

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE MENTOURI CONSTANTINE
FACULTE DES SCIENCES EXACTES
DEPARTEMENT DE PHYSIQUE

N° d'ordre :

Série :

Mémoire

Présenter pour obtenir le diplôme de magister

Spécialité : Rayonnement et Application

THEME :

APPLICATION DU LASER DANS LE DOMAINE DE L'OPTIQUE NON LINEAIRE

Par

BENHADDED Mohamed

Soutenu le : 21/04/2011

Devant le jury :

Président :	L. Chetouani	Prof.	Université de Constantine
Rapporteur :	A. Lecheheb	Prof.	Université de Constantine
Examineurs :	A. Nouiri	Prof.	Université d'Oum El Bouaghi
	F. Kerrour	M.C.	Université de Constantine

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION GENERALE	3
I CHAPITRE I : GENERALITES	7
I.1 INTRODUCTION	8
I.2 CLASSIFICATION DE LA NON LINEARITE	9
I.2.1 Principes de base de l'optique non linéaire.....	9
I.2.2 Terme de 2 ^{eme} et 3 ^{eme} ordre	11
I.3 OPTIQUE NON LINEAIRE DANS LES MILIEUX ANISOTROPES	11
I.3.1 Optique électromagnétique.....	11
I.3.1.1 Electromagnétisme dans l'espace libre (le vide)	12
I.3.1.2 Electromagnétisme dans un milieu matériel	13
I.3.2 Milieu diélectrique	14
I.3.2.1 Milieu diélectrique linéaire, homogène, et isotrope.....	14
I.3.2.2 Milieu diélectrique linéaire, homogène, et anisotrope.....	15
I.3.2.2.1 Milieux uniaxes	17
I.3.2.2.2 Milieux biaxe	18
I.3.3 Susceptibilité non linéaire du premier et second ordre	19
I.3.4 Propriété de symétrie.....	22
I.4 MELANGE D'ONDES	24
I.4.1 Interaction à une onde.....	24
I.4.1.1 Génération de la seconde harmonique.....	24
I.4.1.2 Equation de propagation non linéaire	25
I.4.1.3 Accord de phase	27
I.4.2 Interaction à deux ondes	28
I.4.2.1 Somme et différence de fréquence.....	29
I.4.2.2 Amplification et oscillation paramétrique.....	30
I.5 MATERIAUX POUR L'OPTIQUE NON LINEAIRE	31
II CHAPITRE II : PROCEDE DE SIMULATION	32
II.1 INTRODUCTION	33
II.2 DESCRIPTION	33
II.3 MODULES	33
II.3.1 AC/DC Module.....	34
II.3.2 Acoustique Module	34
II.3.3 CAD import Module	34
II.3.4 Module de génie chimique	34
II.3.5 Module des sciences de la Terre	35
II.3.6 Module transfert de chaleur.....	35
II.3.7 Matériel Bibliothèque	35
II.3.8 Module MEMS.....	35
II.3.9 Module RF	35
II.3.10 Module Mécanique des structures	35
II.4 PROCEDURE DE SIMULATION	36
II.4.1 Model mathématique	36
II.4.2 Chargement du logiciel.....	38
II.4.2.1 Choix du mode d'application	39
II.4.2.2 Définition de la géométrie	39
II.4.2.3 Définition de la physique du problème.....	40
II.4.2.3.1 Dans les sous domaines.....	40
II.4.2.3.2 Conditions aux limites	41
II.4.2.3.3 Maillage.....	42
II.4.2.4 Résolution et post-traitement.....	43
III CHAPITRE III : RESULTATS ET DISCUSSIONS	45

III.1	INTRODUCTION	46
III.2	GENERATION DE LA SECONDE HARMONIQUE	46
III.3	LES PARAMETRES DE L'EMISSION HARMONIQUE	48
III.3.1	<i>Influence de la variation de l'amplitude du faisceau laser E_0</i>	49
III.3.2	<i>Influence de la variation de la taille minimale de laser W_0</i>	51
III.3.3	<i>Influence de la variation de temps caractéristique de l'impulsion laser</i>	54
III.4	PREMIERE APPLICATION	58
III.4.1	<i>Accord de phase dans le KDP</i>	58
III.4.2	<i>Génération d'harmonique</i>	62
III.4.3	<i>Génération de la seconde harmonique</i>	63
III.4.4	<i>Conclusion</i>	68
III.5	DEUXIEME APPLICATION	69
III.5.1	<i>Le quasi-accord de phase</i>	70
III.5.2	<i>Conclusion</i>	74
	CONCLUSION GENERALE	75
	REFERENCE	77

INTRODUCTION GENERALE

La première observation des phénomènes non linéaires en optique fut réalisée par Franken et collaborateurs en 1961 [1] ; juste un an après la mise au point du premier laser. Ils utilisèrent un cristal de quartz pour doubler la fréquence d'un faisceau laser à rubis par génération de son seconde harmonique, produisant donc un faisceau laser de longueur d'onde $0,347 \mu\text{m}$ à partir d'un autre de longueur d'onde $0,694 \mu\text{m}$. Bien que l'intensité des impulsions laser utilisées fût de l'ordre de 3 J, l'intensité du seconde harmonique généré ne dépassa pas 10 nJ. Ce faible rendement est dû aux faibles susceptibilités non linéaires du quartz et à l'absence de l'accord de phase entre les ondes en interactions (fondamentale et second harmonique). Le rapport entre les polarisations linéaire et non linéaire doit être du même ordre de grandeur que celui du rapport du champ électrique atomique au champ électrique associé à l'onde laser source. L'intensité du champ électrique de l'onde second harmonique doit être proportionnelle au carré du « volume de cohérence » soit $(\lambda/(n_1 - n_2))^2$ où λ est la longueur d'onde du fondamental et n_1 et n_2 sont les indices de réfraction relatifs aux ondes du fondamental et du second harmonique. L'étendue latérale du volume de cohérence est liée à la cohérence (qualité) du faisceau laser pompe et l'utilisation d'un maser à décharge serait plus favorable qu'un laser solide à rubis.

Même si l'évolution technologique du laser a inversé la situation en faveur du laser solide par rapport au maser, il est remarquable que tous les défis majeurs dans le domaine de l'optique non linéaire quadratique fussent déjà décrits par Franken :

- Des matériaux avec grandes susceptibilités non linéaires.
- Des matériaux autorisant l'accord de phase.
- Des sources laser de très hautes puissances.

Peu de temps après cette expérience, le domaine de l'optique non linéaire fait d'énormes progrès. En 1962 Bloembergen [2] décrivit théoriquement la plupart des phénomènes physiques liés aux interactions optiques du second ordre :

- Calcul des susceptibilités non linéaires par développement perturbatif.
- Analyse quantitative des phénomènes de propagation dans les milieux non linéaires biréfringents.
- Plusieurs modèles pour la réalisation de l'accord de phase, incluant le quasi-accord de phase.

Dés 1965, tous les phénomènes de base liés à l'optique non linéaire quadratique avaient été mis en évidence. Depuis lors, les principaux développements dans ce domaine ont été dirigés vers la recherche de nouveaux matériaux et vers l'amélioration des performances des sources lasers.

L'amélioration de la puissance des sources lasers est un défi majeur pour l'obtention du seconde harmonique avec une forte intensité. La plupart des cristaux ONL actuellement commercialisés [3] sont utilisés pour des applications dans le domaine du visible au proche infrarouge autour de la fenêtre de transparence de l'atmosphère utilisée par les télécommunications (1,5 μm), projection couleur, stockage optique haute densité, communications sous marines [4]. Les cristaux ONL émettent généralement à plus courte longueur d'onde que le laser pompe. Ainsi des cristaux de KDP [5,6] ou BBO ($\text{Ca-BaB}_2\text{BO}_4$) sont utilisés pour générer la seconde harmonique, ou les harmoniques supérieurs, des lasers classiques comme Nd : YAG ou saphir : Ti.

Par ailleurs des cristaux présentant des bonnes propriétés ONL [7, 8, 9] et transparents dans la fenêtre III sont recherchés pour la génération d'harmoniques des lasers CO₂.

D'autres applications très actuelles dans le domaine de l'environnement viennent conforter la recherche sur ces matériaux. Par exemple de tels matériaux peuvent être utilisés dans des systèmes comme le LIDAR (Light Détection And Ranging) ou DIAL (Différentiel Absorption LIDAR) pour la détection, à distance, d'aérosols ou d'agents chimiques.

Plusieurs gaz toxiques et/ou à effets de serre sont optiquement actifs (absorbants) dans la gamme de longueur d'onde 3 – 5 μm [10]. Ils offrent ainsi des « signatures » uniques de leur présence. Puisque l'atmosphère terrestre est particulièrement transparente dans cette région du spectre lumineux elle offre la possibilité d'effectuer la détection à distance de ces gaz. D'autant plus que cette région du spectre électromagnétique se trouve dans la gamme de longueurs d'ondes à danger minimal pour l'œil humain [11].

Les systèmes de détections mentionnés plus haut doivent utiliser des sources laser couvrant la gamme de longueurs d'ondes 3 – 5 μm et être accordables d'une façon très précise avec les lignes d'absorption des gaz à détecter. Ces sources sont construites autour d'un **oscillateur paramétrique optique OPO** utilisant **un cristal ONL**. Dans le système DIAL, le faisceau laser, réglé sur la ligne d'absorption du gaz à détecter, subira en retour une réduction d'intensité si le gaz en question est présent sur son chemin aller-retour. La source laser est ensuite réglée sur une autre longueur d'onde très proche où le signal laser est très peu absorbé.

La différence entre les deux intensités est ensuite utilisée pour déduire la concentration du gaz étudié. Cette technique a été récemment utilisée dans un système DIAL et a permis la détection de concentrations de l'ordre de $0.02 \mu\text{m}$ des gaz comme CH_4 ou C_2H_6 [12].

Enfin signalons que des matériaux transparents dans l'IR et présentant une bonne biréfringence trouvent aussi des applications pratiques dans l'astronomie infrarouge. En effet les prismes dits de Wollaston [13] usinés à partir de cristaux biréfringents ont l'avantage de produire simultanément deux images à polarisations orthogonales ce qui permet de réduire l'effet des fluctuations de transparence de l'atmosphère.

Le présent travail porte sur la recherche consistant à étudier les paramètres qui contrôlent la puissance du laser, qui se traduisant par l'amélioration de l'intensité de la génération du second harmonique. Nous avons fait dans ce cas une étude de simulation par le logiciel COMSOL Multi Physiques pour résoudre l'équation différentielle de second ordre générant le faisceau de seconde harmonique par un faisceau laser focaliser sur un milieu non linéaire.

Dans le premier chapitre nous rappelons les principes de base et le formalisme de l'optique non linéaire dans la première partie. La deuxième partie de ce chapitre sera consacrée à l'étude de l'optique non linéaire dans les milieux anisotropes.

Pour d'écrire le processus de second ordre, dans ce cas on fait entrer la notion mélange d'onde dans la troisième partie de ce chapitre. L'interaction à une onde sera exposée dans un premier temps, Dans la seconde partie on se focalise sur l'interaction à deux ondes. Et en fin un petit rappel sur les cristaux pour l'optique non linéaire.

Le deuxième chapitre décrit les différentes étapes pour obtenir les résultats de simulation de la génération de la seconde harmonique par un faisceau laser focaliser sur un milieu non linéaire, dans un premier temps nous exposons le logiciel COMSOL et ces différentes applications. Ensuite nous déterminons notre modèle qui nous permet de générer la seconde harmonique.

Dans le troisième chapitre nous discuterons les résultats obtenus par le modèle qui contient la génération du seconde harmonique par un faisceau laser focaliser sur un milieu non linéaire et l'influence des paramètres du laser sur l'amplitude de la génération du second harmonique.

Ensuite, est comme application on a traité analytiquement la génération de la seconde harmonique, par une impulsion brève, sur un cristal non linéaire KDP. L'équation de propagation de l'enveloppe de la seconde harmonique a été résolue.

L'autre application analytique concerne une onde laser incidente normalement sur une pile de lame identique taillées dans matériau non linéaire qui donne naissance à une onde harmonique de fréquence double. L'amplitude de l'onde harmonique à la sortie de la dernière lame ainsi que l'intensité ont été calculées.

CHAPITRE I : **GENERALITES**

I.1 INTRODUCTION

Le domaine de l'optique traite de l'interaction de la lumière avec la matière. Dans la nature, on observe, en général, que cette interaction ne dépend pas de l'intensité de l'illumination [14, 15]. Les ondes lumineuses sont alors de faible intensité et n'interagissent pas entre elles lorsqu'elles pénètrent et se propagent dans un milieu. Ceci est le domaine de l'optique dite linéaire. Lorsque la lumière devient plus intense [16, 17, 18], les propriétés optiques commencent à dépendre de l'intensité et d'autres caractéristiques de l'illumination. C'est le domaine de l'optique non linéaire.

Dans la plupart des cas, l'origine physique de cette propriété dépend des caractéristiques microscopiques des matériaux dans lesquels la lumière se propage, comme la nature des atomes le constituant, la structure cristalline, etc. Compte tenu de la grande diversité des propriétés microscopiques de la matière, on s'attend à un très grand nombre de processus d'optique non linéaire différents [19].

L'optique non linéaire a fait son apparition avec l'avènement du laser dans le début des années 60. Franken fut le premier, en 1961 à observer la génération de second harmonique dans un cristal de quartz grâce à un laser à rubis [1] à une longueur d'onde de 694.3 nm par la suite la possibilité de travailler avec des sources lasers intenses a permis d'observer, de mesurer et d'utiliser ces processus non linéaires.

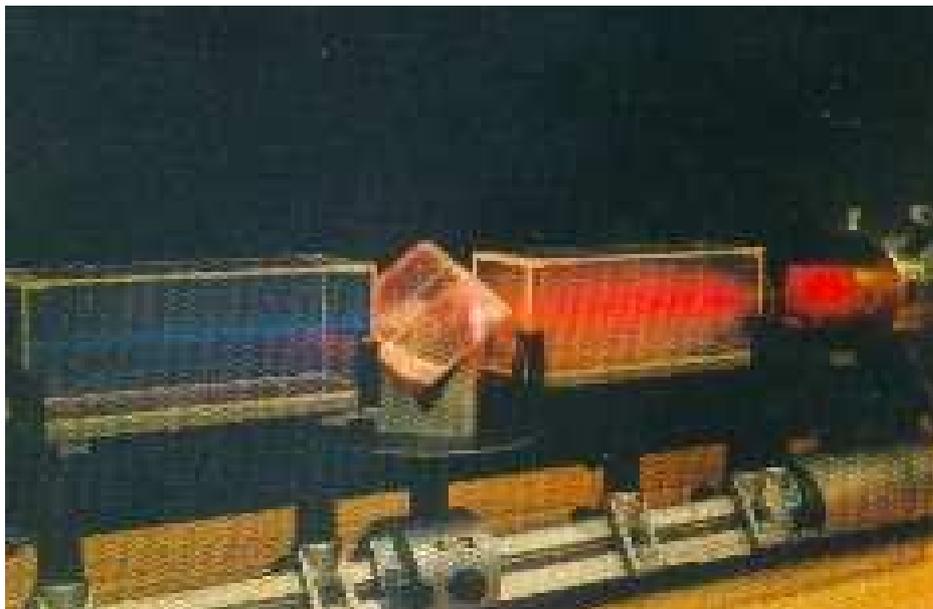


Figure I-1 : Expérience de Franck et al. 1961 [1]

I.2 CLASSIFICATION DE LA NON LINEARITE

Nous allons rappeler ici la description classique de l'optique non linéaire. Nous allons voir, de manière simple, comment des matériaux peuvent acquérir sous l'effet d'un champ une polarisation dépendant de façon non linéaire de l'amplitude de ce champ.

I.2.1 Principes de base de l'optique non linéaire

La lumière est une onde électromagnétique, représentée par deux champs orthogonaux électrique et magnétique [20] dont la propagation est décrite par les équations de Maxwell [21, 22]. Cette onde se propage suivant l'axe perpendiculaire aux deux vecteurs champs associés (onde transverse). Dans notre description de l'interaction d'une onde lumineuse avec un matériau [2], seul l'effet du champ électrique sera abordé, celui du champ magnétique est considéré comme négligeable dans les milieux diélectriques.

Afin de décrire simplement et de comprendre les interactions de la lumière avec la matière [23], les matériaux auxquels on s'intéresse en optique sont souvent modélisés en les considérant comme un ensemble de particules chargées: des électrons et des ions (noyaux des atomes). Lorsqu'un champ électrique est appliqué à cette matière, les charges se déplacent dans la direction du champ, les charges positives dans un sens, les charges négatives dans l'autre sens.

Dans les matériaux conducteurs, les électrons peuvent se déplacer librement aussi longtemps que le champ électrique est présent donnant naissance à un courant électrique. Dans les matériaux diélectriques, les charges sont liées fortement les unes aux autres, bien que leurs liens possèdent une certaine "élasticité". En présence d'un champ électrique, ces charges ont un mouvement uniquement transitoire et s'éloignent légèrement de leur position d'origine. Ces petits déplacements se traduisent par l'apparition dans la matière de moments dipolaires électriques induits, ou autrement dit, par l'apparition d'une polarisation définie par [24] :

$$\vec{P} = \vec{P}_0 + \epsilon\chi^1 \vec{E} \quad (\text{I-1})$$

P_0 : Polarisation spontanée du matériau

χ^1 : Tenseur de susceptibilité diélectrique linéaire d'ordre 1, sans dimension.

$\epsilon_0 = 8.85.10^{-12} \text{ FM}^{-1}$ représente la permittivité diélectrique du vide.

\vec{P} : Polarisation linéaire, l'unité associée à \vec{P} est le Coulomb par mètre carré [C.m^{-2}]

Ainsi la susceptibilité diélectrique linéaire ne permet pas de coupler les ondes traversant le milieu. Les ondes électromagnétiques traversent le milieu sans changement de fréquence et sans influence mutuelle. C'est le domaine de l'optique linéaire. L'indice de réfraction du milieu n généralement un tenseur d'ordre deux, est lié à la susceptibilité électrique linéaire par $n = \sqrt{1 + \chi^1} = \sqrt{\epsilon_r}$ ou ϵ_r est la permittivité relative du milieu.

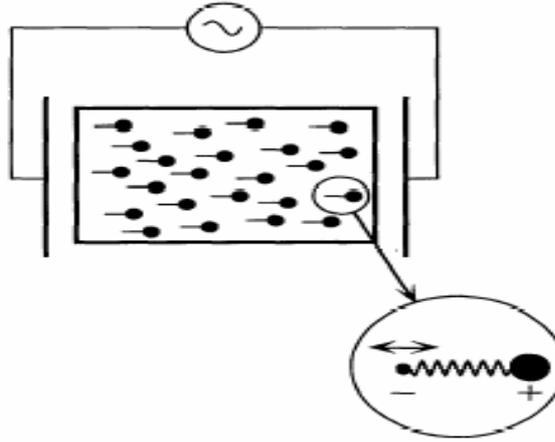


Figure I-2 : Représentation schématique du mouvement des particules chargées dans un milieu diélectrique soumis à un champ électrique de fréquence ω . Le mouvement des ions (charges positives) est négligé en raison de leur masse beaucoup plus importante que celle des électrons [25].

En présence d'une onde plus intense, un signal non linéaire, qui n'est plus négligeable, se superpose amenant ainsi une distorsion du signal. Après excitation par un champ \vec{E} de fréquence ω , une réponse non linéaire oscillant à ω mais aussi à 2ω , 3ω ... va alors apparaître. Il s'agit d'un phénomène de génération d'harmoniques deux, trois...etc.

La polarisation \vec{P} doit alors être développée en fonction des puissances croissantes du champ électrique \vec{E} [26].

$$\vec{P} = P_0 + \epsilon_0 \chi^1 \vec{E} + \epsilon_0 \chi^2 \vec{E} \otimes \vec{E} + \epsilon_0 \chi^3 \vec{E} \otimes \vec{E} \otimes \vec{E} + \dots \quad (\text{I-2})$$

$$\vec{P} = \vec{P}^L + \vec{P}^{NL}$$

χ^2, χ^3, \dots Sont appelés susceptibilité non linéaire du milieu d'ordre 2,3,...

Dans le système d'unité international, les susceptibilités d'ordre 2 et 3 s'expriment en MV^{-1} et M^2V^{-2} respectivement.

I.2.2 Terme de 2^{eme} et 3^{eme} ordre

Dans ce cas, la polarisation dépend du cube de l'amplitude du champ électrique, ce qui peut donner lieu à un très grand nombre de phénomènes d'optique non linéaire Différents. En fait, étant donné que le tenseur χ^3 est d'ordre 4, le nombre d'interactions possibles est égal à 3^4 . Les principaux effets d'optique non linéaire d'ordre 2 et 3 trouvent leurs origines dans l'expression de la susceptibilité

Le tableau suivant résume ces effets induits et leurs applications :

TENSEUR	EFFET	APPLICATION
$\chi^2(2\omega, \omega, \omega)$	Génération seconde harmonique	Doubleur de fréquence
$\chi^2(2\omega_3, \omega_1, \omega_2)$	Génération de fréquence somme Génération de différence de fréquence	Amplification, Mélange de fréquence Détection des signaux infra rouge
$\chi^2(-\omega, \omega, 0)$	Effet POCKEL	Modulateur optique
$\chi^3(3\omega, \omega, \omega, \omega)$	Génération de la troisième harmonique	Spectroscopie
$\chi^3(\omega_4, \omega_1, \omega_2, \omega_4)$	Mélange à quatre ondes	Effet RAMAN stimulé
$\chi^3(-\omega_\varepsilon, \omega_p, -\omega_\varepsilon, \omega_p)$	Effet KERR optique	Interrupteur et modulation optique ultra rapides

Tableau 1 : Principaux processus optiques non linéaires et leurs applications [27,28]

I.3 OPTIQUE NON LINEAIRE DANS LES MILIEUX ANISOTROPES

I.3.1 Optique électromagnétique

Un champ électromagnétique est formé d'un champ électrique $\vec{E}(\vec{r}, t)$ et d'un champ magnétique $\vec{B}(\vec{r}, t)$ [29] où \vec{r} : position dans l'espace, t : temps.

En utilisant des coordonnées cartésiennes, le champ électromagnétique est donc décrits par six fonctions scalaires $E_x(\vec{r},t)$, $E_y(\vec{r},t)$, $E_z(\vec{r},t)$, $B_x(\vec{r},t)$ etc., et leurs évolutions sont régies par les équations de Maxwell [30] :

$$\overrightarrow{rot} \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{I-3})$$

$$div \vec{B} = \vec{0} \quad (\text{I-4})$$

$$div \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (\text{I-5})$$

$$\overrightarrow{rot} \vec{B} = \mu_0 \vec{j} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (\text{I-6})$$

Avec :

$\rho(\vec{r},t)$: Densité volumique de charge

$\vec{j}(\vec{r},t)$: Densité volumique de courant

Les équations de Maxwell sont des équations aux dérivées partielles couplées [31,32] en \vec{E} et \vec{B} dont les termes sources sont ρ et \vec{j} .

