

République Algérienne Démocratique et Populaire

Ministère de l'enseignement supérieur et de la recherche scientifique

Université colonel Hadj Lakhder-BATNA



Faculté des sciences
Département de physique



Mémoire

Présenté pour obtenir le diplôme de

Magister

Physique des rayonnements
Option : Laser – Plasma

Thème

MODELISATION DE L'INTERACTION D'UNE IMPULSION LASER ULTRA-COURTE AVEC UN DIÉLECTRIQUE

Par :

BOULTIF OUSSAMA

Devant le jury :

A.Bouldjedri
A. Bendib
K.Kalache
S.Tobbeche
D.Bahloul

Pr. Univ.Hadj Lakhder-Batna.
Pr. USTHB-Alger.
Pr. USTHB-Alger.
M.C. Univ.Hadj Lakhder-Batna.
M.C. Univ.Hadj Lakhder-Batna.

**Président
Rapporteur
Examineur
Examineur
Examineur**

Dédicace

- ❖ A Monsieur Djeffal Faycal Maître de conférences à l'université de Batna,
pour l'encouragement et le soutien moral et matériel.
- ❖ A ma chère mère.
- ❖ A mon chère père.
- ❖ A mes frères.
- ❖ A tous ceux qui me sont chers et proches.
- ❖ Et enfin, à tous ceux qui m'ont aidé à réaliser ce travail.

Je dédis ce travail...

Mille mercis

Oussama.

Remerciements

- J'exprime une grande gratitude à **A. Bendib**, Professeur à l'université des Sciences et de la Technologie HB, (USTHB), mon directeur de thèse. Je le remercie de m'avoir transmis une partie de son savoir et de son expérience sur la physique des plasmas et ses applications dans le domaine de l'interaction Laser-Matière. Merci aussi pour sa disponibilité, l'aide précieuse qu'il m'a apportée chaque fois que j'en ai eu besoin, et ses nombreux conseils. Je lui suis particulièrement reconnaissant de la confiance qu'il m'a témoignée pendant ces deux années.

- J'aimerais ensuite remercier Monsieur **A.Bouldjedri**, Professeur à l'université de Batna et le directeur du laboratoire (PRIMALAB), qui avec toute sa compétence, a examiné ce travail et malgré ses responsabilités très prenantes, a bien accepté d'être le président du jury.

- Pour l'aspect simulation de ce travail, j'aimerais tout particulièrement remercier Monsieur **D.Bahloul**, Maître de conférences à l'université de Batna pour nos discussions numériques et aussi pour ces conseils pertinents, sa contribution permanente et judicieuse. Comme je tiens à lui exprimer ma profond gratitude pour m'avoir fait profiter de son expérience et d'avoir accepté de participer au jury de ma thèse en tant que examinateur.

- Je voudrais également adresser mes remerciements a madame **K. Bendib-Kalache** , Professeur à l'université des Sciences et de la Technologie HB (USTHB) examinateur de ce mémoire, qui, après m'avoir formé à la physique des plasmas au cours de l'année théorique du magistère au département de physique - université du colonel Hadj Lakhdar - .

- J'aimerais ensuite remercier l'examineur de ce mémoire Monsieur **S.Tobbeche**, Maître de conférences à l'université de Batna et l'ancien directeur du centre de recherche nucléaire à Alger. qui, après m'avoir initié à la physique expérimental au cours des années que j'ai passées au département de physique - université du colonel Hadj Lakhdar - .
- Merci aussi à Monsieur M. Smadi enseignant à l'université de Batna, pour l'encouragement et le soutien moral et matériel.

Merci aussi à R. Yacine et A. Tahar et A. Ibrahim et S. Yahia et B. Slimane qui ont toujours répondu avec efficacité et une grande gentillesse à mes sollicitations aussi fréquentes qu'urgentes.

Merci de tout cœur à mes parents et ma famille d'avoir toujours fait le maximum pour m'offrir la possibilité de faire ce qui me motivait.

Je voudrais remercier ici chacun, chacune, sincèrement.

Mille mercis

Oussama.

Sommaire

Introduction générale

Chapitre I : Les impulsions lasers ultracourtes et ultra intenses

Introduction	11
Genèse des lasers ultra brefs et ultra intense de type CPA	12
I.1. La technique d'amplification à dérive de fréquence 'CPA '	14
I.2. Le contraste temporel d'une impulsion femtoseconde	20
I.3. Définition mathématique d'une impulsion brève.....	22

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE I

Chapitre II : Principaux mécanismes physique dans l'interaction laser- diélectrique

Introduction	28
II.1. Concepts généraux de l'interaction laser-solide	29
II.2. Interaction laser-diélectrique	22
II.2.1. Mécanismes d'excitation des électrons	33
II.2.1.1. Photo ionisation	33
II.2.1.2. Ionisation par avalanche électronique	40
II.2.2. Mécanismes de recombinaison des électrons de la bande de conduction	45
II.2.2.1. La recombinaison à trois corps	45
II.2.2.2. La recombinaison excitonique	46

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE II

Chapitre III : Modélisation des phénomènes de claquage dans les diélectriques

Introduction	52
III.1. La synthèse des travaux réalisés dans le domaine d'interaction laser-diélectrique	53
III.1.1. Comportement pour des impulsions longues	53
III.1.2. Comportement pour des impulsions courtes	53
III.1.3. Déviation à la loi en $\tau_p^{1/2}$	54
III.1.4. Bilan bibliographique sur le claquage optique en impulsions courtes	63
III.2. Modélisation des processus de claquage dans la silice	65
III.2.1. Description théorique de notre modèle	65
III.2.2. Simulation numérique	67

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE III

Chapitre IV : Résultats et discussion

Introduction	73
IV.1. Calcul de la densité électronique en fonction du temps	74
IV.1.1. Calcul de la densité électronique sous l'effet des mécanismes d'ionisation.....	74
IV.1.2. Calcul de la densité électronique sous l'effet des mécanismes d'ionisation et de recombinaison.....	74
IV.2. Calcul de l'OBT	83
IV.2.1. Méthode de calcul	83
IV.2.2. Calcul de l'OBT en fonction de la durée de l'impulsion	83
IV.2.3. Influence de la densité initiale sur l'OBT	86
Conclusion.....	88

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE IV

Conclusion générale

Introduction générale

Introduction générale

Le traitement de matériaux par irradiation laser est de plus en plus largement utilisé dans l'industrie et en médecine. Des besoins sans cesse nouveaux imposent de trouver des outils toujours plus performants, élargissant du même coup le champ applicatif de l'outil laser. Marquage, découpe, soudure, peuvent s'appliquer à des domaines nouveaux en médecine ou en biologie (découpe de tissus, chirurgie ophtalmologique ou neurologique). De telles applications nécessitent une grande précision dans les procédés, atteignant des échelles de l'ordre du micron. Les moyens laser conventionnels comme les lasers CO_2 ou Nd:YAG deviennent alors progressivement insuffisants au fur et à mesure que l'on s'intéresse à des dimensions réduites.

L'apparition de la technique d'amplification à dérive de fréquence CPA (Chirped Pulse Amplification) a mis à la disposition des chercheurs un formidable outil d'investigation permettant de générer et d'étudier des processus d'interaction lumière/matière nouveaux.

Dans le domaine spécifique de la physique des lasers, l'exemple le plus frappant est sans doute le problème d'endommagement des optiques utilisé dans les chaînes lasers ultra courtes et ultra intenses. Un nombre important de groupes a mené des études fondamentales aussi bien expérimentales que théoriques permettant des avancées scientifiques remarquables dans la compréhension de l'interaction lumière/diélectrique.

Partons d'une image simple : l'état solide s'organise comme l'arrangement périodique d'atomes, le réseau cristallin, suivant un certain motif. Cette configuration spécifique des atomes fait que les niveaux électroniques, qui sont discrets dans le cas d'un atome isolé, deviennent des bandes dans le cas d'un solide. Pour les solides diélectriques, les électrons des couches externes occupent les niveaux de la bande de valence et la bande de conduction est vide, ce qui explique le fait que ces matériaux ne soient pas conducteurs. Les bandes de valence et de conduction sont séparées par une bande où aucun état électronique n'est permis : la bande interdite. La largeur de cette bande varie de 5 eV pour le diamant à 14 eV pour le cas extrême du LiF.

Dans le cas d'impulsions laser intenses, l'interaction avec un diélectrique peut conduire à des modifications importantes du matériau. Le problème est de comprendre ce qui se passe durant l'interaction, ou par quels processus l'absorption de la lumière peut endommager le matériau.

Il nous faut donc essayer de répondre aux questions suivantes :

- 1 *Par quels processus les électrons absorbent l'énergie lumineuse : ionisation des électrons de la bande de valence et chauffage des électrons de la bande de conduction?*
- 2 *Comment les électrons ayant absorbé cette énergie vont se désexciter. Quels sont les processus les plus efficaces et les grandeurs caractéristiques de cette phase de relaxation?*
- 3 *Comment varie le seuil d'endommagement optique OBT (Optical Breakdown Threshold) en fonction de la durée de l'impulsion?*

Ce sont tous ces processus qui contribuent à la dynamique des électrons dans un diélectrique et dont l'étude constitue l'objet de notre thèse.

Dans le premier chapitre nous présentons le mécanisme de génération des impulsions laser ultracourtes et ultra intenses par la méthode d'amplification à dérive de fréquences (ou CPA) utilisée dans les expériences d'interaction laser-diélectrique.

Dans le 2^{ème} chapitre nous exposons les mécanismes physiques conduisant à l'ablation et l'endommagement des matériaux diélectriques. Nous commençons tout d'abord par les mécanismes d'excitation des électrons dans la bande de conduction (la photoionisation et l'ionisation par avalanche électronique) et puis on va traiter les mécanismes de recombinaison du plasma d'électrons libres de la bande de conduction (La recombinaison à trois corps et la recombinaison sous forme d'excitons –piégeage).

Dans le 3^{ème} chapitre : on va présenter notre modèle (qui est l'intérêt central de notre mémoire) en précisant les différentes bases physiques utilisées. On va présenter aussi les différentes études et travaux réalisés dans le domaine de l'interaction laser-diélectrique .

Le 4^{ème} chapitre est consacré à la présentation de nos résultats concernant l'évolution de la densité électronique dans la bande de conduction et le seuil d'endommagement optique (OBT). Une étude de l'influence de la densité électronique initiale sur la densité électronique dans la bande de conduction et sur le seuil d'endommagement optique sera aussi présentée.

