

## **Génération de polarisation croisée et rotation de polarisation elliptique dans des cristaux**

## Chapitre 5

### Génération de polarisation croisée et rotation de polarisation elliptique : étude comparative

1. Introduction : description du dispositif expérimental.....	107
2. Modèle théorique .....	109
2.1. Rappel des équations de propagation des champs .....	109
2.2. Quelques résultats des simulations .....	110
2.3. Conclusion .....	112
3. Résultats expérimentaux .....	114
3.1. Polarisation elliptique : mise en évidence de la rotation de l'ellipse .....	114
3.2. Polarisation elliptique ou linéaire : comparaison de l'efficacité de transmission .....	115
3.2.1. Transmission selon $\alpha$ et $\beta$ .....	115
3.2.2. Transmission selon l'intensité incidente.....	117
3.3. Automodulation de phase.....	118
4. Conclusion : application au filtrage temporel.....	120
Bibliographie.....	121

Le chapitre 3 est consacré à l'étude de la rotation de polarisation elliptique dans un milieu dont la susceptibilité non linéaire est isotrope (NER). Le chapitre 4 décrit la propagation d'une lumière polarisée linéairement dans des cristaux cubiques dont la susceptibilité non linéaire du troisième ordre est anisotrope, ce qui autorise la génération de polarisation croisée (XPW). Le fluorure de baryum s'est imposé comme un matériau adéquat.

Il paraît ainsi intéressant d'étudier un processus mêlant NER et XPW : la propagation non linéaire d'une polarisation elliptique dans un cristal cubique. Ceci permet de généraliser notre étude concernant les interactions non linéaires dans des cristaux cubiques.

De plus, ce nouveau schéma peut être une alternative attractive pour le filtrage non linéaire d'impulsions femtosecondes, en terme de rendement par exemple.

La première partie de ce chapitre décrit les conditions expérimentales. Le deuxième paragraphe rappelle le modèle théorique décrivant les processus non linéaires dans un cristal cubique caractérisé par l'anisotropie  $\sigma$  de sa susceptibilité d'ordre 3. Le paragraphe 3 est consacré aux réalisations expérimentales. Enfin je conclurai quant à l'application des deux systèmes au filtrage temporel d'impulsions femtosecondes.

## 1. Introduction : description du dispositif expérimental

Nous voulons comparer les caractéristiques du système de filtrage obtenues avec d'une part une polarisation elliptique incidente et d'autre part une polarisation linéaire. Cette comparaison s'établit en termes de transmission et de dépendance du rendement avec l'orientation du cristal.

L'étude comparative est limitée à un système incluant un seul cristal de  $\text{BaF}_2$ .

Deux sources laser ont été utilisées pour ces expériences : le laser à 620 nm présenté au chapitre 4 (p. 81), et le laser kilohertz à 800 nm déjà mentionné (chap. 3, p. 52; chap. 4 p. 88) dont l'énergie est ici limitée à quelques centaines de microjoules.

Pour l'étude des phénomènes de conversion, nous utilisons un cristal de  $\text{BaF}_2$  de longueur  $L = 2$  mm placé au foyer d'une lentille.

Le montage expérimental, représenté figure 5.1(a), permet de comparer diverses configurations. Il comprend deux polariseurs et deux lames quart d'onde exactement croisés selon les modalités du montage NER présenté au chapitre 3 (p. 53).

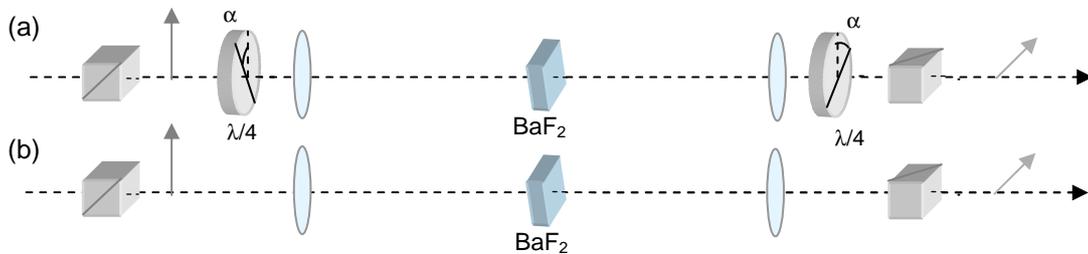


Figure 5.1 : Dispositifs expérimentaux. La lumière incidente est polarisée elliptiquement (a) ou linéairement (b).

On appelle  $\alpha$  l'angle de la direction de polarisation en sortie du premier polariseur et l'axe rapide de la première  $\lambda/4$ . La deuxième lame et l'analyseur permettent d'éliminer la contribution de la partie de l'impulsion dont la polarisation n'a pas tourné. Si  $\alpha = 0^\circ$ , la polarisation incidente sur le cristal est linéaire et le montage est équivalent au dispositif classique de génération de polarisation croisée (figure 5.1(b)).

Ce dispositif permet donc de comparer les deux types de filtres.

## 2. Modèle théorique

### 2.1. Rappel des équations de propagation des champs

Soit  $a_0$  l'amplitude du champ initial polarisé linéairement.