Ces relations caractérisent chaque milieu matériel considéré, elles sont appelées relations constitutives du milieu.

Les constantes ϵ_0 et μ_0 apparaissant dans les équations de Maxwell sont respectivement la permittivité électrique et la perméabilité magnétique de l'espace libre (le vide) avec :

$$\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12} \text{ FM}^{-1}$$

$$\mu_0 = 4\pi * 10^{-7} \text{ Hm}^{-1}$$

I.3.1.1 Electromagnétisme dans l'espace libre (le vide)

Dans l'espace libre, c'est-à-dire loin de toute charge et de tout courant $\rho(\vec{r},t) = 0$ et $\vec{j}(\vec{r},t) = 0$ [58]. Un champ électromagnétique $\{ \vec{E}, \vec{B} \}$ vérifie les équations de Maxwell :

$$\overrightarrow{rot} \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{I-7})$$

$$div \vec{B} = \vec{0} \quad (\text{I-8})$$

$$\operatorname{div} \vec{E} = 0 \quad (\text{I-9})$$

$$\operatorname{rot} \vec{B} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (\text{I-10})$$

Les opérateurs div , rot , et $\frac{\partial}{\partial t}$ étant linéaire, le principe de superposition s'applique : si deux champs électromagnétique $\{\vec{E}_1, \vec{B}_1\}$ et $\{\vec{E}_2, \vec{B}_2\}$ sont solution des équations de Maxwell ci-dessus alors leurs sommes est aussi une solution $\{\vec{E}_1 + \vec{E}_2, \vec{B}_1 + \vec{B}_2\}$

I.3.1.2 Electromagnétisme dans un milieu matériel

Dans le cadre de cette théorie des champs [30] moyens les densités de charge et de courant sont séparées en une partie due aux charges libre, capable de se déplacer dans le matériel sur une grande distances et de la traversée, et une partie provenant des charges liées à un atome ou une molécule du milieu :

$$\begin{aligned} \rho &= \rho_{\text{libre}} + \rho_{\text{liée}} \\ \vec{j} &= \vec{j}_{\text{libre}} + \vec{j}_{\text{liée}} \end{aligned}$$

La partie liée des sources du champ électromagnétique est donnée par :

$$\begin{aligned} \rho_{\text{liée}} &= -\operatorname{div} \vec{P} \\ \vec{j}_{\text{liée}} &= \frac{\partial \vec{P}}{\partial t} + \operatorname{rot} \vec{M} \end{aligned}$$

Avec :

$\vec{P}(\vec{r}, t)$: Densité de polarisation du milieu, est la somme des dipôles électrique microscopique par unité de volume en \vec{r}
 $\vec{M}(\vec{r}, t)$: Densité d'aimantation du milieu, la somme du moment magnétique microscopique par unité de volume

On utilisant l'expression de ρ et \vec{j} , les équations de Maxwell fixant l'évolution du champ électromagnétique $\{\vec{E}, \vec{B}\}$ prennent la forme suivante :

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{I-11})$$

$$\operatorname{div} \vec{D} = \rho_{\text{libre}} \quad (\text{I-12})$$

$$\operatorname{div} \vec{B} = \vec{0} \quad (\text{I-13})$$

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \vec{j}_{\text{libre}} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (\text{I-14})$$

Où voit apparaître les champs auxiliaires :

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad \text{et} \quad \vec{H} = \frac{1}{\mu_0} \vec{B} - \vec{M}$$

Où : \vec{D} : le vecteur déplacement électrique.

\vec{H} : le vecteur de champ magnétique.

Un milieu matériel est caractérisé du point de vue électromagnétique par la relation liant $\{ \vec{P}, \vec{M}, \rho_{\text{libre}}, \vec{j}_{\text{libre}} \}$ au champ électromagnétique $\{ \vec{E}, \vec{B} \}$.

I.3.2 Milieu diélectrique

On considère un milieu diélectrique ($\vec{j}_{\text{libre}} = 0$) sans charge libre ($\rho_{\text{libre}} = 0$) ne possédant pas de propriété magnétique ($\vec{M} = 0$) et dans la propriété électromagnétique sont entièrement caractérisées par une relation entre la densité de polarisation $\vec{P}(\vec{r}, t)$ du milieu et le champ électrique $\vec{E}(\vec{r}, t)$ qui y règne.

I.3.2.1 Milieu diélectrique linéaire, homogène, et isotrope

Dans un milieu diélectrique linéaire, homogène, et isotrope, la densité de polarisation et le champ sont parallèles et proportionnels.

$$\vec{P}(\vec{r}, t) = \epsilon_0 \chi \vec{E}(\vec{r}, t) \quad (\text{I-15})$$

Où χ , la susceptibilité électrique, est une constante réelle positive. Il vient alors

$$\vec{D}(\vec{r}, t) = \epsilon_0 \epsilon_r \vec{E}(\vec{r}, t) \quad (\text{I-16})$$

Avec : $\epsilon_r = 1 + \chi$ la permittivité relative du milieu, appelée également constante diélectrique

($\epsilon_0 \epsilon_r$ est la permittivité électrique).

Les équations de Maxwell dans ce milieu sont :

$$\operatorname{rot} \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{I-17})$$

$$\operatorname{div} \vec{B} = \vec{0} \quad (\text{I-18})$$

$$\operatorname{div} \vec{E} = 0 \quad (\text{I-19})$$

$$\operatorname{rot} \vec{B} = \mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (\text{I-20})$$

Formellement il s'agit des même équations que celles de l'espace libre avec ε_0 remplacé par $\varepsilon_0 \varepsilon_r$, chacune des composantes cartésienne de $\{ \vec{E}, \vec{B} \}$ satisfait donc l'équation d'onde :

$$\frac{1}{v^2} = \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - \Delta u = 0 \quad (\text{I-21})$$

Avec : u : la fonction qui représente n'importe laquelle des composantes $E_x(\vec{r}, t)$, $E_y(\vec{r}, t)$, $E_z(\vec{r}, t)$, $B_x(\vec{r}, t)$... etc.

$$v = (\mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon_r)^{-\frac{1}{2}} = \frac{c}{n}$$

Comme $n = \sqrt{1 + \chi} > 1$, on a $v < c$ la vitesse est plus faible que dans le vide

I.3.2.2 Milieu diélectrique linéaire, homogène, et anisotrope

La plupart des matériaux sont anisotropes, simplement parce que la structure microscopique (cristalline) n'a pas une symétrie cubique ou sphérique [32].

Dans certains milieux matériels homogènes et non conducteurs, comme les cristaux par exemple, certaines propriétés optiques ne sont pas les mêmes dans toutes les directions de l'espace. Ceci définit les milieux ou matériaux optiquement anisotropes [60].

Dans ce type de milieu, la susceptibilité électrique linéaire χ^1 qui relie le vecteur polarisation \vec{P} au vecteur champ électrique \vec{E} , $\vec{P} = \chi^1 \vec{E}$, devient une fonction de la direction de propagation de l'onde électromagnétique. Ce n'est donc plus un scalaire, mais un tenseur de rang 2 (une matrice). Il existe toujours un repère orthogonal, appelé repère optique et noté (x,y,z), dans lequel cette matrice est diagonalisable. Le repère optique (x,y,z) est Généralement différent du repère cristallographique $(\vec{a}, \vec{b}, \vec{c})$ qui, lui, est lié à la maille cristalline, et n'est pas toujours orthogonal.

Dans le repère optique, la matrice de susceptibilité électrique linéaire χ^1 s'écrit :

$$\chi^1 = \begin{bmatrix} \chi_{xx}^1 & 0 & 0 \\ 0 & \chi_{yy}^1 & 0 \\ 0 & 0 & \chi_{zz}^1 \end{bmatrix}$$

Rappelons que la permittivité diélectrique relative est donnée par $\epsilon_r = 1 + \chi^1$ (c'est donc également une matrice) et que le vecteur déplacement électrique \vec{D} est relié au champ \vec{E} par la relation :

$$\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon_r \vec{E}$$

Dans un milieu optiquement anisotrope, les deux vecteurs \vec{E} et \vec{D} ne sont donc pas colinéaires en général ; l'angle entre les deux vecteurs, noté ρ , est appelé angle de double réfraction. Dans le cas majoritaire des milieux magnétiquement isotropes, μ_r est scalaire. Ainsi le vecteur champ magnétique \vec{H} et induction magnétique \vec{B} sont colinéaires, et ρ représente alors également l'angle entre le vecteur d'onde \vec{k} (Direction de propagation de l'onde électromagnétique) et le vecteur de Poynting $\vec{\pi}$ (Direction de propagation de l'énergie lumineuse). Les quatre vecteurs \vec{E} , \vec{k} , \vec{D} et $\vec{\pi}$ appartiennent au même plan, perpendiculaire au champ magnétique, comme le montre la figure (I-3).

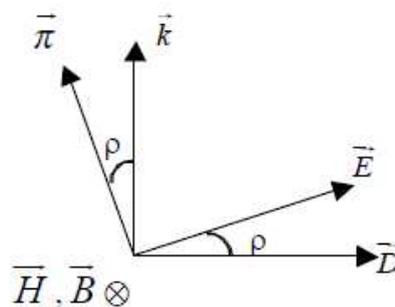


Figure I-3 [33]

I.3.2.2.1 Milieux uniaxes

Dans ce cas deux indices de réfraction principaux sont égaux et différent de troisième tel que: $n_1 = n_2 \neq n_3$. L'axe principal ainsi distingué est l'axe optique z.

L'indice de réfraction associé à l'axe optique est appelé indice de réfraction principale extraordinaire, et est noté par ($n_3 = n_e$), les indices de réfractons associés aux axes principaux, y et x correspondantes à l'indice de réfraction ordinaire noté par : $n_1 = n_2 = n_o$. Le tenseur diélectrique d'un milieu uniaxe s'écrit donc :

$$[\epsilon_r] = \begin{bmatrix} n_o^2 & 0 & 0 \\ 0 & n_o^2 & 0 \\ 0 & 0 & n_e^2 \end{bmatrix}$$

Deux cas peuvent se présenter :

- Uniaxe positive, si $n_o < n_e$
- Uniaxe négatif, si $n_o > n_e$

La figure suivante représente les surfaces des indices dans les deux cas du milieu uniaxe (positif et négatif).

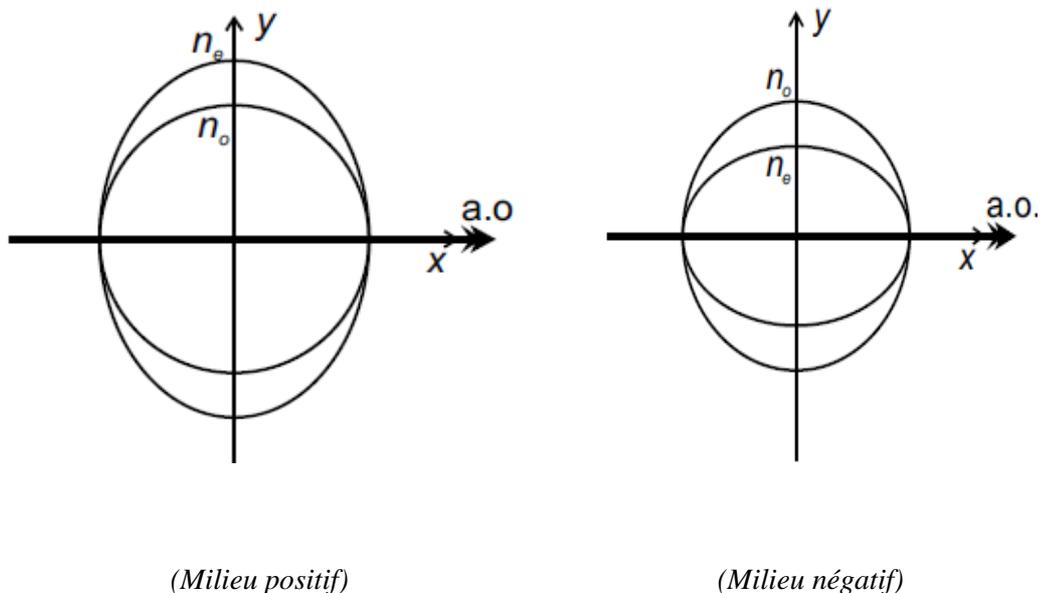


Figure I-4 : Coupe de la surface des indices selon un plan contenant l'axe optique, dans le cas d'un milieu uniaxe [34].

Remarque : L'appartenance d'un cristal à une classe optique (isotrope, uniaxe ou biaxe) dépend de la classe de symétrie d'orientation de sa maille cristalline, comme le montre le tableau 2 :

Système cristallin	Classe de symétrie d'orientation	Classe optique
Cubique	$23, m\bar{3}, \bar{4}3m, 432, m3m$	ISOTROPE
Hexagonal	$6, \bar{6}, \frac{6}{m}, 6mm, 62m, \bar{6}22, \frac{6}{m}mm$	UNIAXE
Trigonal	$3, \bar{3}, 3m, 32, \bar{3}m$	
Tétragonal	$4, \bar{4}, \frac{4}{m}, 4mm, \bar{4}2m, 422, \frac{4}{m}mm$	
Orthorhombique	$mm2, 222, mmm$	BIAXE
Monoclinique	$m, 2, \frac{2}{m}$	
Triclinique	$1, \bar{1}$	

Tableau 2 : Représentation de la symétrie du différent milieu [23].

I.3.3 Susceptibilité non linéaire du premier et second ordre

Comme nous l'avons vu au paragraphe précédent, les susceptibilités jouent un rôle clé en optique non linéaire puisqu'elles caractérisent entièrement la façon dont la polarisation d'un milieu dépend du champ électrique auquel il est soumis. Pour avoir une expression mathématique et numérique des coefficients du tenseur de susceptibilité, on utilise un modèle caractérisé par l'oscillateur anharmonique représenté par un électron (de masse m et de charge e) situé dans un potentiel de la forme [35] :

$$V(x) = \frac{1}{2}m\omega_0^2 X^2 + \frac{1}{3}mT X^3 + \dots \quad (\text{I-22})$$

T : est la constante de rappel anharmonique

Le mouvement électronique est ainsi influencé, d'une part, par la force coulombienne exercée par le champ électrique externe $E(t)$ et d'autre part par une force de rappel du système noyau-électron, et enfin par une force de friction représentant les interactions entre l'électron étudié et les autres électrons présents autour du noyau.

S'inspirant du modèle de l'oscillateur harmonique pour des oscillations amorties, ce mouvement s'exprime selon :

$$X'' + \gamma X' + \omega_0^2 X + T X^2 = -\frac{eE_0}{2m} (e^{i\omega t} + e^{-i\omega t}) \quad (\text{I-23})$$

X est le déplacement par rapport à la position d'équilibre,
 $m T X^2$ est la force provenant du potentiel anharmonique,
 $E_0 e^{i\omega t}$ est le champ électrique,
 γ le coefficient d'amortissement.

Le champ électrique considéré est celui d'une onde de fréquence ω et qui, selon une notation complexe, s'exprime par :

$$E(t) = \frac{1}{2} (E e^{i\omega t} + E e^{-i\omega t})$$

La solution de l'équation (I-23) s'exprime par :

$$X = \frac{1}{2} (q_1 e^{i\omega t} + q_2 e^{2i\omega t} + cc) \quad (\text{I-24})$$

En substituant cette solution dans l'équation de mouvement de l'électron et en égalisant membre à membre les termes $e^{i\omega t}$ on obtient :

$$q_1 = eE_0 \frac{1}{m((\omega_0^2 - \omega^2) + i\omega\gamma)} \quad (\text{I-25})$$

La susceptibilité linéaire est en générale donnée par la relation suivante :

$$P_L^\omega = \frac{\epsilon_0}{2} (\chi_l^\omega E_0 e^{i\omega t} + cc) = \frac{N}{2} e (q_1 e^{i\omega t} + cc) \quad (\text{I-26})$$

Où N est le nombre d'électrons par unité de volume qui contribuent à la polarisation P .
On déduit :

$$P_L^\omega = \frac{\epsilon_0}{2} (\chi_l^\omega E_0 e^{i\omega t} + cc) = \frac{N}{2} e \left(\frac{eE_0 e^{i\omega t}}{m((\omega_0^2 - \omega^2) + i\omega\gamma)} + cc \right) \quad (\text{I-27})$$

D'où

$$\chi_l^\omega = \frac{Ne^2}{m\epsilon_0 [(\omega_0^2 - \omega^2) + i\omega\gamma]}$$

La figure I-6 illustre le comportement de la partie réelle et de la partie imaginaire de cette susceptibilité linéaire en fonction de la fréquence du champ électrique appliqué au milieu.

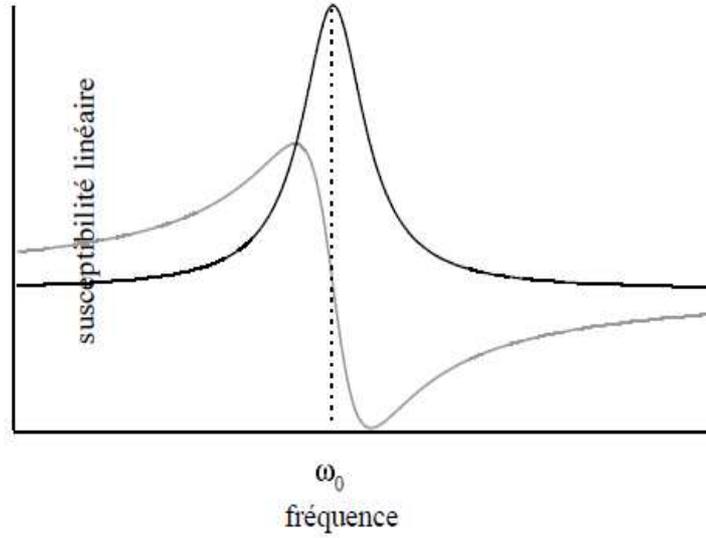


Figure I-6 : Variation des parties réelle (—) et imaginaire (—) de la susceptibilité linéaire en fonction de la fréquence du champ électrique [36].

On peut calculer q_2 de la même manière que q_1 :

$$q_2 = \frac{-Te^2 E_0^2}{2m^2 [(\omega_0^2 - \omega^2) + i\omega\gamma]^2 [\omega_0^2 - 4\omega^2 + 2i\omega\gamma]} \quad (\text{I-28})$$

Et on déduit :

$$P_{NL}^{2\omega} = \frac{N}{2} e(q_2 e^{2i\omega t} + cc) = \frac{1}{2} (d_{nl}^{2\omega} E_0^2 e^{2i\omega t} + cc) \quad (\text{I-29})$$

$$d_{nl}^{2\omega} = \frac{-Te^3 N}{2m [(\omega_0^2 - \omega^2) + i\omega\gamma]^2 (\omega_0^2 - 4\omega^2 + 2i\omega\gamma)} \quad (\text{I-30})$$

Il est à noter que certains auteurs utilisent la notation d_{ij} au lieu des composants du tenseur d'ordre deux χ_{ij}^2 . Ces deux notations sont liées par [18] :

$$\chi_{ij}^2 = 2 d_{ij}$$

La figure I-7 représente le comportement la partie réelle et de la partie imaginaire de cette susceptibilité non linéaire en fonction de la fréquence incident.

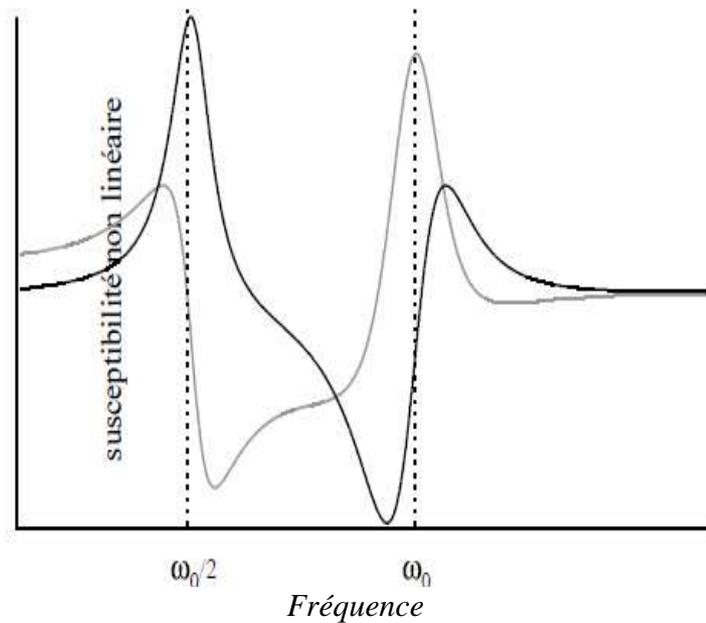


Figure I-7 : Variation de la partie réelle (—) et imaginaire (—) de la susceptibilité non linéaire en fonction de la fréquence incidente [36].

Il apparaît clairement dans la figure I-7 que cette susceptibilité non linéaire possède deux fréquences de résonance pour une fréquence fondamentale ω égale à ω_0 et une fréquence harmonique égale à $\omega_0/2$.

I.3.4 Propriété de symétrie

Tous les termes de la réponse non linéaire sont fonction du coefficient (χ^2) qui correspond à la susceptibilité d'ordre (2) du milieu. Dans le cas générale il faut considérer que la valeur de (χ^2) peut être identifiée comme un tenseur. Tenseur de polarisation local et instantané. Pour un repère cartésien la susceptibilité (χ_{xyz}^2) est définie comme une matrice à 3*3*3 éléments.

Un changement de repère suivant les axes de cristal ainsi qu'un système d'écriture spécifique permet de contracter le tenseur en une matrice 6*3 répertoriant les coefficients non linéaires du matériau.

Ces coefficients sont décrit précédemment par :

$$\chi_{ij}^2 = 2d_{ij}$$

Alors la polarisation non linéaire s'exprime en fonction de cette matrice :

$$\begin{bmatrix} P_x(\omega) \\ P_y(\omega) \\ P_z(\omega) \end{bmatrix} = \epsilon_0 \begin{bmatrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} & d_{14} & d_{15} & d_{16} \\ d_{21} & d_{22} & d_{23} & d_{24} & d_{25} & d_{26} \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & d_{34} & d_{35} & d_{36} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x^2(\omega) \\ E_y^2(\omega) \\ E_z^2(\omega) \\ 2E_y(\omega)E_z(\omega) \\ 2E_x(\omega)E_z(\omega) \\ 2E_x(\omega)E_y(\omega) \end{bmatrix}$$

De plus dans les cristaux non linéaire d'ordre (2) notamment pour les milieux non Centro-symétrique et grâce aux propriétés de système de Kleinmann, les matrices peuvent devenir simple en possèdent beaucoup de terme nul.

Le système de Kleinmann [37, 59] s'applique car le processus non linéaire met en jeu des fréquences loin de toute fréquence de résonance du matériau. Le comportement de ce dernier s'approche de celui d'un milieu sans perte, par approximation les susceptibilités non linéaire sont indépendantes de la fréquence, elles sont invariants par permutation des indices cartésien sans changer les fréquences par conséquence le couplage de deux ondes ω_1 dans la direction (i) et ω_{21} dans la direction (j) est le même que celui des même ondes dont les directions sont inversée.