Chapitre I

Les impulsions lasers ultracourtes et ultra intenses

Plan du Chapitre I

- Introduction.....11
- Genèse des lasers ultra brefs de type CPA.....12

I.1. La technique d'amplification à dérive de fréquence 'CPA '

I.1.1. Définition	14
I.1.2. Oscillateur femtoseconde	16
I.1.2.1. Le mécanisme de blocage des modes	17
I.1.2.1.1. Blocage des modes passif	17
I.1.2.1.2. Blocage des modes actif ou l'autoblocage.....	17
I.1.2.2. L'oscillateur titane : saphir	17
I.1.3. Le mécanisme d'étirement de l'impulsion.....	18
I.1.4. Le mécanisme d'amplification de l'impulsion.....	19
I.1.5. Le mécanisme de Compression de l'impulsion	19

I.2. Le contraste temporel d'une impulsion femtoseconde

I.2.1. Définition	290
I.2.2. Amélioration du contraste laser par le Miroir plasma.....	21

I.3. Définition mathématique d'une impulsion brève

I.3.1. L'expression du Champ électrique d'une impulsion brève	292
I.3.2. L'intensité d'une impulsion brève	23
I.3.3. L'intensité crête	24
I.3.4. La densité d'énergie F ou la fluence	294

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE I

Introduction

La génération d'impulsions laser extrêmement brèves et intenses ouvre un vaste domaine de recherche, en particulier pour la physique des plasmas et les interactions laser -matière à très haut flux. Au cours de ces vingt dernières années, le développement des sources lasers femtosecondes a connu un élan considérable, en particulier grâce à l'introduction de l'amplification à dérive de fréquences (Chirped Pulse Amplification ou CPA) en 1985 qui a permis d'envisager l'amplification d'impulsions courtes jusqu'à des niveaux d'énergie très élevés [1]. De plus, l'utilisation, depuis les années 1990, d'un nouveau matériau amplificateur, le saphir dopé au titane, dont les caractéristiques exceptionnelles demeurent quasiment incontournables, permet l'amplification d'impulsions de durée quelques dizaines de femtosecondes à des taux de répétition élevés, de 10 Hz à quelques dizaines de kilohertz. Aujourd'hui, les puissances crêtes atteintes par de tels systèmes dépassent la centaine de TéraWatt ($1 \text{ TW} = 10^{12} \text{ W}$) avec des installations de taille relativement réduite. Les applications de ces sources pour la physique des plasmas et des particules sont en effet très nombreuses. Par exemple, elles autorisent des expériences telles que la génération d'harmoniques d'ordre élevé, qui génèrent des rayonnements cohérents dans l'ultraviolet lointain. Les hautes intensités ouvrent également la voie à la réalisation de sources X et gamma, à la génération d'impulsions attosecondes ou encore à l'accélération de particules (électrons, protons). Enfin, les durées très brèves des impulsions permettent l'étude résolue en temps de phénomènes ultra-rapides biologiques, chimiques... [2]

L'ambition actuelle du développement des lasers femtosecondes est l'augmentation de l'intensité crête, aujourd'hui au mieux de l'ordre de $10^{21} \text{ W.cm}^{-2}$, pour ouvrir des voies nouvelles de recherche dans le domaine des plasmas relativistes [2]. L'augmentation de l'intensité requiert à la fois l'optimisation de l'énergie disponible, la réduction de la durée de l'impulsion, ainsi que l'amélioration de la qualité de focalisation du faisceau. Le développement de telles sources est aujourd'hui limité par plusieurs verrous, scientifiques et technologiques. L'un de ces verrous réside dans le problème du contraste temporel de l'impulsion femtoseconde.

La notion de contraste désigne le rapport d'intensité entre l'impulsion proprement dite et son piédestal, constitué par l'émission spontanée amplifiée (*Amplified Spontaneous Emission* ou ASE). Le problème est alors posé par l'amplification de l'émission spontanée. L'ASE correspond à une émission laser qui va se former au sein de tous les composants de la chaîne laser qui possèdent des éléments capables d'amplifier un signal laser. Dans ce chapitre en va voire comment on peut améliorer ce contraste par la méthode des miroirs plasma.

Ce chapitre présente la méthode de génération des impulsions laser ultracourtes et ultra intenses par la méthode d'amplification à dérive de fréquences (Chirped Pulse Amplification ou CPA) utilisée dans les expériences d'interaction laser-diélectrique.

En va tout d'abord présenter la technique d'amplification à dérive de fréquences et ces différents éléments consécutifs (§4).

Ensuite, en va traiter l'un des problèmes limitant l'augmentation de l'intensité crête des impulsions ultra brefs et comment améliorer ce problème (§5).

Enfin, nous exposons les notions nécessaires pour comprendre les propriétés des impulsions lasers ultracourtes et ultra intenses (§3).

Genèse des lasers ultra brefs et ultra intense de type CPA

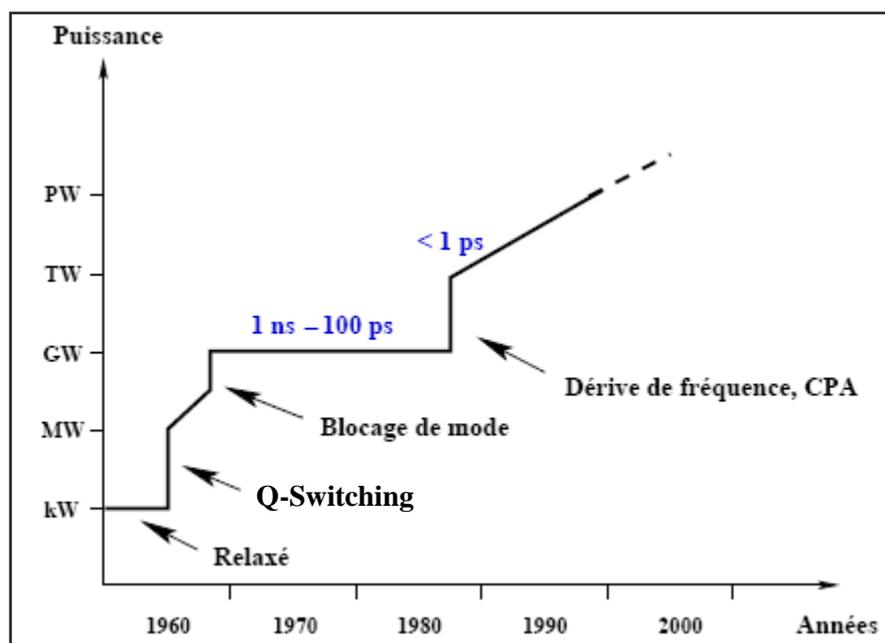
Le premier laser fut réalisé en 1960 [Mainman 1960] avec un cristal de rubis pompé par lampe flash. Les impulsions générées en régime relaxé avaient des puissances de l'ordre du kilowatt et des durées de l'ordre de la milliseconde. Deux ans plus tard, le procédé de déclenchement « Q-switch » est démontré [Collins 1962]. Les impulsions ne durent plus qu'une nanoseconde et leur puissance crête est de l'ordre du mégawatt. Seulement quatre ans plus tard en 1964, le développement du blocage de modes permet d'atteindre des durées de l'ordre de la picoseconde et des puissances crêtes de l'ordre du gigawatt [Mocker 1965].

Les puissances crêtes alors générées commencent à produire des effets non linéaires importants dans les matériaux. L'un des effets le plus remarquable et potentiellement néfaste est l'effet Kerr qui modifie l'indice du matériau en fonction de la puissance. Cette modification appliquée à un profil spatial de type gaussien produit un gradient d'indice suffisant pour provoquer une focalisation (comme pour les lentilles à gradient d'indice) [2]. Dans ce cas où la focalisation est causée par la puissance de l'impulsion elle-même on parle d'autofocalisation. Lors de l'amplification des impulsions dans le barreau amplificateur, le processus d'autofocalisation fait croître la fluence au delà du seuil de dommage du matériau. Le barreau amplificateur est alors endommagé ! Comment obtenir des impulsions plus puissantes sans détruire l'amplificateur ?

Il faut attendre 1985 pour qu'une réponse soit apportée: l'amplification à dérive de fréquence [Strickland 1985] (« Chirped Pulse Amplification » ou CPA) [2]. Cette réponse est la

transposition optique de techniques radars [Cook 1978]. Le principe est d'étaler temporellement et de manière réversible l'énergie de l'impulsion pour diminuer la puissance crête. La dérive de fréquence permet d'allonger l'impulsion temporellement sans diminuer son spectre. Cette technique sera exposée plus en détail dans la suite de ce chapitre. On peut préciser qu'elle utilise une impulsion laser de grande largeur spectrale dont on fait varier la durée par la relation de phase entre les composantes spectrales. L'impulsion est allongée avant l'amplification pour diminuer la puissance crête. Après l'amplification, l'impulsion est comprimée pour augmenter sa puissance crête. La fluence est ainsi diminuée dans le matériau amplificateur.

Dès lors les puissances crêtes de ces lasers peuvent atteindre le térawatt (10^{12}W) et bientôt le pétawatt. Parallèlement, l'élargissement spectral des sources permet d'avoir des impulsions de l'ordre de 6fs en sortie d'oscillateur et de 10fs en sortie d'amplificateur. Dans la figure ci-dessus en à représenter l'évolution de l'intensité laser au cours du temps, Les technologies successives de Q-Switching, blocage de mode et dérive de fréquence ont permis à la fois d'augmenter l'énergie des lasers, mais aussi de réduire considérablement la durée de l'impulsion laser [2].



L'évolution de la puissance laser au cours du temps.

I.1. la technique d'amplification à dérive de fréquence 'CPA '

I.1.1. Définition

Depuis plus de 20 ans. La technique d'amplification à dérive de fréquence -CPA-(Chirped Pulse Amplification) est utilisée pour obtenir des impulsions de haute énergie (1joule ou plus) à partir d'impulsions ultracourtes [1].

Pour bien fixer le cadre de notre étude dans ce chapitre, il convient de rappeler le principe d'amplification à dérive de fréquence ainsi que les différents éléments constitutifs d'une chaîne laser basé sur ce principe.

Les impulsions lasers sont créées dans des oscillateurs laser. Ces impulsions sont très remarquables en terme de qualité spatiale de durée et de contraste, mais l'énergie contenue dans chaque impulsion reste faible (de l'ordre de quelques nanojoules). Pour atteindre les intensités crêtes nécessaires à la physique de la haute intensité, il est indispensable d'amplifier ces impulsions.

Avant l'apparition de la technique CPA les impulsions des oscillateurs étaient directement amplifiées dans divers matériaux, des colorants ou bien des matériaux solides. Lorsque l'intensité crête est élevée, des effets non linéaires causés par l'indice non linéaire n_2 du matériau tel que l'autofocalisation du faisceau ou l'automodulation de phase, se produisant [1].

Ces effets dégradent le faisceau laser et peuvent engendrer l'endommagement des matériaux ou des optiques utilisées. Le processus d'amplification doit donc permettre d'augmenter l'énergie de l'impulsion laser tout en conservant une intensité crête en dessous des seuils d'apparition des effets non linéaires. Pour diminuer l'intensité crête et donc les effets non linéaires induits lors de l'amplification, la première solution est l'augmentation de la taille du faisceau laser, mais survient alors le problème de la taille des optiques nécessaires [1].

L'amplification à dérive de fréquence -CPA-(Chirped Pulse Amplification) technique démontrée par Strickland et Mourou en 1985, va permettre de résoudre ce problème. Dans l'amplification CPA, l'idée est de diminuer l'intensité crête en augmentant la durée de l'impulsion (étirer l'impulsion en temps de façon irréversible) issu de l'oscillateur au moyen d'un étireur ou d'une fibre dispersive. La durée Δt devient alors beaucoup plus importante d'un facteur typiquement 10^5 . Après l'amplification de cette impulsion 'longue' celle-ci est ramenée à une durée proche de sa durée initiale au moyen d'un compresseur [2].

L'idée reprise par Strickland et Mourou [1] est inspirée de ce qui faisait en radar depuis les années 60. Pour envoyer une impulsion radar très puissante, on se heurte au problème du tube amplificateur qui n'accepte pas bien le champ électrique crête est saturé, or, pour porter loin, on se trouve dans l'obligation de générer des impulsions porteuses de beaucoup d'énergie, avec

l'inconvénient de voir revenir un signal multicibles, trop confus pour être analysé il faut donc revenir aux impulsions courtes[3].

Les radaristes ont donc imaginé de fabriquer au départ un oscillateur avec un pulse courte puis ils l'ont 'chirpée' c'est-à-dire allongé en modulant ou en le codant puis ils l'on amplifié par un tube dans le quel le champ crête était faible avant de l'envoyer sur la cible. Au retour on comprime le pulse revenu. Car en connaît sa modulation ou son code, et en retrouve ainsi les impulsions courtes [3].

L'idée appliquée au laser consiste donc :

- à fabriquer une impulsion courte.
- Puis à la moduler linéairement en fréquence appelé 'dérive de fréquence' ce qui augmente la durée de l'impulsion.
- En suite à amplifier jusqu'à la limite $1\text{GW}/\text{cm}^2$ crête.
- En fin à la recomprimer.

La différence avec le radar, ou la recompression se fait au retour est que dans le cas des lasers on recomprime directement après l'amplification [3].