La première lame  $\lambda/4$  du montage fixe la polarisation incidente. Son axe rapide est tourné d'un angle  $\alpha$  par rapport à la direction de polarisation du premier polariseur. Nous définissons un repère  $(r\ell z)$  associé à cette lame (figure 5.2 (a)). L'onde est donc décrite par les champs  $A$  et  $B$ , dirigés respectivement le long des axes  $r$  et  $\ell$ . Le cristal de  $\text{BaF}_2$  est caractérisé par ses axes cristallographiques  $(xyz)$  et s'oriente d'un angle  $\beta$  par rapport au repère  $(r\ell z)$  (fig. 5.2 (b)).

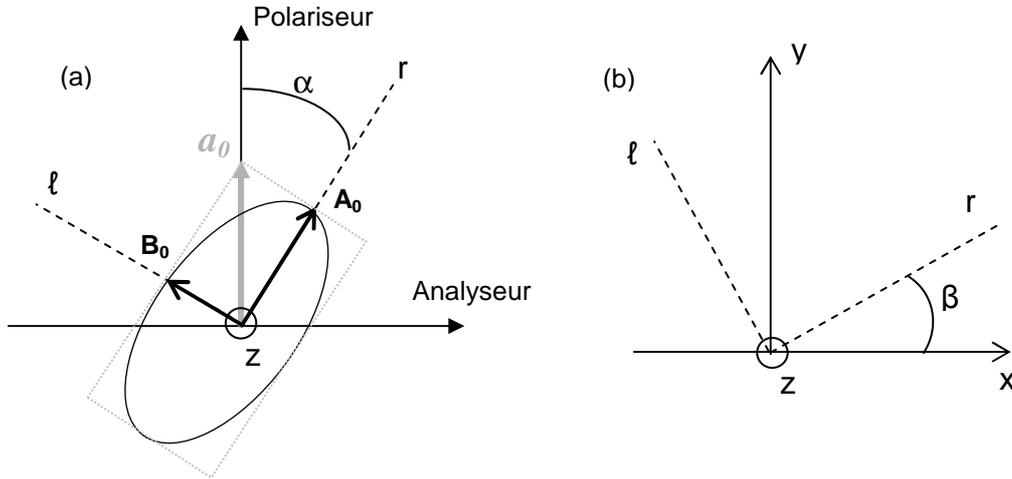


Figure 5.2 : Champs impliqués dans le processus non linéaire et repères utilisés pour la modélisation. (a) : direction des polarisations incidente et transmise, axes  $(r\ell)$  de la lame  $\lambda/4$ , angle  $\alpha$  (b) : axes cristallographiques du cristal  $(xy)$ , angle  $\beta$ .

Les équations d'évolution des champs  $A$  et  $B$  dans cette configuration ont été établies au chapitre 2 (p. 42). Pour faciliter les calculs numériques suivants, les différents termes sont regroupés selon leur dépendance en  $\beta$  :

$$\frac{dA}{dz} = i\gamma_1 |A|^2 A - i\gamma_2 (|B|^2 B - A^2 B^* - 2|A|^2 B) + i\gamma_3 (2|B|^2 A + B^2 A^*) \quad (5.1(a))$$

$$\frac{dB}{dz} = i\gamma_1 |B|^2 B + i\gamma_2 (|A|^2 A - B^2 A^* - 2|B|^2 A) + i\gamma_3 (2|A|^2 B + A^2 B^*) \quad (5.1(b))$$

$$\text{Avec : } \gamma_1 = \gamma_0 \left[ 1 - \frac{\sigma}{2} \sin^2(2\beta) \right], \quad \gamma_2 = -\gamma_0 \frac{\sigma}{4} \sin(4\beta), \quad \gamma_3 = \gamma_0 \left[ \frac{\sigma}{2} \sin^2(2\beta) + \frac{1-\sigma}{3} \right], \quad \gamma_0 = \frac{6\pi}{8\lambda n_0} \chi_{xxxx}^{(3)}.$$

Rappelons que  $\sigma$  désigne l'anisotropie du tenseur  $\chi^{(3)}$  et vaut -1.2 pour le BaF<sub>2</sub>.

La principale différence entre les termes en  $\gamma_2$  d'une part et les termes en  $\gamma_1$  et  $\gamma_3$  d'autre part, est leur périodicité selon la valeur de l'angle  $\beta$ . Pour une révolution complète du cristal, les termes en  $\gamma_2$  présentent 8 maxima, et les autres seulement 4.

Dans le cas d'une polarisation incidente linéaire, les conditions initiales s'écrivent :  $A(0) = a_0$  et  $B(0) = 0$ . L'intensité mesurée après l'analyseur est proportionnelle à  $|B(L)|^2$ .

Une polarisation elliptique présente par contre deux composantes décalées en phase de  $\pi/2$  :  $A(0) = a_0 \cos \alpha$  et  $B(0) = ia_0 \sin \alpha$ . En sortie du cristal non linéaire, les champs  $A(L)$  et  $B(L)$  sont des quantités complexes. Après l'analyseur, le champ s'écrit  $C(L) = A(L) \sin \alpha + iB(L) \cos \alpha$  et l'intensité mesurée est proportionnelle à  $|C(L)|^2$ .

## 2.2. Quelques résultats des simulations

Pour évaluer les rôles des différents processus (automodulation de phase, modulation de phase croisée et mélange à 4 ondes), nous avons tracé systématiquement quelques courbes de transmission théorique en fonction de la valeur de l'angle  $\beta$  (fig. 5.3). J'ai obtenu ces courbes par la résolution des équations couplées (5.1), réalisée numériquement avec l'aide du logiciel Maple.

