la source ponctuelle est placée à une faible distance de la lentille, par rapport à la longueur d'onde. Ce résultat est la conséquence de l'amplification des ondes évanescentes issues de la source, qui participent à la résolution de l'image. Dans les travaux expérimentaux de *Sukhovich* permettant d'obtenir un pouvoir séparateur de  $0, 35\lambda$  [3], la source ponctuelle ( $\lambda/5$ ) était placée à  $0, 1$  mm ( $0, 03\lambda$ ) de l'interface de la lentille. Ainsi la résolution dépend fortement de la position de la source ponctuelle. Par ailleurs la profondeur de champ de l'image est minimale pour le point



**Figure 4.11** – *Champ de pression en fonction de la distance entre le point source et la lentille (a) profil axial (b) profil latéral.*

source placé à la distance  $d_s \approx L/2$ . De même, le niveau d'amplitude du point image est maximal du fait de la symétrie globale du système source-lentille-image.

$d_s$ (mm)	$d_I$ (mm)	$D$ (mm)	$\Delta_y$	$\Delta_x$
0,83 ( $0,28\lambda$ )	8,05	19,30	$0,49\lambda$	$2,86\lambda$
5,63 ( $1,89\lambda$ )	4,10	19,70	$0,51\lambda$	$2,16\lambda$
9,06 ( $3,02\lambda$ )	1,70	20,70	$0,55\lambda$	$1,40\lambda$

**Tableau 4.2** – CARACTÉRISTIQUES DE L'IMAGE EN FONCTION DE LA DISTANCE ENTRE LE POINT SOURCE ET LA LENTILLE ( $d_s$ ).

Notons que dans cette étude numérique, seules les ondes issues de la source se propageant suivant les  $x$  croissants contribuent à la formation de l'image. La focalisation des rayons incidents se fait en une zone de focalisation (spot) étendue. Les sources utilisées pour l'étude expérimentale émettent dans le demi-espace des  $x$  positifs, en accord avec le modèle numérique en considérant uniquement les rayons se propageant de la source vers la lentille. D'autres simulations ont permis de voir que lorsque le point source est placé dans le cristal, la quasi totalité des rayons issus de la source participent à la formation du

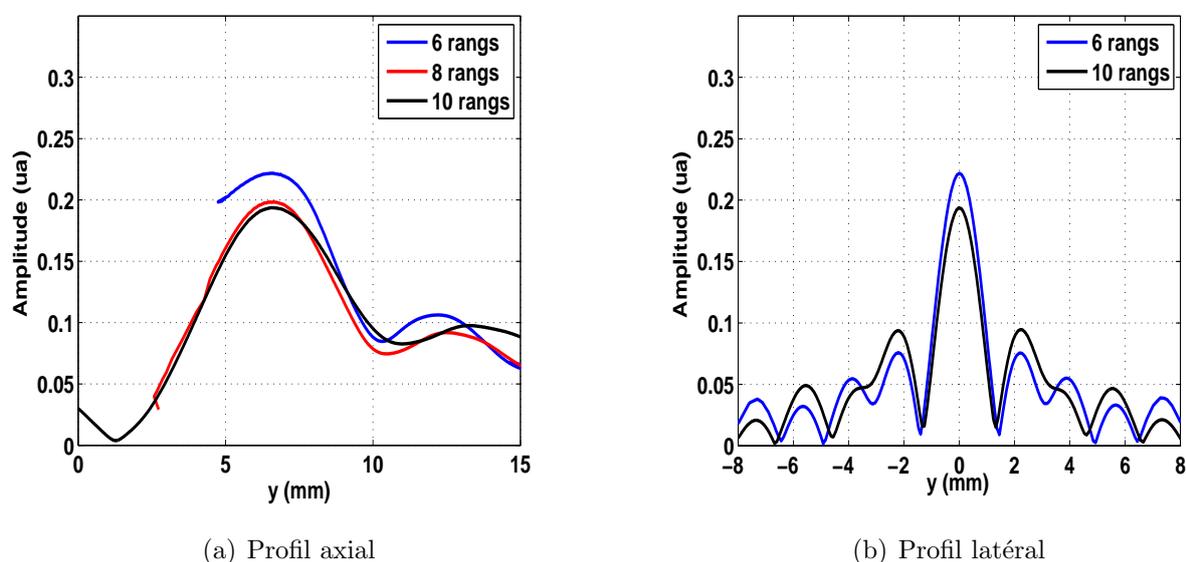
point image. Ainsi, l'image obtenue est quasi-ponctuelle avec de meilleurs profils axial et latéral avec une bonne dynamique.