La figure (I -1) est une représentation schématique des éléments d'une chaîne 'CPA' .

Tous les systèmes ultra intenses amplifiant des impulsions plus courtes qu'une picoseconde fonctionnent sue ce principe [4].

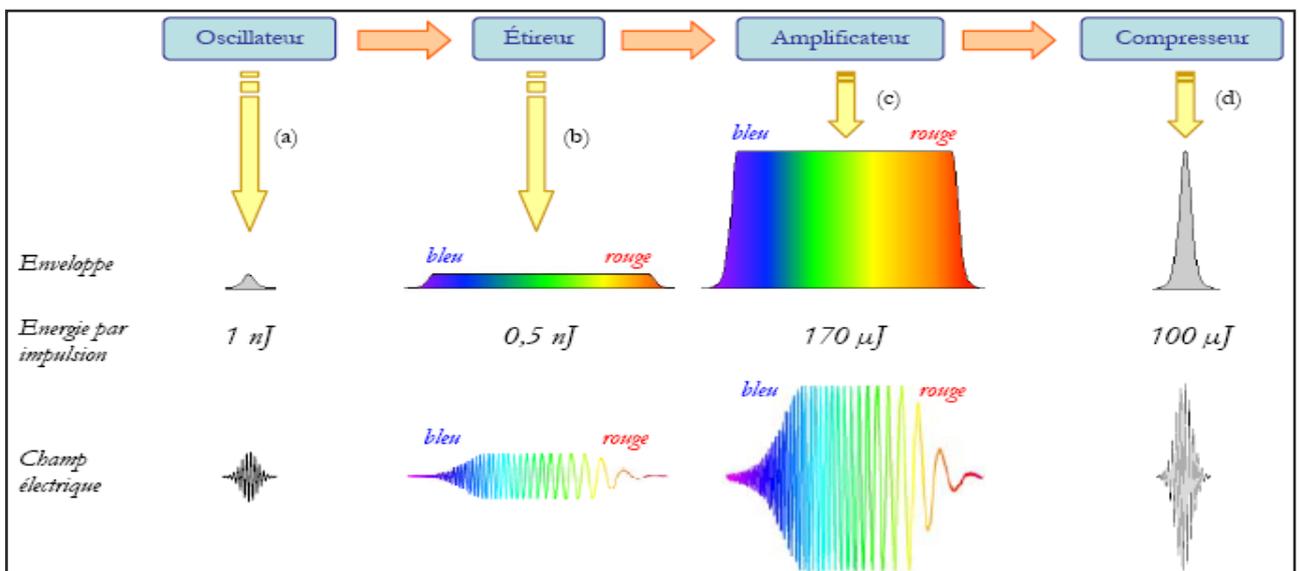


Figure (I -1) : Illustration du principe de l'amplification à dérive de fréquence : enveloppe et allure du champ électrique en fonction du temps, et ordres de grandeur des énergie par impulsion après chaque composant. L'oscillateur produit des impulsions courtes de faible énergie (a), l'étireur allonge la durée de ces impulsions en séparant temporellement leurs composantes spectrales de sorte que le rouge soit en avance sur le bleu (b), l'amplificateur augmente l'énergie des impulsions (c), et le compresseur restitue leur durée initiale (d)

Les chaînes laser à ultra-courtes est ultra intense dans le monde peuvent être classées selon deux types [2,3] :

- les chaînes laser utilisant comme matériau amplificateur du verre dopé à l'ion néodyme, qui peut être fabriqué en grandes dimensions. Les inconvénients de ce type de source laser sont leur taille et leur coût [2,3].
- Les chaînes dont les impulsions ont une énergie plus modeste de l'ordre du joule, mais une durée très courte. Le matériau amplificateur le plus utilise est le titane-saphir, qui permet des durées de l'ordre de $10fs$ ces sources sont souvent qualifier de 'table-top' laser car un de leur avantage est leur compacité. Une chaîne complète pouvant être contenue dans une pièce de $100m^2$. un autre grand avantage de ces sources est le taux de répétition qui peut aller jusqu'au KHz. Un fort taux de répétition est un atout important pour les perspectives d'application [2,6].

I.1.2. Oscillateur femtoseconde

Dans un oscillateur laser lorsque le milieu amplificateur possède une bande d'émission assez larges plusieurs modes longitudinaux peuvent osciller dans la cavité de manière indépendante. Si ces modes ne sont pas liés par une relation de phase, ils oscillent indépendamment les uns des autres. Le faisceau laser émis est donc multimode et continu. Le régime impulsionnel résulte d'une mise en phase de ces modes, c'est le blocage de modes (*mode-locking*). Pour réaliser ce blocage de modes, on introduit dans la cavité un élément qui module les pertes et favorise le régime impulsionnel, plus intense que le régime continu [4].

Une fois cette condition réalisée, il faut également compenser la dispersion de vitesse de groupe introduite par les éléments traversés, essentiellement le milieu amplificateur.

En effet ; chaque mode possède une longueur d'onde différente et donc parcourt un chemin optique plus ou moins grand dans la cavité. Alors il est impératif de compenser la dispersion de vitesse de groupe du matériau lui-même pour obtenir un pulse court.

Pour compenser cette dispersion, on devra introduire dans la cavité un dispositif qui ne présente pas le même temps de retard pour toutes les longueurs d'ondes. Les deux systèmes actuellement les plus utilisés sont les suivantes [3] :

- le miroir 'chirpé' dont le coefficient de réflexion est de 100%, il est calculé et fabriqué de telle manière que les longueurs d'ondes lent se réfléchissant en premier lieu pour rattraper leur temps de retard [3].

- Le deuxième dispositif est le système à ligne de prismes, a la sortie du dispositif les faisceaux rapides et lents- sont parallèles, mais le schéma du trajet des longueurs d'ondes rapide est plus long que celui du trajet des longueurs d'onde lents. Tous les générateurs d'impulsions ultracourtes utilisant l'une ou l'autre des solutions de compensation de dispersion décrite ci-dessus. Mais le miroir 'chirpé' est de plus en plus utilisé aujourd'hui [3].

I.1.2.1. Le mécanisme de blocage des modes

La relation de Fourier $\Delta\nu\Delta t \geq \frac{1}{2}$ indique que la génération d'impulsion courte nécessite un spectre large, plus le nombre des modes qui interfèrent dans la cavité et grand plus en réduit la durée temporelle de l'impulsion résultante est plus on augmente l'intensité crête associé à cette impulsion. Mais cette condition n'est pas suffisante si les relations de phase entre les modes ne sont pas fixés.

Rendre ces modes en phase appelé le blocage des modes (*mode-locking*).dans une cavité laser le blocage des modes peut se faire de façon active ou passive.

I.1.2.1.1. Blocage des modes passif

Dans lequel, un absorbant saturable est introduit dans la cavité pour sélectionner une seule impulsion dans la cavité.

I.1.2.1.2. Blocage des modes actif ou l'autoblocage

La forte non linéarité de l'indice de milieu amplificateur permet à un faisceau intense dans la cavité pour masquer les bords du faisceau ou favoriser les pics les plus intenses dans la cavité.

I.1.2.2. l'oscillateur titane :saphir

Pour les oscillateurs à cristaux de Ti :Sa, c'est l'effet Kerr optique qui joue le rôle de blocage des modes. La non linéarité du milieu amplificateur implique que son indice s'écrit :

$$n(\vec{r}) = n_0 + n_2 I(\vec{r})$$

En présence de l'onde laser gaussienne le milieu amplificateur à un comportement similaire à celui d'une lentille convergente dont la seule caractéristique importante est justement d'avoir un indice plus important sur son axe que sur les bords, c'est le phénomène d'autofocalisation du faisceau, ceci signifie que les pics d'intensité dans la cavité laser seront beaucoup plus focalisés.

Ces pics d'intensité subissent généralement dans la cavité moins de pertes alors les modes s'autobloquent. Il est aussi possible de modifier la cavité oscillante pour déstabiliser le mode continu et favoriser le régime impulsionnel, figure (I -2) . Une fois cette condition réalisée, il faut également compenser la dispersion de vitesse de groupe introduite par les éléments traversés, essentiellement le milieu amplificateur. Des miroirs "chirpés" ou une ligne à prismes, peuvent remplir cette fonction [4].

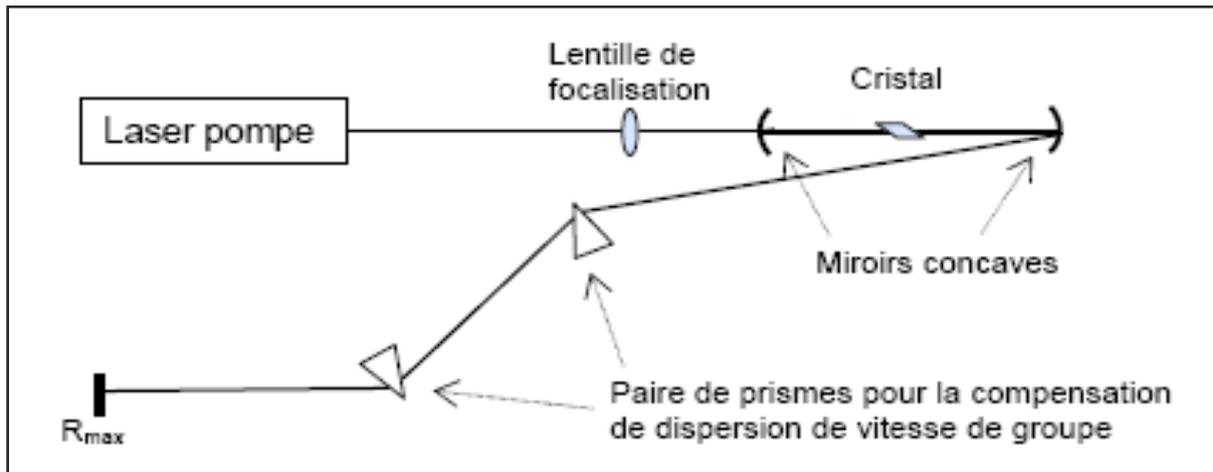


Figure (I -2) : Schéma d'un oscillateur Ti :Sa à blocage de modes par effet Kerr

I.1.3. Le mécanisme d'étirement de l'impulsion

Le principe pour étirer temporellement l'impulsion est de différencier le chemin optique parcouru pour chacune des longueurs d'onde composant le spectre de l'impulsion. Le déphasage produit entre les différentes longueurs d'ondes induit une dispersion importante et cela signifie que les plus grandes longueurs d'ondes réalisant un chemin plus important ce qui allonge la durée de l'impulsion [4]. Ce principe d'étirement de l'impulsion est réalisé par un couple de deux réseaux antiparallèles entre lesquelles est placé un système composé de deux lentilles ou bien dans des fibres, figure (I -3).

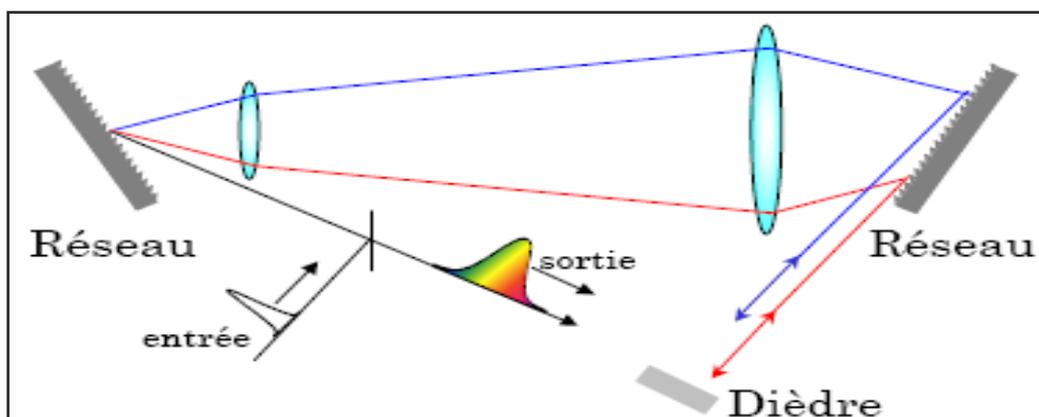


Figure (I -3) : Schéma d'un étireur à réseau

I.1.4. L'amplification de l'impulsion

Après son étirement l'impulsion doit être amplifiée par un amplificateur qui augmente l'énergie des impulsions incidents à des niveaux beaucoup plus élevées que celles produites par un oscillateur seul. En partant d'une énergie de l'ordre du nJ jusqu'à des valeurs du joule avec un gain en énergie de l'ordre de 10^9 . Pour réaliser ceci, l'énergie est stockée dans des matériaux amplificateurs au moyen d'un pompage optique par des lasers impulsionsnels qui réalisant une inversion de population dans le milieu, l'énergie est simplement transférée sur l'impulsion à amplifier en effectuant de multiples passages dans le matériau amplificateur [4].

