

EFFET KERR

B. AMANA, Ch. RICHTER et O. HECKMANN

I-Théorie de l'effet Kerr

L'effet Kerr (1875) est un phénomène électro-optique de "biréfringence artificielle". Certains milieux, ordinairement non-biréfringents, peuvent le devenir sous l'action d'un champ électrique ; on sait en effet qu'une molécule placée dans un champ électrique, s'oriente selon une direction privilégiée, le moment dipolaire de la molécule (moment permanent ou créé par le champ électrique) tendant à se placer parallèlement au champ. Une substance moléculaire soumise à un champ électrique \vec{E} se comportera alors comme un cristal uni-axial et sera caractérisée par deux indices de réfraction n_p et n_n (pour les directions parallèle et normale à \vec{E}). Une onde lumineuse incidente polarisée linéairement traversant une épaisseur l d'une telle substance se trouvera être polarisée elliptiquement à la sortie avec un déphasage entre la composante parallèle à \vec{E} et la composante perpendiculaire à \vec{E} donnée par :

$$\Delta\Phi = \frac{2\pi}{\lambda} l(n_p - n_n) \quad (1)$$

où λ est la longueur d'onde du faisceau lumineux.

L'expérience (et la théorie) montrent que $\Delta\Phi$ est proportionnel à E^2 . On écrira alors :

$$\Delta\Phi = \frac{2\pi l}{\lambda} (n_p - n_n) = 2\pi K l E^2 \quad (2)$$

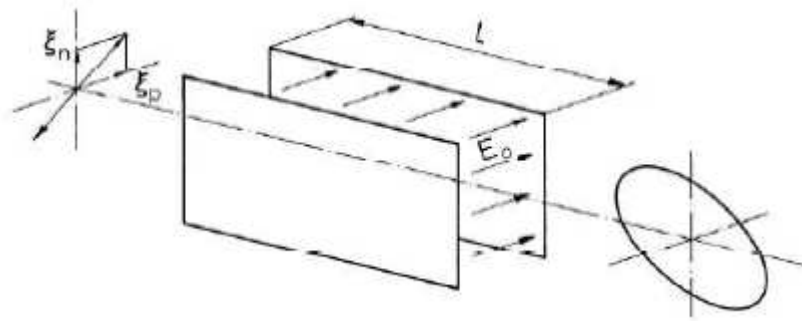
où K est la constante de Kerr du matériau.

Comme indiqué l'effet Kerr électro-optique se produit lorsque la matière placée dans un fort champ électrique devient doublement réfringente (biréfringente). Dans le but de comprendre cet effet, on discutera d'abord l'effet d'un champ électrique à l'intérieur de la matière ainsi que le processus de la biréfringence optique. Dans un matériau diélectrique linéaire, on peut immédiatement lier la polarisation électrique (le moment dipolaire par unité de volume) à la magnitude du champ électrique appliqué :

$$P = \epsilon_0 \chi E \quad (3)$$

où ϵ_0 est la permittivité du vide et χ la susceptibilité électrique du matériau.

Cette équation peut être utilisée comme une première approximation, elle n'est valable que pour des champs de basse intensité et des matériaux isotropes.



Pour des matériaux anisotropes, χ est un tenseur 3x3, et avec l'équation (3) on peut expliquer la biréfringence de certains cristaux. Si le milieu est exposé à de forts champs (ce peut être des champs DC externes ou des lasers de haute intensité), la polarisation n'est plus une fonction linéaire de \vec{E} . Nous développons la polarisation comme une série de puissances de \vec{E} :

$$P = \epsilon_0(\chi^{(1)}E + \chi^{(2)}E^2 + \chi^{(3)}E^3 + \dots) \quad (4)$$

où $\chi^{(2)}$, $\chi^{(3)}$ etc. sont les termes de susceptibilité non linéaire de second et le troisième ordre. De plus $\chi^{(1)} \gg \chi^{(2)} \gg \chi^{(3)}$ est requis par le critère de convergence.