#### 4.3.2.4 Effet de l'épaisseur de la lentille

Afin d'optimiser la résolution, la source ponctuelle doit être placée près de l'interface de la lentille. De même, l'épaisseur de cette dernière dicte la position de l'image en sortie de la lentille ( $D = 2L$ ). Ainsi, plus l'épaisseur est grande, plus la distance entre l'image associée à la source  $S$  et l'interface de sortie de la lentille augmente, mettant en jeu des distances de propagation plus grandes ce qui a notamment comme avantage de simplifier le dispositif de mesure [20].

À présent, trois cristaux de 6, 8 et 10 rangées de tiges, sont modélisés afin d'évaluer l'influence du nombre de rangées sur la résolution latérale et la profondeur de champ. La distance entre la source et l'interface de la lentille est à présent  $d_S = 0,33\lambda$ .

Les profils axiaux correspondant aux images de la source ponctuelle en fonction du



**Figure 4.12** – *Champ de pression en fonction de l'épaisseur de la lentille pour une source placée à 1 mm ( $0,33\lambda$ ) de la lentille (a) profil axial (b) profil latéral.*

nombre de rangées sont donnés à la figure 4.12(a). La largeur à mi-hauteur de l'image à travers la lentille de 6 rangées de diffuseurs est de  $1,76\lambda$ . La largeur atteint une valeur de

1,83 $\lambda$  pour le cristal à 8 rangées et de 2,03 $\lambda$  pour le cristal constitué de 10 rangées. Pour les différentes images, la profondeur de champ augmente avec l'épaisseur de la lentille. La profondeur de champ justifie ainsi le choix de la lentille à 6 rangées de diffuseurs dans l'épaisseur.

Le profil latéral en fonction de l'épaisseur du cristal est donné sur la figure 4.12(b). De 0,49 $\lambda$  pour le cristal avec un nombre de rangées de 6, le pouvoir séparateur passe à 0,45 $\lambda$  pour le cristal à 10 rangées de diffuseurs dans l'épaisseur. Par ailleurs, l'amplitude diminue avec le nombre croissant de rangées de diffuseurs, une différence de 14,5 % est enregistrée pour une augmentation du nombre de rangs de 6 à 10. Un compromis est à trouver afin d'obtenir une image avec des caractéristiques optimales (résolution latérale, profondeur de champ et niveau d'amplitude).

### 4.3.3 Image de deux sources ponctuelles

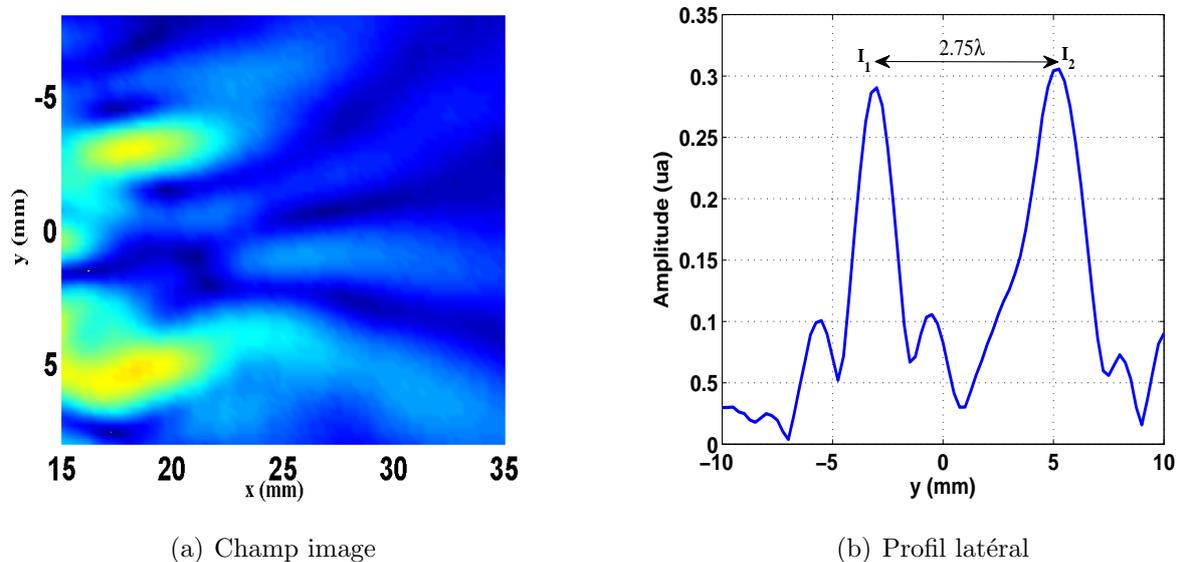
Après la précédente étude paramétrique effectuée pour une source ponctuelle, nous nous intéressons à présent à l'étude expérimentale puis numérique de l'image de deux sources ponctuelles. Pour la partie expérimentale, la zone objet est constituée d'une paire de pinducers. L'écart entre ces sources est égale à 8 mm, soit  $y_{S_1 S_2} = 2,66\lambda$ . Les faces actives sont placées à 0,33 $\lambda$  de l'interface de la lentille.