Cette dernière symétrie réduit à dix les éléments indépendants du tenseur χ_{ijk}^2 du 2^{ème} ordre (symétrie d'inversion) [38].

Remarque : La symétrie d'inversion est la symétrie la plus importante car elle élimine directement les milieux dans les quels les processus de second ordre ne peuvent avoir lieu.

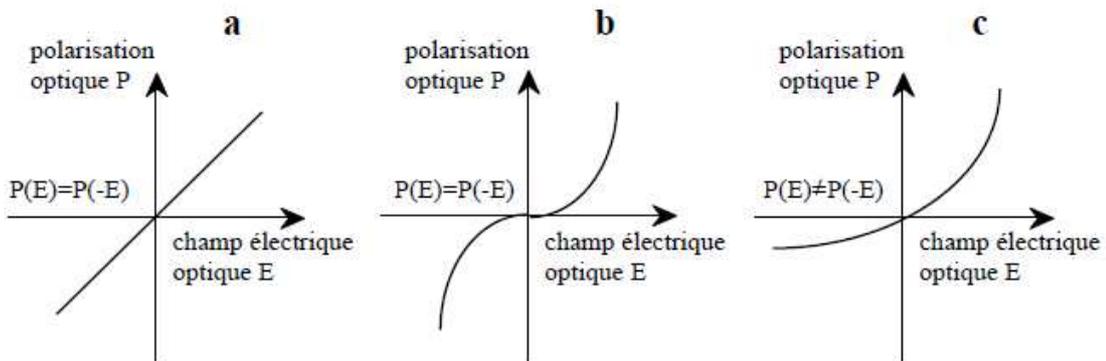


Figure I-8: représentation de la polarisation optique dans :

- a) un milieu linéaire et Centro-symétrique,
- b) un milieu non linéaire et Centro-symétrique,
- c) un milieu non linéaire et non Centro-symétrique.

I.4 MELANGE D'ONDES

Par la suite nous tenterons d'expliquer deux cas de mélange d'onde, le premier c'est l'interaction à une onde conduisant à la génération de second harmonique, et la deuxième à deux ondes en généralisant les seconds ordres.

I.4.1 Interaction à une onde

I.4.1.1 Génération de la seconde harmonique

Lors de la propagation d'une seule onde à la fréquence ω au sein d'un milieu non linéaire, on montre l'existence d'une onde de second harmonique à la fréquence 2ω .

La génération de seconde harmonique notée (SHG) résulte de la partie de la réponse variant de manière quadratique [39, 57], ce processus (génération de la seconde harmonique) est une conversion de deux photons à la fréquence fondamentale ω en un photon à la fréquence 2ω . Au sein d'un système constitué d'un cristal de longueur L et de susceptibilité χ^2 [40], et d'un faisceau laser considéré comme onde plane monochromatique qui se propage selon l'axe (Z) à la pulsation ω de la forme :

$$E(z, t) = E(z)e^{-i\omega t} + cc \quad (\text{I-31})$$

Tel que

$$E(z, t) = E(\omega)e^{(-i\omega t + ik_{\omega}z)} + cc \quad (\text{I-32})$$

Comme la montre la figure suivante.

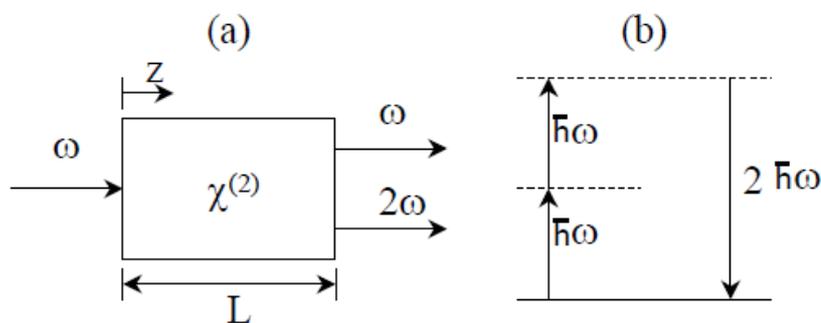


Figure I-9 : Schéma de principe du doublage de fréquence. L'onde laser incidente (ω) se propage par exemple suivant l'un des axes cristallographiques, tel que Z . a) Géométrie b) Diagramme d'énergie de la génération de second harmonique [41]

I.4.1.2 Equation de propagation non linéaire

L'équation de propagation d'une onde plane à partir des équations de MAXWELL [42] se note :

$$\nabla \cdot \nabla \cdot \vec{E}(\omega) = \frac{\omega^2}{c^2} \vec{E}(\omega) + \omega^2 \mu_0 \vec{P}(\omega) \quad (\text{I-33})$$

Rappelons que dans un milieu non linéaire la polarisation est décrite par la relation (I-2), alors la relation (I-33) devient :

$$\nabla \cdot \nabla \cdot \vec{E}(\omega) = \frac{\omega^2}{c^2} \vec{E}(\omega) \varepsilon^1(\omega) + \omega^2 \mu_0 P^{nl}(\omega) \quad (\text{I-34})$$

Avec : $\varepsilon^1(\omega) = 1 + \chi^1$

L'équation (I-34) dans le cas générale est compliquée à résoudre car pour cela qu'il faut considérer des hypothèses à fin de simplifier cette équation :

- Nous supposons le milieu non linéaire homogène, c'est-à-dire que le constant diélectrique ne dépend pas de la variable r.
- Nous ferons également l'hypothèse que toutes les ondes se propagent de manière colinéaire selon une direction notée z.
- Les différentes ondes en interaction non linéaire se propagent dans un seul sens.
- Enfin nous supposons que les ondes sont planes, polarisées linéairement et oscillant toutes dans un plan orthogonal à la direction de propagation.

Le problème devient alors scalaire et l'équation de propagation (I-34) s'écrit alors :

$$\frac{\partial^2 E(z, \omega)}{\partial z^2} + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(z, \omega) E(z, \omega) = -\omega^2 \mu_0 P^{nl}(z, \omega) \quad (\text{I-35})$$

On pose que :

$$E(z, \omega) = \frac{1}{2} A_\omega(z) e^{ik_\omega z} + cc \quad (\text{I-36})$$

$$P^n(z, \omega) = \frac{1}{2} P_\omega^n(z) e^{ik_{nl} z} + cc \quad (\text{I-37})$$

En injectons (I-36) et (I-37) dans (I-35) on obtient :

$$\frac{\partial^2 A_\omega(z)}{\partial z^2} + 2ik_\omega \frac{\partial A_\omega}{\partial z} = -\omega^2 \mu_0 P_\omega^n(z) e^{i\Delta k z} \quad (\text{I-38})$$

Avec : $\Delta k = k_{nl} - k_\omega$ est appelée désaccord de phase

Puisque les ondes se propageant dans un sens unique cela nous permet de faire l'approximation de l'enveloppe lentement variable [43].

$$\left| \frac{\partial^2 A_\omega(z)}{\partial z^2} \right| \ll \left| \left(2K_\omega \frac{\partial A_\omega(z)}{\partial z} \right) \right| \quad (\text{I-39})$$

Cette approximation permet de négliger la dérivée de second ordre de l'expression (I-34). L'équation de propagation se simplifier et peut alors s'écrire aux fréquences ω et 2ω sous la forme :

$$\frac{\partial E_\omega}{\partial z} = \frac{i\omega^2 \mu_0}{2k} P^{nl} e^{-ikz} \quad (\text{I-40})$$

$$\frac{\partial E_{2\omega}}{\partial z} = \frac{i(2\omega)^2 \mu_0}{2k} P^{nl} e^{-ik_2 z}$$

On donnant la relation de la polarisation non linéaire à l'expression de la polarisation Quadratique on aura (selon OZ) :

$$P_{2\omega}^{nl} = \varepsilon_0 \chi^2(-2\omega, \omega, \omega) E_\omega^2 e^{2ikz} \quad (\text{I-41})$$

$$P_\omega^{nl} = \varepsilon_0 \chi^2(-2\omega, \omega, -\omega) E_{2\omega} E_\omega e^{i(k-k_2)z}$$

Donc l'équation de propagation à la fréquence (2ω) sera :

$$\frac{\partial E_{2\omega}}{\partial z} = \frac{i(2\omega)^2 \mu_0}{2k_2} \chi^2(-2\omega, \omega, \omega) E_\omega^2 e^{i(2k_1-k_2)z} \quad (\text{I-42})$$

Lorsque l'efficacité du processus de second ordre n'est pas trop important [44] cela veut dire que l'intensité du faisceau fondamentale est constante suivant (Z) seul l'équation donnant l'évolution du second harmonique doit être intégré.

L'intensité de second harmonique sera donnée par [63] :

$$I(2\omega) = \frac{2\Pi^2}{n_{2\omega} n_\omega^2 \lambda_\omega^2 c \varepsilon_0} I_\omega^2 (\chi^2)^2 L^2 \left(\frac{\text{SIN}^2\left(\frac{\Delta KL}{2}\right)}{\left(\frac{\Delta KL}{2}\right)^2} \right) \quad (\text{I-43})$$

Où $\Delta k = k_2 - 2k_1$

Selon l'expression (I-43) on peut dire que l'intensité de second harmonique atteint son maximum lorsque la longueur traversé est telle que :

$$L = (2P + 1)L_c$$

Avec : $L_c = \Pi/\Delta k$ est appelé longueur de cohérence,

Cette longueur de cohérence représente la distance maximal pendant la quelle la second harmonique générer et la polarisation non linéaire interfèrent de manière constructive (plus le désaccord de phase est important plus la longueur de cohérence est courte et plus la conversion est faible).

On note que la conversion peut s'écrire sous la forme suivant [45] :

$$\eta(l) = \frac{I_{2\omega}(l)}{I_{\omega}(0)}$$

Cette conversion est maximale lorsque le désaccord de phase est nul [46] (tous les dipôles induits par l'onde fondamentale oscillant en phase avec la seconde harmonique en tous points du milieu non linéaire). Il donc intéressant dans certain cas de réaliser l'accord de phase, cela est représenté sur la figure I-10.

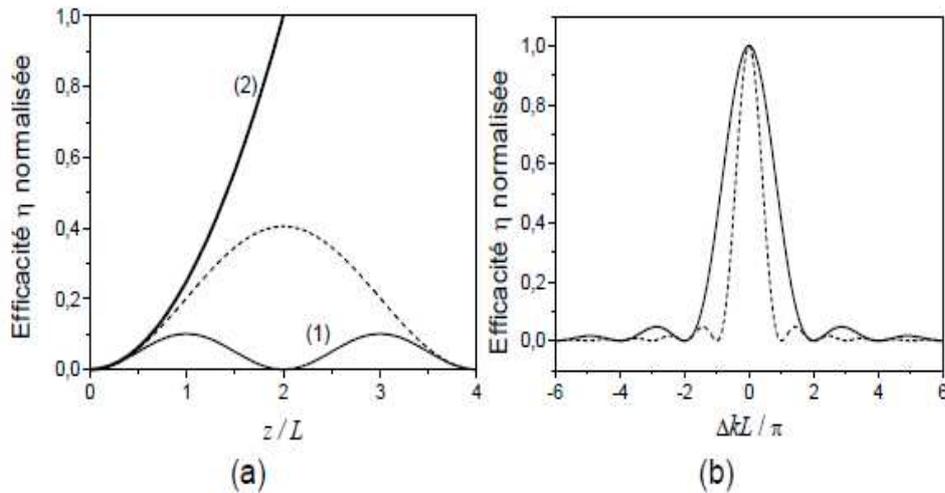


Figure I-10 : a) Evolution de l'efficacité de conversion en fonction de la distance z (normalisée par rapport à L) dans différents cas: courbe (1) $\Delta kL = \pi$, en pointillés pour $2\Delta kL = \pi$ et courbe (2) à l'accord de phase .b) Courbes d'accord de phase (efficacité en fonction du désaccord de phase) pour une longueur d'interaction L (trait continu) et une longueur $2L$ (pointillés) [25, 47]

I.4.1.3 Accord de phase

Comme nous l'avons d'écrit précédemment pour obtenir un taux de conversion optimal [48, 49] il est nécessaire de se placer dans une certaine condition tel que ($\Delta k = 0$) ce qui correspond à la condition dite accord de phase, il existe une méthode couramment employer permettent de réaliser l'accord de phase, cette technique dite accord de phase par biréfringence (puisque la plus part des matériaux quadratique son biréfringents)

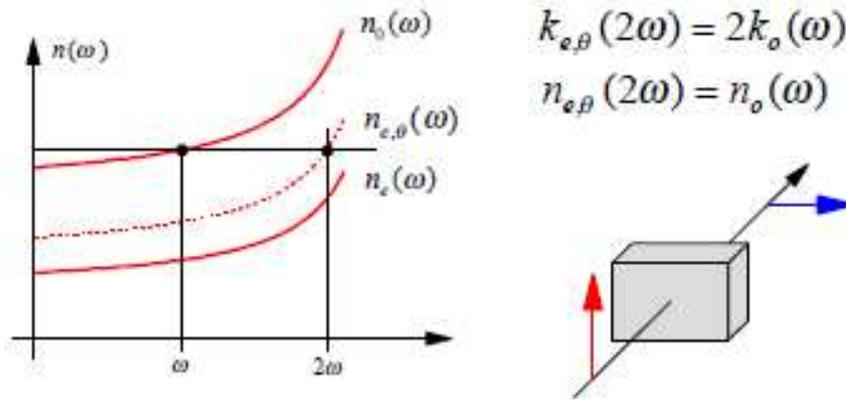
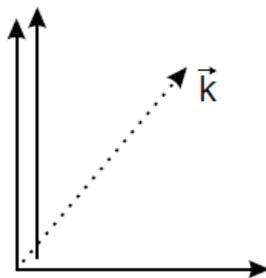


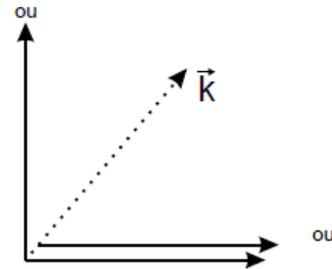
Figure I-11 : accord de phase par biréfringence [14]

On distingue deux manières de réaliser l'accord de phase voir Figure I-12 :

- Accord de phase type (I) : les polarisations à ω_1 et ω_2 sont identiques et perpendiculaire à celle de l'onde à ω_3
- Accord de phase type (II) : les polarisations à ω_3 et ω_1 ou ω_2 sont perpendiculaire à la polarisation de ω_2 ou ω_1



Accord de phase type (I)



Accord de phase type (II)

Figure I-12 : Représentation des directions de polarisation des ondes ω_1 , ω_2 , et ω_3 pour un accord de phase par biréfringence de Type I et de Type II. (\vec{k} Direction de propagation) [50].

I.4.2 Interaction à deux ondes

La polarisation du second ordre est à l'origine des phénomènes d'optique non linéaire quadratique, essentiellement liée au mélange de fréquence.

Dans le cas présent considérons deux faisceaux laser monochromatique de fréquence (ω_1, ω_2) à la place d'un seul faisceau (interaction à une onde vue précédemment), dans ce cas la polarisation prendra la forme suivante :

$$P_i^2 = \epsilon_0 \chi^2 \left[|E_i(\omega_1, t)|^2 + 2E_i(\omega_1, t)E_i(\omega_2, t) + |E_i(\omega_2, t)|^2 \right]$$

Cette expression conduit à quatre processus différent :

- deux termes en $|E_i(\omega_1, t)|^2$ et $|E_i(\omega_2, t)|^2$ représente le redressement optique
- les termes $E_i^2(\omega_{1ou2})\exp(-2i\omega_{1ou2}t) + cc$ expriment la génération du second harmonique

I.4.2.1 Somme et différence de fréquence

La génération somme ou différence de fréquence provient du terme :

$$E_i(\omega_1)E_i(\omega_2)\exp(-i(\omega_1 \pm \omega_2)t) + cc$$

Tous ces processus peuvent s'interpréter quantiquement comme des jeux combinés dans les quels des photons disparaissent et d'autre apparaissent. par exemple dans la génération somme de fréquence, ω_1 et ω_2 disparaissent au profit de ω_3 , ce processus est couramment utiliser avec des lasers pulsé [51] (ns) de type Nd-YAG ou Excimer, pour atteindre et balayer des régions spectrales inaccessibles ,remarquons le facteur 2 entre la génération de fréquence somme et la génération de second harmonique du au fait qu'en SHG (génération de second harmonique) une seul onde source d'amplitude $E(\omega_1)$, intervient alors qu'en SFG (La génération de fréquence somme) deux ondes dont l'amplitude $E(\omega_1)$ et $E(\omega_2)$ sont couplée.

Ce dernier phénomène est représenté dans la figure suivante :

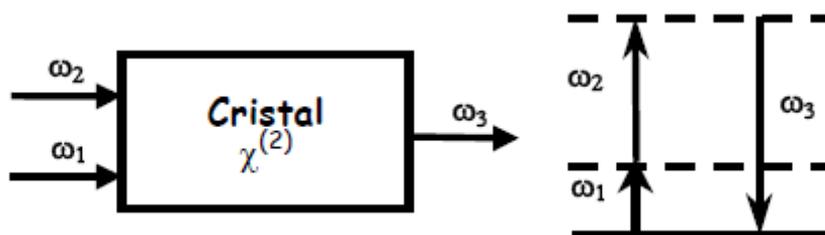


Figure I-13 : Schéma de principe de la somme de fréquence [52]

Pour la génération de différence de fréquence ce processus s'interprète comme la disparition d'un photon à ω_1 et l'apparition de photon à ω_2 et ω_3 : le champ incident basse fréquence à ω_2 donc amplifier. Ce principe set la base de l'amplification optique paramétrique utilisée et des lasers OPO, qui nécessite une cavité résonnante à ω_2 où ω_3 et où le milieu actif ayant une susceptibilité χ^2 est pompé à la pulsation ω_1 .

Ce dernier phénomène est représenté dans la figure suivante :

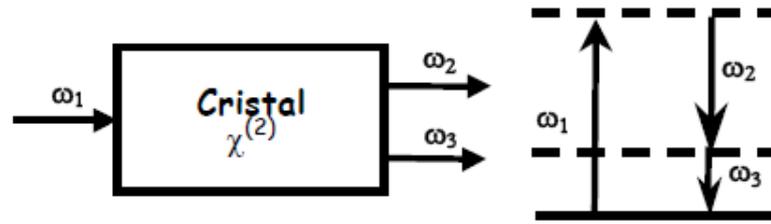


Figure I-14 : Schéma de principe de la différence de fréquence [52]

I.4.2.2 Amplification et oscillation paramétrique

Nous avons déjà parlé des processus de conversion de fréquence qui permettent de générer de la lumière à de nouvelles fréquences à partir d'une source laser. Si le laser est monochromatique et non accordable, la radiation résultant de la SHG est également monochromatique.

Cependant, les oscillateurs paramétriques optiques (OPO) permettent de générer de la lumière cohérente et accordable sur une grande plage de longueurs d'onde. Ces oscillateurs reposent sur le phénomène appelé fluorescence paramétrique. Si on irradie un matériau ayant un χ^2 non nul avec un intense rayon lumineux à ω_3 , le matériau génère spontanément de nouvelles fréquences à ω_1 et à ω_2 avec la relation suivante :

$$\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$$

Avec la condition d'accord de phase:

$$\vec{k}_3 = \vec{k}_1 + \vec{k}_2$$

Il y a plusieurs paires à ω_1 et ω_2 satisfaisant cette condition et par conséquent, on observe un cône de radiation avec des anneaux concentriques de différentes couleurs.

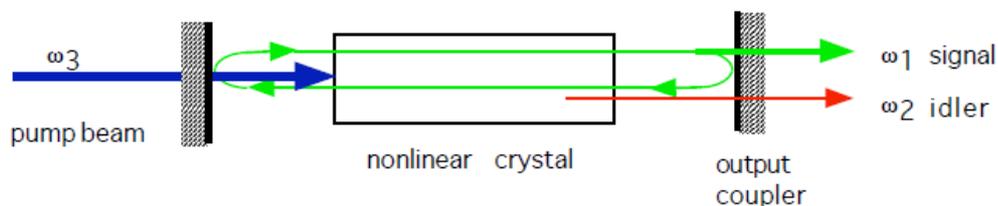


Figure I-15 : représentation schématique d'un OPO [53].

Un OPO consiste en un tel matériau placé dans une cavité optique permettant à la fluorescence paramétrique de retourner vers le matériau pour y être amplifiée (Figure I-15). Si

le gain dépasse les pertes, l'oscillation a lieu. Seules les paires à ω_1 et ω_2 se propageant de façon parfaitement colinéaire avec la cavité sont amplifiées. Si les miroirs ont la même réflectivité à ω_1 et ω_2 , l'oscillateur est doublement résonant. Cet OPO va donc générer de la lumière cohérente à ω_1 et ω_2

Un autre dispositif, basé sur la fluorescence paramétrique, est l'amplificateur paramétrique optique (OPA). Un OPA permet d'amplifier un rayon à ω_1 de faible intensité. Le rayon traverse le matériau non linéaire pendant que celui-ci est pompé par un rayon intense à ω_3 . Contrairement à un amplificateur de lumière traditionnel, l'amplification paramétrique nécessite la coïncidence temporelle des rayons à ω_1 et ω_3 .

I.5 MATERIAUX POUR L'OPTIQUE NON LINEAIRE

Certaines critères de choix d'un matériau pour l'optique non linéaire et incontournable comme l'absence de centre de symétrie dans la structure, la biréfringence ou la transparence dans un large domaine spectral [54, 55], dans notre cas on s'intéresse qu'aux matériaux inorganiques (il existe des matériaux organiques qui sont utilisés dans le domaine de l'optique non linéaire), les principaux matériaux inorganiques pour l'optique non linéaire sont des oxydes comme les niobates tel que : LiNbO_3 , les phosphates KDP (KH_2PO_4), ADP ($\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$), et KTP (KTiOPO_4) ... etc.

Ces matériaux ont des propriétés physiques remarquables ; bonne tenue mécanique, stabilité chimique, thermique ... etc.

Le tableau suivant regroupe les propriétés physiques de ces matériaux :

Matériaux	Coefficient d_{ij} [pm/V]	Domaine de transparence [nm]	Seuil de dommage [GW/cm ²]
KTP	$d_{11} = 1,4$ $d_{24} = 2,65$ $d_{33} = 10,7$	350-4500	0,16 (1064nm-12ns)
LiNbO₃	$d_{15} = 4,5$ $d_{22} = 2,8$	400-500	0,1 (1064nm-12ns)
BBo	$d_{11} = 1,7$	190-3000	10 (1064 nm)

Tableau 3 : Propriétés optiques de quelques matériaux pour ONL [27, 56]

CHAPITRE II :
PROCEDE DE
SIMULATION

II.1 INTRODUCTION

Nombres de problématiques industrielles exigent des techniques de simulation innovantes. Depuis les années 70, la simulation numérique est un des moteurs de l'innovation scientifique et industrielle. Une meilleure appréhension des phénomènes physiques et leur prise en compte en amont du processus de définition des produits ont abouti à l'amélioration des performances, de la durée de vie et des coûts de possession.