Deux niveaux d'intensité sont considérés (basse intensité :  $\gamma_0 a_0^2 L = 0.3$ , figures (a), (c) et (e); haute intensité :  $\gamma_0 a_0^2 L = 2$ , figures (b), (d) et (f)), ainsi que deux configurations de polarisation (linéaire  $\alpha = 0^\circ$ , elliptique  $\alpha = 22.5^\circ$ ). Plusieurs possibilités sont envisagées : d'abord le cas complet où tous les termes  $\gamma$  sont non nuls ( $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3 \neq 0$ , figures (a) et (b)), ensuite une configuration pour laquelle seul  $\gamma_2$  est non nul ( $\gamma_1, \gamma_3 = 0$ , figures (c) et (d)), enfin le cas où seul  $\gamma_2$  est nul ( $\gamma_2 = 0$ , figures (e) et (f)). Les courbes résultant des simulations apparaissent figure 5.3.

Considérons tout d'abord le cas complet ( $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3 \neq 0$ ), à bas flux. Il s'agit de la figure 5.3(a). Deux observations s'imposent. D'une part, la périodicité selon  $\beta$  est différente si la polarisation est linéaire (période  $\pi/4$ ) ou elliptique (période  $\pi/2$ ). La transmission en polarisation linéaire paraît donc essentiellement gouvernée par  $\gamma_2$  alors que si la polarisation est elliptique, les termes en  $\gamma_1$  et  $\gamma_3$  sont prépondérants.

D'autre part, la transmission obtenue avec une polarisation incidente elliptique ( $\alpha = 22.5^\circ$ ) est meilleure que dans le cas linéaire.

Cette dernière remarque n'est plus valide à haute intensité (fig. 5.3(b)). Les transmissions pour les deux valeurs de  $\alpha$  considérées sont sensiblement équivalentes. Par contre, la périodicité des courbes est la même qu'à basse intensité. Toutefois, le lobe généré avec une lumière elliptique n'est plus symétrique comme à bas flux. Cette dissymétrie s'explique en "décomposant" le processus.

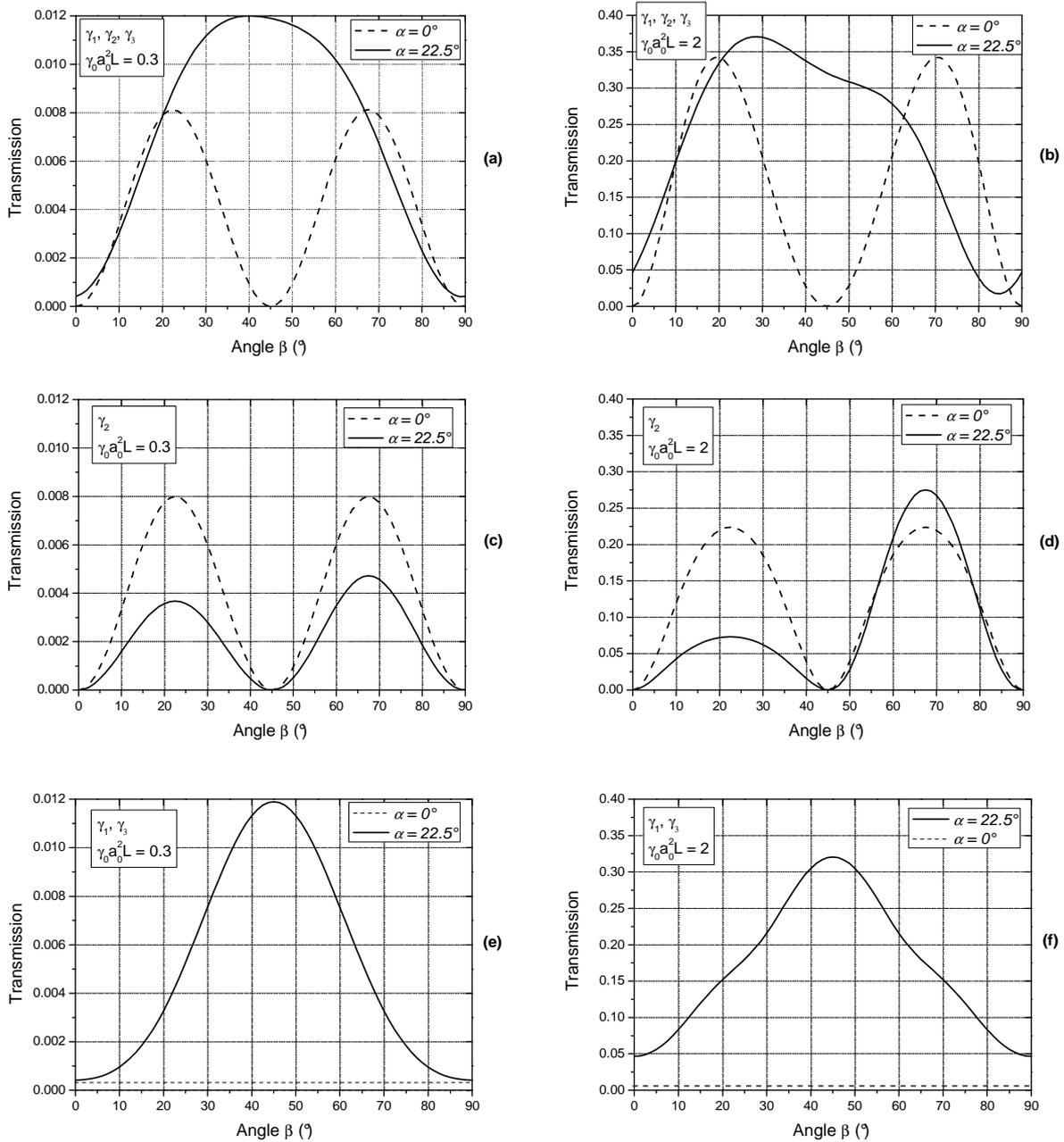


Figure 5.3 : Contribution des différents processus à l'efficacité de transmission évaluée numériquement. (a), (c) et (e):  $\gamma_0 a_0^2 L = 0.3$ ; (b), (d) et (f):  $\gamma_0 a_0^2 L = 2$ .