Dans la zone image, deux maxima d'amplitude distants de 8,25 mm (2,75 $\lambda$ ) sont observés selon la direction  $y$ . Ces maxima correspondent aux images des deux sources. La zone image présente également un champ d'interférences lié à l'interaction des deux sources (figure 4.13(a)).

La résolution latérale de chaque maximum d'amplitude du champ est de l'ordre de celui obtenu pour un seul pinducer en excitation (4.13(b)). De même dans le cas de deux sources  $S_1$  et  $S_2$ , les profils axiaux (non montrés ici) des points images  $I_1$  et  $I_2$  montrent, en accord avec le champ image d'un pinducer unique, une largeur à mi-hauteur de 6,2 mm (2,06 $\lambda$ ) à la fréquence d'accord.

Pour une étude numérique paramétrique du champ image obtenu en fonction de l'écart

---



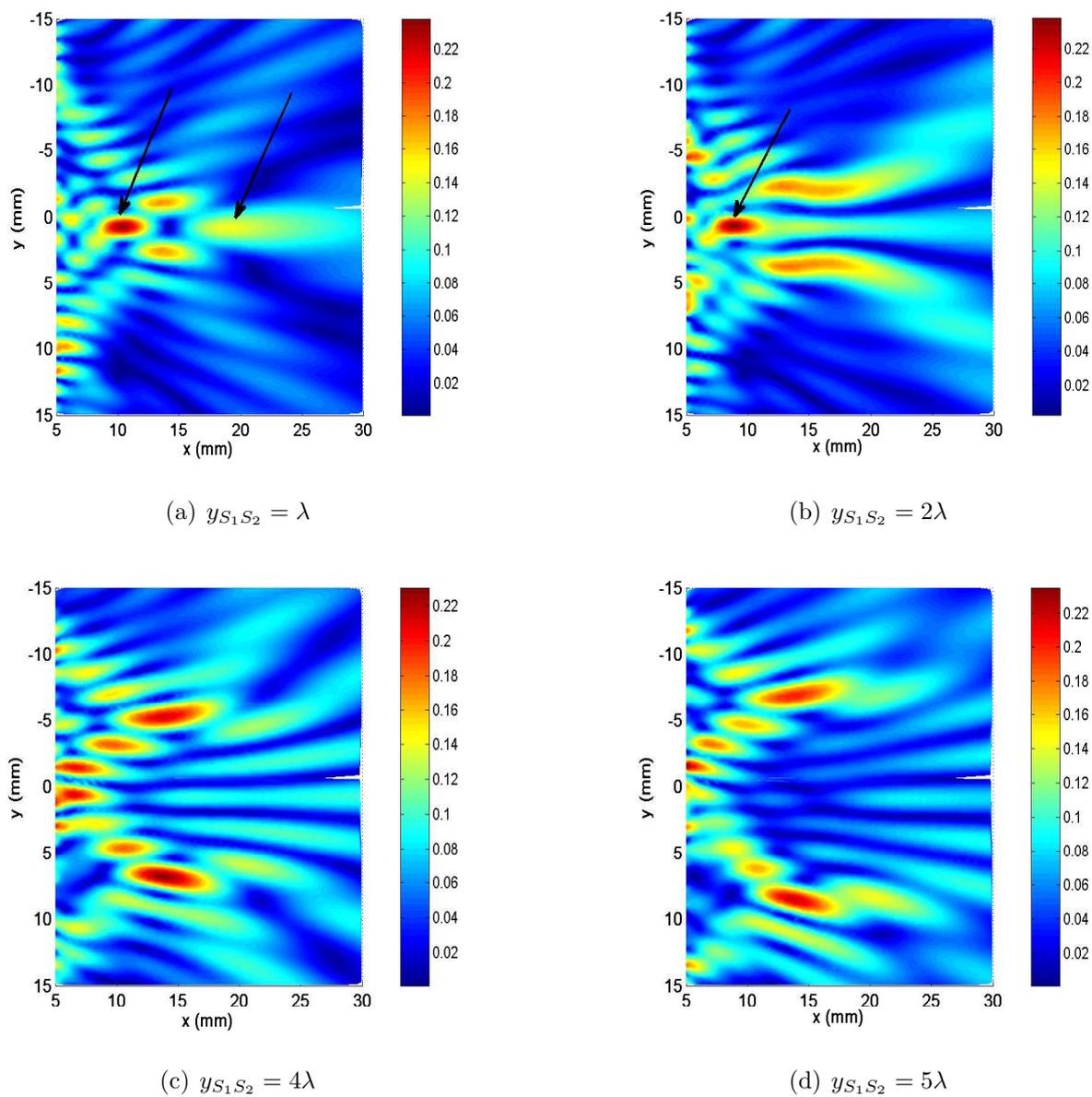
**Figure 4.13** – Champ image de deux sources (a) et profil latéral de la zone image à l'abscisse du maximum d'amplitude (b).