Depuis 1998, COMSOL répond à ces attentes en apportant une solution innovante et pluridisciplinaire. Elle combine puissance et souplesse pour simuler des applications impliquant une ou plusieurs phénomènes physiques. Avec des possibilités de couplage illimitées dans l'optique d'aider les organismes industriels et de recherche innovants.

II.2 DESCRIPTION

COMSOL Multi Physique (ex : FEMLAB) est un logiciel d'analyse et solveur par éléments finis, qui a diverses applications en physique et en génie, en particulier les phénomènes couplés, ou multiphasiques. COMSOL Multi Physique offre aussi une vaste et bonne gérance d'interface MATLAB et ses boîtes à outils pour une grande variété de programmation et de post procédures possible. Une interface similaire est offerte par COMSOL Script.

Les paquets sont multi plate formes (Windows, Mac, Linux, Unix.) En plus de la physique classique à base d'interfaces utilisateur, COMSOL Multi Physique permet également d'entrer dans des systèmes couplés d'équations aux dérivées partielles (EDP) ; elles peuvent être saisies directement ou en utilisant la soi-disant forme faible.

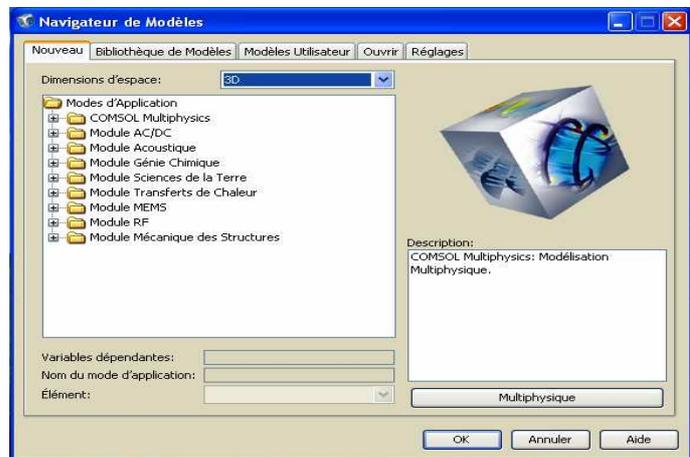
COMSOL a été lancé par les étudiants diplômés à Germund Dahlquist reposant sur des codes mis au point pour un cours universitaire à l'Institut royal de technologie (KTH), à Stockholm, en suède

II.3 MODULES

Plusieurs modules spécifiques à l'application sont disponibles pour COMSOL Multi Physique:

- AC/DC Module
- Acoustiques Module

- CAD Import Module
- Chemical Engineering Module
- Structural Mechanics Module
- Earth Science Module
- Heat Transfer Module
- Material Librai
- MEMSModule
- RF Module



II.3.1 AC/DC Module

Simule les composants électriques et les dispositifs qui dépendent de l'électrostatique, magnétostatique et électromagnétique quasi-statique applications, en particulier associée à d'autres physiques. Se composent d'interfaces est spécifiques pour les applications de machines tournantes et circuits SPICE listes importation.

II.3.2 Acoustique Module

Contient l'application des modes et limites des paramètres pour la modélisation de la propagation acoustique dans les solides et les liquides stationnaires. Aussi les modèles d'applications en aérodynamique des fluides.

II.3.3 CAD import Module

Facilite la lecture de la plupart des standards de l'industrie CAD formats. Y compris dans les forfaits ajoutés à l'appui des formats de fichiers pour certains programmes de CAO géométrie noyaux.

II.3.4 Module de génie chimique

Analyse CFD et masse et bilans d'énergie couplée à la cinétique des réactions chimiques. Intègre une multitude de modèles d'application pour le domaine des transports, y compris les phénomènes de transport ionique et la diffusion multi composant.

II.3.5 Module des sciences de la Terre

Modèles simples et processus couplés à des phénomènes géologiques et environnementaux en particulier autour de la sous la surface de flux. Idéal pour les milieux poreux couplés à d'autres flux tels que la physique Poroelasticity applications.

II.3.6 Module transfert de chaleur

Compose d'application avancée de l'analyse des modes de transfert de chaleur par conduction, convection et rayonnement. Spécifiques pour applications industrielles comme l'électronique de refroidissement et l'ingénierie de processus.

II.3.7 Matériel Bibliothèque

Base de données interne, plus de 2500 matériaux et 20000 propriétés. La base des données contient la température dépendance de l'électriques, thermiques, et les propriétés des matériaux solides données Mat Web. Il s'agit d'une base de données consultable de plus de 59.000 fiches de données de matériaux, y des informations sur les polymères thermoplastiques et les thermodurcissables La matérielle bibliothèque peut également accepter les fichiers générés par la base de, les métaux et autres matériaux d'ingénierie. Mat Web est une division de l'automatisation Créations.

II.3.8 Module MEMS

Représente les processus couplés en micro électromécaniques et dispositifs micro fluidiques. Multi-physiques Incorpore des spécifiques Couplages pour des applications telles que électromotrice débit, film d'amortissement, piézo-électricité et fluide-structure interaction.

II.3.9 Module RF

Caractérise les champs électromagnétiques, les courants et les vagues pour les RF, micro-ondes, optiques et autres dispositifs à haute fréquence. Permet de vastes post-traitements tels que les analyses en champ lointain.

II.3.10 Module Mécanique des structures

Effectue les analyses classiques des déformations avec Multi Physiques capacités. Comprend matériau des modèles non linéaire, grandes déformations et des capacités de contact.

II.4 PROCEDURE DE SIMULATION

Les étapes essentielles de conception d'un modèle en utilisant COMSOL Multi Physiques sont :

- Utilisation d'une physique prédéfinie
- Implémentation et résolution d'un modèle Multi Physiques
- Définition de propriétés physiques dépendant de la solution recherchée
- Analyse temporelle

Les étapes de construction d'un modèle comprennent notamment :

- Définition de la géométrie
- Définition de la physique et des conditions aux limites
- Maillage
- Résolution
- Post-traitement et analyse des résultats

Sauf dans quelques cas spécifiques, il est particulièrement difficile de mettre en oeuvre des modélisations analytiques lorsque des phénomènes d'interaction doivent être pris en compte, tels que les interactions entre un faisceau laser et un cristal qui présente des propriétés optiques non linéaires. Il faut alors avoir recours à des modélisations numériques.

Par la suite nous présentons l'utilisation du logiciel COMSOL Multi Physique TM (version 3.3 a) pour la modélisation par éléments finis [61, 62] du comportement d'une onde électromagnétique (laser) avec un milieu dite non linéaire. La formulation de la propagation de cette onde sur laquelle repose la modélisation sous COMSOL, est tout d'abord exposée, puis les différentes étapes de construction du modèle sont détaillées.

II.4.1 Model mathématique

Dans ce paragraphe nous aurons d'abord à présenter les équations de l'électromagnétisme sous leur forme la plus générale. L'état électromagnétique de l'espace est représenté dans la matière par quatre vecteurs $\vec{E}, \vec{D}, \vec{H}, \vec{B}$.

Où \vec{E} représente le champ électrique,
 \vec{D} Le déplacement électrique,
 \vec{H} Le champ Magnétique
 \vec{B} L'induction magnétique.

Ces champs sont reliés entre eux par les quatre équations de Maxwell Pour un diélectrique quelconque, ces équations sont les suivantes [63, 64] :

- L'induction magnétique \vec{B} est solénoïdale (conservation du flux ou encore, insécabilité des pôles magnétiques Nord et Sud), c'est-à-dire qu'il obéit à la relation :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (\text{II-1})$$

- La loi de Lenz (ou de Faraday) d'induction électromagnétique, qui corréle la génération du champ électrique \vec{E} (ou de la force électromotrice) à la variation de l'induction magnétique \vec{B} , s'écrit :

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{II-2})$$

- La loi de Gauss, exprimant la conservation du flux du champ déplacement électrique \vec{D} à travers une surface fermée dû aux charges électriques libres que cette surface renferme, s'écrit sous forme locale :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho \quad (\text{II-3})$$

ρ : Densité volumique de charge.

- Le théorème d'Ampère, reliant le champ magnétique au courant électrique qui l'engendre, s'exprime sous la forme différentielle suivante :

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (\text{II-4})$$

\vec{J} : est le vecteur densité de courant.

Deux relations constitutives sont ajoutées aux équations de Maxwell, à savoir :

- La proportionnalité entre champ vecteur déplacement \vec{D} et champ électrique \vec{E} (linéarité du milieu diélectrique) :

$$\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon_r \vec{E} + \vec{D}_r \quad (\text{II-5})$$

$$\vec{B} = \mu_0 \mu_r \vec{H}$$

Où \vec{D}_r est le déplacement rémanent,

σ la conductivité électrique.

$\epsilon_0 = 1/\mu_0 c^2 = 8.85 * 10^{-12} [F/m]$ la permittivité du vide,

μ_0 La perméabilité magnétique du vide.

ϵ_r La permittivité relative

μ_r La perméabilité magnétique relative.

- La proportionnalité entre densité de courant électrique j et champ électrique E (appelé régime ohmique) :

$$J = \sigma E \quad (\text{II-6})$$

Dans ce cas les relations (II-2) et (II-4) redeviennent :

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial(\mu_r \vec{H})}{\partial t} \quad (\text{II-7})$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \sigma \vec{E} + \frac{\partial(\epsilon_r \epsilon_0 \vec{E} + \vec{D}_r)}{\partial t} \quad (\text{II-8})$$

Par le couplage des relations (II-7) et (II-8) et en utilisant les relations $E = -\frac{\partial A}{\partial t}$ et $\mu H = \nabla A$ cela rend possible l'écriture de l'équation de propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu qui se trouve dans le COMSOL Multi Physique :

$$\mu_0 \sigma \frac{\partial A}{\partial t} + \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \left(\epsilon_0 \epsilon_r \frac{\partial A}{\partial t} - D_r \right) + \nabla \times (\mu_r^{-1} (\nabla \times A)) = 0 \quad (\text{II-9})$$

Cette formulation du problème nous a servi comme point de départ pour l'élaboration de notre modèle avec COMSOL Multi Physique.

II.4.2 Chargement du logiciel

Double-cliquer sur l'icône de COMSOL Multi Physiques pour lancer le logiciel. La fenêtre du model Navigateur s'ouvre :

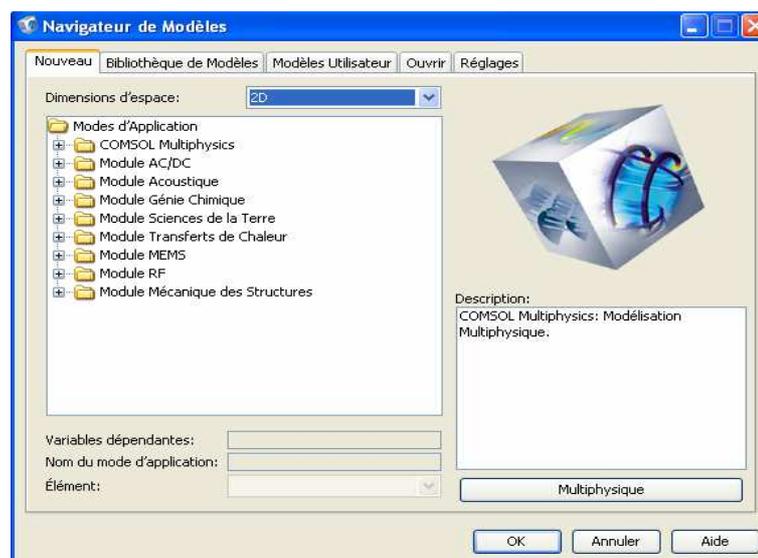


Figure II-1 : La fenêtre du Model Navigateur Structure (2D)

Comme on s'intéresse à l'application du laser dans le domaine de l'optique non linéaire, alors dans ce modèle on se concentre sur la simulation de la propagation d'une onde transitoire dans un matériau non linéaire. Un faisceau de Laser YAG ($\lambda=1.06 \mu\text{m}$) est focalisé entièrement sur un cristal non linéaire. Le faisceau se propage comme un paquet d'onde au travers du cristal. Le résultat est exporté avec COMSOL Script et analysé par FFT. On en déduit l'amplitude de la seconde harmonique. Dans ce cas notre travail au départ consiste à ajouter une nouvelle géométrie est cela comme suivant :

II.4.2.1 Choix du mode d'application

Ce modèle commence par le choix de la dimension géométrique et d'un (ou plusieurs) mode d'application dans la fenêtre Model Navigateur qui s'ouvre lorsqu'on lance le logiciel COMSOL Multi Physique. Pour traiter le problème de la propagation d'un faisceau laser incident sur un cristal, nous avons choisi de travailler en deux dimensions (presque les mêmes résultats obtenus dans le cas de trois dimensions), et d'utiliser le mode d'application prédéfini RF Module >>> onde dans le plan >> onde TE > propagation transitoire.

II.4.2.2 Définition de la géométrie

Une fois le mode choisi, l'interface graphique s'ouvre. On doit d'abord commencer par déterminer la géométrie du problème qui définit concrètement l'espace où sont résolues les équations. Pour l'exemple traité, on a pris une géométrie rectangulaire dont la largeur est de ($20 \mu\text{m}$) et la hauteur est de ($6 \mu\text{m}$) en deux dimensions.

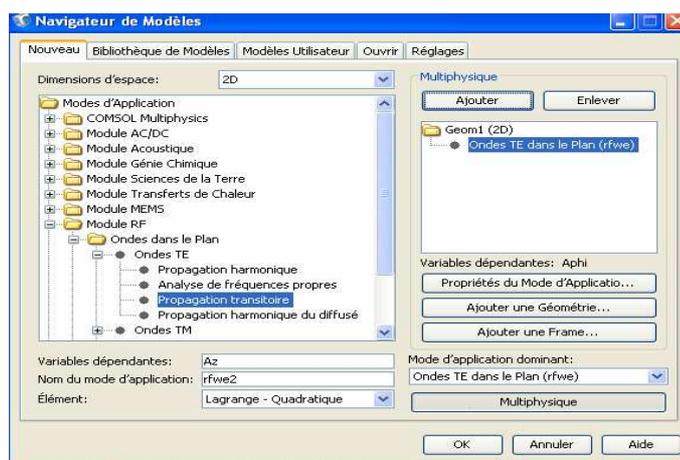


Figure II-2 : Définition de la géométrie

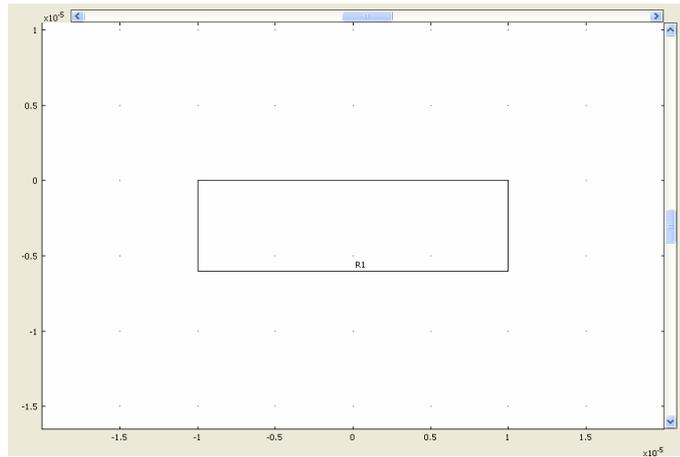


Figure II-3 : Géométrie : coupe dans le plan (xy)

Une fois la géométrie créée, il existe pour le logiciel des sous domaines qui correspondent à des portions de l'espace initial. Dans l'exemple traité, l'espace initial est de dimension deux et les sous domaines définis par la géométrie sont l'espace compris à l'intérieur du milieu. Les équations et les conditions initiales sont définies sur les sous domaines de la géométrie, de même pour les conditions aux limites.

II.4.2.3 Définition de la physique du problème

II.4.2.3.1 Dans les sous domaines

Il faut maintenant indiquer les propriétés physiques du milieu dans lesquels on souhaite résoudre l'équation de propagation (II-9) sélectionnée lorsque l'on a choisi le mode d'application dans la fenêtre Model Navigateur. On utilise pour cela la fenêtre sous domaines du menu Physique dans laquelle on peut préciser les valeurs de $\epsilon_r, \mu_r, \sigma, D_r$.

Avec : $\sigma = 1E - 12$ (S/m). $\mu_0 = 4\pi E - 7$ (H/m). $\epsilon_0 = 8.85E - 12$ (F/m)

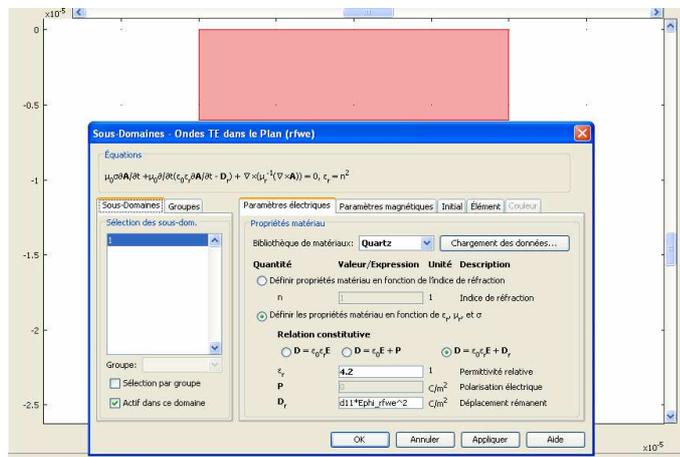


Figure II-4 : Définition des sous domaine

Afin de faciliter d'éventuelles modifications du modèle existant, il est préférable de regrouper tous les paramètres constants dans le tableau Constants accessible à partir du menu Options. Lorsque l'on remplit les différents champs (par exemple dans sous domaines), on utilise alors les noms des paramètres au lieu de leurs valeurs. Cela permet, lorsque l'on souhaite changer la valeur d'un paramètre, de faire une seule fois la modification dans le tableau Constants au lieu de modifier la valeur dans chaque fenêtre où le paramètre apparaît, au risque d'en oublier.

II.4.2.3.2 Conditions aux limites

Il reste à préciser les conditions aux limites à l'aide de la fenêtre limites du menu Physique. Dans le menu déroulant situé sur la partie gauche de cette fenêtre, on sélectionne les frontières auxquelles on souhaite appliquer la condition choisie dans la partie droite de la fenêtre.

On souhaite dans cet exemple simuler la propagation d'un faisceau laser dans un matériau non linéaire. On utilise pour cela des conditions appelées condition aux limites de diffusion dans les frontières (1 et 4), tend dit qu'au frontière (2 et 3) on choisie les conditions conducteur électrique et magnétique parfait, qui permet à une onde électromagnétique de "sortir" du sous domaine choisie, L'expression de l'onde incidente doit être précisée dans le champ du tableau des variables scalaires du menu Physique. Dans l'exemple présenté ici, il s'agit d'une onde plane (valeur donnée dans le tableau Constants).

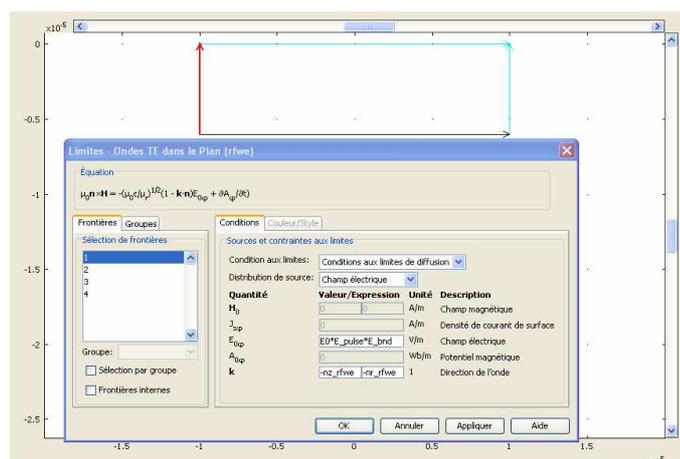


Figure II-5 : Définition des conditions aux limites

II.4.2.3.3 Maillage

Le maillage correspond à la discrétisation spatiale de la géométrie en volumes élémentaires (appelés mailles) définis par des points (appelés noeuds). Ces noeuds constituent les connexions entre les mailles.

Le maillage est réalisé automatiquement par le logiciel. L'algorithme prend pour point de départ les éléments de la géométrie et crée des noeuds supplémentaires jusqu'à satisfaire des critères prédéfinis comme le nombre de mailles ou la taille maximale des mailles. On peut utiliser les tailles prédéfinies (extra grossier, grossier, normal, fine, extra fine...) par le logiciel ou agir sur les paramètres de génération du maillage, soit au niveau global, soit sur chaque élément de la géométrie, dans la fenêtre paramètre de maillage quadratique du menu maillage.

Dans notre cas on a choisi le maillage quadratique (extrêmement fin) sur tout le domaine a fin d'obtenir des amplitude considérablement élevé.

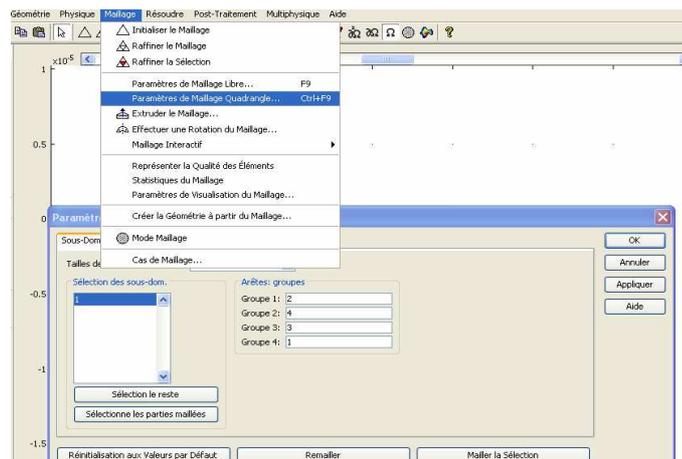


Figure II-6 : Procède de maillage

Dans la méthode des éléments finis, le calcul de la solution intervient sur les noeuds du maillage et les noeuds supplémentaires, liés à l'ordre des fonctions d'interpolation. En 1D par exemple, une fonction d'interpolation quadratique nécessite d'ajouter un noeud supplémentaire entre les deux noeuds limitant une maille. Le nombre de noeuds que comporte le maillage, ajouté au nombre d'inconnues et à l'ordre des fonctions d'interpolations, détermine le nombre de degrés de liberté (DDL ou DOF en anglais pour degrés liberté) du problème à résoudre. Plus le nombre de noeuds est important, plus la taille du problème augmente ainsi que la mémoire vive nécessaire à la résolution du problème.