I.1.5. Compression de l'impulsion

La compression de l'impulsion est réalisée en fin de la chaîne d'amplification par un couple de réseaux parallèles qui induit une dispersion négative. Cette dispersion doit compenser celle de l'étireur ainsi que tous les défauts de phase spectrale engendrés pendant l'amplification [4], figure (I -4)

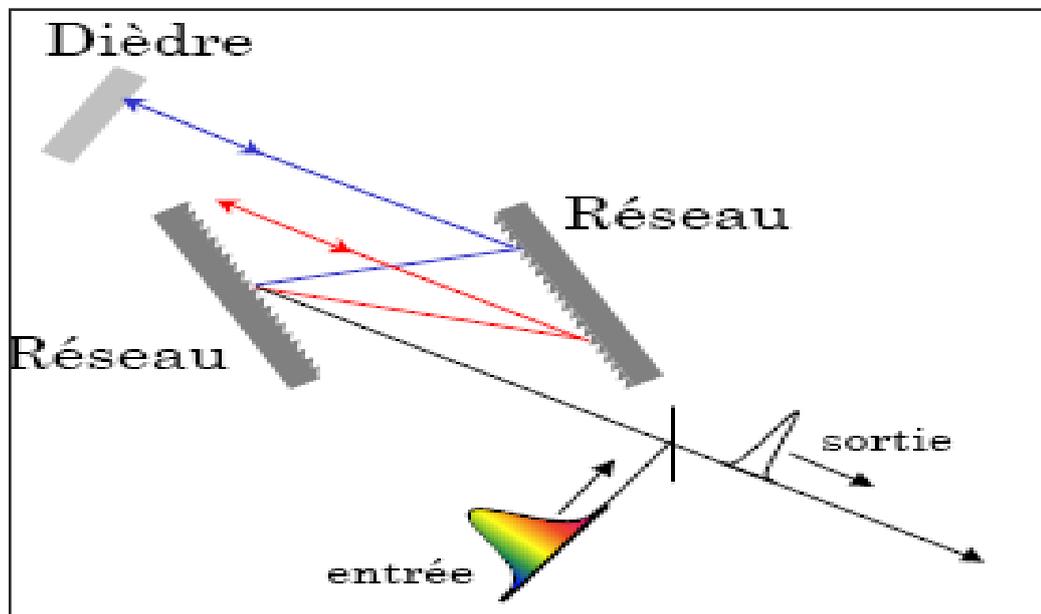


Figure (I -4) : Schéma d'un compresseur à réseau.

I.2. Contraste temporel d'une impulsion femtoseconde

L'un des buts actuels du développement des lasers femtosecondes est l'augmentation de l'intensité crête pour ouvrir des voies nouvelles de recherche dans le domaine des interactions laser-matière. L'un des problèmes limitant le développement de telles sources est le problème du contraste temporel de l'impulsion femtoseconde [5].

I.2.1. Définition

Dans les interactions laser-plasma actuelles, l'impulsion femtoseconde de puissance crête plusieurs centaines de térawatt, atteint sur cible des intensités de l'ordre de 10^{13} Wcm^{-2} à 10^{14} Wcm^{-2} . Ces intensités étant considérables, il est nécessaire de caractériser et contrôler le profil temporel en intensité des impulsions. Les défauts de l'allure temporelle sont évalués par comparaison avec une impulsion idéale, figure (I -5).

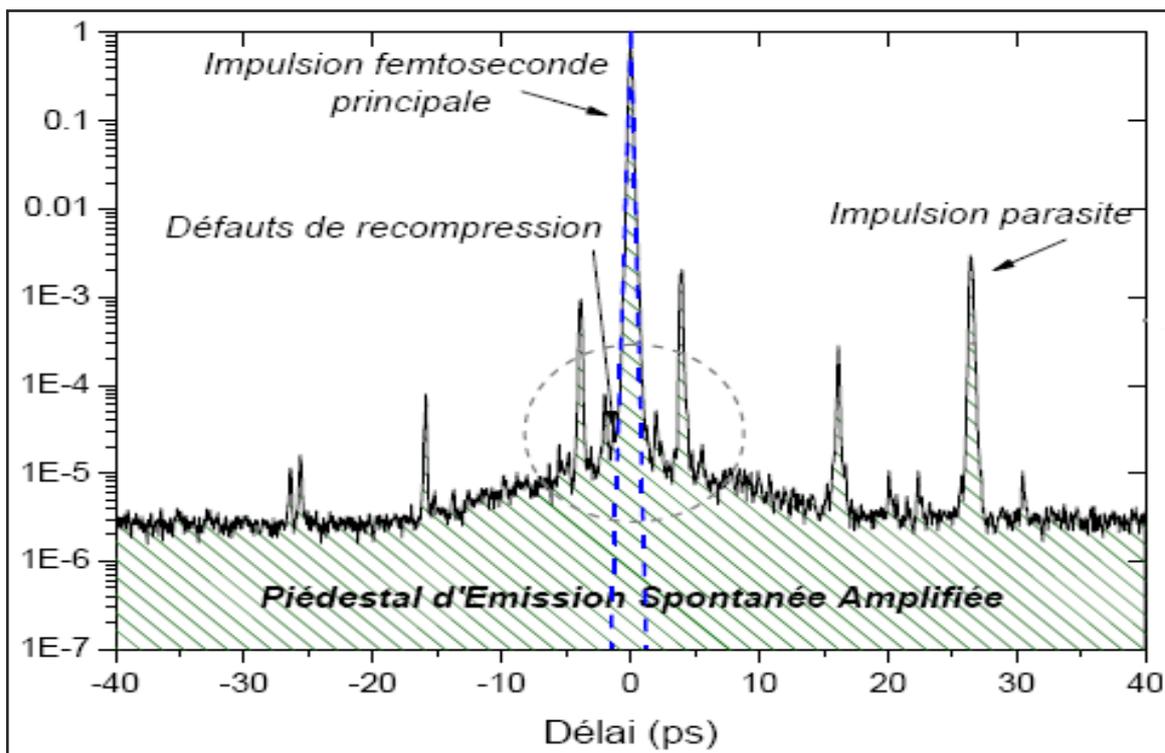


Figure (I -5): Représentation schématique des défauts de l'allure temporelle d'une impulsion fs.

L'impulsion femtoseconde est accompagnée d'impulsions parasites, générées tout au long de l'amplification. Ces impulsions satellites, dont l'intensité normalisée par rapport à celle de l'impulsion principale peut atteindre 10^{-3} , de plus la compression temporelle n'étant jamais parfaite [5].

Enfin, l'impulsion est accompagnée d'un piédestal d'émission spontanée amplifiée, de durée nanoseconde, incohérent, généré et amplifié dans la chaîne laser. L'ASE (*Amplified Spontaneous Emission*) est la principale source de bruit dans la chaîne laser et atteint classiquement pour un laser classique 100 TW une intensité relative de 10^{-7} par rapport à l'intensité de l'impulsion femtoseconde [5].

La notion de contraste temporel quantifie les défauts de cette impulsion relatifs à l'ASE et/ou aux impulsions satellites, nous désignerons toujours le terme contraste comme le rapport :

$$C = \frac{I_{fs}}{I_{ASE}} ; I_{ASE} = \text{l'intensité de l'impulsion relatifs à l'émission spontanée.}$$

I.2.2. Amélioration du contraste laser par le Miroir plasma

Le miroir plasma permet d'améliorer le contraste en diminuant le niveau de l'ASE. Le principe du miroir plasma réside dans la création d'un plasma surcritique par l'avant de l'impulsion principale et la réflexion de cette même impulsion sur la surface critique. Le faisceau est faiblement focalisé sur un matériau diélectrique qui va transmettre la plupart du piédestal. L'intensité augmentant au fur et à mesure que l'impulsion laser se propage dans le diélectrique, les électrons du milieu vont être excités par absorption collisionnelle. La densité électronique du milieu va alors augmenter et ainsi adopter un comportement métallique (électrons dans la bande de conduction). Lorsque la densité électronique dépasse la densité critique à la longueur d'onde laser, la réflectivité du milieu augmente et le reste de l'impulsion est réfléchi. En choisissant les paramètres de focalisation, il est possible de déclencher l'effet plasma juste avant l'arrivée de l'impulsion principale, figure (I-6).

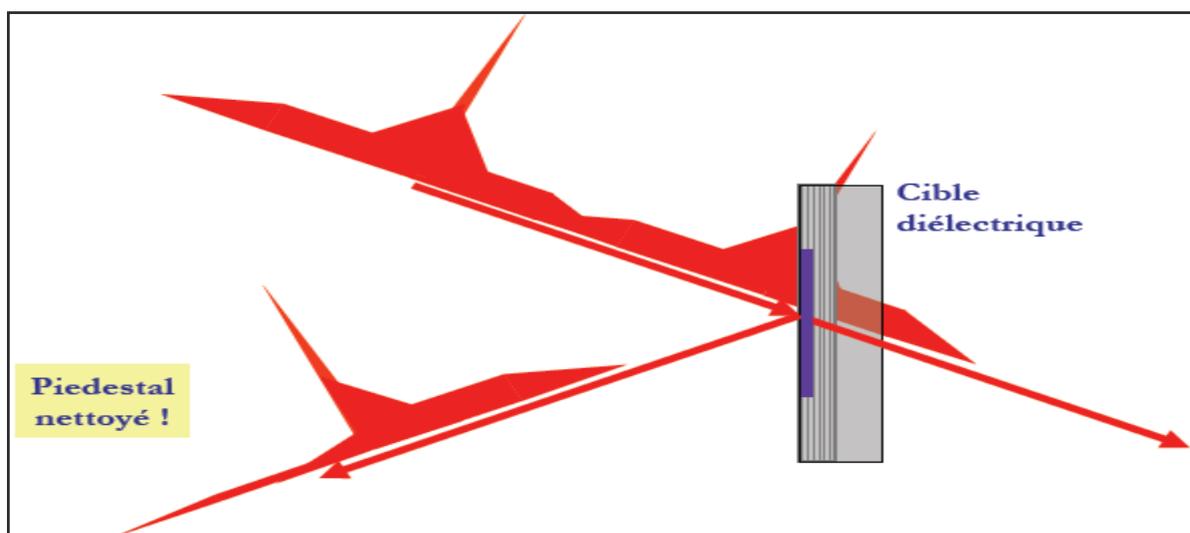


Figure (I -6) : Illustration du principe du miroir plasma.

I.3. Définition mathématique d'une impulsion brève

Cette partie introduit le formalisme utilisé par la suite et quelques propriétés physiques. Ce formalisme définit la phase temporelle et la phase spectrale et la puissance crête utilisées pour caractériser les impulsions.

I.3.1. L'expression du Champ électrique d'une impulsion brève

Le champ électrique d'une impulsion lumineuse est le produit d'une onde porteuse qui oscille à la fréquence ω_0 , et d'une fonction enveloppe : $E(t) = A(t) \exp(-i\omega_0 t)$ (I-1)

L'enveloppe $A(t)$ peut revêtir différentes formes (gaussienne, lorentzienne, sécante hyperbolique, etc.).