entre les deux sources, la distance entre les deux sources est notée  $y_{S_1 S_2}$  et la distance entre les sources et l'interface du cristal est  $d_S = 0,28\lambda$ . Le champ image obtenu est donné à la figure 4.14 :  $y_{S_1 S_2}$  prend successivement les valeurs  $\lambda$ ,  $2\lambda$ ,  $4\lambda$  et  $5\lambda$ .

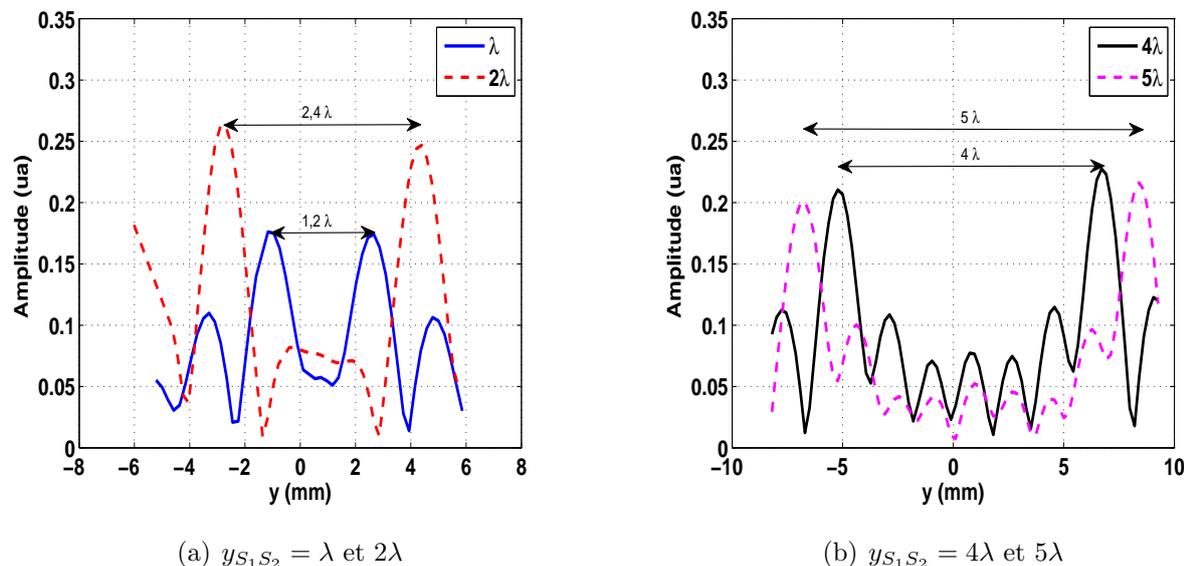
Une focalisation axiale supplémentaire a lieu avant et après les points images pour  $y_{S_1 S_2} = \lambda$  (figure 4.14(a)) et une focalisation axiale avant les points images associés à  $y_{S_1 S_2} = 2\lambda$  (figure 4.14(b)) (flèches noires sur les figures). Ces points de focalisation sont des images associées aux interférences des faisceaux issus de  $S_1$  et  $S_2$  dans la zone objet. Cet effet est moins marqué à mesure que les sources s'écartent (figures 4.14(c) et 4.14(d)).