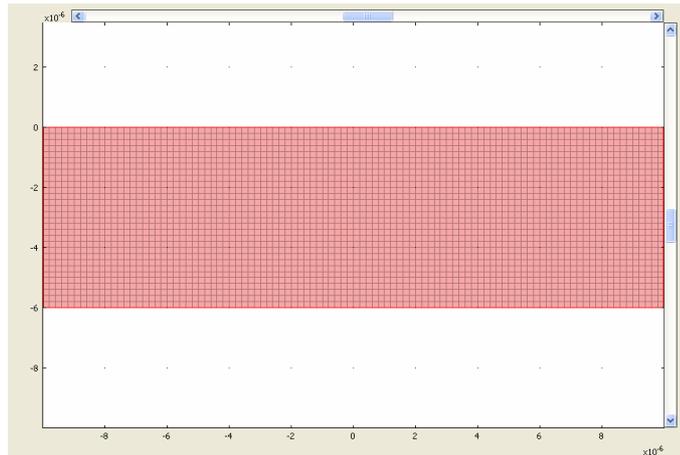


Figure II-7 : Maillage Cristal de 20 μm de largeur, 3000 éléments

II.4.2.4 Résolution et post-traitement

La fenêtre paramètre des solveurs permet de préciser le type d'analyse (temporelle, stationnaire, paramétrée...) et l'algorithme de résolution (appelé solveur). Nous avons choisi de faire une résolution temporelle, le temps de simulation varie entre (0 et $1.9 E - 13$) et par pas de ($1 E - 16$). L'évolution du calcul peut être suivie grâce à la fenêtre Progress Solve Problème qui s'affiche automatiquement quand la résolution commence.

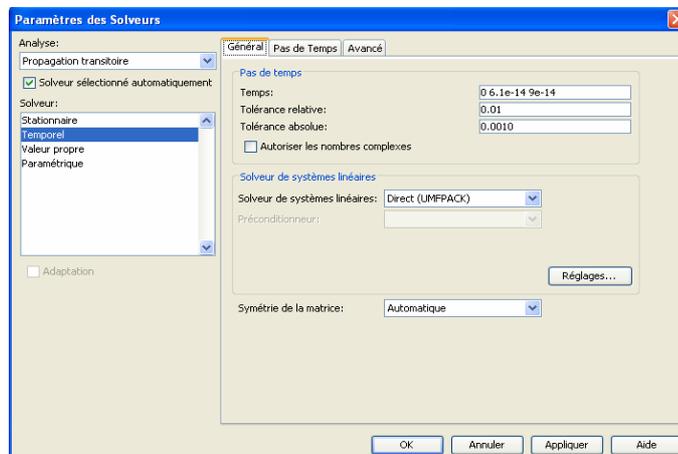


Figure II-8 : Post de traitement

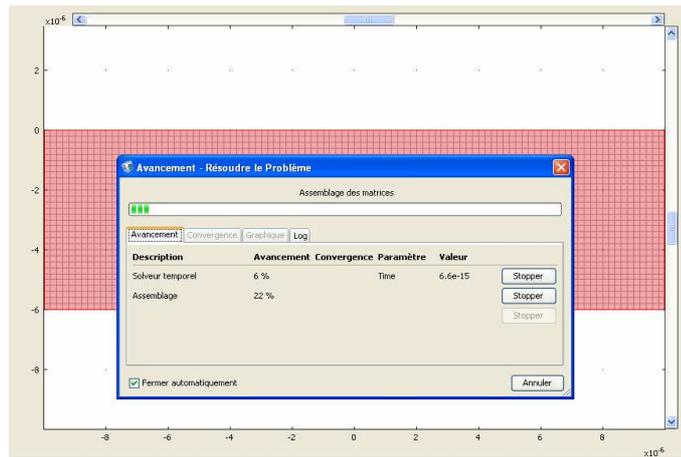


Figure II-9 : Simulation en cour

Le traitement et l'affichage des résultats s'effectuent à l'aide du menu Post processing. Il y a beaucoup de possibilités, tant au niveau du type de représentation des résultats que des grandeurs prédéfinies accessibles après résolution .pour obtenir le spectre qui représente la variation de l'amplitude de la génération du second harmonique ainsi que l'onde incidente. Nous faisons entrer la commande suivante dans le COMSOL. On appuyons sur Ctrl+F, le script COMSOL s'ouvre automatiquement, dans ce cas on fait entrer la commande suivant est cela va nous donner le spectre voulu.

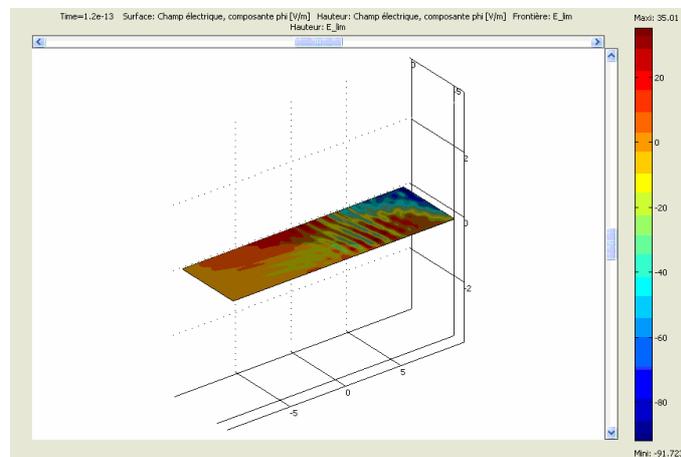


Figure II-10 : Résultat de simulation

CHAPITRE III :
RESULTATS
ET
DISCUSSIONS

III.1 INTRODUCTION

Dans le but de mieux appréhender les phénomènes liés à la propagation des ondes électromagnétiques, nous avons utilisé un logiciel de simulation (COMSOL Multi Physique) permettant de modéliser la propagation non linéaire d'une impulsion laser à l'intérieur d'un cristal doubleur. Ce modèle numérique est basé sur la résolution de l'équation de propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu anisotrope (II-9).

Dans ce chapitre, nous allons présenter les résultats de simulation obtenue par le logiciel COMSOL Multi Physique. Dans un premier temps, nous nous sommes intéressés à générer la fréquence double d'un faisceau laser de type (Nd-YAG) d'une longueur d'onde ($\lambda = 1.064 \mu\text{m}$) qui se focalise sur un cristal non linéaire (quartz).

Dans un second temps on se consacre à étudier l'influence des paramètres du laser sur l'amplitude d'émission de la seconde harmonique.

- Influence de la variation de l'amplitude du faisceau laser E_0
- Influence de la variation de la taille minimale du faisceau laser w_0
- Influence de la variation du temps caractéristique d'une impulsion fondamentale

III.2 GENERATION DE LA SECONDE HARMONIQUE

Le processus de génération de seconde harmonique est lié à l'apparition d'un terme en 2ω dans la décomposition de Fourier de la polarisation non linéaire $P^{2\omega}$. L'utilisation la plus courante du phénomène est la conversion d'une fréquence laser infrarouge ou visible en fréquences visibles ou ultraviolettes.

Une impulsion lumineuse intense de profil temporel gaussien module sa phase de sorte que des nouvelles fréquences sont créées au cours de sa propagation [65, 66],

La figure III-1 représente la forme du signal à l'intérieur d'un cristal doubleur, nous remarquons que le signal est modulé [67] afin d'obtenir des nouvelles fréquences, Nous pouvons par transformée de Fourier en déduire tout le spectre entre 0 et e^{16} (HZ) [68], donc en particulier les amplitudes aux fréquences fondamentale et seconde harmonique.

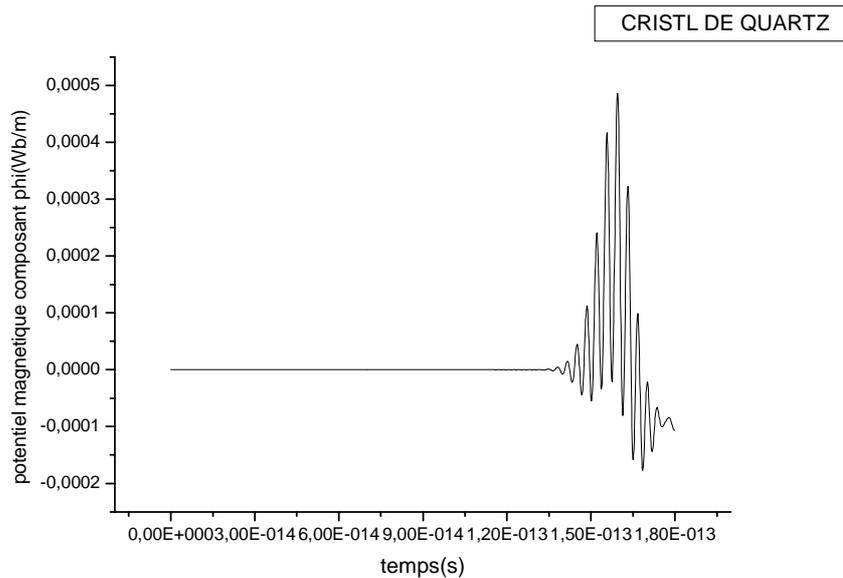


Figure III-1 : Schéma de la modulation du signal laser à l'intérieur du cristal

La figure III-2 illustre les formes spectrales des deux ondes, deux pics sont obtenus par le logiciel COMSOL Multi Physique, l'un des deux est celui de la seconde harmonique centrée autour de $\lambda_{SG} = 532$ nm est présentée par le pic moins intense, et l'autre de l'onde fondamentale centrée autour de $\lambda_F = 1064$ nm présentée par le pic le plus intense.

En générale, nous pouvons dire que les phénomènes non linéaires sont toujours moins intenses que l'excitation qui les génère [69]. Sur la figure III-2 qui représente la variation de l'amplitude de faisceau fondamental et de seconde harmonique à la sortie de cristal en fonction de la fréquence, l'amplitude de génération de seconde harmonique noté (GSH) est inférieure à celle de faisceau fondamental, cela est due à l'absorption du rayonnement par le milieu à ω_1 et ω_2 [70], qui limite l'efficacité de l'émission harmonique, Ce terme d'absorption se révèle crucial pour optimiser le processus de la génération de seconde harmonique [71, 72], d'autre part le transfert d'énergie de $\omega \rightarrow 2\omega$ sera optimal lorsque les deux faisceaux fondamental et seconde harmonique oscillent en phase, on appelle cette condition l'accord de phase (les deux ondes fondamental et second harmonique doivent se propager à la même vitesse).

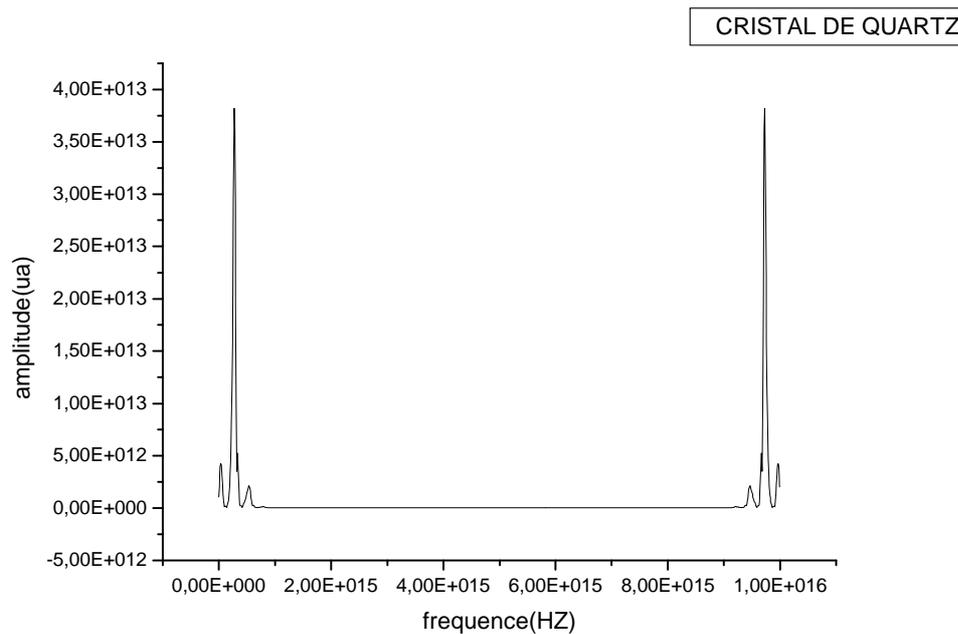


Figure III-2 : Spectre de signal laser a la sortie du cristal doubleur

III.3 LES PARAMETRES DE L'EMISSION HARMONIQUE

Les paramètres impliqués dans le processus d'émission harmonique peuvent être regroupés en trois ensembles : le laser générateur, le milieu atomique et la géométrie de l'interaction non linéaire entre le laser et le milieu atomique.

Les différentes caractéristiques du laser utilisé pour la génération de seconde harmonique sont très importantes. Ce processus non linéaire est en effet « piloté » par le champ fondamental d'excitation, c'est-à-dire que ses principales propriétés sont transposées aux champs harmoniques émis. Ainsi une bonne qualité de faisceau laser est nécessaire. De plus afin d'obtenir les éclaircissements nécessaires à la génération de seconde harmoniques, il faut produire des impulsions courtes et énergétiques.

L'influence des caractéristiques du laser sur la génération de seconde harmonique sera illustrée dans les sections III.3.1, III.3.2 et III.3.3 à partir des spectres obtenus par simulation.

III.3.1 Influence de la variation de l'amplitude du faisceau laser E_0

Une des caractéristiques importantes de la génération d'harmonique est la forte dépendance avec l'éclairement laser [73]. La figure III-3 représente la variation de l'amplitude de la génération de seconde harmonique pour différentes valeurs de E_0 on garde dans ce cas la taille minimale et le temps qui caractérise l'impulsion laser constant. Nous observons que l'amplitude de la génération de seconde harmonique varie quasi linéairement avec l'éclairement laser, à faible éclairement laser au-dessous de la valeur ($2E_{11}$ (v/m)) la seconde harmonique n'est pas générée efficacement cela veut dire que le transfert d'énergie entre les deux faisceaux faisceau fondamental et seconde harmonique est important, à un éclairement encore plus élevé.

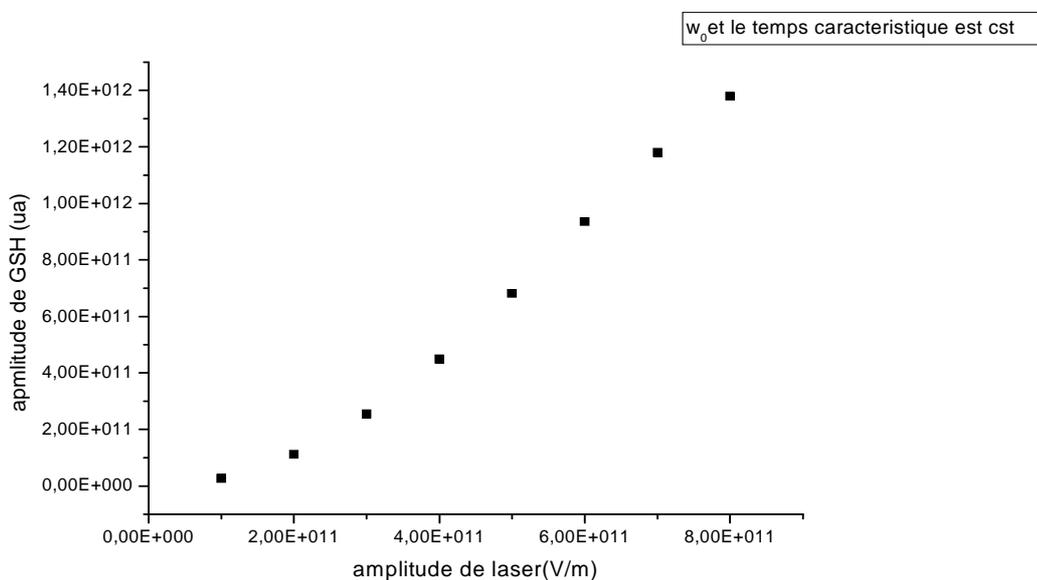


Figure III-3 : Amplitude de SHG en fonction de l'éclairement laser

La dépendance avec l'éclairement laser a pour conséquence d'augmenter l'amplitude de faisceau fondamental à la sortie du cristal [74]. La figure III-4 illustre cette évolution de l'amplitude de faisceau fondamental à la sortie du cristal en fonction d'une variation de l'éclairement laser. Nous remarquons qu'au faible éclairement laser on aura des amplitudes à la sortie du cristal moins intenses, alors qu'au-delà de la valeur ($2E_{11}$ (v/m)) l'amplitude du faisceau fondamental devient nettement plus importante.

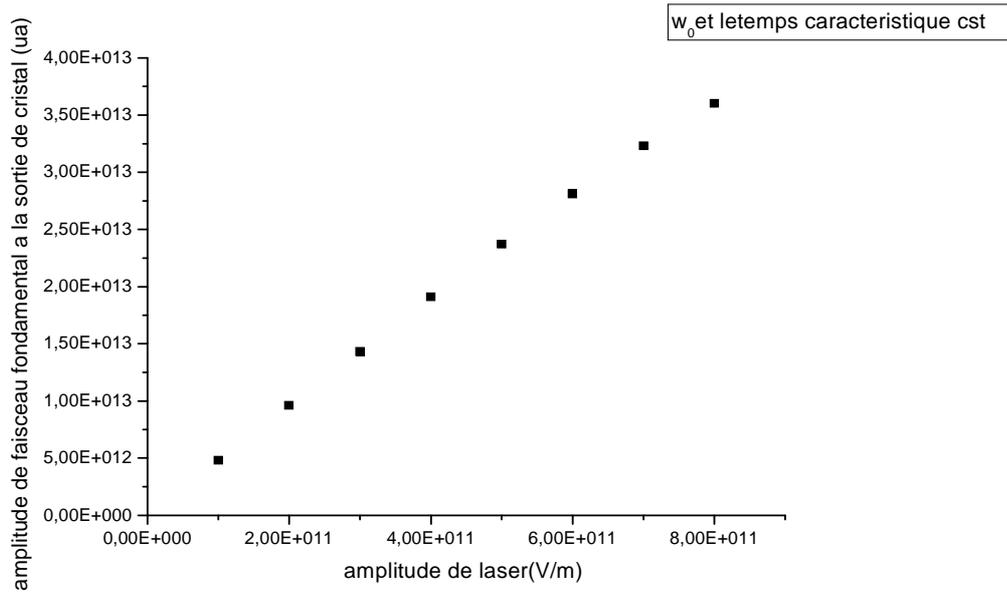


Figure III-4 : Amplitude de faisceau fondamentale en fonction de l'éclairement laser

La variation de l'amplitude de la génération de seconde harmonique en fonction de l'amplitude de faisceau fondamental a la sortie du cristal est illustre sur la figure III-5, notons que dans cette figure l'amplitude de la génération de seconde harmonique crois quasi linéairement avec l'augmentation de l'amplitude du faisceau fondamental [75, 76] cela est due au transfert d'énergie entre le faisceau fondamental et la génération de seconde harmonique, plus l'amplitude de faisceau fondamental est considerable plus le transfère d'énergie croie, et plus l'amplitude de la génération de seconde harmonique augmente aussi.

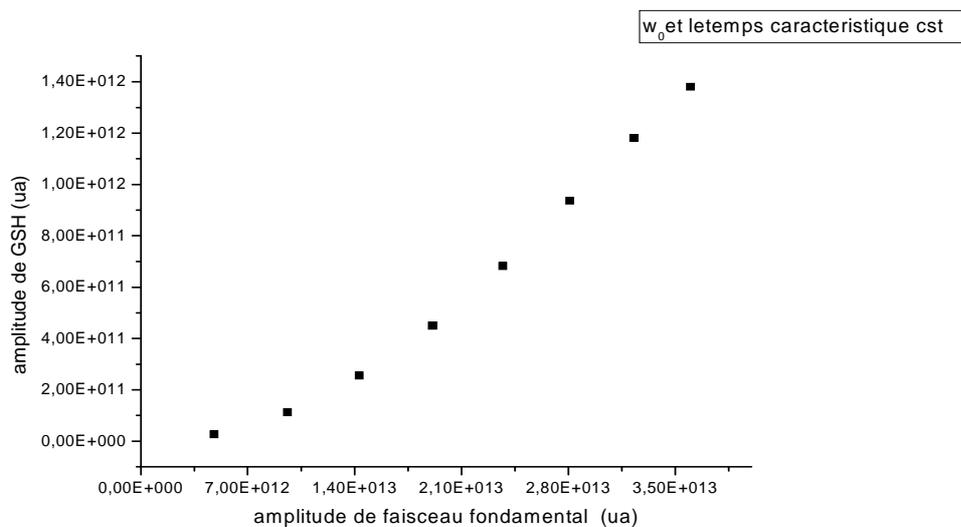


Figure III-5 : Amplitude de SHG en fonction de amplitude du fondamental

Nous représentons sur la figure III-6 la variation de flux de puissance en fonction de l'éclairement laser, d'après cette figure nous constatons que le flux de puissance varie exponentiellement avec la variation de l'éclairement laser, cela est due à l'augmentation de l'amplitude du faisceau laser qui va causer une augmentation de flux de puissance.

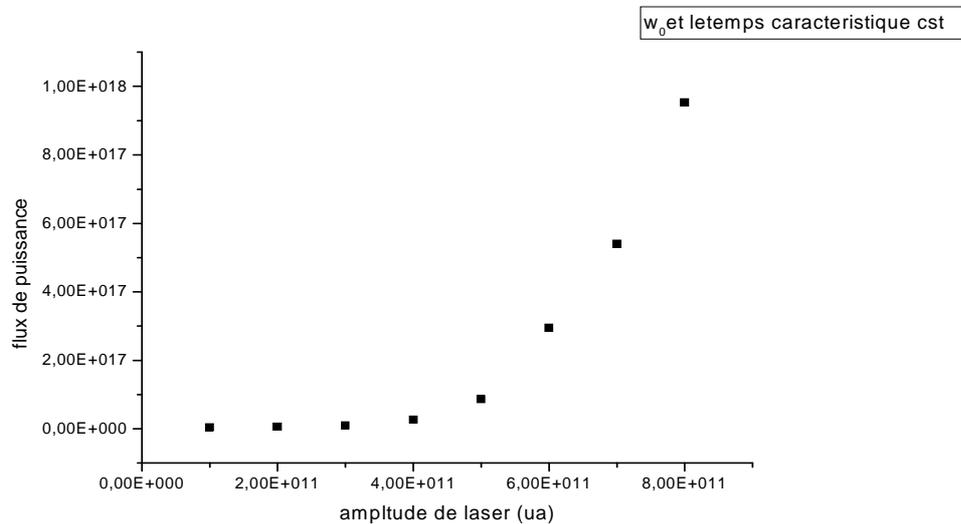


Figure III-6 : Flux de puissance en fonction l'éclairement laser

III.3.2 Influence de la variation de la taille minimale de laser W_0

La figure III-7 représente la variation de l'amplitude du faisceau fondamental à la sortie du cristal en fonction de la taille minimal du faisceau laser. On fixe les valeurs de l'amplitude laser à $(8e^{11} \text{ (v/m)})$ et le temps caractéristique de l'impulsion laser à $(e^{-14} \text{ s})$. La courbe s'apparente à une droite, remarquons que plus la taille minimale du faisceau laser augmente plus son amplitude augmente aussi, sachant que la taille du faisceau est inversement proportionnelle à sa taille minimal, alors lorsqu'on travaille avec des faisceaux de petites dimensions ou des faisceaux focalisées cela va introduire une amélioration sur les caractéristiques du faisceau fondamental surtout au niveau d'intensité (amplitude), au delà de $(2 \mu\text{m})$ l'amplitude du faisceau fondamental commence à saturer. Cette saturation est due au faite que une forte augmentation de la taille va introduire une rapide divergence du faisceau laser qui fait diminuer son amplitude.