En supposant cette enveloppe de forme gaussienne, la dépendance temporelle du champ électrique représentée sur la figure (I-7) s'écrit : $E(t) = E_0 \exp\left(-\frac{t^2}{2\tau^2}\right) \exp(-i\omega_0 t)$;

$$A(t) = E_0 \exp\left(-\frac{t^2}{2\tau^2}\right) \quad (\text{I-2})$$

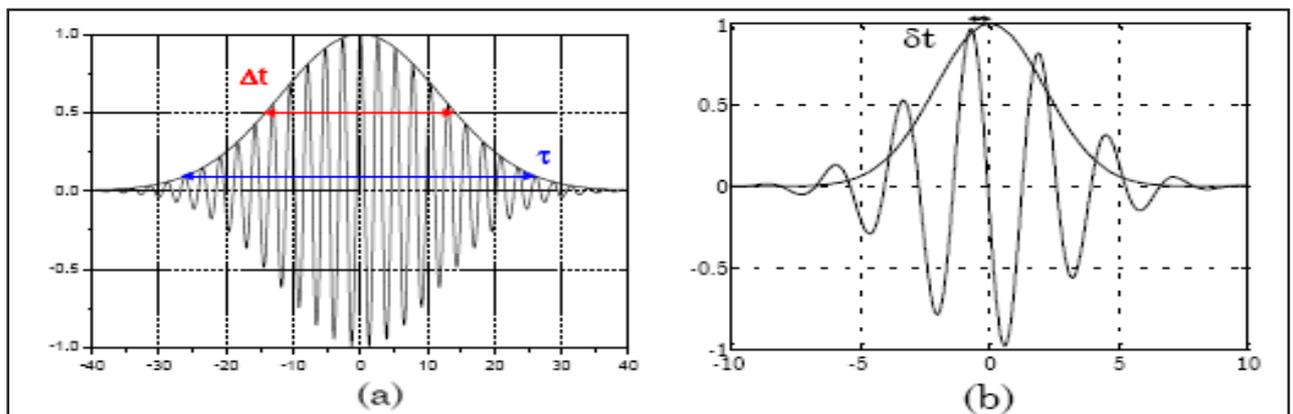


Figure (I-7) : champ électrique et enveloppe d'une impulsion de (a) 20 fs et (b) 5 fs

τ : La largeur à $\frac{1}{e^2}$ de l'intensité, il est facile de déduire la durée de l'impulsion : $\tau_p = 2\tau\sqrt{\ln 2}$

Pour une impulsion brève, il faut parler d'une distribution de fréquences, d'où l'utilité de l'analyse de Fourier. Le champ dans le domaine des fréquences, transformée de Fourier de $E(t)$, s'écrit :

$$E(\omega) = \int_0^{+\infty} E(t) \exp(i\omega t) dt \quad (\text{I-3})$$

I.3.2. L'intensité d'une impulsion brève

Prenons de nouveau l'exemple d'une impulsion gaussienne :

$$E(t) = E_0 \exp\left(-\frac{t^2}{2\tau^2}\right) \exp(-i\omega_0 t) \quad (\text{I-4})$$

La transformée de Fourier de ce produit peut s'écrire comme :

$$E(\omega) = E_0 \tau \sqrt{2\pi} \exp\left[-\frac{(\omega - \omega_0)^2}{2} \tau^2\right] \quad (\text{I-5})$$

En peut déduire les intensités temporelles et spectrales Figure (I-8) [6,7] :

$$\left. \begin{aligned} I(t) &= I_0 \exp\left[-\frac{t^2}{\tau^2}\right] \\ I(\omega) &= 2\pi I_0 \tau^2 \exp\left[-\frac{(\omega - \omega_0)^2 \tau^2}{2}\right] \end{aligned} \right\} I_0 = \frac{E_0^2}{2\eta_0} : \text{Intensité crête.} \quad (\text{I-6})$$

Il est facile d'en déduire les largeurs à mi-hauteur, τ_p et $\Delta\omega_{1/2}$, respectivement dans les domaines temporel et spectral. On obtient :

$$\left. \begin{aligned} \tau_p &= 2\tau\sqrt{\ln 2} \\ \Delta\omega_{1/2} &= \frac{2\sqrt{\ln 2}}{\tau} \end{aligned} \right\} \tau_p \cdot \Delta\omega_{1/2} = 0,44 \quad (\text{I-7})$$

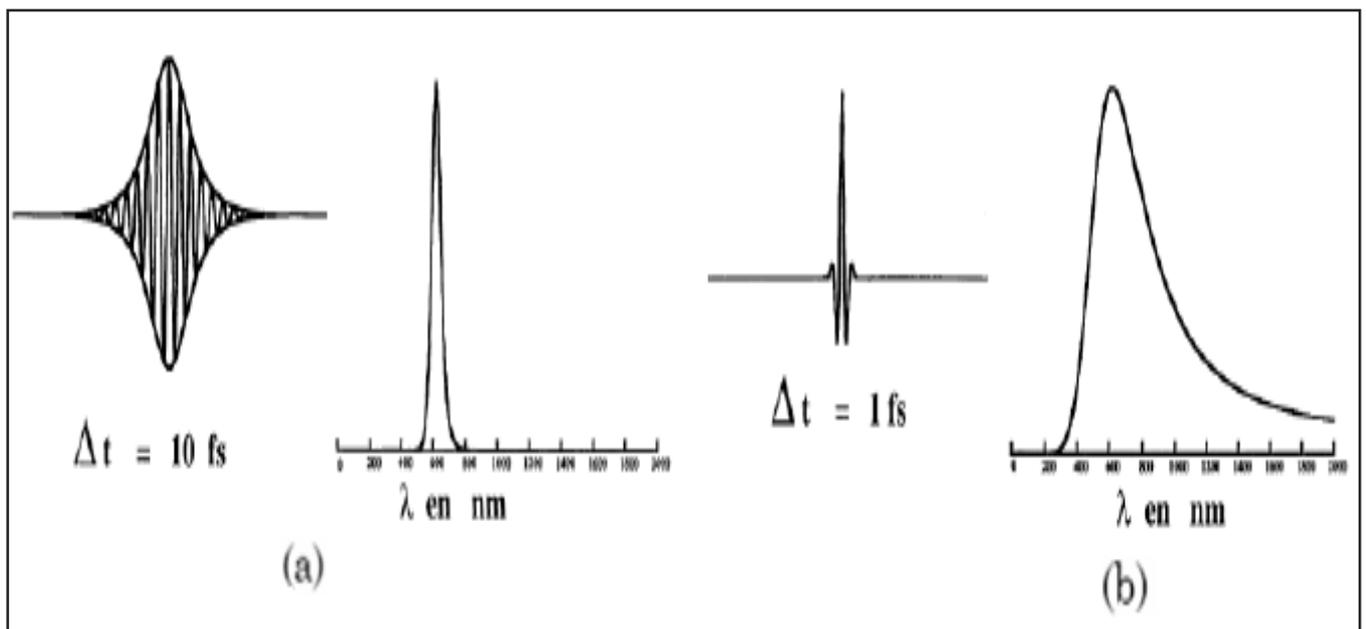


Figure (I-8) : Forme temporelle et spectre d'une impulsion de 10fs (a) et 1fs (b)

I.3.3. L'intensité crête

L'intensité crête est donnée par l'expression suivante : $I_0 = c\varepsilon_0 n_0 E_0^2$ on peut écrire aussi que :

$$I_0 = \frac{E}{\Delta t \cdot S} \quad (\text{I -8})$$

E : l'énergie de l'impulsion et Δt sa durée.

S : la section du faisceau.

L'intensité crête est exprimée en W/m^2 .

I.3.4. La densité d'énergie F ou la fluence

La densité d'énergie F , peut être obtenue en intégrant l'intensité par rapport au temps :

$$F = \int_{-\infty}^{+\infty} I(t) dt \quad (\text{I -9})$$

Dans le cas d'une impulsion gaussienne en à [6,7] :

$$F = \frac{\tau_p I_0}{2} \left(\frac{\pi}{\ln 2} \right)^{1/2} \quad (\text{I -10})$$

Elle est exprimée en J/m^2 .

On peut définir la fluence seuil ou la fluence d'endommagement F_{cr} d'un diélectrique comme la fluence laser pour laquelle la densité électronique dans la bande de conduction atteint la densité critique [6,7]: $n_e = n_{cr}$

$$F_{cr} = \frac{\tau_p I_0}{2} \left(\frac{\pi}{\ln 2} \right)^{1/2} = \frac{2}{\alpha} \ln \left(\frac{n_{cr}}{n_0} \right) \quad (\text{I -11})$$

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE I

Les références bibliographiques sont citées dans le texte sous la forme des nombres, chaque nombre étant associé à une référence.

[1] P. MAINE, D. STRICKLAND, P. BADO, M. PESSOT, AND G. MOUROU (1988), *Generation of Ultrahigh Peak Power Pulses by Chirped Pulse Amplification*. IEEE JOURNAL OF QUANTUM ELECTRONICS, VOL. 24. P.398-403

[2] G. Mourou, *The ultrahigh-peak-power laser: present and future*. Appl. Phys. B 65, 205–211 (1997)

[3] Les impulsions lasers ultra brèves, Echanges physique-industrie. Compte rendu des 3^e Entretiens de la physique 17-18 septembre 1998.

[4] Pierre Raybaut. Thèse de doctorat, UNIVERSITÉ PARIS XI UFR SCIENTIFIQUE D'ORSAY.2003

[5] Aurélie JULLIEN. Thèse de doctorat, ECOLE POLYTECHNIQUE.2006.

[6] Robert W. Boyd, *Nonlinear Optics, Second Edition* (ACADEMIC PRESS 2003).

[7] S.S. Mao, F. Quérés, S.Guizard, X. Mao, R.E. Russo, G. Petite, P. Martin (2004), *Dynamics of femtosecond laser interactions with dielectrics*. Appl. Phys. A 79, 1695–1709.

Chapitre II

Principaux mécanismes physique dans l'interaction laser-diélectrique

Plan du Chapitre II

• Introduction.....	28
---------------------	----

II.1. Concepts généraux de l'interaction laser-solide

II.1.1. Mécanismes physiques	29
II.1.2. Comparaison entre impulsions femtosecondes et nanosecondes.....	31

II.2. Interaction laser-diélectrique

II.2.1. Mécanismes d'excitation des électrons

II.2.1.1. Photo ionisation	33
a). La Formule de Keldysh	34
b). La Formule de Tien.....	35
II.2.1.1.1. Ionisation multi photonique	37
a). La Formule de Stuart.....	37
II.2.1.1.2. Ionisation par effet tunnel.....	38
a). La Formule d'Ammosov	39
II.2.1.2. Ionisation par avalanche électronique	40
a). La Formule de Stuart.....	41
b). La Formule de Thornber	42
c). Le critère d'avalanche	44

II. 2.2. Mécanismes de recombinaison des électrons de la bande de conduction

II.2.2.1. La recombinaison à trois corps	45
II.2.2.2. La recombinaison excitonique.....	46
II.2.2.2.1. Terminologie	46
II. 2.2.2.1.1. Excitons	46
II.2.3.3.1.2. Définition d'excitons auto piégés	46

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE II

INTRODUCTION

Afin d'introduire l'intérêt des lasers ultrabrèves pour l'interaction laser-diélectrique, Ce chapitre est consacré à la description des principaux processus élémentaires qui interviennent durant l'interaction d'une impulsion laser ultracourtes avec un matériau diélectrique.

Des nombreuses études fondamentales sur les processus physiques mis en jeu ont été menées depuis une vingtaine d'années et ce domaine est encore très actif aujourd'hui [1]. Ces travaux ont permis des progrès notables dans la compréhension des mécanismes, permettant de faire émerger à l'heure actuelle une vision assez claire des processus d'interaction des impulsions laser ultra brèves avec un diélectrique.