Pour ce faire, considérons maintenant les graphes 5.3 (c) et (d). Seul  $\gamma_2$  est non nul. A ce propos, notons que le terme majoritaire gouverné par  $\gamma_2$  décrit les transferts d'énergie de B vers A (équation (5.1(a))) et de A vers B (équation (5.1(b))). Il s'agit de la génération de polarisation croisée.

Si la polarisation initiale est linéaire, les comportements observés alors sont semblables à ceux décrits dans le chapitre précédent (modèle simple). De plus, à basse intensité, la valeur de transmission est la même que pour la configuration complète (fig. 5.3 (a),  $\alpha = 0^\circ$ ). Cela est quasiment vérifié à haute intensité (courbes (b) et (d),  $\alpha = 0^\circ$ ). Cette observation confirme que la génération de polarisation croisée en linéaire ne dépend en première approximation que de  $\gamma_2$ .

Dans le cas elliptique, l'équation d'évolution du champ  $B$ , par exemple, s'écrit :

$$\frac{dB}{dz} = i\gamma_2 \left( |A|^2 A - B^2 A^* - 2|B|^2 A \right) \quad (5.2)$$

Les termes  $|B|^2 A$  et  $B^2 A^*$  ne sont pas négligeables. La résolution de l'équation différentielle donne une solution en intensité de la forme :  $\frac{(\sin 4\beta)^2}{(1 + K \sin 4\beta)^2}$  avec  $K = \gamma_0 a_0^2 L$ . Si l'intensité est élevée, on s'éloigne du comportement simple en  $(\sin 4\beta)^2$ . Ceci explique la dissymétrie des lobes du graphe 5.3(d) ( $\alpha = 22.5^\circ$ ). Cette dissymétrie correspond à celle observée figure 5.3(b).

Le cas  $\gamma_2$  nul, illustré figures 5.3 (e) et (f), peut être évoqué rapidement. En effet,  $\gamma_2 = 0$  est équivalent à un milieu isotrope ( $\sigma = 0$ ). La transmission est nulle en polarisation linéaire. Si la polarisation est elliptique, il s'agit d'un cas de rotation de polarisation par biréfringence induite. La périodicité du signal transmis est celle de  $\gamma_1$  et  $\gamma_3$  ( $\pi/2$ ). Rappelons que le terme en  $\gamma_1$  est le terme d'automodulation de phase et que le terme majoritaire gouverné par  $\gamma_3$  est la modulation de phase croisée.

### 2.3. Conclusion

En conclusion, notre modèle montre que le signal transmis dépend de l'orientation du cristal par rapport aux axes de l'ellipse, ou à la direction de la polarisation incidente, ce qui va imposer les caractéristiques du montage retenu. L'étude de ces dépendances permet de comparer les efficacités des deux options.

De plus, il est possible d'évaluer les processus dominants en mesurant la périodicité du signal mesuré avec l'angle  $\beta$ .

L'étude théorique montre que la transmission du filtre en polarisation linéaire est gouvernée par  $\gamma_2$ , terme de génération de polarisation croisée, alors que les termes  $\gamma_1$  et  $\gamma_3$  (modulation non linéaire de la phase) sont prépondérants dans le cas d'une polarisation elliptique. Cette dernière configuration apparaît donc plus sensible à l'automodulation de phase, ce qu'il importe de vérifier expérimentalement.

Enfin, à haute intensité, les deux systèmes semblent présenter un rendement équivalent. Nous allons également le vérifier expérimentalement.

A ce titre, je rappelle que les simulations présentées ci-dessus sont réalisées pour une onde infiniment plane. Dans ce cas, les valeurs de transmission calculées sont supérieures à celles qui correspondent à une onde réelle, gaussienne dans le temps et dans l'espace. Nous avons vu au chapitre 4 (p. 86-87) que l'application d'un coefficient de correction permet d'obtenir une valeur de transmission qui tient compte de la nature gaussienne de l'onde. Les courbes théoriques qui apparaissent dans les paragraphes suivants ont été corrigées de cette manière et la transmission théorique peut donc être comparée à celle expérimentale.

### 3. Résultats expérimentaux

Les résultats expérimentaux sont organisés de la manière suivante : la première partie concerne la mesure directe de la rotation de l'ellipse. Le deuxième paragraphe compare l'efficacité de conversion obtenue pour diverses ellipticités et orientations du cristal. Enfin, nous étudions l'influence de l'automodulation de phase pour chacun des processus.