Si on applique un champ statique et un champ optique l'équation devient encore plus compliquée. En explicitant $E = E_0 + E_\omega \cos(\omega t)$ un nouvel effet de termes croisés apparaît. La table ci-dessous se borne à résumer les effets les plus importants :

$\chi^{(1)}E_0$ polarisabilité	DC
$\chi^{(1)}E_\omega \cos \omega t$	polarisabilité optique
$\chi^{(2)}E_0 E_\omega \cos \omega t$	effet Pockels (effet linéaire électro-optique)
$\chi^{(2)}E_\omega^2 \cos(2\omega t)$	harmonique de seconde génération
$\chi^{(3)}E_0^2 E_\omega \cos \omega t$	effet Kerr
$\chi^{(3)}E_\omega^3 \cos \omega t$	effet Kerr optique (autofocus)

Tous ces effets d'ordre supérieur ont été observés et aujourd'hui de nombreuses applications en sont dérivées notamment dans le domaine des télécommunications et

partout où un temps de réponse rapide est nécessaire et où des champs de haute intensité (lasers) sont impliqués.

Dans l'équation (4) les composants du tenseur χ sont liés aux propriétés de symétrie du milieu. On peut montrer que l'effet linéaire électro-optique (effet Pockels) est lié à la symétrie de rotation de certains cristaux et par conséquent, l'effet Kerr, puisque $\chi^{(3)} \ll \chi^{(2)}$, ne peut être aisément observé que dans des matériaux dépourvus d'axe de symétrie.

En 1875 Kerr découvrit tout d'abord cet effet dans le verre, ensuite il fut observé dans les gaz et les liquides. Dans ces derniers, les molécules sont libres de tourner et elles alignent leur axe de plus grande polarisabilité, parallèlement à \vec{E}_0 . Dans ce cas le liquide ressemble à un cristal uni-axial. Le liquide le plus fréquemment utilisé est le nitrobenzène mais au vu des ses propriétés toxiques ainsi que des ses difficultés de manipulation, seules des cellules de Kerr à l'état solide sont utilisées dans la pratique.

Dans certains matériaux ferroélectriques avec un $\chi^{(3)}$ extrêmement élevé, l'effet est suffisamment fort pour être observé. C'est le cas de l'élément PLZT que nous utilisons pour cette expérience.

PLZT (Pb La Zr Ti) est aussi appelé céramique optique, il s'agit d'un polycristal transparent qui se conduit comme une substance ferroélectrique dans un champ électrique. L'avantage du PLZT est que sa biréfringence dépasse de plus de deux ordres de grandeur celle du nitrobenzène et qu'une tension de quelques centaines de volts est suffisante pour étudier les effets électro-optiques. Il vaut la peine de mentionner que la même équation est aussi valable pour les champs magnétiques et qu'il y a un effet magnéto-optique équivalent pour chaque terme d'ordre supérieur. Par exemple, l'effet linéaire magnéto-optique est connu sous le nom d'effet de Faraday, l'effet quadratique est l'effet Kerr magnéto-optique ou Effet Cotton-Mouton pour les liquides.

On peut montrer facilement que pour un angle de $\pm 45^\circ$ entre la direction de polarisation de l'onde lumineuse incidente et la direction du champ \vec{E}_0 , l'intensité lumineuse transmise est :

$$I = I_0 \sin^2(\Delta\Phi/2)$$

Le déphasage $\Delta\Phi = 2\pi l / \lambda (n_p - n_n)$ étant proportionnel au chemin parcouru l de même qu'au carré de la polarisation P qui est elle-même proportionnelle à l'intensité du champ E , on peut écrire :

$$I = I_0 \sin^2(\pi K I E^2) \quad (5) \quad (\text{constante de Kerr})$$

En considérant que $E=U/d$ d étant l'écart entre les 2 électrodes (ici le diamètre de la cellule) soumis à une différence de potentiel U et l le chemin parcouru (ici l'épaisseur de la cellule).