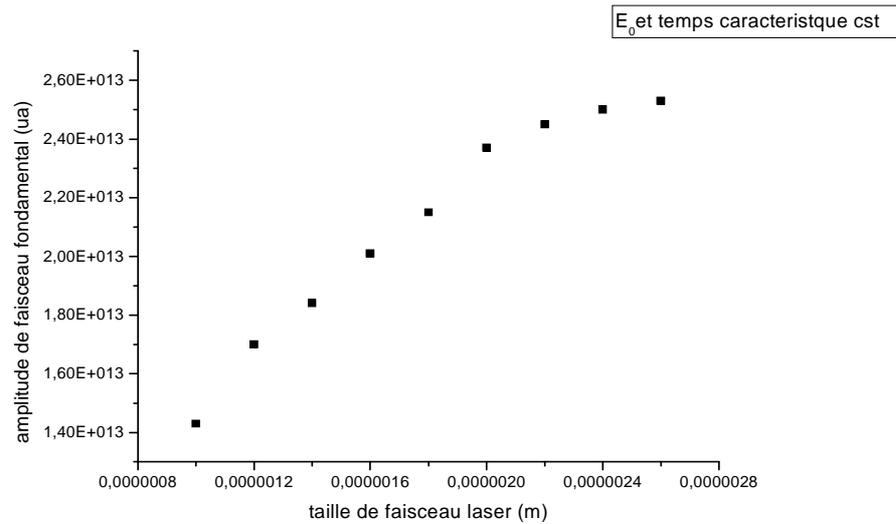


Figure III-7 : Amplitude de faisceau fondamentale en fonction de la taille minimale du faisceau laser

D'après la figure III-8, nous remarquons que l'amplitude de la génération de seconde harmonique croît avec la taille minimale du faisceau laser, en effet l'augmentation de la taille minimale induit une focalisation du faisceau laser qui se traduit par une croissance de l'amplitude de second harmonique.

Pour optimiser le rendement de conversion, il est souvent souhaitable de travailler avec de petits faisceaux mais aussi de maintenir cette surface aussi petite que possible le plus loin possible. Cependant, ces deux contraintes sont contradictoires. Dans notre cas pour un faisceau gaussien, la distance sur laquelle le faisceau reste collimaté est de l'ordre de grandeur de la zone de Rayleigh $z_R = \pi\omega_0^2/\lambda$. Le faisceau diverge donc d'autant plus vite que le col du faisceau est petit, d'autre part, si la divergence des faisceaux est trop importante [77, 78], une partie de l'énergie des faisceaux n'interagit tout simplement pas, ce qui limite une nouvelle fois la conversion non linéaire.

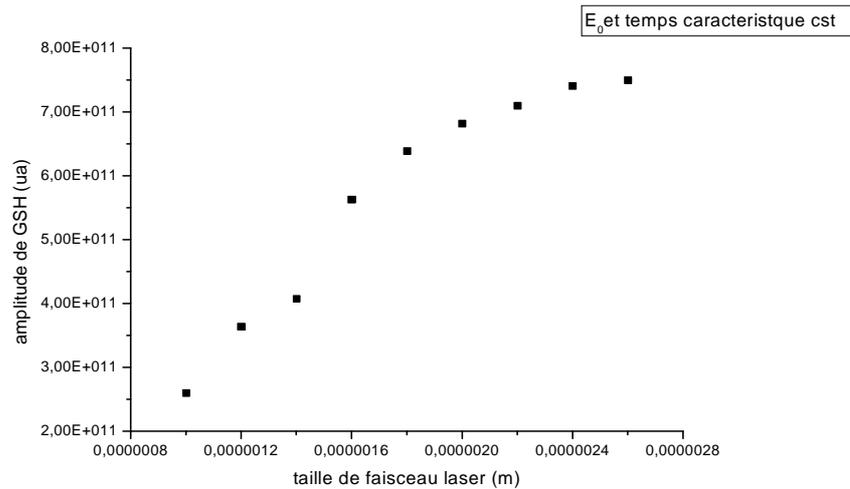


Figure III-8 : Amplitude de faisceau de SHG en fonction de la taille minimal du faisceau laser

La variation de l'amplitude de la génération de seconde harmonique en fonction de l'amplitude du faisceau fondamental est illustre sur la figure III-9, dans cette figure l'amplitude de la génération de seconde harmonique crois linéairement avec l'augmentation de l'amplitude du faisceau fondamental cela est due au transfert d'énergie entre les deux faisceaux, puisque l'augmentation de la taille minimale va causer une augmentation d'amplitude de faisceau fondamental comme cela est mentionner dans le paragraphe précédente est par conséquence de cela une augmentation de l'amplitude de la second harmonique.

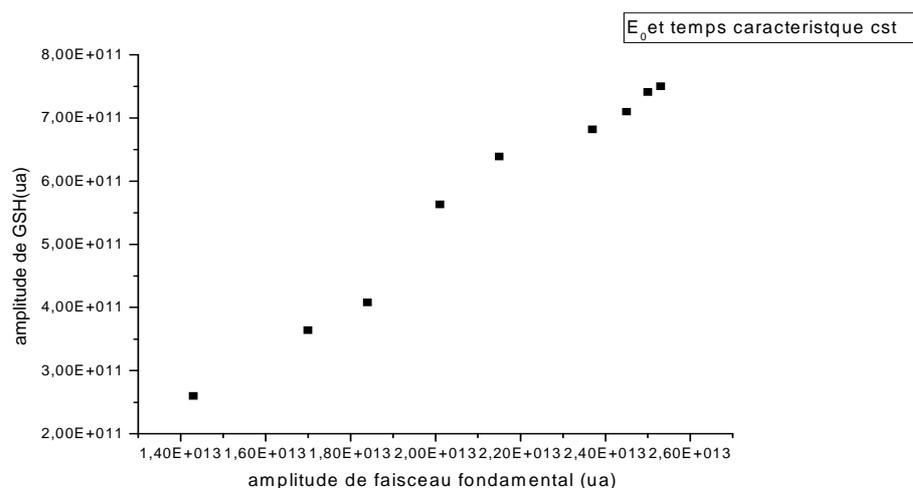


Figure III-9 : Amplitude de faisceau de SHG en fonction d'intensité de faisceau fondamentale

Nous représentons dans la figure III-10 la variation de flux de puissance en fonction de la taille minimale du faisceau laser. Dans ce cas nous observons que le flux de puissance est inversement proportionnelle la à surface illuminée par la pompe [79, 80], cela veut dire que plus la taille minimale du faisceau laser augmente plus la surface illuminer par le laser est diminue cela va causer une augmentation de flux de puissance comme cela est montrer sur la figure III-10. On peut dire qu'une focalisation de faisceau incident pourrait a priori améliorer l'effet non linéaire. Cela est inexact, car une forte focalisation s'accompagne nécessairement d'une rapide divergence du faisceau [81, 82] qui fait diminuer son amplitude (intensité).

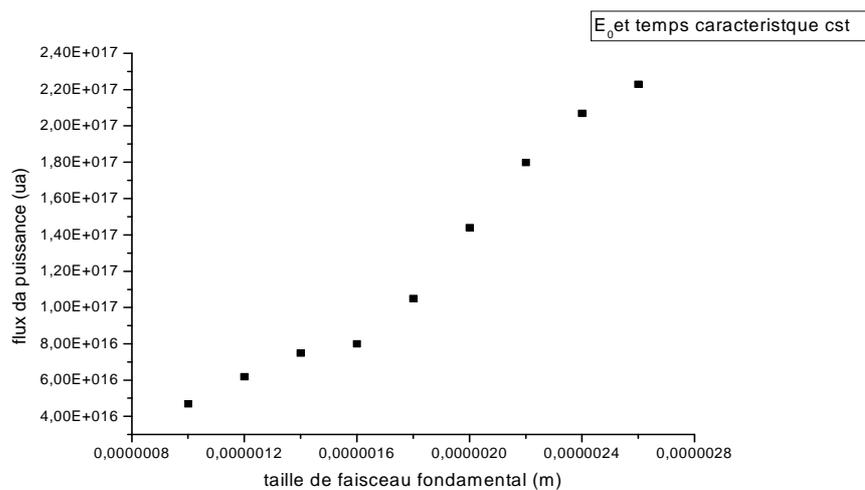


Figure III-10 : Flux de puissance en fonction de la taille min du faisceau laser

III.3.3 Influence de la variation de temps caractéristique de l'impulsion laser

Dans cette partie nous allons représenter l'influence de la variation de temps qui caractérise l'impulsion fondamentale sur son l'amplitude, ainsi sur l'amplitude du faisceau de la génération de seconde harmonique et enfin sur le flux de puissance.

Ce temps détermine la durée de vie du niveau supérieur de la transition laser [83], qui varie avec l'énergie de pompage, plus le temps qui caractérise l'impulsion augmente plus l'énergie de pompage augmente aussi, et l'énergie de pompage varie avec la durée de signal, En effet, sous l'effet de l'augmentation de l'énergie de pompage, on obtient une impulsion plus court et donc la plus intense.

La figure III-11 illustre la variation de l'amplitude de la second harmonique en fonction du temps caractéristique de l'impulsion laser On fixe les valeurs de l'amplitude laser

à $(8e^{11} \text{ (v/m)})$ et la taille minimale du faisceau laser à $(2 \mu\text{m})$. d'après cette figure nous constatons que l'évolution de l'amplitude augmente linéairement avec l'augmentation de ce temps, cela est due a la variation l'énergie de pompage qui est proportionnelle avec le temps caractéristique[84] ce qui veut dire que l'augmentation de temps nécessite bien une augmentation de l'énergie de pompage qui va causer la diminution de la durer de l'impulsion, comme conséquence de cela l'impulsion sera plus court et plus intense, qui va se traduit par l'augmentation de l'amplitude de la seconde harmonique ainsi celle du faisceau fondamental, ce qui est représenter sur la figure III-12.

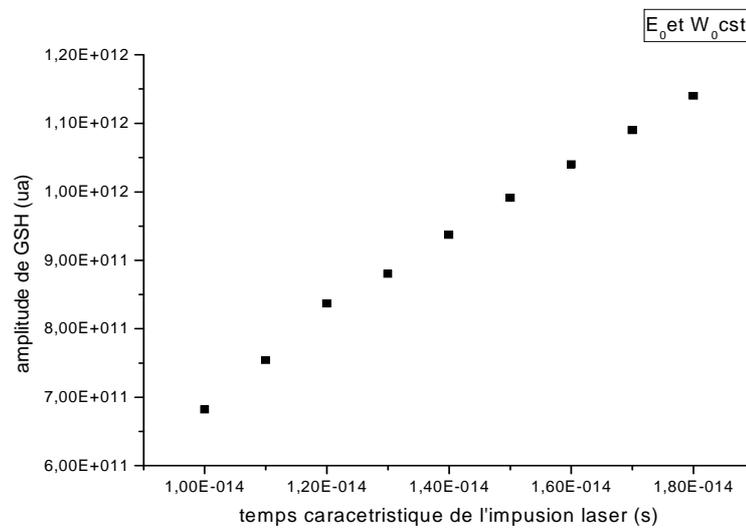


Figure III-11 : Amplitude de SHG en fonction de temps de l'impulsion

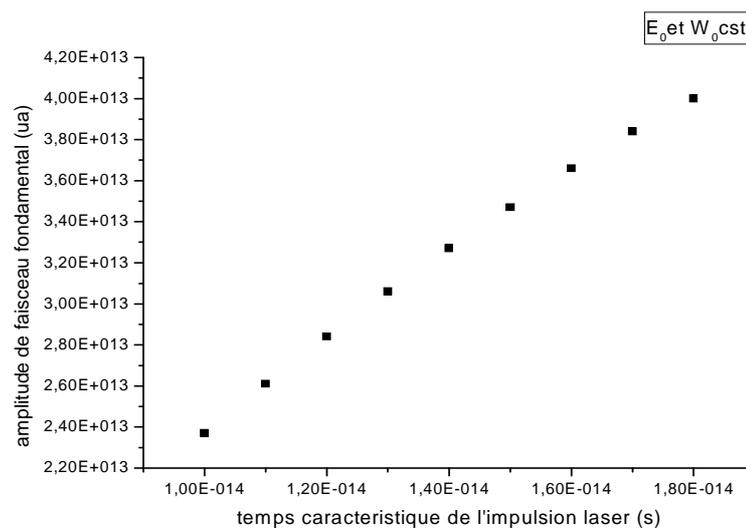


Figure III-12 : Amplitude de faisceau fondamentale en fonction de temps de l'impulsion

Nous illustrons dans la figure III-13 la variation de l'amplitude de la génération de seconde harmonique en fonction de celle du faisceau fondamental, on voit que les valeurs de l'amplitude de la génération de seconde harmonique croient linéairement quand l'amplitude du faisceau fondamental augmente, cette augmentation est la cause d'un transfère d'énergie important entre les deux faisceau fondamental et seconde harmonique.

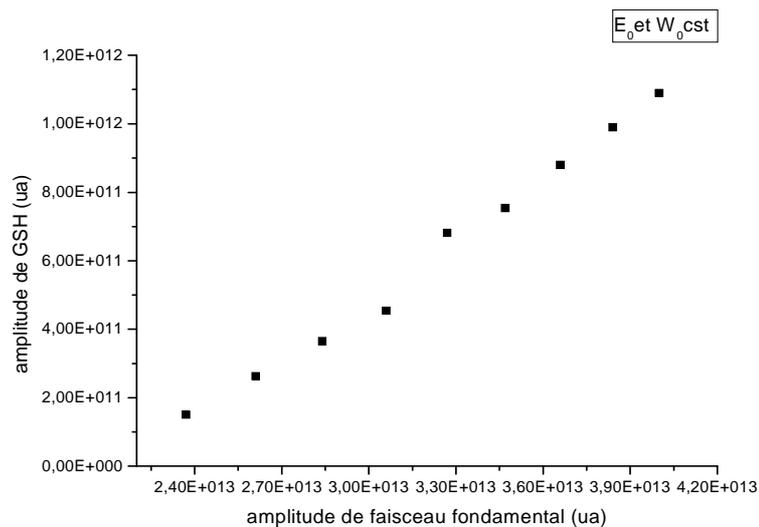


Figure III-13 : Amplitude de SHG en fonction de l'intensité de fondamentale

L'augmentation du temps qui caractérise l'impulsion laser induit une augmentation de l'énergie de pompage, qui rend l'inversement de population initial nettement plus élevé, et donc une croissance du gain optique et de la puissance laser. Dans la figure III-14 nous illustrons l'évolution de flux de la puissance en fonction de temps qui caractérise l'impulsion laser, nous observons que l'augmentation du temps qui caractérise l'impulsion laser lui accompagne une augmentation de flux de puissance sous forme exponentielle, cela est due au effet mentionner précédemment.

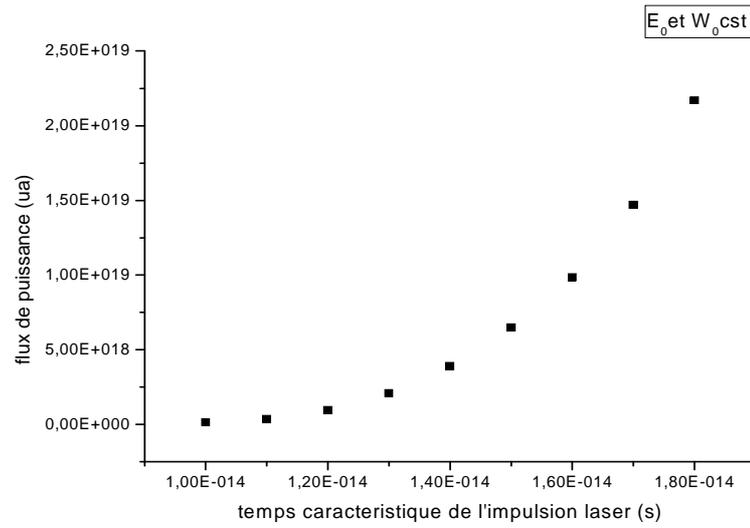


Figure III-14 : Flux de puissance en fonction de temps de l'impulsion.

III.4 PREMIERE APPLICATION

On s'intéresse dans ce problème à la génération d'harmonique dans un milieu non linéaire uniaxe négatif qui est le KDP, ce problème est décomposé aux parties suivantes.

La première partie s'intéresse à la condition dite accord de phase définie par :

$$\Delta K = K_2 - 2K_1 = \frac{n_{2\omega} 2\omega}{c} - \frac{2n_\omega \omega}{c} = 0$$

Dans la seconde partie on s'intéresse à l'un des plus importants phénomènes dans l'optique non linéaire qui est la génération du second harmonique par le cristal doubleur (KDP).

III.4.1 Accord de phase dans le KDP

Pour que le champ harmonique puisse se construire efficacement sur toute la longueur de l'interaction, il faut que les harmoniques générés en différents points interfèrent constructivement. D'où l'importance de l'accord de phase. Dans le cas d'un accord de phase classique, le champ harmonique E_h et le champ fondamental E_f doivent se propager avec la même vitesse de phase pour que le transfert d'énergie du champ fondamental (vecteur d'onde K_f) au champ harmonique généré (vecteur d'onde E_h avec q impair) soit optimal, Usuellement, l'accord de phase est obtenu en utilisant le fait que la plupart des matériaux quadratiques sont également biréfringents [60] (On appelle milieu biréfringent un milieu dont l'indice de réfraction dépend non seulement de la longueur d'onde mais également de la polarisation et de la direction de propagation des ondes)

Si l'on exprime la condition d'accord de phase $\Delta K = 0$ en fonction des indices de Réfraction, on obtient :

$$\Delta K = K_2 - 2K_1 = \frac{n_{2\omega} 2\omega}{c} - \frac{2n_\omega \omega}{c} = 0$$

Ceci implique que la condition d'accord de phase aura lieu lorsque $n_\omega = n_{2\omega}$. Pour les matériaux biréfringents, il peut exister un angle de propagation θ pour lequel l'indice ordinaire à ω est le même que l'indice extraordinaire à 2ω (Figure III-15)

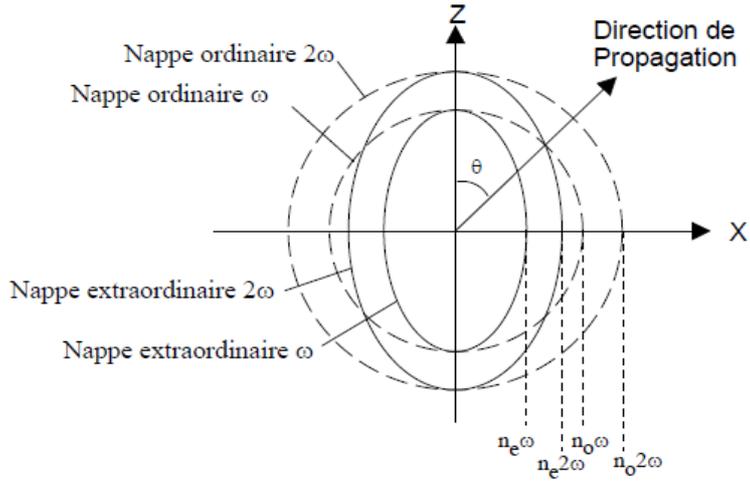


Figure III-15 : Détermination de l'angle d'accord de phase θ
à partir de la surface des indices (accord de phase type I)

Comme point de départ on va déterminer l'angle pour la quelle on aura la condition d'accord de phase.

A partir de l'équation de Fresnel qui s'écrit sous la forme suivante :

$$\sum_i \frac{S_i^2}{\frac{1}{n_i^2} - \frac{1}{n^2}} = 0 \quad (\text{III-1})$$

Où $\vec{S} = \frac{\vec{k}}{k}$ est un vecteur unitaire orienté selon le vecteur \vec{k} .

Cette équation peut s'écrire dans le cas d'un matériau uniaxe de la façon suivante :

$$(n^2 - n_0^2) \left((s_x^2 + s_y^2) n_0^2 (n^2 - n_e^2) + s_z^2 n_0^2 (n^2 - n_0^2) \right) = 0 \quad (\text{III-2})$$

Cette équation admet deux solutions; d'une part une sphère $n = n_0$, d'autre part un ellipsoïde. En écrivant $s_z^2 = \cos^2 \theta$ et $s_x^2 + s_y^2 = \sin^2 \theta$, on obtient :

$$n_0^2 (n^2 - n_e^2) \sin^2 \theta + n_e^2 (n^2 - n_0^2) \cos^2 \theta = 0 \quad (\text{III-3})$$

D'où l'on déduit la relation :

$$\frac{1}{n_e^2(\theta)} = \frac{\cos^2 \theta}{n_0^2} + \frac{\sin^2 \theta}{n_e^2} \quad (\text{III-4})$$

Par ailleurs la condition d'accord de phase s'écrit

$$2k_0(\omega_0) - k_{e,\theta}(2\omega_0) = 0$$

Soit
$$2n_o(\omega_0)\frac{\omega_0}{c} = n_{e,\theta}(2\omega_0)\frac{2\omega_0}{c}$$

D'où l'on déduit la condition $n_e(\theta, 2\omega_0) = n_o(\omega_0)$. de ces deux condition on déduit la relation

$$\frac{1}{n_o(\omega_0)^2} = \frac{\cos^2 \theta}{n_o(2\omega_0)^2} + \frac{\sin^2 \theta}{n_e(2\omega_0)^2}$$

$$\frac{1}{n_o(\omega_0)^2} = \frac{(\sin^2 \theta)n_o(2\omega)^2}{n_o(2\omega_0)^2} + \frac{(1 - \sin^2 \theta)n_e(2\omega)^2}{n_e(2\omega_0)^2}$$

D'où l'on déduit
$$\sin^2(\theta) = \frac{(n_o^\omega)^{-2} - (n_o^{2\omega})^{-2}}{(n_e^{2\omega})^{-2} - (n_o^{2\omega})^{-2}} \tag{III-5}$$

En jouant sur la polarisation du faisceau incident, il est alors possible de satisfaire les conditions d'accord de phase, dans ce cas deux types d'accord de phase angulaire peuvent exister :

- **L'accord de phase de type I**, les deux photons à la fréquence ω sont polarisés Identiquement (soit suivant l'axe ordinaire, soit suivant l'axe extraordinaire); le photon SH est alors généré suivant la polarisation perpendiculaire. On choisit alors une direction de propagation qui vérifie la relation:

$n_e(2\omega) = n_o(2\omega)$ Pour un cristal uniaxe négatif.

$n_o(2\omega) = n_e(2\omega)$ Pour un cristal uniaxe positif.