#### 3.1. Polarisation elliptique : mise en évidence de la rotation de l'ellipse

Le premier cas considéré est celui d'une polarisation incidente elliptique ( $\alpha \neq 0^\circ$ ). Nous avons d'abord cherché à mettre en évidence la rotation de polarisation dans le cristal en mesurant la valeur de l'angle dont a tourné le grand axe de l'ellipse. Le laser à 620 nm est utilisé. Le dispositif de mesure est représenté figure 5.4, très similaire au schéma 5.1(a). La première lame  $\lambda/4$  génère une polarisation elliptique, le faisceau est focalisé sur le cristal où a lieu l'interaction non linéaire. La deuxième  $\lambda/4$  est supprimée pour conserver l'ellipticité. Une façon simple de mesurer la rotation de l'ellipse est de tourner l'analyseur pour repérer les minima et maxima de transmission.

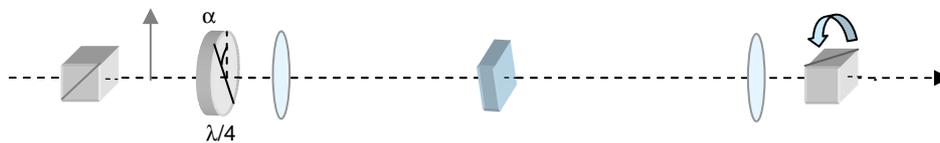


Figure 5.4 : Schéma expérimental pour la mesure de la rotation de l'ellipse.

Quelques résultats immédiats ont montré que l'angle  $\alpha$  optimal pour la rotation est de  $22.5^\circ$  (cf chapitre 3, p. 54-55).

La rotation du grand axe de l'ellipse a donc été mesurée en fonction de  $\beta$  pour  $\alpha = 22.5^\circ$ . L'énergie incidente est de  $12.5 \mu\text{J}$ , ce qui correspond à une intensité comprise entre  $10^{11}$  et  $10^{12} \text{ Wcm}^{-2}$ . Les résultats apparaissent figure 5.5.

La rotation non linéaire est une fonction périodique de l'angle  $\beta$ . Elle est maximale pour

$$\beta = \frac{\pi}{8} \pm m \frac{\pi}{2}.$$

Dans ce cas l'ellipse a tourné de  $13^\circ$ .

Cette valeur est de l'ordre de grandeur des angles de rotation non linéaire dans un milieu isotrope relevés dans la littérature [5.1].

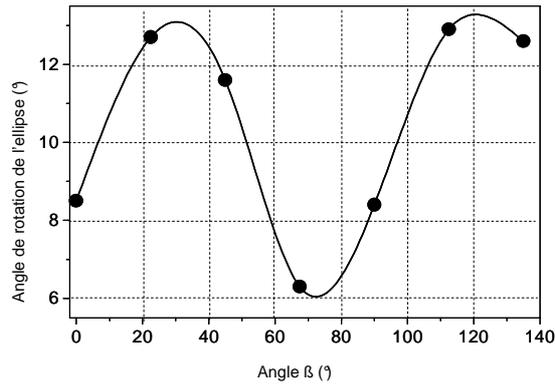


Figure 5.5 : Angle de rotation du grand axe de l'ellipse en fonction de l'angle  $\beta$ .

### 3.2. Polarisation elliptique ou linéaire : comparaison de l'efficacité de transmission

L'objectif de ce paragraphe est de mesurer l'efficacité de conversion en fonction de l'état de la polarisation incidente. Pour cela nous mesurons la transmission après l'analyseur pour différentes valeurs de  $\alpha$  et  $\beta$ . Des mesures ont été réalisées avec les deux lasers.

#### 3.2.1. Transmission selon $\alpha$ et $\beta$

La figure 5.6(a) représente l'évolution de la transmission en fonction de  $\beta$  pour trois valeurs d'angle  $\alpha$  ( $\alpha = 0^\circ$ ,  $\alpha = 18^\circ$ ,  $\alpha = 22.5^\circ$ ). L'énergie incidente est alors de  $12 \mu\text{J}$  (laser 620 nm) et le rendement de conversion maximal atteint 8% ( $f' = 300 \text{ mm}$ ).

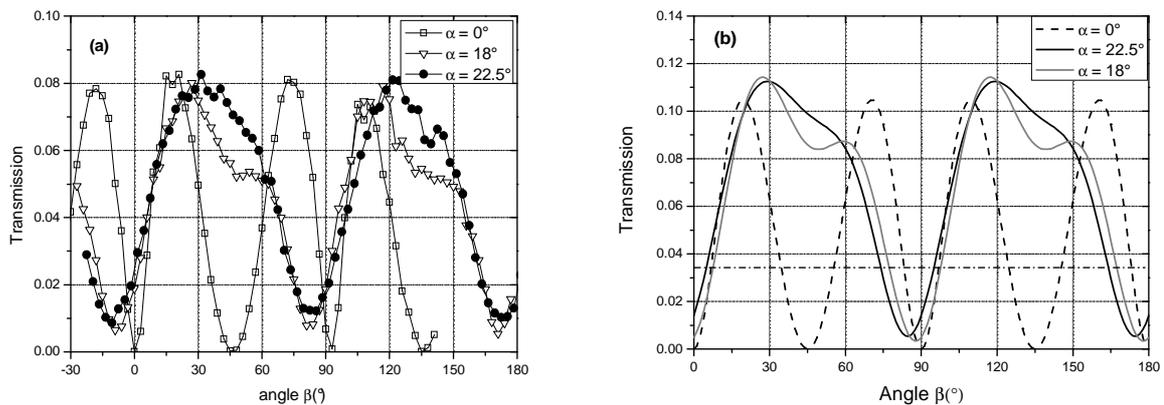


Figure 5.6 : (a) Signal transmis en fonction de la rotation du cristal pour trois valeurs de  $\alpha$  ( $\alpha = 0^\circ$ , polarisation linéaire,  $\alpha = 18^\circ$  et  $\alpha = 22.5^\circ$ , polarisation elliptique).