Toutefois, à chaque source est associée une image. La distance entre les sources ponctuelles et les points images associés reste constante, et égale au double de l'épaisseur de la lentille (19,70 mm). Dans la zone image, le module du champ présente des maxima d'amplitude distants de  $1,2\lambda$ ;  $2,4\lambda$ ;  $4\lambda$  et  $5\lambda$  respectivement, positions attendues des images. L'évaluation a été réalisée à partir des extraits présentés à la figure 4.15. La résolution latérale de la lentille est comprise entre  $0,52\lambda$  et  $0,57\lambda$ .

Comme pour le cas d'une source ponctuelle (section 4.3.2.2), de la position axiale de la paire de sources  $S_1$  et  $S_2$  par rapport à l'interface (variation de la distance  $d_S$ ) pour  $y_{S_1 S_2}$  fixe, dépend la position des images  $I_1$  et  $I_2$  par rapport à l'interface de sortie de la lentille. Ainsi, en éloignant les deux sources de l'interface pour  $y_{S_1 S_2} = \lambda$  et  $2\lambda$ , l'image



**Figure 4.14** – Champ image de deux sources ponctuelles  $S_1$  et  $S_2$  distantes de (a)  $y_{S_1 S_2} = \lambda$ , (b)  $y_{S_1 S_2} = 2\lambda$ , (c)  $y_{S_1 S_2} = 4\lambda$ , et (d)  $y_{S_1 S_2} = 5\lambda$ .



**Figure 4.15** – Profils latéraux extraits des images à  $x = 14,72$  mm pour deux sources ponctuelles distantes de (a)  $\lambda$  et  $2\lambda$ , (b)  $4\lambda$  et  $5\lambda$ .

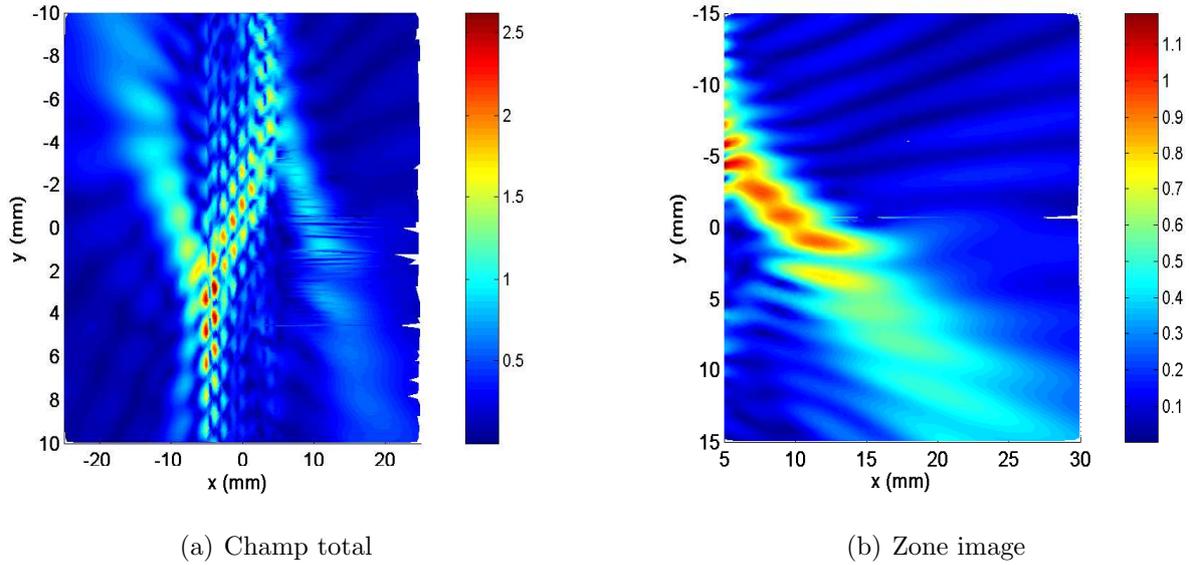
virtuelle se retrouve à l'intérieur de la lentille. Les deux points images peuvent dès lors être identifiés aisément. Ils correspondent dans ce cas aux points d'amplitude maximale.

#### 4.3.4 Images de 9 sources ponctuelles

À présent, 9 sources ponctuelles sont disposées de façon oblique par rapport à l'interface de la lentille. Cette configuration est une combinaison des cas simples précédents. Le champ image est présenté à la figure 4.16. La focalisation a lieu le long d'une ligne oblique parallèle à l'alignement des points sources.