En résolvant l'équation pour U^2 on obtient :

$$U^2 = \frac{d^2}{\pi K l} \arcsin\left(\sqrt{\frac{I}{I_0}}\right) \quad (6)$$

En reportant sur un graphe les valeurs de U^2 en fonction de $\arcsin\left(\sqrt{\frac{I}{I_0}}\right)$, on obtient une droite dont la pente permet de déterminer la constante de Kerr \mathbf{K} .

II- Expérimentation

II-1 Matériel

- Cellule de Kerr (PLZT de réf. 08641.00) monté sur son support monté à 45° de la verticale.
- Alimentation haute tension 0-10 kV (13670.93)
- Laser
- 2 polariseurs montés sur leurs supports
- Banc optique
- Photo-détecteur muni de système d'amplification de signal
- 2 multimètres.

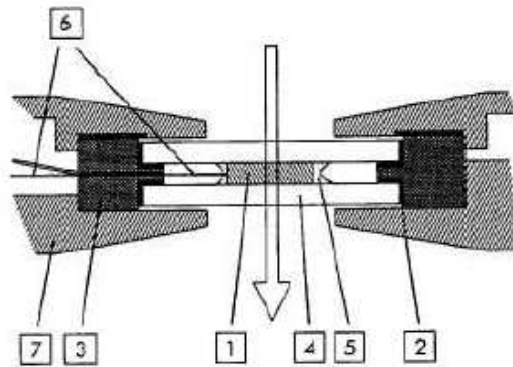


FIG. 1 – Section transversale de l'élément PLZT. 1 : cristal PLZT, 5 et 6 : électrodes, 4 : verre, 7 : support.

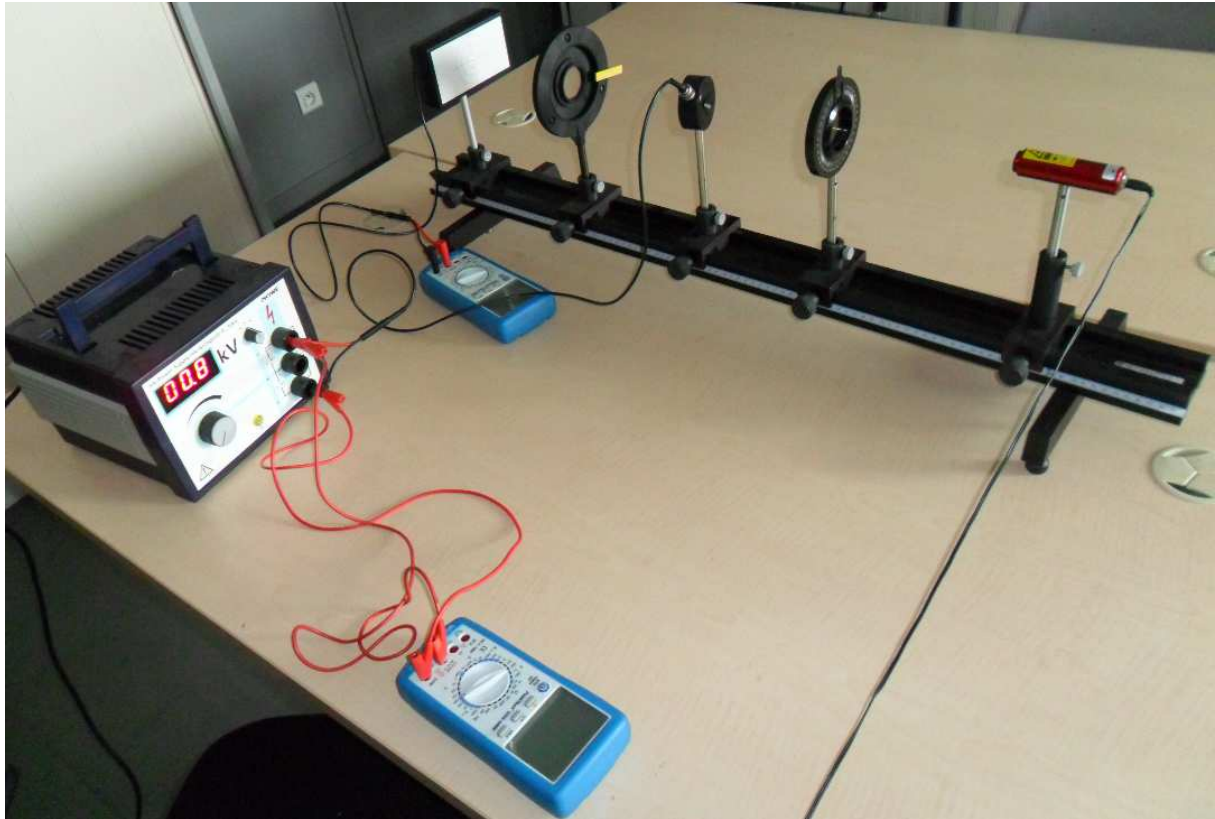
$d = 1.4 \text{ mm}$; $l = 1.5 \text{ mm}$;