(b) Courbes théoriques calculées avec  $\gamma_0 a^2 L = 2$  et  $\sigma = -1.2$  pour  $\alpha = 0^\circ$ ,  $\alpha = 18^\circ$  et  $\alpha = 22.5^\circ$ . La ligne - - - correspond à un milieu isotrope ( $\sigma = 0$ ) et  $\alpha = 22.5^\circ$ .

La périodicité du rendement selon  $\beta$  vaut  $\pi/4$  si la polarisation est linéaire ( $\alpha = 0^\circ$ ) et  $\pi/2$  sinon, comme l'avait prévu le modèle théorique. Cette observation confirme que la génération de polarisation croisée avec une polarisation linéaire dépend surtout des termes en  $\gamma_2$  alors que dans le cas d'une polarisation elliptique les termes gouvernés par  $\gamma_1$  et  $\gamma_3$  jouent un rôle prépondérant.

Les courbes correspondantes théoriques sont tracées figure 5.6(b) et sont en bon accord avec les mesures. La transmission expérimentale maximale (8%) est proche de la valeur prévue théoriquement (10% pour le cas linéaire, 11% pour le cas elliptique). Sur le graphe (b) apparaît également le rendement de transmission qui serait obtenu avec la même "quantité d'effets non linéaires" ( $\gamma_0 a_0^2 L = 2$ ) mais dans un milieu isotrope ( $\sigma = 0$ ). La transmission prévue est seulement de 3%. L'intérêt d'utiliser un milieu non linéaire anisotrope est donc évident.

Les valeurs optimisées de l'angle  $\beta$  pour chacun des trois cas représentés est celle prévue théoriquement.

A titre illustratif, nous pouvons tracer numériquement la transmission pour d'autres valeurs de l'angle  $\alpha$ .

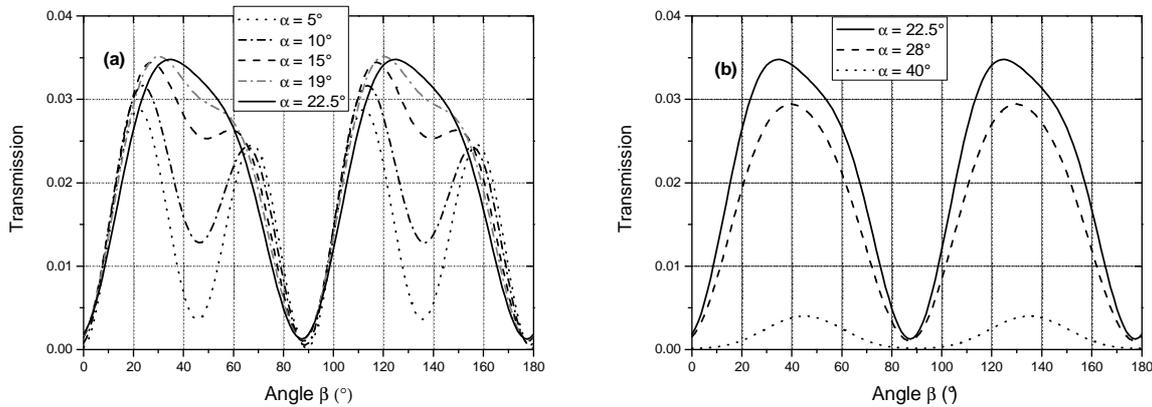


Figure 5.7 : Courbes théoriques de transmission en fonction de  $\beta$  avec  $\gamma_0 a_0^2 L = 2$  et  $\sigma = -1.2$  pour  $\alpha < 22.5^\circ$  (a) et  $\alpha > 22.5^\circ$  (b).

La figure 5.7(a) montre l'évolution progressive du comportement du filtre quand on passe d'une polarisation elliptique à une polarisation linéaire ( $\alpha = 22.5^\circ \Rightarrow \alpha = 0^\circ$ ). La périodicité selon  $\beta$  s'approche de  $\pi/4$  quand  $\alpha$  s'approche de  $0^\circ$ .

Pour les plus grandes valeurs de  $\alpha$  ( $\alpha = 22.5^\circ \Rightarrow \alpha = 45^\circ$ ) la transmission diminue et s'approche de 0 quand la polarisation devient circulaire (fig. 5.7(b), cf chapitre 2 p. 38).

3.2.2. Transmission selon l'intensité incidente

Il est également intéressant de comparer les efficacités des filtres en fonction de l'énergie incidente. Comme le cristal n'est jamais déplacé au cours de l'expérience, l'énergie est proportionnelle à l'intensité incidente. Les résultats sont représentés sur la figure 5.8.