La figure 4.16(b) présente le champ dans la zone image uniquement. La focalisation a lieu en des points distincts, concordant avec la disposition des différentes sources. La distance source - image étant égale au double de l'épaisseur de la lentille, les points source proches de l'interface de la lentille donnent les images les plus éloignées tandis qu'aux points sources placés loin de l'interface d'entrée correspondent les images proches de l'interface de sortie. Le champ d'interférences est plus intense en un point dans la zone image puisqu'il est la superposition des champs des 9 sources.

Dans le plan de propagation, la lentille accordée permet d'imager le champ issu d'une



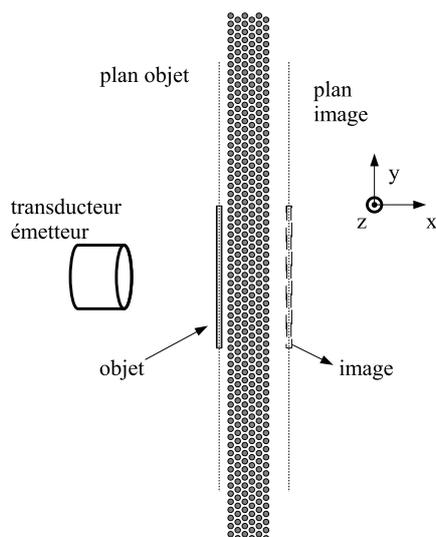
**Figure 4.16** – Champ associé à 9 sources disposées de façon oblique par rapport à l'interface de la lentille. (a) Champ total, (b) zone image.

ou plusieurs sources ponctuelles placées dans la zone objet. À la manière des dispositifs classiques d'imagerie, deux expériences majeures permettent de rendre compte de l'effet de la lentille sur le champ image. La lentille satisfait uniquement la condition d'Herschel tandis que dans la direction transverse, la taille de l'image est inférieure à celle de l'objet.

## 4.4 Image d'un objet étendu dans le plan transverse

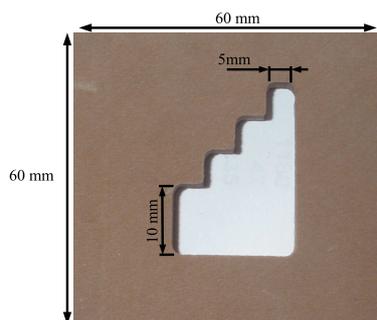
Dans cette partie, la zone objet est constituée de sources de diverses formes et dimensions. La cartographie est à présent effectuée dans le plan parallèle aux interfaces de la lentille. Connaissant la position du point image à la fréquence d'accord, les expériences sont réalisées dans ce plan en vue de représenter le champ associé aux objets après propagation à travers la lentille. Le champ image peut donc être comparé au champ incident ce qui permet dans des cas simples de déterminer l'aplanétisme de la lentille (figure 4.17).

Le champ incident est dans un premier temps issu d'un objet diffractant. L'objet est constitué d'un matériau absorbant (plaque à usiner) avec une ouverture sous la forme de marches d'escalier (figure 4.18). L'objet est insoné à l'aide d'un transducteur piézoélec-



**Figure 4.17** – *Dispositif expérimental permettant la mesure dans le plan image yz.*

trique plan émettant autour de la fréquence d'accord, (0,49 MHz soit  $\lambda = 3$  mm). Les dimensions extérieures du matériau sont supérieures à la taille du transducteur émetteur, de sorte que les ondes incidentes sur la lentille passent nécessairement à travers l'ouverture. L'objet a des motifs supérieurs à la longueur d'onde, le motif le plus petit a une dimension de 5 mm ( $1,67\lambda$ ). La base de l'ouverture est de 20 mm ( $6,67\lambda$ ) et la hauteur est de 25 mm ( $8,33\lambda$ ).



**Figure 4.18** – *Objet étendu à imager.*

L'objet est disposé dans le plan parallèle à l'axe des tiges (figure 4.19). Le champ libre acoustique est mesuré sur une grille carrée (20 mm \* 20 mm) avec un pas de 0,5 mm. La mesure est effectuée à 3 mm de l'objet à l'aide de l'hydrophone. Sur la cartographie présentée à la figure 4.19, le champ dans l'axe de l'objet est plus intense que le champ

diffraqué par les bords. Il est toutefois possible d'identifier les bords de l'objet à imager suivant les directions  $y$  et  $z$ .