Dans ce chapitre nous commençons par exposer le trame générale du phénomène d'interaction laser-solide, en donnant une comparaison entre le régime femtosecondes et le régime nanosecondes (§ II.1).

Ensuite, nous exposons les mécanismes physiques conduisant à l'ablation est l'endommagement des matériaux diélectriques en détaillant les différents processus physiques mis en jeu (§ II.2). Nous commençons tout d'abord par les mécanismes d'excitation des électrons dans la bande de conduction (la photo ionisation et l'ionisation par avalanche électronique) (§ II.2.1.1).

Enfin, en va traiter les mécanismes de la recombinaison du plasma d'électrons libres de la bande de conduction (La recombinaison à trois corps et la recombinaison sous forme d'excitons –piégeage) (§ II. 2.3).

II.1. Concepts généraux de l'interaction laser-solide

II.1.1. Mécanismes physiques

Nous résumons ici les différents mécanismes ayant lieu dans un solide irradié par une impulsion laser ultra brève.

Un solide peut être décrit comme un réseau d'ions entourés d'électrons, plus ou moins liés selon la nature du matériau (isolant ou conducteur). Lors de l'irradiation d'un solide par un champ électromagnétique intense, l'énergie est absorbée principalement par les électrons, avec des mécanismes qui diffèrent selon les matériaux- Dans un métal, qui contient déjà des électrons quasi-libres, ceux-ci gagnent de l'énergie par un processus classique de chauffage (absorption linéaire des photons). Dans un diélectrique, qui présente un gap d'énergie entre la bande de valence et la bande de conduction (vide) supérieur à l'énergie d'un photon visible, des processus non linéaires comme l'absorption multi photonique peuvent entrer en jeu si l'intensité laser est suffisante. Les électrons absorbent l'énergie des photons quasi-instantanément ($<1\text{fs}$) [4].

L'énergie est ensuite transférée au réseau d'ions progressivement, sur une échelle de temps typique de 10 picosecondes [12]. L'intérêt des impulsions de durée inférieure à cette valeur réside dans le fait que l'énergie est déposée dans le matériau bien avant que le solide (électrons+ions) ne soit thermalisé [4].

Découplant ainsi les dynamiques d'évolution des électrons et du réseau d'ions :

Pour une impulsion femtoseconde, dont la durée est comparable au temps de relaxation des électrons entre eux (10 à 100fs), le transfert d'énergie au réseau d'ions n'a lieu qu'après le passage de l'impulsion : le solide est alors constitué d'un gaz d'électrons chauds entourant un réseau d'ions encore froids (immobiles). Ce dépôt d'une grande quantité d'énergie dans le matériau sur un temps bien inférieur aux temps typiques de thermalisation est assimilable à un choc thermique. Des états d'excitation avec un système largement hors-équilibre peuvent alors être atteints, ce qui permet d'observer des phénomènes non thermiques originaux comme (un changement de phase solide-plasma ultra bref) [4].

Dans les diélectriques et les semi-conducteurs, conduisant à l'éjection directe de matière si l'intensité du champ électrique dépasse le seuil d'ablation du matériau, ou encore une réorganisation ultra-rapide de la structure cristalline voire même une perte d'ordre dans les diélectriques qui peut induire une modification de l'indice de réfraction [15,16,17].

Après la thermalisation électrons-réseau (quelques picosecondes), le solide est à nouveau en équilibre thermodynamique. Selon la fluence laser absorbée par le matériau, plusieurs types de modifications sont observables :

- Si la température du solide excède le point d'évaporation, des transitions de phase peuvent avoir lieu, et s'effectuent à l'échelle de 100 ps à 10 ns selon les matériaux. Une fois les ions chauffés, une partie de l'énergie déposée par l'impulsion laser étant convertie en énergie cinétique des ions du réseau cristallin, des atomes, ions, molécules ou agrégats peuvent être violemment éjectés si leur énergie est suffisante, conduisant à l'ablation de matière lors d'une irradiation de surface [4].
- Si l'énergie laser déposée n'est pas suffisante pour réaliser cette ablation, la température revient progressivement à la température ambiante (avec des processus de resolidification) sur une échelle de temps de quelques microsecondes pour les diélectriques. Cependant, le matériau ne revient pas nécessairement à son état initial de structure ou de phase, il peut alors présenter des modifications structurelles.

La figure (II-1), issue de l'article [4] présente un récapitulatif des mécanismes évoqués ci-dessus

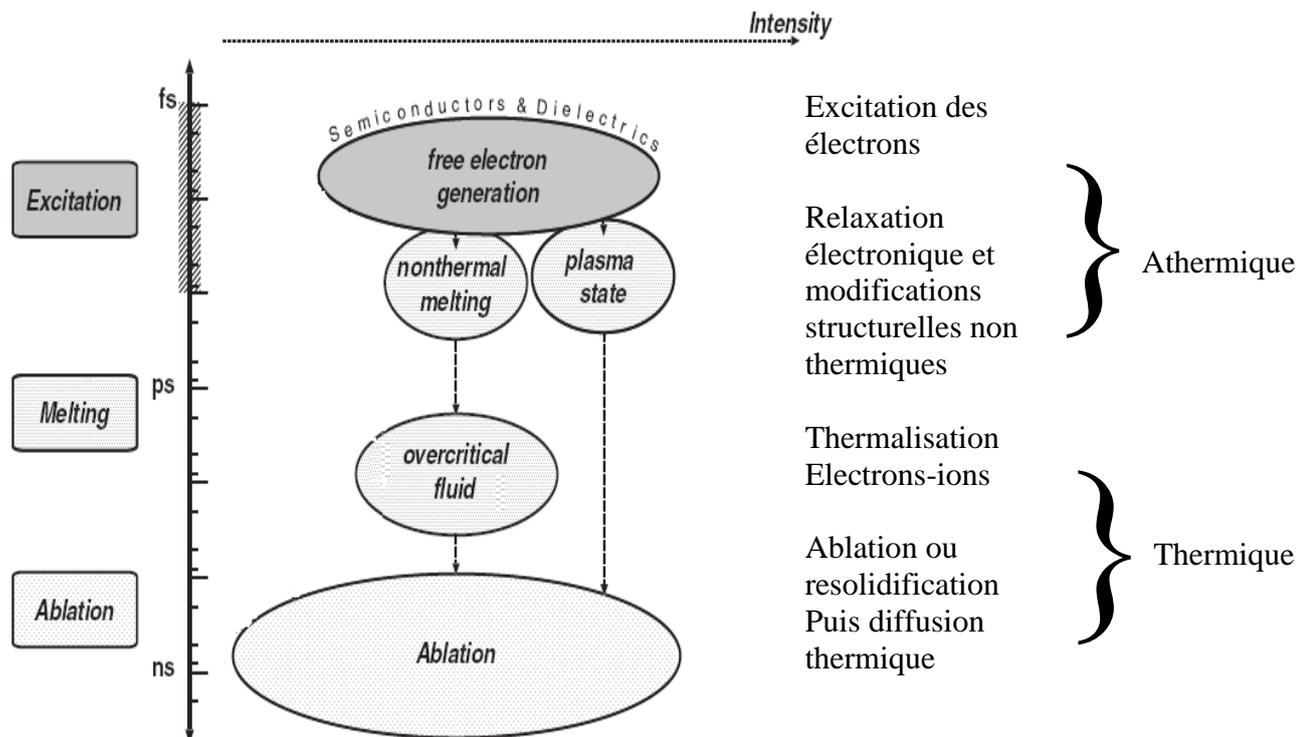


Figure (II-1), Récapitulatif des temps caractéristiques et des intensités pour les mécanismes physiques lors de l'irradiation d'un solide par des impulsions femtosecondes (d'après [4]). L'excitation a lieu pendant ~ 100 fs, des modifications structurelles ont lieu avant ~ 1 ps, puis une fusion commence, l'expansion et l'ablation éventuelle du matériau ont lieu à partir de ~ 100 ps. La limite entre phénomènes thermiques et athermiques se situe grossièrement autour d'une dizaine de picosecondes.

II.1.2. Comparaison entre impulsions femtosecondes et nanosecondes

Par opposition aux impulsions femtosecondes, une impulsion nanoseconde (ou d'une durée au moins supérieure à quelques dizaines de picosecondes) induit elle aussi une modification du matériau, mais celle-ci est gouvernée par un processus classique de dépôt de chaleur par chauffage d'électrons. Autrement dit, le chauffage du réseau d'ions a lieu pendant l'impulsion laser. De même, les transitions de phase éventuelles se produisent également pendant l'impulsion, jusqu'à la fusion ou l'évaporation. Ce type d'interaction avec des impulsions longues est donc purement thermique [4,5]. De ce fait, lorsque l'on compare les résultats d'usinage de surface avec des impulsions femtosecondes (figure (II-2-a)) et nanosecondes (Figure (II-2-b)), la zone ablatée est moins nettement délimitée avec les impulsions longues, avec une zone thermiquement affectée autour du trou pouvant être significative (une dizaine de microns) [4].

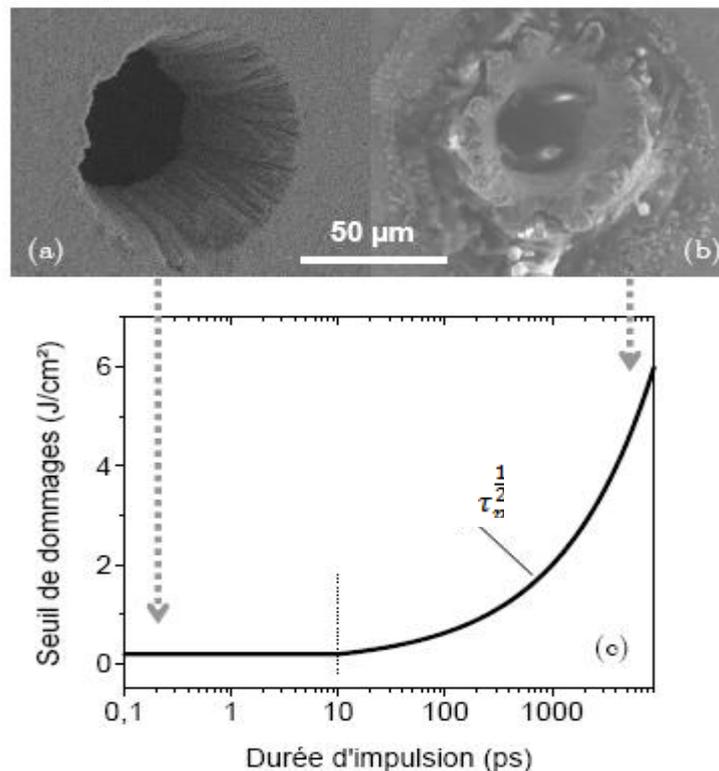


Figure (II-2), – Micro-usinage laser sur des échantillons de cuivre dans les deux cas : (a) impulsion de 180 fs, (b) impulsion de 8 ns. La courbe (c) représente l'influence de la durée d'impulsion τ sur le seuil de dommage : aucune influence en dessous de ~ 10 ps, loi en $\tau_p^{-1/2}$ au-delà de 10 ps (d'après [B.C Stuart]).

La figure (II-2-c): présente l'influence de la durée d'impulsion sur le seuil de dommage [5] :

Deux régimes de comportement des matériaux peuvent être différenciés : augmentation du seuil de dommage avec la durée d'impulsion au delà de 10ps, aucune dépendance si la durée d'impulsion est inférieure à 10ps. Ce temps correspond au temps de thermalisation entre les électrons et le réseau d'ions, et distingue les mécanismes d'interaction thermiques et athermiques [4].