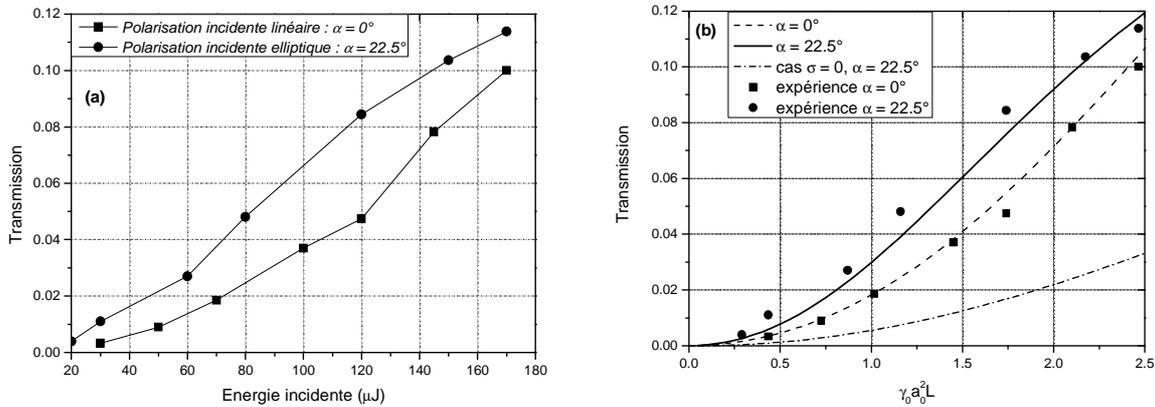


Figure 5.8 : (a) Evolution de la transmission en fonction de l'énergie incidente sur le cristal pour une polarisation linéaire ( $\alpha = 0^\circ$ ) et elliptique ( $\alpha = 22.5^\circ$ ).  
 (b) Courbes théoriques correspondantes, auxquelles est ajouté le rendement obtenu dans le cas d'un milieu isotrope ( $\sigma = 0, \alpha = 22.5^\circ$ )

Les résultats expérimentaux (figure 5.8(a)) ont été obtenus avec le laser à 800 nm, l'impulsion d'énergie maximale 200 μJ est focalisée au moyen d'une lentille de 1 m sur le cristal de 2 mm dont l'orientation est optimisée. Dans le cas d'une polarisation incidente elliptique, l'angle  $\alpha$  vaut 22.5°.

Sur la figure 5.8(b) sont tracées les courbes correspondantes théoriques auxquelles sont ajoutés les points expérimentaux dont l'abscisse est ramenée en  $\gamma_0 a_0^2 L$ . On note qu'il y a un très bon accord avec les mesures.

Les deux schémas présentent des rendements quasiment équivalents et la même dépendance lorsque l'énergie est augmentée. La transmission en polarisation elliptique présente un très léger avantage. Le rendement maximum obtenu est de l'ordre de 11% pour une énergie de 170 μJ. Le rendement en polarisation linéaire est alors de 10%.

Sur la figure 5.8(b), apparaît une fois encore l'intérêt des milieux anisotropes : la transmission obtenue si  $\sigma = 0$  serait à peine de 4% dans le cas d'une polarisation elliptique ( $\alpha = 22.5^\circ$ ).

En conclusion, le rôle déterminant de l'anisotropie dans le rendement de transmission a été remarqué. Il est plus efficace, à "non-linéarités équivalentes" d'employer un milieu anisotrope. La génération du terme polarisé orthogonalement s'ajoute à l'efficacité de rotation pure de l'ellipse.

D'autre part, nous avons validé le modèle théorique : comportement selon  $\alpha$  et  $\beta$ , valeurs de transmission. Il est validé que les deux configurations sont équivalentes en rendement. Enfin, nous avons confirmé que, par contre, les cas de polarisation linéaire et elliptique ne sont pas gouvernés par les mêmes termes ( $\gamma_1$  et  $\gamma_3$  pour une polarisation elliptique,  $\gamma_2$  pour une polarisation linéaire).

### 3.3. Automodulation de phase

Le paragraphe précédent a donc souligné que, en terme de rendement, l'utilisation d'une polarisation elliptique pouvait être une alternative intéressante pour la génération de polarisation croisée dans des cristaux.

L'inconvénient majeur de cette technique réside dans le fait que le processus est principalement dirigé par les termes d'automodulation de phase et modulation de phase croisée ( $\gamma_1$  et  $\gamma_3$ ). Ceci conduit, lorsque l'intensité et le rendement sont élevés, à de l'instabilité et des modulations temporelles et spatiales apparaissent.

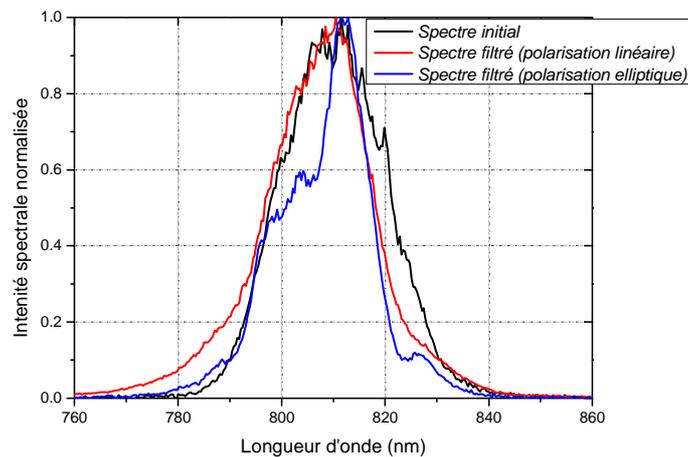


Figure 5.9 : Spectres expérimentaux obtenus pour un rendement de 10% dans les cas d'une polarisation linéaire et elliptique comparés au spectre initial du laser.