Le but est ici de réaliser l'image de la forme de l'objet. Pour ce faire, l'objet est placé

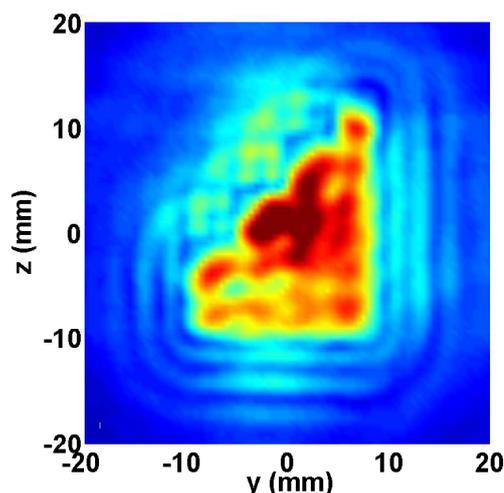


Figure 4.19 – *Champ objet : rayonnement libre.*

dans le champ proche de la lentille, à  $0,33\lambda$  de l'interface d'entrée de la lentille. La figure 4.20 représente le champ dans le plan image après propagation à travers la lentille des ondes issues de l'objet diffractant.

L'image montre une amplitude importante dont l'étendue s'apparente à celle de l'objet insoné. Sur la cartographie, les contours de l'objet se dessinent difficilement, ils ne peuvent être distingués que parallèlement à l'axe  $y$ . En effet, la focalisation a lieu uniquement dans le plan  $xy$ , ainsi suivant l'axe  $z$ , l'onde est diffractée de l'objet, du fait de l'absence d'effet lentille selon la direction axiale aux tiges.

L'explication délicate de l'image obtenue amène à considérer de nouveau le champ issu du pinducer, à présent considéré dans le plan transverse (figure 4.21). Le champ rayonné par le pinducer est circulaire dans le plan  $yz$ , avec une décroissance en  $1/r^2$ . À 8 mm du pinducer dans l'axe de propagation, le champ incident a une variation sous forme d'une gaussienne centrée dans l'axe, avec une largeur de lobe à  $-6$  dB de 11,4 mm suivant  $z$  et de 10,1 mm suivant  $y$ .

Le champ du pinducer dans le plan transverse est mesuré après propagation à travers

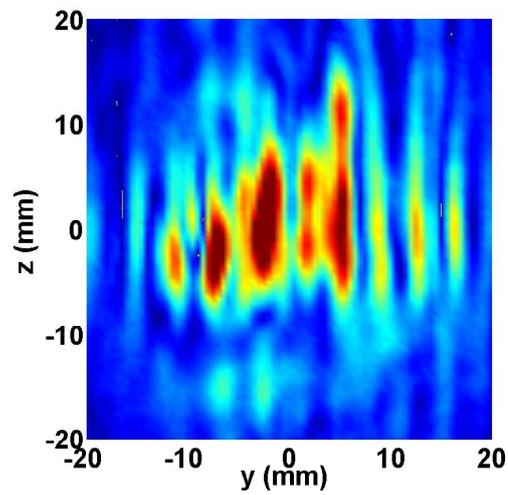


Figure 4.20 – *Champ image associé à l'objet étendu à travers la lentille.*

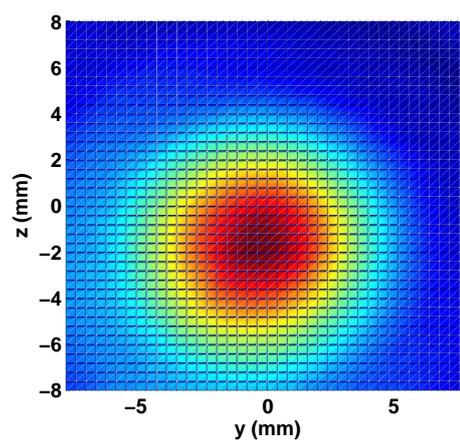
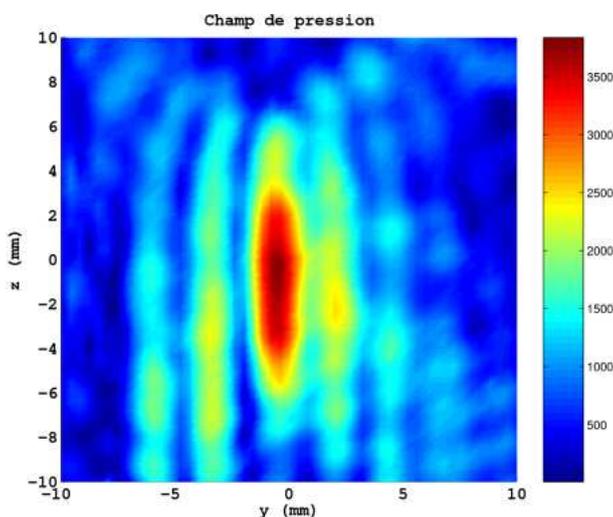