- Pour des impulsions longues, c'est la dynamique de conductivité thermique du réseau d'ions qui régit le processus d'interaction. En d'autres termes, le seuil de dommage dépend de la capacité du matériau à évacuer l'énergie déposée par diffusion thermique. Un modèle thermique simple prédit une dépendance du seuil de dommages en fonction de la racine carrée $\tau_p^{1/2}$ de la durée d'impulsion, en accord avec les nombreuses expériences réalisées à ce sujet [4].
- Pour des durées d'impulsion subpicosecondes, le seuil de dommages est indépendant de la durée d'impulsion. La figure (II-2) montre des résultats d'ablation sur un métal, mais le même type de dépendance avec la durée d'impulsion est observé pour les diélectriques, la seule différence notable étant des seuils de dommages un ordre de grandeur plus élevés (typiquement quelques centaines de mJ/cm² pour les métaux, quelques J/cm² pour les diélectriques) [4].

II.2. Interaction laser-diélectrique

Ce paragraphe présente les mécanismes physiques conduisant à l'ablation et l'endommagement des matériaux diélectriques. De nombreuses questions étant encore ouvertes à l'heure actuelle, cette étude en s'attache à exposer les mécanismes fondamentaux mis en jeu. De manière générale, deux phases peuvent être distinguées : l'excitation des électrons (photo ionisation), suivie de la phase de relaxation du matériau ou la recombinaison [6].

II.2.1. Mécanismes d'excitation des électrons

Les électrons du matériau sont excités par absorption d'énergie lumineuse. Pour un diélectrique, tous les électrons sont initialement dans la bande de valence. Si le gap énergétique Δ séparant la bande de valence (BV) de la bande de conduction (BC) est supérieur à l'énergie $\omega\hbar$ d'un photon visible, le matériau est transparent. Le processus d'excitation est donc fortement non-linéaire. Après une première phase de photo ionisation, un mécanisme d'ionisation par avalanche intervient pour créer un gaz dense et chaud d'électrons libres. Ces deux mécanismes sont détaillés ci-dessous.

II.2.1.1. Photo ionisation

Les théories de la photo ionisation ont été développées tout d'abord pour l'atome d'hydrogène (et pour les solides plus tard) par *Keldysh* (1961) [2], puis par *Perelomov, Popov et Terent'ev* (PPT) pour des atomes plus complexes, avant d'être affinées par *Ammosov, Delone et Krainov* (ADK) vingt ans plus tard [10].

La majorité des modèles théoriques développés pour traiter ce phénomène sont basés sur la théorie des perturbations au $K^{\text{ième}}$ ordre. Dans ces modèles, l'absorption des k photons par un électron atomique est traitée en supposant que les états d'énergie intermédiaire traversés par ce dernier sont tous virtuels. La formalisation théorique généralement la plus utilisée et due à *Keldysh* [2].

a) La Formule de *Keldysh*

Le taux de photo ionisation dans les diélectriques ayant un gap énergétique Δ et irradiée par un champ électromagnétique d'amplitude E_0 est donnée par *Keldysh* [6] Figure (II-4) :

$$w_{PI}(E) = \frac{2\omega}{9\pi} \left(\frac{\omega m}{\gamma_1 \hbar} \right)^{3/2} Q(\gamma, x) \exp \left\{ -\pi \langle x+1 \rangle \frac{K(\gamma_1) - E(\gamma_1)}{E(\gamma_2)} \right\} \quad (\text{II-1})$$

$$\omega \text{ rad/s} \quad : \text{Fréquence laser.}$$

$$m = \frac{m_e m_h}{m_e + m_h} \quad : \text{Masse réduite où } m_h \text{ est la masse d'un trou.}$$

$$\gamma = \frac{\omega \sqrt{m\Delta}}{eE} \quad : \text{Paramètre de } Keldysh \text{ pour un solide.}$$

$$\gamma_1 = \sqrt{\frac{\gamma^2}{1+\gamma^2}}$$

$$\gamma_2 = \sqrt{\frac{1}{1+\gamma^2}}$$

$$Q(\gamma, x) = \sqrt{\frac{\pi}{2K(\gamma_2)}} \times \sum_{n=0}^{\infty} \exp \left\{ -n\pi \frac{K(\gamma_1) - E(\gamma_1)}{E(\gamma_2)} \right\} \Phi \left\{ \sqrt{\frac{\pi^2 (2\langle x+1 \rangle - 2x + n)}{2K(\gamma_2)E(\gamma_2)}} \right\}$$

$$x = \frac{2}{\pi} \frac{\Delta}{\hbar \omega} \frac{\sqrt{1+\gamma^2}}{\gamma} E \left(\frac{1}{\sqrt{1+\gamma^2}} \right)$$

$$\Phi(z) = \int_0^z \exp(y^2 - z^2) dy \quad : \text{Intégrale de Dawson.}$$

$$\langle z \rangle \quad : \text{partie entière du nombre réel } z.$$

$w_{PI}(E)$: est exprimé par unité de temps et par unité de volume, $[w_{PI}(E)] = \text{S}^{-1} \text{m}^{-3}$

Ici les fonctions $K(x) \equiv \int_0^{\frac{\pi}{2}} (1 - x \sin^2 \theta)^{-\frac{1}{2}} d\theta$ et $E(x) \equiv \int_0^{\frac{\pi}{2}} (1 - x \sin^2 \theta)^{\frac{1}{2}} d\theta$ sont les intégrales

elliptiques complètes de premier et seconde espèce [9].

L'expression du taux d'ionisation par photo ionisation donnée par *Keldysh* comporte une petite erreur corrigée dans *Tien et al.* [6], qui étudient les dommages induits par des impulsions courtes sur des matériaux transparents figure (II-3).

b) La Formule de Tien

La nouvelle formule du taux de photo ionisation donné par *Tien et al.* est :

$$w_{PI}(E) = \frac{2\omega}{9\pi} \left(\frac{\omega m}{\sqrt{\gamma_1 \hbar}} \right)^{3/2} Q(\gamma, x) \exp \left\{ -\pi \langle x+1 \rangle \frac{K(\gamma_1) - E(\gamma_1)}{E(\gamma_2)} \right\} \quad \text{(II-2)}$$

$$\gamma_1 = \frac{\gamma^2}{1+\gamma^2} \quad \gamma_2 = \frac{1}{1+\gamma^2} \quad x = \frac{\tilde{\Delta}}{\hbar\omega} = \frac{2}{\pi} \frac{\Delta}{\hbar\omega} \frac{\sqrt{1+\gamma^2}}{\gamma} E \left(\frac{1}{1+\gamma^2} \right)$$

$$Q(\gamma, x) = \sqrt{\frac{\pi}{2K(\gamma_2)}} \times \sum_{n=0}^{\infty} \exp \left\{ -n\pi \frac{K(\gamma_2) - E(\gamma_2)}{E(\gamma_1)} \right\} \Phi \left\{ \sqrt{\frac{\pi^2 (2\langle x+1 \rangle - 2x + n)}{4K(\gamma_2)E(\gamma_2)}} \right\}$$

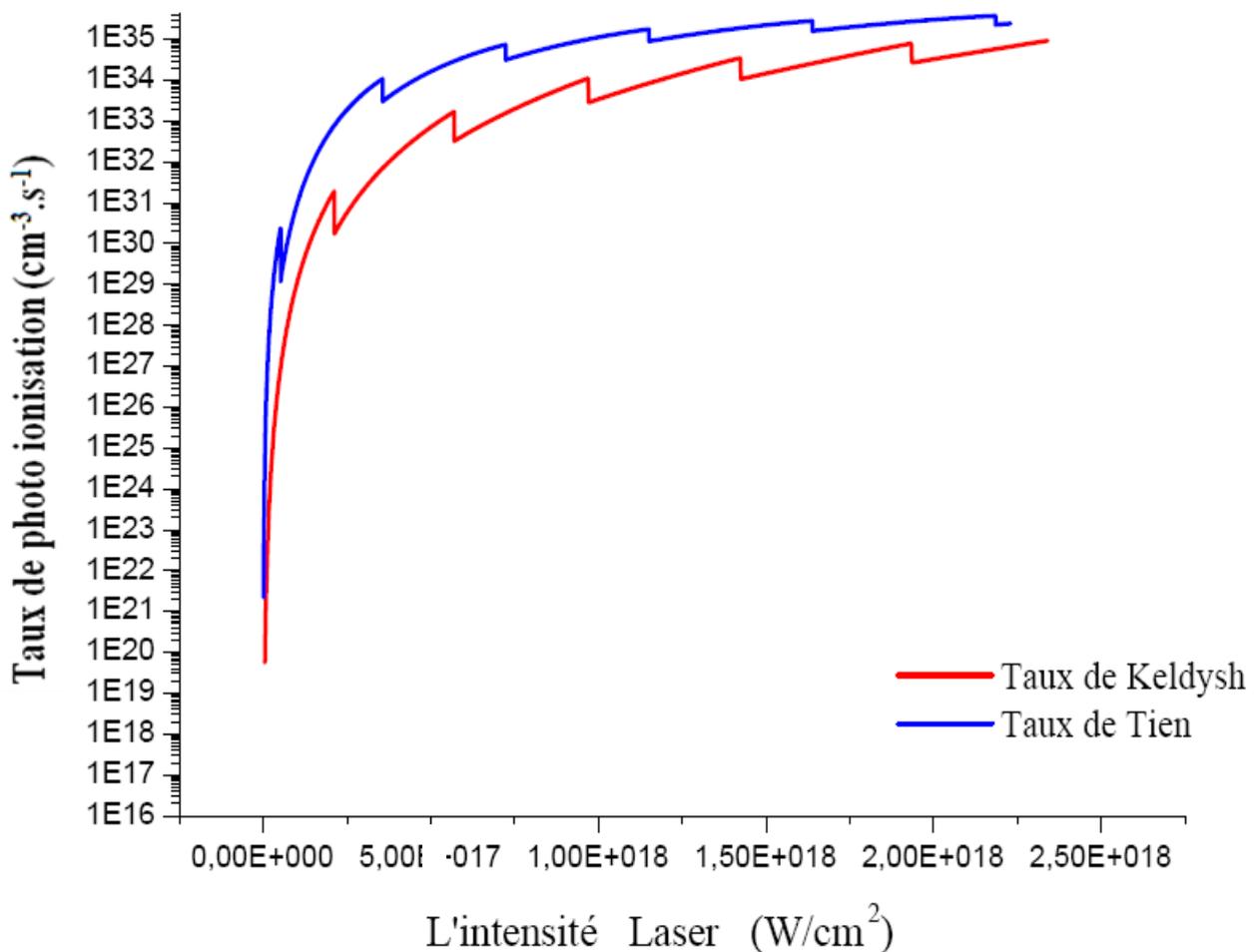


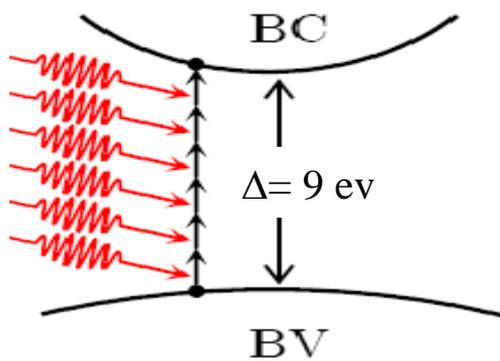
Figure (II-3). Comparaison entre le taux de photo ionisation de Keldysh et de Tien.

La photo ionisation se découple elle-même en deux régimes : ionisation multi photonique ou effet tunnel. C'est la valeur du paramètre de *Keldysh* γ , qui fixe le mode de photo ionisation [2] :

$$\gamma = \frac{\omega\sqrt{m\Delta}}{eE} = \frac{\omega}{e} \sqrt{\frac{m\Delta c \epsilon_0 n_0}{I}} ; \quad I = c \epsilon_0 n_0 |E|^2$$

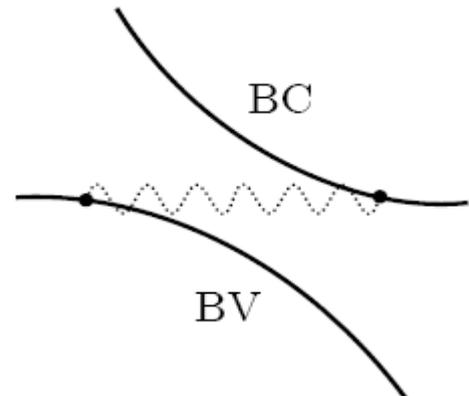
Ce paramètre dépend du laser utilisé (fréquence laser ω , intensité laser I au point de focalisation (W/cm^2)), du matériau (indice de réfraction n_0 , gap Δ), c étant la vitesse de la lumière, ϵ_0 la permittivité du vide et m la masse réduite e-trou.