Les modulations temporelles sont évaluées en mesurant simplement le spectre du signal filtré. Les mesures ont été effectuées avec le laser à 800nm. L'énergie maximale incidente est réduite à 100  $\mu$ J pour éviter tout effet non linéaire supplémentaire dû à la focalisation du faisceau dans l'air.

Le comportement spectral des deux schémas est comparé à rendement identique, pour différentes valeurs d'énergie incidente.

La figure 5.9 correspond à un rendement de 10% obtenu dans les deux cas.

En polarisation linéaire, le spectre est décalé de quelques nanomètres en longueur d'onde et présente un léger rétrécissement mais sa forme reste globalement inchangée.

Par contre, le spectre obtenu avec une polarisation elliptique exhibe des modulations et est clairement rétréci. Conformément aux prévisions du modèle théorique, le fait d'utiliser une polarisation elliptique rend davantage sensible le processus à l'automodulation de phase. L'automodulation de phase induit généralement des impulsions temporelles parasites ainsi que des distorsions de phase qui peuvent être dommageables pendant l'amplification ultérieure de l'impulsion nettoyée.

Ceci peut également s'expliquer en termes de phase non linéaire accumulée durant le processus.

Si la polarisation initiale est linéaire, l'onde transmise est l'onde XPW générée (majoritairement par  $\gamma$ ). Cette onde, peu intense par rapport au champ fondamental, subit une automodulation de phase négligeable. La phase non linéaire accumulée est essentiellement due à la modulation de phase croisée. Cette phase est estimée valoir  $\frac{2}{3}$  de l'automodulation de phase du champ

fondamental :  $\phi_{NL, XPM} = \frac{2}{3}\phi_{NL}$  [5.2]. Rappelons que selon le chapitre 3 (p. 55):

$$\gamma_0 a_0^2 L = \frac{2\pi}{\lambda} n_2 I_0 L = \phi_{NL} \quad (5.3)$$

Les rendements maximaux obtenus expérimentalement correspondent à  $\gamma_0 a_0^2 L = 2$  d'après le modèle théorique.  $\phi_{NL}$  vaut donc environ 2 radians dans notre expérience. La phase non linéaire du

champ généré est de l'ordre de  $\phi_{NL, XPM} = \frac{2}{3}\phi_{NL} \approx \frac{4}{3}$ . Cette valeur est tout à fait acceptable et explique l'absence de modulations sur le spectre XPW.

Le problème est différent si la polarisation est elliptique. Les deux champs A et B sont relativement intenses, accumulent de l'automodulation de phase et l'onde transmise est une combinaison de deux champs. On peut estimer que la phase non linéaire de l'onde transmise est à peu près la grandeur  $\phi_{NL}$ , c'est à dire plus importante que dans le cas linéaire.

Ces observations illustrent l'une des limites majeures à l'emploi d'un filtre en polarisation elliptique pour le nettoyage temporel d'impulsions.

#### 4. Conclusion : application au filtrage temporel

Un premier point concernant l'application de ces dispositifs au filtrage temporel est le taux d'extinction de l'ensemble, dont dépend l'amélioration du contraste (chapitre 4, p. 98-100). Pour les expériences décrites ci-dessus, l'extinction du filtre sans lames est de  $5.10^{-5}$  alors que celui du dispositif incluant des  $\lambda/4$  est seulement de  $2.10^{-3}$ .

D'une manière générale, il est plus difficile d'avoir un bon taux de croisement avec des  $\lambda/4$  [5.3]. Ceci semble être résolu par l'utilisation de lames achromatiques [5.4].

Du point de vue du rendement, les deux montages sont largement équivalents. Par contre, la grande sensibilité du filtre en polarisation elliptique à l'automodulation de phase est trop critique pour les applications de filtrage. Ce que nous avons pressenti dans les chapitres 3 et 4 est maintenant démontré de manière théorique et expérimentale.

Le processus le plus fiable pour mettre au point un filtre non linéaire est donc la génération de polarisation croisée avec une polarisation linéaire incidente dans du BaF<sub>2</sub>. Ce filtre et les résultats expérimentaux obtenus vont être décrits dans le chapitre suivant.

Ces travaux font l'objet d'une publication [5.5].

**BIBLIOGRAPHIE :**

- [5.1] M. Lefkir and G. Rivoire (1997) “*Influence of transverse effects on measurement of third-order nonlinear susceptibility by self-induced polarization state changes*”, Journal of Optical Society of America B 14, 2856- 2864.
- [5.2] S. A. Akhmanov, V. A. Vysloukh, A. S. Chirkin (1992) “*Optics of femtoseconde laser pulses*”, American Institute of Physics, p. 307.
- [5.3] D. Homoelle, A. L. Gaeta, V. Yanovsky and G. Mourou (2002) “*Pulse contrast enhancement of high-energy pulses by use of a gas-filled hollow waveguide*”, Optic Letters 27, 1646-1648.
- [5.4] M. P. Kalashnikov, E. Risse, H. Schönagel, A. Husakou, J. Herrmann and W. Sandner (2004) “*Characterization of a nonlinear filter for the front-end of a high contrast double-CPA, Ti:sapphire laser*”, Optics Express 12, 5088.
- [5.5] A. Jullien, O. Albert, G. Chériaux, J. Etchepare ,S. Kourtev , N. Minkovski and S.M. Saltiel (2005) “*Nonlinear polarization rotation of elliptical light in cubic crystals, with application to cross-polarized wave generation*”, Journal of Optical Society of America B 22, 2635-2641.