Figure 4.21 – *Champ libre du pinducer dans le plan  $yz$ .*

la lentille (figure 4.21). Suivant l'axe transverse  $y$ , le champ transmis présente un grandissement de 40,60 % par rapport au champ rayonné par le pinducer. La largeur à  $-6$  dB de l'image associée à la source est de 4,1 mm lorsque la source est placée à 2,5 mm. Suivant l'axe transverse  $z$ , aucun effet de focalisation n'est observé [35]. En effet, la largeur du champ à  $-6$  dB est de 12,5 mm, ce qui correspond à un grandissement de 109,64 % lié à une divergence continue du faisceau incident. Cette divergence du champ montre que suivant l'axe  $z$ , la lentille n'a pas d'effet.

L'image présente des lobes secondaires suivant  $y$  (figure 4.22). Ces lobes secondaires



**Figure 4.22** – *Champ image à travers la lentille dans le plan  $yz$ .*

aussi identifiés sur l'image du pinducer dans le plan  $xy$  (figure 4.4(a)) sont équivalents aux lobes concentriques, présents sur le motif d'Airy, uniquement suivant l'axe  $y$ . Ainsi, les minima et maxima d'amplitude observés sur l'image de l'objet étendu (figure 4.20) peuvent être associés à ces lobes secondaires dans le plan image.

La compréhension précise de cette image n'est donc pas triviale, il est ainsi difficile de parler de copie de champ dans cette configuration.

## 4.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous nous sommes attachés à l'étude de la lentille comme un système d'imagerie acoustique permettant de reproduire des champs issus de sources directes ou

indirectes (champ diffracté par un objet).

Ainsi, à travers la lentille, l'image d'une source ponctuelle est un point : les grandissements axial et latéral dépendent de la position de la source et de l'épaisseur de la lentille.

Il a été montré qu'une paire de sources distantes d'une longueur d'onde peut être identifiée dans le champ image. Dans ce cas, le champ est la combinaison du champ complexe issu de chaque source [75]. L'image d'une ligne de sources ponctuelles est alors une ligne de points image respectant la condition  $D = 2L$ .

Pour des sources de taille supérieure à la longueur d'onde, l'image dépend de l'éloignement à l'interface. En conséquence, le grandissement latéral associé dépend de la résolution de la lentille acoustique. Dans l'axe de propagation, la condition d'Herschel est vérifiée, ainsi le plan image (plan transverse) peut être disposé sur la dimension axiale de l'objet. Cependant, l'effet de focalisation n'a lieu que suivant la direction  $y$ . Ainsi l'analyse des images se fait essentiellement suivant cet axe.

L'image fournie par la lentille à base de cristal phononique dépend de la fréquence. Les propriétés de la lentille sont intéressantes pour l'imagerie à la fréquence d'accord : une « copie » uniquement dans le plan objet du champ image peut alors être réalisée. Néanmoins, les images réalisées restent sensibles aux dimensions des sources et aux distances de propagations.

Les systèmes d'imagerie acoustiques basés sur les cristaux phononiques peuvent être assimilés aux systèmes centrés avec un grandissement axial de l'ordre de l'unité et un faible grandissement latéral. Liés aux pouvoirs séparateurs axial et latéral de la lentille, ces grandissements sont à prendre en compte dans l'imagerie d'objets étendus, de dimensions supérieures à la longueur d'onde. Dans le plan transverse, l'effet lentille s'obtient selon l'axe  $y$  en raison de l'aspect bidimensionnel du cristal. Le plan image est situé d'après la distance entre la source et l'objet.

Cependant, la question de l'accord d'impédance reste encore un sujet d'étude du fait des faibles coefficients de transmission obtenus. Une ingénierie des interfaces de la lentille peut dans certains cas permettre d'améliorer le transfert des ondes acoustiques vers la zone image [69].