La figure III-16 représente le d'accord de phase type I

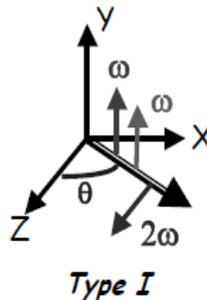


Figure III-16 : Accord de phase type I

- **Le cas de l'accord de phase de type II**, les deux photons du champ fondamental sont polarisés perpendiculairement et le photon SH est polarisé selon l'axe extraordinaire (ordinaire) pour les cristaux uniaxes négatifs (positifs). La condition d'accord de phase s'écrit dans le cas du cristal uniaxe négatif:

$$n_e(2\omega) = \frac{1}{2} [n_o(\omega) + n_e(\omega)]$$

La figure III-17 représente le d'accord de phase type II

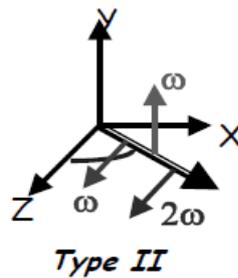


Figure III-17 : Accord de phase type II

Le flux d'énergie est défini par la relation suivante :

$$\vec{S}_j = \frac{c}{2\pi} n_j \cos^2 \theta_j |A_j|^2 \quad (\text{III-6})$$

L'optimum de conversion est atteint lorsque le désaccord de phase est nul, autrement dit, lorsque tous les dipôles induits par l'onde F (fondamentale) oscillent en phase avec le SH (génération du second harmonique) généré en tout point du milieu non linéaire. L'intensité du champ SH croît alors de manière quadratique avec la longueur d'interaction (Figure III-18).

La figure III-18 montre clairement un meilleur rendement de conversion dans le cas d'un doublage de fréquences utilisant l'accord de phase par biréfringence (remarquons que L'efficacité est légèrement inférieure à ce que l'on peut obtenir lorsque l'accord de phase est réalisé).

Dans notre cas II est clair que l'accord de phase type II est plus générale et permet une meilleure utilisation des propriétés du cristal.

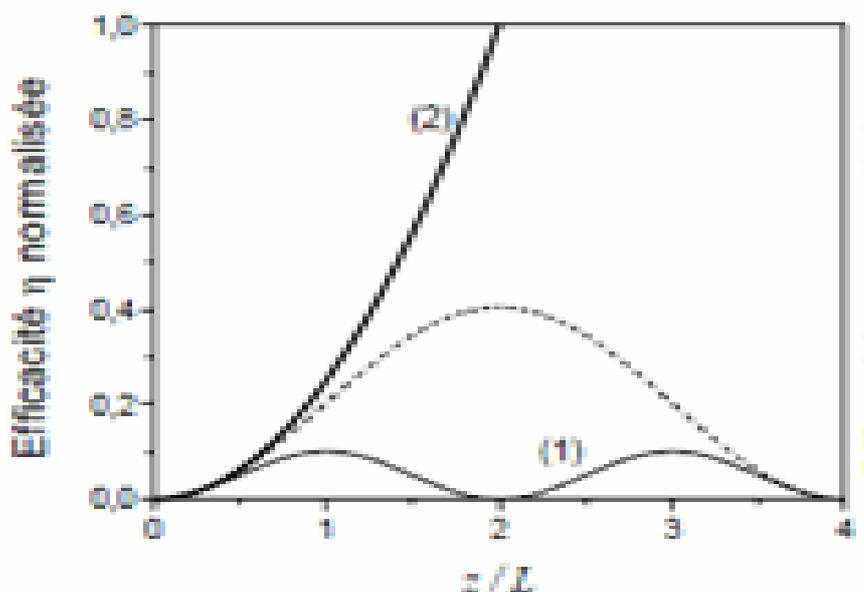


Figure III-18 : Comparaison entre l'accord de phase par biréfringence et le quasi-accord de phase pour la conversion de fréquence[25,47]

III.4.2 Génération d'harmonique

L'avènement des lasers permet l'obtention de sources lumineuses de très forte intensité, qui rend les interactions rayonnement matière non linéaire, et dans ce cas la polarisation sera exprimée en série de puissance de l'intensité du champ d'excitation selon la relation

$$\vec{P} = \vec{P}^L + \vec{P}^{NL}$$

$$\vec{P} = P_0 + \epsilon_0 \chi^1 \vec{E} + \epsilon_0 \chi^2 \vec{E} \otimes \vec{E} + \dots \quad (\text{III-7})$$

Cette polarisation joue le rôle d'une source, c'est la variation de la polarisation qui introduit des nouvelles composantes du champ, cela exprime la non linéarité du milieu.

La non linéarité d'ordre deux permet le couplage de trois champs en termes corpusculaire, et trois photon en terme de pulsation $\omega_1, \omega_2, \omega_3$ qui vont interagir.

La condition de conservation de l'énergie impose :

$$\hbar \omega_3 = \hbar \omega_1 + \hbar \omega_2$$

III.4.3 Génération de la seconde harmonique

Lors de la propagation d'une seule onde à la fréquence ω au sein d'un milieu non linéaire, on montre l'existence d'une onde de second harmonique à la fréquence 2ω

La génération second harmonique notée (SHG) résulte de la partie de la réponse variant de manière quadratique, ce processus (génération du second harmonique) est une conversion de deux photons à la fréquence fondamentale ω en un photon à la fréquence 2ω , la figure III-19 montre le phénomène de la génération de la second harmonique.

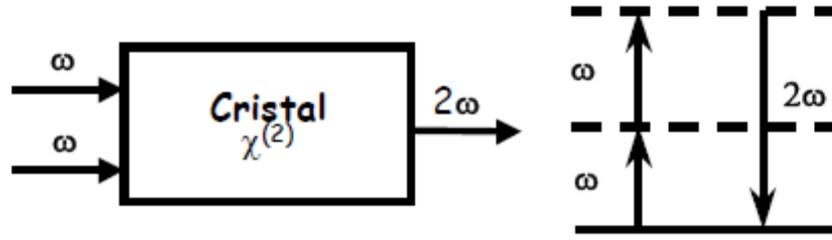


Figure III-19 : Schéma de principe du doublage de fréquence.

Dans cette partie du problème on va déterminer la relation qui relie $A_1(z, t)$ avec $A_1(0, t)$, selon l'approximation paramétrique, c'est-à-dire que le faisceau fondamental se propage sans perte d'énergie ni déformation dans ce cas on aura la relation suivante

$$A_1(z, t) = A_1(0, t) = A_1\left(0, t - \frac{z}{v_{g1}}\right) = A_0 e^{-\left(t - \frac{z}{v_{g1}}\right)^2 (2\delta)^{-1}}$$

Écrire l'équation de propagation de l'enveloppe A_2 de la seconde harmonique à l'intérieur du cristal est la deuxième étape de cette partie de problème.

L'équation de l'enveloppe est

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + \frac{1}{v_{g2}} \frac{\partial A_2}{\partial t} = -i \frac{4\pi^2}{n_2 \lambda_2} P_{NLS}(z, t) \quad (\text{III-8})$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + \frac{1}{v_{g2}} \frac{\partial A_2}{\partial t} = -i \frac{2\omega}{2nc} \chi_e^2 (A(z, t))^2 \quad (\text{III-9})$$

Avec $P_{NLS}(z, t) = \chi_e^2 |E(z, t)|^2$

Accord de phase $\Delta k = 0$ alors $\cos^2 \alpha_2 \approx 1$ (pas de biréfringence).

Dans l'approximation paramétrique, A_1 est comme paramètre, alors l'équation de l'enveloppe s'écrit :

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + \frac{1}{v_{g_2}} \frac{\partial A_2}{\partial t} = -i \frac{4\pi^2}{n_2 \lambda_2} \chi_e^2 A_0^2 e^{-\left(t - \frac{z}{v_{g_2}}\right)^2} \quad (\text{III-10})$$

Pour résoudre cette équation il faut faire le changement de variable donné.

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z} &= \frac{\partial u}{\partial z} \frac{\partial}{\partial u} + \frac{\partial v}{\partial z} \frac{\partial}{\partial v} \\ \frac{\partial}{\partial t} &= \frac{\partial u}{\partial t} \frac{\partial}{\partial u} + \frac{\partial v}{\partial t} \frac{\partial}{\partial v} \end{aligned}$$

Avec $u = t - \frac{z}{v_{g_1}}$ et $v = t - \frac{z}{v_{g_2}}$

On obtient
$$\frac{\partial}{\partial z} = -\frac{1}{v_{g_1}} \left(\frac{\partial}{\partial u} \right) - \frac{1}{v_{g_2}} \left(\frac{\partial}{\partial v} \right) \quad (\text{III-11})$$

$$\frac{\partial}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial u} + \frac{\partial}{\partial v} \quad (\text{III-12})$$

On fait entrer A_2 sur les deux équations

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} = -\frac{1}{v_{g_1}} \left(\frac{\partial A_2}{\partial u} \right) - \frac{1}{v_{g_2}} \left(\frac{\partial A_2}{\partial v} \right) \quad (\text{III-13})$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial t} = \frac{\partial A_2}{\partial u} + \frac{\partial A_2}{\partial v} \quad (\text{III-14})$$

Multiplions l'équation (III-14) par $\frac{1}{v_{g_2}}$ on aura

$$\frac{\partial A_2}{\partial t} \frac{1}{v_{g_2}} = \frac{\partial A_2}{\partial u} \frac{1}{v_{g_2}} + \frac{\partial A_2}{\partial v} \frac{1}{v_{g_2}} \quad (\text{III-15})$$

Par addition avec l'équation (III-13) on retrouve

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + \frac{1}{v_{g_2}} \left(\frac{\partial A_2}{\partial t} \right) = \left(\frac{1}{v_{g_2}} - \frac{1}{v_{g_1}} \right) \frac{\partial A_2}{\partial u} \quad (\text{III-16})$$

On met
$$\beta = \left(\frac{1}{v_{g_2}} - \frac{1}{v_{g_1}} \right)$$

On obtient

$$\beta \frac{\partial A_2}{\partial u} = i \left(\frac{\omega}{nc} \right) \chi_e A_1^2(u)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial u} = i \left(\frac{\omega}{\beta nc} \right) \chi_e A_0^2 e^{-\frac{u^2}{\delta}} \quad (\text{III-17})$$

On veut par la suite il faut résoudre cette équation de propagation de l'enveloppe avec la condition initiale $A_2(0, t) = 0$.

La solution de l'équation de propagation est

$$A_2(u, v) = f(v) + \frac{i\omega\chi_e}{\beta nc} A_0^2 \int_0^u e^{-\frac{u^2}{\delta}} du \quad (\text{III-18})$$

On met

$$X = \frac{u}{\sqrt{\delta}} \rightarrow du = \sqrt{\delta} dX$$

$$A_2(u, v) = f(v) + \frac{i\omega\chi_e}{\beta nc} A_0^2 \sqrt{\delta} \int_0^X e^{-X^2} dX \quad (\text{III-19})$$

Avec $\text{Erf}(X) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^X e^{-u^2} du$

Alors la relation (III-19) devient

$$A_2(u, v) = f(v) + \frac{i\omega\chi_e}{2\beta nc} A_0^2 \sqrt{\delta\pi} \text{Erf}\left(\frac{u}{\sqrt{\delta}}\right) \quad (\text{III-20})$$

Où $f(v)$ est une fonction inconnue que l'on peut la déterminer grâce aux conditions aux limites. En $z = 0$, l'harmonique est nulle pour tout t ,

Il en résulte que

$$A_2(t, t) = f(t) + \frac{i\omega\chi_e}{2\beta nc} A_0^2 \sqrt{\delta\pi} \text{Erf}\left(\frac{t}{\sqrt{\delta}}\right) = 0 \quad (\text{III-21})$$

$$f(t) = -\frac{i\omega\chi_e}{2\beta nc} A_0^2 \sqrt{\delta\pi} \text{Erf}\left(\frac{t}{\sqrt{\delta}}\right)$$

$$f(v) = -\frac{i\omega\chi_e}{2\beta nc} A_0^2 \sqrt{\delta\pi} \text{Erf}\left(\frac{v}{\sqrt{\delta}}\right) \quad (\text{III-22})$$

On remplace la relation (III-22) dans (III-20) on trouve

$$A_2(u, v) = \frac{-i\omega\chi_e}{2\beta nc} A_0^2 \sqrt{\pi\delta} \text{Erf}\left(\frac{v}{\sqrt{\delta}}\right) + \frac{i\omega\chi_e}{2\beta nc} A_0^2 \sqrt{\delta\pi} \text{Erf}\left(\frac{u}{\sqrt{\delta}}\right) \quad (\text{III-23})$$

$$A_2(u, v) = \frac{i\omega\chi_e}{\beta nc} \frac{\sqrt{\pi\delta}}{2} A_0^2 \left[\text{Erf} \left(\frac{u}{\sqrt{\delta}} \right) - \text{Erf} \left(\frac{v}{\sqrt{\delta}} \right) \right] \quad (\text{III-24})$$

On revient au indice normale on retrouve

$$A_2(l, t) = \frac{i\omega\chi_e}{\beta nc} \frac{\sqrt{\pi\delta}}{2} A_0^2 \left[\text{Erf} \left(\frac{t - \frac{l}{v_{g_1}}}{\sqrt{\delta}} \right) - \text{Erf} \left(\frac{t - \frac{l}{v_{g_2}}}{\sqrt{\delta}} \right) \right] \quad (\text{III-25})$$

L'équation (III-25) est la solution de l'équation de propagation de l'enveloppe A_2

On se déplace avec l'onde harmonique a la vitesse v_{g_2} , cela veut dire que $v = 0$ et $z = v_{g_2} t$. on veut étudier l'évolution de l'amplitude A_2 en fonction du temps.

A partir de l'équation (III-25) l'amplitude de l'onde harmonique devient :

$$A_2(l, t) = \frac{i\omega\chi_e}{\beta nc} \frac{\sqrt{\pi\delta}}{2} A_0^2 \left[\text{Erf} \left(\frac{t - \frac{l}{v_{g_1}}}{\sqrt{\delta}} \right) \right] \quad (\text{III-26})$$

$$A_2(l, t) = \frac{i\omega\chi_e}{\beta nc} \frac{\sqrt{\pi\delta}}{2} A_0^2 \left[\text{Erf} \left(\frac{t(1 - \frac{tl}{v_{g_1}})}{\sqrt{\delta}} \right) \right]$$

$$A_2(l, t) = \frac{i\omega\chi_e}{\beta nc} \frac{\sqrt{\pi\delta}}{2} A_0^2 \left[\text{Erf} \left(\frac{t(1 - \frac{v_{g_2}}{v_{g_1}})}{\sqrt{\delta}} \right) \right]$$

Multipliant $t \left(1 - \frac{v_{g_2}}{v_{g_1}} \right)$ par v_{g_2} on trouve :

$$A_2(l, t) = \frac{i\omega\chi_e}{\beta nc} \frac{\sqrt{\pi\delta}}{2} A_0^2 \left[\text{Erf} \left(\frac{tv_{g_2} \left[\frac{v_{g_1} - v_{g_2}}{v_{g_1} v_{g_2}} \right]}{\sqrt{\delta}} \right) \right] \quad (\text{III-27})$$

$$\text{Avec } \beta = \frac{v_{g1} - v_{g2}}{v_{g1} v_{g2}}$$

$$A_2(l, t) = \frac{i\omega\chi_e}{\beta n c} \frac{\sqrt{\pi\delta}}{2} A_0^2 \left[\text{Erf} \left(\frac{t v_{g2} \beta}{\sqrt{\delta}} \right) \right] \quad (\text{III-28})$$

A la sortie de cristal $v_{g2} t = l$, alors l'équation (28) devient

$$A_2(l, t) = \frac{i\omega\chi_e}{\beta n c} \frac{\sqrt{\pi\delta}}{2} A_0^2 \left[\text{Erf} \left(\frac{l\beta}{\sqrt{\delta}} \right) \right] \quad (\text{III-29})$$

Dans la figure du problème on a fait l'étude de l'évolution de l'amplitude de la génération du second harmonique en fonction du temps qui est reliée a la vitesse de propagation et de la longueur de cristal traverser par le laser. On voit bien que l'amplitude de la génération du second harmonique augmente avec l'augmentation du temps, mais au-delà de la valeur l/v_{g2} l'amplitude cesse d'augmenter, ci on prend la relation qui donne le rendement en fonction de $P_{2\omega}(z)$, $P_{\omega}(0)$, avec $\eta = P_{2\omega}(z)/P_{\omega}(0)$ (η est le rendement) on peut dire que la conversion peut atteindre 100 % pour des grandes valeurs d'épaisseur de milieu non linéaire lorsque l'adaptation des vitesses de phase est réalisée, cela n'est pas vrai en pratique car l'efficacité de conversion est limitée par d'autre facteurs, comme l'absorption du milieu à ω et 2ω , L'absorption du rayonnement par le milieu limite l'efficacité de l'émission harmonique.

Le terme d'absorption du rayonnement harmonique émis par les atomes est contenu dans la partie imaginaire de la susceptibilité associée aux atomes, elle-même reliée à la section efficace de photo absorption du milieu atomique. Ce terme d'absorption se révèle crucial pour optimiser le processus de génération d'harmoniques

La structure gaussienne des ondes...etc., ce qui explique la saturation de l'amplitude au delà de la valeur l/v_{g2} .

Pour déterminer la valeur de temps pour la quelle l'amplitude de l'onde harmonique est maximale il faut que :

$$\frac{\partial A_2(l, t)}{\partial t} = 0 .$$

Ce qui donne :

$$t_0 = \frac{1}{2}l \left[\frac{1}{v_{g_1}} + \frac{1}{v_{g_2}} \right] \quad (\text{III-30})$$

Remplacent cette valeur dans la relation (III-29) on obtient :

$$A_2(l, t_0) = \frac{i\omega\chi_e}{\beta_{nc}} \sqrt{\delta\pi} A_0^2 \left[\text{Erf} \left(\frac{l\beta}{2\sqrt{\delta}} \right) \right]$$

Lorsque $\frac{\beta l}{\delta} \gg 1$, on a $\text{Erf} \left[\frac{\beta l}{2\sqrt{\delta}} \right] \rightarrow 1$ et :

$$A_2(l, t_0) = \frac{i\omega\chi_e}{\beta_{nc}} \sqrt{\delta\pi} A_0^2 \quad (\text{III-31})$$

III.4.4 Conclusion

Dans ce problème on a traité analytiquement la génération de la seconde harmonique, par une impulsion brève sur un cristal non linéaire KDP. L'équation de l'enveloppe de la génération de la seconde harmonique a été résolue.

III.5 DEUXIEME APPLICATION

On s'intéresse dans ce problème au doublage de fréquence d'un faisceau lumineux à l'aide de la technique dite du quasi accord de phase. Celle-ci consiste à utiliser comme élément doubleur un empilement de $2N$ lames d'épaisseur L selon le schéma ci-dessous (Figure III-20). Les lames de rang impair sont identiques à la première tandis que les lames de rang pair ont subi une rotation de π autour de l'axe z .

Cela sera exposé plus loin en détail, l'importance de l'amplitude de la génération de la second harmonique ci la deuxième partie de ce problème est qui dit Amplitude dit intensité. La relation entre l'intensité lumineuse et l'amplitude de champ électrique est :

$$I_l = \frac{\epsilon_0 n c}{2} |A_l(z)|^2$$

Où N_l est l'indice de réfraction du faisceau

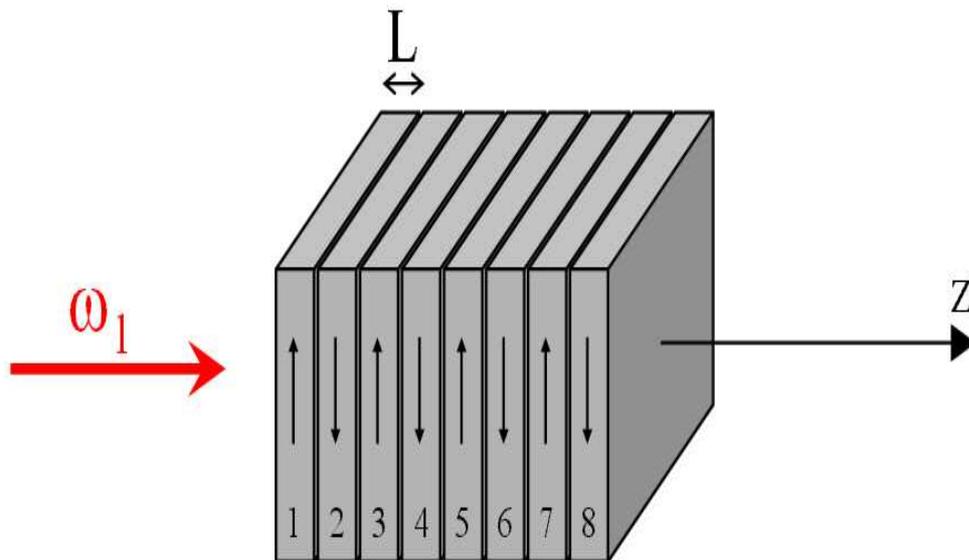


Figure III-20 : Schéma de quasi accord de phase[47].

Parlons d'abord des notions d'accord et quasi accord de phase, La condition d'accord de phase est drastique dans la mesure où un très faible écart par rapport à la direction de propagation optimale fait sérieusement chuter l'efficacité de conversion en second harmonique. C'est dans ce contexte que des nouvelles solutions technologiques, telle que les conditions de quasi-accord de phase (Orlov 1996, Kashyap 1994) ont été recherchées.

III.5.1 Le quasi-accord de phase

L'accord de phase angulaire est impossible dans certains cas : angles de propagations non accessibles, signe de la biréfringence, matériaux isotropes. De plus, il ne permet pas d'exploiter le coefficient du tenseur non linéaire le plus avantageux. Pour remédier à ces problèmes, la méthode du quasi accord de phase est une solution intéressante.

Le quasi accord de phase se base sur une modulation spatiale périodique de l'indice de réfraction ou de la susceptibilité non linéaire de second ordre.

Cette technique, décrite pour la première fois par Armstrong et al, qui ont montré que l'inversion périodique du signe du coefficient non linéaire permet de compenser le déphasage accumulé entre chacune des ondes présentes lors de la propagation. Cela est généralement mis en oeuvre en "divisant" le cristal en segments de longueur L_c . Chaque segment est tourné de 180° de l'axe de propagation par rapport à son voisin (Figure III-20). L'absence de centre d'inversion modifie par la même occasion le signe des coefficients du tenseur des susceptibilités.

En principe, toutes les propriétés optiques d'un matériau et les phénomènes associés (Absorption, émission, réfraction, réflexion, diffusion,..) sont contenues dans la susceptibilité χ , Lorsque l'intensité lumineuse est faible, cette susceptibilité est Indépendante du champ électrique, donc de l'intensité ($I \propto |E|^2$)

Toutefois, lorsque le champ électrique est très intense, la susceptibilité optique devient une fonction du champ électrique. Dans ce cas, la polarisation peut être exprimée en une série de puissances du champ électrique:

$$\vec{P} = P^l + P^{nl} = \epsilon_0 \left(\chi^1 \vec{E} + \chi^2 \vec{E}\vec{E} + \dots \right)$$

Où χ^1 est la susceptibilité optique linéaire et correspond à la susceptibilité à basse intensité.

χ^2 est la susceptibilité optique non linéaire de 2^{ème} ordre et est représentée par un tenseur d'ordre 3.