L'élément PLZT utilisé dans cette expérience a l'avantage de posséder une constante de Kerr 2 fois plus importante que celle du nitrobenzène pour des tensions appliquées de l'ordre de quelques centaines de volts. Il est transparent aux longueurs d'onde comprises entre 0,4 et 5,6 μm et est composé de Pb 0,9125 La 0,0875 Zr 0,65 Ti 0,3503. Il se comporte comme un cristal transparent en présence de la lumière. Mais en présence d'un champ électrique, il se comporte comme une substance ferromagnétique soumise à un champ magnétique.

A l'intérieur de cette cellule se trouvent des zones pré-polarisées qui s'étendent ou sont réorienté par le champ électrique appliqué devenant ainsi optiquement anisotrope.

II-2 Montage

Le montage à réaliser se trouve sur la figure suivante.



- Connecter directement la sortie haute tension à la cellule Kerr.
- Mesurer la valeur exacte de la haute tension à l'aide d'un multimètre branché en parallèle à la sortie de l'alimentation haute tension.
- Connecter la sortie amplifiée de la photodiode au deuxième multimètre.

II-3 Manipulations

Comme sur la figure précédente, le faisceau laser polarisé verticalement passe à travers l'élément PLZT orienté à 45° de la verticale. Ce faisceau arrivant sur la cellule peut être considéré comme la superposition de 2 ondes en phase : une onde perpendiculaire et une autre parallèle au champ électrique appliqué au PLZT.

Après la traversée du PLZT, l'onde oscillant dans la direction du champ électrique est en retard par rapport à celle oscillant dans la direction perpendiculaire au champ. Cela produit donc un déphasage entre les 2 ondes et produit donc une onde polarisée elliptiquement en sortie du PLZT. L'analyseur qui était orienté à 90° du polariseur n'éteint plus la lumière.

Il est à remarquer dans le cas particulier où le déphasage entre les 2 ondes est de π c'est-à-dire lorsque $l(n_p - n_n) = \lambda/2$ la lumière en sortie du PLZT est polarisée linéairement mais orienté à 90° par rapport à la direction de l'onde incidente. La tension appliquée correspondante est appelée tension demi-onde. La lumière en sortie de l'analyseur présente alors en cet endroit un maximum.

- Pour une tension nulle, et pour polariseur et analyseur alignés (tous les deux verticaux), mesurer la valeur I_0 lue sur le multimètre connecté à la photodiode. Vérifier que la photodiode n'est pas saturée.
- Croiser ensuite analyseur et polariseur ; incrémenter la haute tension par pas de 50 V de 0 V à 1500 V et mesurer à chaque fois l'intensité derrière l'analyseur.

Attention : la tension appliquée ne doit jamais dépasser 1500 V sous peine de destruction définitive de la cellule de Kerr.

- Tracer le courbe I/I_0 en fonction de la tension U appliquée et déterminer à partir de cette courbe la tension demi-onde.
- Tracer ensuite la courbe U^2 en fonction de $\arcsin\left(\sqrt{\frac{I}{I_0}}\right)$ et déterminer la constante de Kerr K .
- Commenter.