Dans ce problème qui présente la technique dite quasi accord de phase. Et qui consiste à utiliser comme élément doubleur un empilement de 2N lames d'épaisseur L, on à supposer plusieurs hypothèses simplificatrices pour pouvoir le résoudre.

On prend comme condition aux limites $E_2 = 0$ cela veut dire que l'amplitude du second harmonique à l'entrée du cristal ($z = 0$) est nulle ($A_2(0) = 0$) puisque seul le faisceau fondamental sera injecté dans le cristal.

L'autre hypothèse est que les deux ondes sont polarisée linéairement cela veut dire que la trajectoire du vecteur champ électrique est un segment de droite. La lumière est polarisée linéairement. La direction de la polarisation dépend alors à la fois de la phase relative et des amplitudes respectives des deux composantes, pour ne pas avoir de disparition des ondes on suppose que le matériau est transparent pour les deux ondes.

On rappelle que l'équation de propagation dans les lames de rang impair peut s'écrire :

$$\frac{dA_2}{dz} = \frac{i\omega_2\chi^2}{4n_2c} A_1(z)^2 \exp(i\Delta kz) \quad (\text{III-32})$$

Où A_1 et A_2 sont les enveloppes du fondamental et du seconde harmonique,
 $\omega_1 = 2\omega_2$ est la fréquence du seconde harmonique

$$\Delta k = 2k_1 - k_2 \text{ avec } k_1 = \frac{n_1\omega_1}{c} \text{ et } k_2 = \frac{n_2\omega_2}{c} .$$

On supposera $\Delta k \neq 0$. χ^2 est la composante pertinente du tenseur susceptibilité non linéaire du matériau.

L'équation de propagation dans les lames de rang pair est obtenue en remplaçant (χ^2) par ($-\chi^2$) dans l'équation de propagation (III-32).

Soient X, Y, Z les axes liés au matériau non linéaire et x, y, z les axes liés au repère fixe. Pour les lames de rang impair, on a $X = x, Y=y, Z=z$ tandis que pour les lames de rang pair, on a $X=-x, Y=-y, Z=z$ La relation entre champ et polarisation s'écrit :

$$P_Y = \chi_{YY}^2 E_Y^2 .$$

Pour les lames de rang impair, cela donne directement $P_y = \chi_{yyy}^2 E_y^2 = \chi^2 E_y^2$, ou par définition $\chi^2 = \chi_{yyy}^2$. Pour les lames de rang pair, on obtient

$$P_y = -P_y = -\chi_{yyy}^2 (-E_y)^2 = -\chi^2 E_y^2 .$$

A partir de l'équation de propagation dans une lame impaire on peut déterminer l'enveloppe du champ à la sortie de la lame de rang $2n+1$, $A_2((2n+1)l)$, en fonction de l'enveloppe à l'entrée de la lame, $A_2(2nl)$, alors la solution de cette équation s'écrit :

$$A_2(z') = A_2(z) + \frac{\omega_2 \chi^2 A_1^2}{4n_2 c} \frac{\exp(i\Delta kz') - \exp(i\Delta kz)}{\Delta k}. \quad (\text{III-33})$$

Soit
$$A_2((2n+1)l) = A_2(2nl) + \frac{\omega_2 \chi^2 A_1^2}{4n_2 c} \frac{\exp(i\Delta kz') - \exp(i\Delta kz)}{\Delta k} \quad (\text{III-34})$$

On peut aussi exprimer l'enveloppe du champ à la sortie de la lame de rang $2n+2$, $A_2((2n+2)l)$, en fonction de l'enveloppe à l'entrée de la lame, $A_2((2n+1)l)$ (χ^2) Par ($-\chi^2$)

$$A_2((2n+2)l) = A_2((2n+1)l) - \frac{\omega_2 \chi^2 A_1^2}{4n_2 c} \frac{\exp(i\Delta kz) - 1}{\Delta k} \exp(i(2n+1)\Delta kl)$$

A la fin on exprimera l'enveloppe de la seconde harmonique à la sortie de l'ensemble du dispositif de $2N$ lames, sachant que seul le fondamental est injecté en entrée ($E_2 = 0$) par

$$\begin{aligned} A_2(2NL) &= -\frac{\omega_2 \chi^2 A_1^2}{4n_2 c} \frac{(\exp(i\Delta kz) - 1)^2}{\Delta k} \sum_{n=0}^{N-1} \exp(2in\Delta kl) \\ &= -\frac{\omega_2 \chi^2 A_1^2}{4n_2 c} \frac{(\exp(i\Delta kz) - 1)^2}{\Delta k} \frac{1 - \exp(2iN\Delta kl)}{1 - \exp(2i\Delta kl)} \end{aligned} \quad (\text{III-35})$$

Plusieurs informations, comme la valeur de χ^2 et l'épaisseur de la couche non linéaire dans un matériau, peuvent être tirées à partir des mesures d'intensité du second harmonique d'un matériau.

L'intensité en sortie du dispositif du quasi accord de phase peut être calculé à partir de la relation $I_2 = \frac{\epsilon_0 n_l c}{2} |A_2(2NL)|^2$, en remplaçant $A_2(2NL)$ par sa valeur cela nous donne la relation suivante :

$$I_2 = \frac{n_2 c \epsilon_0}{2} \left(\frac{\omega_2 \chi^2 |A_1|^2}{n_2 c \Delta k} \right)^2 \left(\frac{\sin^2\left(\frac{\Delta k L}{2}\right) \sin(N\Delta k L)}{\sin(\Delta k L)} \right)^2. \quad (\text{III-36})$$

Il s'agit d'une fonction périodique de L de période $\frac{2\pi}{\Delta k}$ La valeur maximale est atteinte

Lorsque $\Delta kL = (2p+1)\pi$ (avec p entier), soit $L = (2p+1)L_c$ ou $L_c = \frac{\pi}{|\Delta k|}$ est la longueur de cohérence, elle est définie comme la distance au bout de laquelle la différence de phase accumulée entre les ondes du faisceau fondamental et du second harmonique est égale à π ($\Delta kL_c = \pi$). On obtient alors :

$$I_2 = \frac{n_2 c \varepsilon_0}{2} \left(\frac{\omega_2 \chi^2 |A_1|^2}{n_2 c \pi} \right)^2 N^2 L_c^2 \quad (\text{III-37})$$

Le choix optimal est évidemment $L = L_c$ ($P = 0$) car c'est celui qui donne la plus grande quantité d'harmonique pour une épaisseur totale donnée.

Remarquons que pour une lame unique et dans l'hypothèse où l'accord de phase est réalisé ($\Delta k = 0$), l'équation de propagation s'écrit :

$$\frac{dA_2}{dz} = \frac{i\omega_2 \chi^2}{4n_2 c} A_1^2$$

D'où l'on déduit
$$A_2(2NL) = \frac{i\omega_2 \chi^2}{4n_2 c} A_1^2 2NL$$

Et
$$I_{2,\Delta k=0} = \frac{n_2 c \varepsilon_0}{2} \left(\frac{\omega_2 \chi^2 |A_1|^2}{2cn_2} \right)^2 N^2 L^2$$

Le rapport entre les situations avec quasi-accord de phase et avec accord de phase s'écrit donc

$$\frac{I_{2(Qap)}}{I_{2,\Delta k=0}} = \frac{4L_c^2}{\pi^2 L^2} = \frac{4}{\pi^2 (2p+1)} \leq \frac{4}{\pi^2} \quad (\text{III-38})$$

l'utilisation du régime de quasi accord de phase permet l'accession à des coefficients non linéaires plus élevés. Alors, malgré un rendement plus faible, l'utilisation de ces coefficients non linéaires plus forts permet d'obtenir des Taux de conversion plus importants.

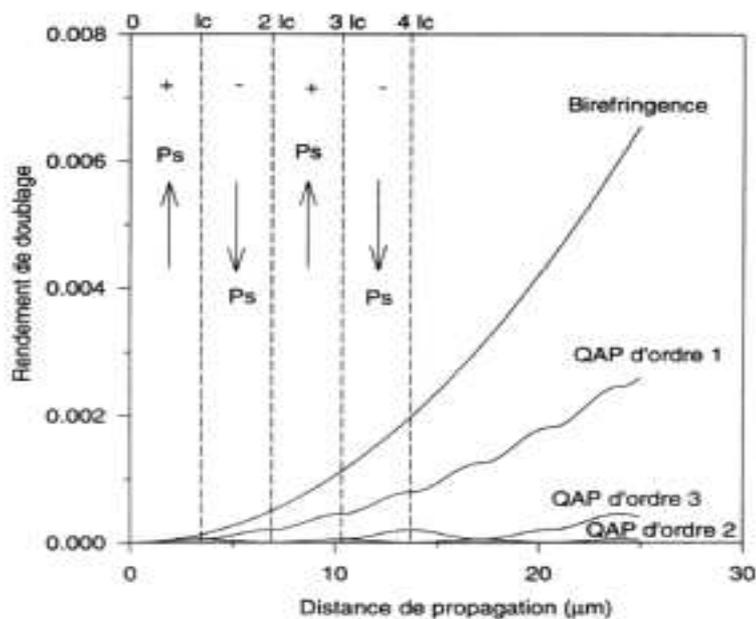


Figure III-21 : Comparaison entre l'accord de phase par biréfringence et le quasi-accord de phase pour la conversion de fréquence

III.5.2 Conclusion

Les cristaux non linéaires sont taillés pour obtenir l'accord de phase par biréfringence selon un type. Mais l'inconvénient majeur de cette méthode est qu'elle ne permet pas dans tous les cas d'avoir accès au coefficient non linéaire le plus important du milieu. Pour s'affranchir de cette limitation la méthode dite du Quasi Accord de Phase peut être utilisée. Les avantages de cette méthode (quasi accord de phase), vis à vis de la méthode classique d'accord de phase en angle, sont l'accès à certains angles (comme le non critique) et l'utilisation de cristaux à symétrie cubique (isotrope optiquement en régime linéaire). Contrairement au cas de l'accord de phase angulaire, le champ créé croît substantiellement après la longueur de cohérence (la polarisation non linéaire est ajustée en ce sens).

Le quasi accord de phase reste une technique très intéressante car il permet d'utiliser des matériaux de très forte non linéarité mais qui ne sont pas suffisamment biréfringent pour permettre un accord de phase par biréfringence.

CONCLUSION GENERALE

L'optique non linéaire concerne les processus apparaissant lorsqu'un milieu matériel est soumis à un faisceau lumineux suffisamment intense pour modifier la réponse du milieu au champ électromagnétique. A l'inverse de l'optique linéaire, il sera donc impossible de caractériser la réponse du milieu par des coefficients indépendants de la puissance d'excitation comme l'indice de réfraction ou le coefficient d'absorption. De nouveaux processus vont intervenir, donnant lieu à une grande richesse de phénomènes comme par exemple la génération de nouvelles fréquences. Ces processus sont dans certains cas nuisibles, par exemple lorsqu'ils perturbent la propagation de faisceaux intenses, mais le plus souvent ils sont exploités pour mettre en œuvre des expériences ou des dispositifs originaux, en optique classique comme en optique quantique.

L'optique visible correspond à des longueurs d'onde comprises entre $0.4\mu\text{m}$ (violet) et $0.8\mu\text{m}$ (rouge), qui sont directement détectables par l'oeil humain. Cependant, l'optique au sens large inclut en fait l'ensemble du spectre électromagnétique, de l'infrarouge lointain aux rayons X, et il en sera de même du domaine d'application de l'optique non linéaire. L'un des principaux intérêts de l'optique non linéaire est précisément de fournir des mécanismes physiques permettant d'accéder à ce vaste domaine de longueurs d'onde. C'est particulièrement vrai lorsque l'on utilise un laser femtoseconde, qui permet de disposer aisément d'impulsions de forte puissance rendant les processus non linéaires remarquablement efficaces.

Dans ce travail nous avons fait une étude de simulation par le logiciel COMSOL Multi Physiques pour résoudre l'équation différentielle de second ordre générant le faisceau de seconde harmonique par un faisceau laser focaliser sur un milieu non linéaire et l'influence des paramètre du faisceau laser sur les amplitudes, L'optimisation de ses paramètres est très importante pour l'obtention d'une efficacité remarquablement élevés.

Ensuite, est comme application on a traite analytiquement la génération de la seconde harmonique, par une impulsion brève, sur un cristal non linéaire KDP. L'équation de propagation de l'enveloppe de la seconde harmonique a été résolue.

L'autre application analytique concerne une onde laser incidente normalement sur une pile de lame identique taillées dans matériau non linéaire qui donne naissance a une onde

harmonique de fréquence double. L'amplitude de l'onde harmonique à la sortie de la dernière lame ainsi que l'intensité ont été calculées.

Référence

- [1]. Franken P. A., Hill A. E., Peters C. E. Weinreich G., *Phys. Rev. Lett.* 7: 118: (1961).
- [2]. Armstrong J., Bloembergen N., Ducuing J., Pershan P. S., "*Interactions between light waves in a nonlinear dielectric Phys.Rev.* 127 :1918 (1962).
- [3]. <http://www.mt-berlin.com/charts/chart-01.htm>
- [4]. Brenner A., *I Luminescence* 9: 121 (2000).
- [5]. Dnritriev V.G., Gurzadyan G.G., Nikogosyan D.N., "*Handbook of Nonlinear Optical Crystals*", Springer Series in Optical Sciences, Vol. 64 Springer Verlag (1998).
- [6]. Fernelius ON. C., Hopkins F. K., Ohmer M. C., *SPIE conference on Operational Characteristics and Crystal Growth of Nonlinear Optical Materials.* 2:3793 (1999)
- [7]. Williams D. J., *Angew. Chim. Int. Ed.* 23: 690 (1984)
- [8]. Kamis D. R., Ratner M. A., Marks T. J., *Chem. Rev.* 94: 195 (1994)
- [9]. Le Fur Y., Bagieu-Beucher M., Masse R., Nicoud T.F., Levy J.P., *Chem. Mater.* 8: 68 (1996).
- [10]. Chen W., Mouret G., Boucher D., Tittel F. K., *Appl. Phys.* 72: 873 (2001).
- [11]. Shan D., Spuler S., Spuler M., *Appl. Opt.* 43, 3915 (2004).
- [12]. Arthur J., Sedlacek I., Kenneth W., Fischer E., *Proceedings of the SPIE.* 142: 3757 (1999).
- [13]. Oliva E., Gennari S., Vanzi L., Garuzo A., Ciofini M., *Astrom. Astrophys. Suppl. Ser.* 123 : 179 (1997).
- [14]. Manuel Joffre *Optique non linéaire en régimes continu et femtoseconde Ecole Polytechnique 91128 Palaiseau Cedex Mars* (2006)
- [15]. C. Fabre, *Atomes et lumière - interaction matière rayonnement, Cours du DEA de physique quantique*, (2003).
- [16]. S. Mukamel, *Principles of Nonlinear Optical Spectroscopy*, Oxford University Press, (1995).
- [17]. Boyd R. W., *Nonlinear Optics*, Academic Press, (2003).

- [18]. Butcher P. N., Cotter D., The elements of nonlinear optics, Cambridge University Press, Cambridge, (1990).
- [19]. Siegman A., University Science Books, California, (1986).
- [20]. Gié H ., Sarmant J.P., Électromagnétisme Lavoisier (1993).
- [21]. Castellanos, A., Electrohydrodynamics, Springer-Verlag Series, (1998).
- [22]. Jones, T.B., Electromechanics of particles, Cambridge University Press, (1995).
- [23]. Interaction Rayonnement-Matière I.S.T.G. (*Polytech'Grenoble*) Laboratoire de Spectrométrie Physique (2002)
- [24]. May M., Cazabat A.M., Optique, Licence de Physique, Editeur Dunod, Paris, (1996).
- [25]. FABRICE RAINERI thèse doctorat DE L'UNIVERSITE DE PARIS XI ORSAY (2004)
- [26]. Boyd R.W., Nonlinear Optics, Editeur Academic Press, Londres, (1992).
- [27]. Dussauze M., thèse doctorat DE L'UNIVERSITE BORDEAUX (I) (2005).
- [28]. Ramdani S., Mémoire Magister DE L'UNIVERSITE (USTHB) (2008).
- [29]. Martke P. D., Terhum R. W., Nosenoff M., Savage C. M., *Phys. Rev. Lett.* 8: 21 (1962).
- [30]. Gié H., Sarmant.J.P., Électromagnétisme Lavoisier (1993).
- [31]. Bruhat G., Cours de physique générale : OPTIQUE, éditions Masson (1992).
- [32]. Staelin C.F., et al Cours électromagnétisme 1ère année ENSPS
- [33]. Treps N., Cours sur les milieux anisotropes université Paris VI - Paris VII - Paris XI (2006).
- [34]. F. Treussart Cours d'optique anisotrope (version 2.1) janvier 2004
- [35]. Chapitre III génération de la seconde harmonique
- [36]. Chapitre II génération de la seconde harmonique
- [37]. Kleinmann D.A., *Phys.Rev*, 126,1977-1979, (1962).
- [38]. Dmitriev V.G., Guzadyan G.G., Nikogosyan D.N., "*Handbook of nonlinear optical crystals.*" Springer series in optical sciences vol .64 Ed. Springer Verlag (1998).
- [39]. Sutherland R., "*Handbook of Nonlinear Optics*". 2nd Edition, Marcel Dekker,(2003).

- [40]. Dmitriev V. G., Gurzadyan G. G., Nikogosyan D. N., "Handbook of nonlinear optical crystals." Ed. Springer Verlag, Berlin (1991)
- [41]. Bentria B., thèse de doctorat de l'université de Batna Spécialité physique *des matériaux* (2005)
- [42]. Born M., Wolf E., Principles of optics. Cambridge University Press, 7th (expanded) edition, (1999).
- [43]. Petit R., Ondes électromagnétiques en radioélectricité et en optique. Masson (1993).
- [44]. Shen Y.R., The principles of nonlinear optics. John Wiley and Sons, New York (1984).
- [45]. Sakoda K., Optical properties of Photonic Crystals, Optical sciences, Springer, Springer (2001).
- [46]. Rebmann G., Chapitre VIII Université Denis Diderot PARIS 7 (2005-2006).
- [47]. Gaëlle G.M thèse doctorat université Claude Bernard-Lyon 1(2007)
- [48]. Herman W., Hayden L., Maker fringes revisited, J. Opt. Soc. Am. B 12 (3) 416–427 (1995).
- [49]. Braun M., Bauer F., Vogtmann T., Schwoerer, J. Opt. Soc. Am. 1699–1706, (1997).
- [50]. Pioger P.H., thèse doctorat université de limoges (2004)
- [51]. Koechner W., Solid-State Laser Engineering. Springer Series in Optical Sciences. Springer-Verlag, 4th edition edition, (1996).
- [52]. REINO E., thèse de doctorat de l'université de paris VI Spécialité : *Sciences des matériaux* (2002)
- [53]. Olivier A., Laboratoire d'Optique Appliquée CNRS ENSTA (1998)
- [54]. .Boulangier B., Fève J.P., Marnier G., Cabirol X., Villeval P., Bonnin C., J.Opt.Soc.Am. B, 11, 5, 750, (1994).
- [55]. Zyss J.J., Nicoud J.F., coquillay M., J.Chem.Phys. 81, 4160 (1984).
- [56]. Shen Y.R. The principles of nonlinear optics. John Wiley –interscience (1984).
- [57]. Sutherland R.L., "Handbook of nonlinear optics" Ed. Dekker, New York, (1996).

- [58]. Born M., Wolf E., *"Principles of optics, electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light."* 6th Edition, Cambridge University Press (1980)
- [59]. Kleinman D.A., *Phys. Rev. Lett.* 20 , 272 (1962).
- [60]. Schunemann P. G., Pollak T. M., *MRS Bulletin* 23(7): 23 (1998).
- [61]. Pelosi G., Cocciolo R., Selleri S., (Eds), « Quick Finite Elements for Electromagnetics waves », Artech House(2002).
- [62]. Smith D.R., Padilla W.J., Vier D.C., Nemat-Nasser S.C., Schutz S., *Phys. Rev.Lett.* 84, 18, 4184-4187, (2000).
- [63]. Perez J.Ph., Carles R., Fleckinger R., "électromagnétisme. Vide et milieu materiel" Masson, Paris (1991).
- [64]. Jackson J.D., "classical electrodynamics (third edition)" (John Wiley et Son J Inc, New york), (1998).
- [65]. Petit S., thèse de doctorat université de louis pasteur , Strasborg (1998).
- [66]. Alfano R.R., " the supercontinuum laser source " Springer-Verlag, New york (1989).
- [67]. Jiang Yi., n Tomov I., Wang Y., Chen Z. *opt.lett* 29, 10 (2004).
- [68]. Wang H.X., Zong W. J., Sun T., Liu Q. *Applied Surface Science* 256, 5061–5068(2010)
- [69]. Nye, J. F. *Physical properties of crystals*; Oxford Clarendon Press: (1993).
- [70]. Constant E., Garzella D., Breger P., Mével E., Dorrer Ch., Le Blanc C., Salin F. et Agostini P., *Phys. Rev. Lett.* 8, 82, 1668 (1999).
- [71]. Kazamias S., Douillet D., Weihe F., Valentin C., Rousse A., Sebban S., Grillon G., Augé F., Hulin D. and Balcou Ph., *Phys. Rev. Lett.* 90, 19, 193901 (2003).
- [72]. Schnurer M., Cheng Z., Hentschel M., Tempea G., Kålman P., Brabec T. and Krausz F., *Phys. Rev. Lett.* 83, 4, 722 (1999).
- [73]. Wahlstrom C.G., Larsson J., Persson A., Starczewski T., Svanberg S., Salières P., Balcou Ph. Et L'Huillier A., *Phys. Rev.* 48 , 6-4709 (1993)..
- [74]. Pingxue Li., Dehue Li., Zhiguo Z., *Opt et Laser Technology* . 39, 1421–1425 (2007).
- [75]. Herskind P., Lindballe J., Clausen C, Sørensen J.L., Drewsen M. *optics.lett.* 32, 3 (2007).

- [76]. NEAGU L. National Institute for Laser, Plasma and Radiation Physics, Bucharest, Romania; 13, (2006).
- [77]. Crosignani B ., Porto P. Di ., Yariv A., opt. Lett 22,11 778-780(1997).
- [78]. Ciattoni A., Crosignani B., Porto P. Di ., Yariv A..opt .Soc .Am 17,5,809-819 (2000).
- [79]. Ciattoni A.,Conti C., Delre E., Crosignani B ., Porto P. Di ., Yariv A., opt. Lett.27, 9,734-736 (2002).
- [80]. Shi S.,Guo Qi ., opt. Lett.20,15,1598-1600 (1995).
- [81]. Milsted C.S., Cantrell C.D. *Phys. Rev*,53,5,3536-3542 (1996).
- [82]. de la Fuente R.,Varela O., Michinel H., opt.commun. 173,403-411 (2000).
- [83]. WILLIAM S., CHANG C., “ *Handbook of Principles of Lasers and Optics*” Cambridge University Press (2005).
- [84]. Koechner W., Bass M., “ *Handbook of Solid-State Lasers*” Springer Series in Optical Sciences, Springer Verlag (2002).