Pour des fortes intensités laser ($I > 10^{13} \text{W}/\text{cm}^2$), l'ionisation se fait préférentiellement par effet tunnel, tandis que l'ionisation multi photonique a lieu pour des intensités laser plus faibles. Ces deux mécanismes illustrés sur la figure (II-4) sont détaillés ci-après.



Ionisation multiphotonique

$$I \leq 10^{13} \text{W}/\text{cm}^2 \\ (E \lesssim 150 \text{MV}/\text{cm}, \gamma \gg 1) \\ \text{(a)}$$



Effet tunnel

$$I > 10^{13} \text{W}/\text{cm}^2 \\ (E \gtrsim 150 \text{MV}/\text{cm}, \gamma \ll 1) \\ \text{(b)}$$

La figure (II-4). Récapitulatif des mécanismes de photo ionisation d'un atome: ionisation multi photonique par absorption simultanée de plusieurs photons (à gauche), effet tunnel résultant de la déformation des bandes sous l'effet d'un champ électrique intense (à droite).

II.2.1.1.1. Ionisation multi photonique (MPI)

Définition :

Une onde lumineuse qui traverse un milieu diélectrique ne subit pas de perte d'énergie par absorption linéaire car un seul photon n'est pas assez énergétique pour faire passer un électron de la bande de valence vers la bande de conduction.

Dans ce cas : $\hbar\omega < \Delta$

Δ est la différence en énergie entre le sommet de la bande de valence et le minimum de la bande de conduction.

L'ionisation multi photonique (MPI) est une excitation non linéaire due à l'absorption simultanée de plusieurs photons par un électron. Pour être promu de la BV à la BC, l'électron doit absorber suffisamment de photons pour dépasser le gap du matériau : $K\hbar\omega \geq \Delta$ avec K : nombre de photons absorbés $k = (1 + \Delta/\hbar\omega)$. Pour un laser femtoseconde à 800 nm, l'énergie d'un photon est $E_{\text{photon}} = 1.55$ eV. Pour la silice SiO_2 , $\Delta = 9$ eV donc il faut absorber 6 photons [5].

a) La Formule de Stuart

Le taux de photo ionisation de *keldysh* (II-1) se réduit pour des faibles intensités ($I \leq 10$ TW/cm², $E \lesssim 150$ MV/cm) à sa limite multi photonique ($\gamma \rightarrow +\infty$) prenant la forme prédite par *Stuart* [7,10] :

$$W_{MPI} = \sigma_k I(t)^k \quad (\text{II-3})$$

$$\sigma_{(k)} = \frac{2\omega}{9\pi} \left(\frac{m\omega}{\hbar}\right)^{\frac{3}{2}} \Phi \left[\sqrt{2\left(k - \frac{\Delta}{\hbar\omega}\right)} \right] e^{2k} \left[\frac{e^2}{8m\omega^2 \Delta \varepsilon_0 c n_0} \right]^k \quad (\text{II-4})$$

Ou : $\Phi(z) = \int_0^z \exp(y^2 - z^2) dy$ est l'intégrale de Dawson.

Le taux d'ionisation multi photonique dépend fortement de l'intensité laser I (W/cm²), $\sigma_{(k)}$: étant la section efficace d'absorption multi photonique [5]. $\sigma_{(k)}$ exprimé en $S^{-1} cm^{-3} \left(\frac{cm^2}{W}\right)^k$ [7,10].

On écrit alors que la densité d'électrons libres $n(t)$ dans la bande de conduction obéit à la relation non linéaire suivante [5] :

$$\frac{dn(t)}{dt} = \sigma_{(k)} I(t)^K \quad (\text{II-5})$$

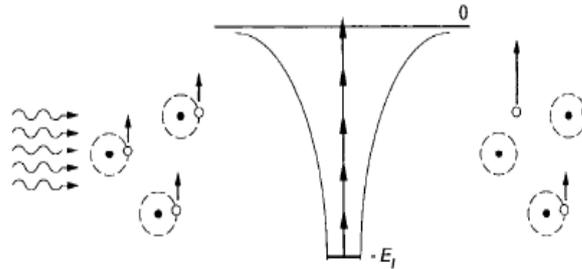


Figure (II-5). Ionisation multi photonique d'un électron en absorbant m photons simultanément

Le régime multi photonique a été mis en évidence expérimentalement pour les solides mais les sections efficaces mesurées expérimentalement diffèrent de plusieurs ordres de grandeur des valeurs prédites par la théorie de *Keldysh*. Dans le cas de SiO_2 la largeur de la bande interdite est d'environ 9 eV, l'ionisation d'un électron se fait donc via un processus à 6 photons d'énergie égale à 1,55 eV. La valeur prédite par la théorie de *Keldysh* de la section efficace est de $\sigma_6 = 5.6155 \times 10^{-53} \text{ cm}^9 \text{ S}^5 \text{ J}^{-6}$. Suivant différentes techniques expérimentales les sections trouvées sont : $\sigma_6 = 6 \times 10^{-52} \text{ cm}^9 \text{ S}^5 \text{ J}^{-6}$ [8], $\sigma_6 = 3 \times 10^{-56} \text{ cm}^9 \text{ S}^5 \text{ J}^{-6}$ [20].

II.2.1.1.2. Ionisation par effet tunnel

Définition :

Lorsque le champ électrique du laser appliqué à l'atome devient très fort, il peut abaisser la barrière du potentiel liant l'électron à l'atome suffisamment pour que la probabilité de franchir cette barrière par effet tunnel devienne importante. Alors sous l'effet de ce champ électrique extrêmement intense, la structure de bandes du matériau se trouve modifiée ; les bandes sont inclinées, figure (II-4-b) et figure (II-6).

D'après le paramètre de *Keldysh*, une condition est donc nécessaires pour l'ionisation par effet tunnel, un fort éclaircissement pour perturber le potentiel qui engendre l'électron

(à partir de 10^{14} W/cm^2) et des grandes longueurs d'onde. Et ceci correspond à :

($E \gtrsim 150 \text{ MV/cm}$, $\gamma \ll 1$).

a) La Formule de Ammosov

Le taux de photo ionisation de *keldysh* par l'effet tunnel prenant la forme prédite par *M.V.Ammosov* [7,10,11] :

$$w_{\text{tunnel}} = \frac{2}{9\pi^2} \frac{\Delta}{\hbar} \left(\frac{m\Delta}{\hbar^2} \right)^{3/2} \left(\frac{\hbar\omega}{\Delta\gamma} \right)^{5/2} \times \exp \left\{ -\frac{\pi}{2} \frac{\Delta\gamma}{\hbar\omega} \left(1 - \frac{\gamma^2}{8} \right) \right\} \quad (\text{II-6})$$

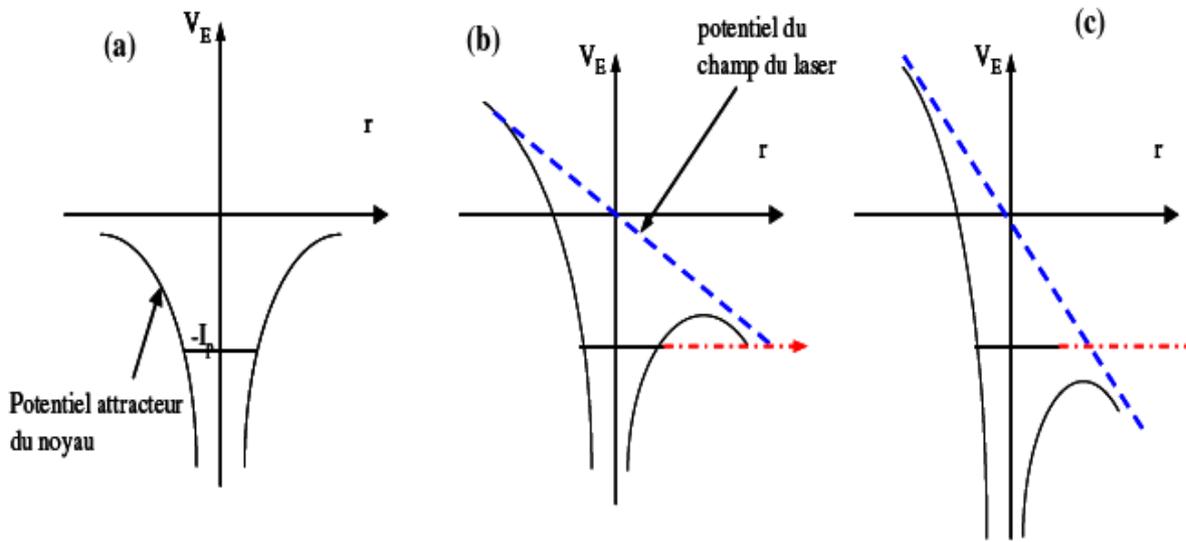


Figure (II-6). Variation du potentiel liant l'électron à son atome sous l'effet du champ du laser : a). au repos : pas de champ appliqué sur l'atome. b). ionisation tunnel : l'électron franchit la barrière. c). suppression de la barrière : l'électron n'est soumis à aucun potentiel et se trouve dans le continuum.

Ces deux mécanismes de photo ionisation (excitation MPI ou effet tunnel) constituent un moyen d'initier l'ionisation des atomes. Les très fortes densités de puissance atteintes grâce aux impulsions ultra-courtes permettent de créer des électrons libres dans la bande de conduction, qui sont ensuite la source d'un phénomène d'ionisation par avalanche.

L'intensité du laser utilisé dans notre modèle est de l'ordre de 10^{13} W/cm², alors on s'intéresse uniquement au régime multi photonique.

II.2.1.2 Ionisation par avalanche électronique (AI)

L'avalanche électronique (AI) est un mécanisme d'ionisation qui démarre lorsque la densité d'électrons libres est suffisamment importante dans le matériau. La production de ces électrons initiaux ou électrons "source" provient majoritairement de la photo ionisation (Quelques électrons peuvent aussi provenir de la présence d'impuretés ou de défauts dans le gap, qui sont facilement ionisables.) Le mécanisme consiste en une absorption d'énergie lumineuse par les électrons, suivie d'une ionisation par collisions électroniques figure (II-7) [3,5].

Un électron initialement présent dans la BC absorbe linéairement (donc successivement) plusieurs photons, ce qui le place dans des niveaux d'énergie supérieure dans la BC. Ceci correspond à un mécanisme de chauffage des électrons de la bande de conduction par effet joule (*Bremstrahlung inverse*). le moment est conservé, l'électron absorber ou émettre un phonon lors de l'absorption d'un photon. Ceci correspond à un mécanisme de transfère de l'énergie absorbé par les électrons par diffusion vers le réseau par les phonons. Lorsque cet électron a absorbé suffisamment de photons pour que son énergie dépasse celle du minimum de la BC d'au moins l'énergie de gap Δ du matériau ($E_{\text{electron}} - E_{\text{BC}} \geq \Delta$), il peut alors ioniser par collision un électron de la bande de valence. Ceci correspond à un mécanisme d'ionisation par impact [3].

On obtient donc deux électrons de même énergie au bas de la bande de conduction. Le mécanisme se répète alors : chaque électron absorbe à nouveau l'énergie lumineuse du laser et ionise à son tour un électron de la bande de valence, donnant ainsi lieu à un effet d'avalanche [3] [5].

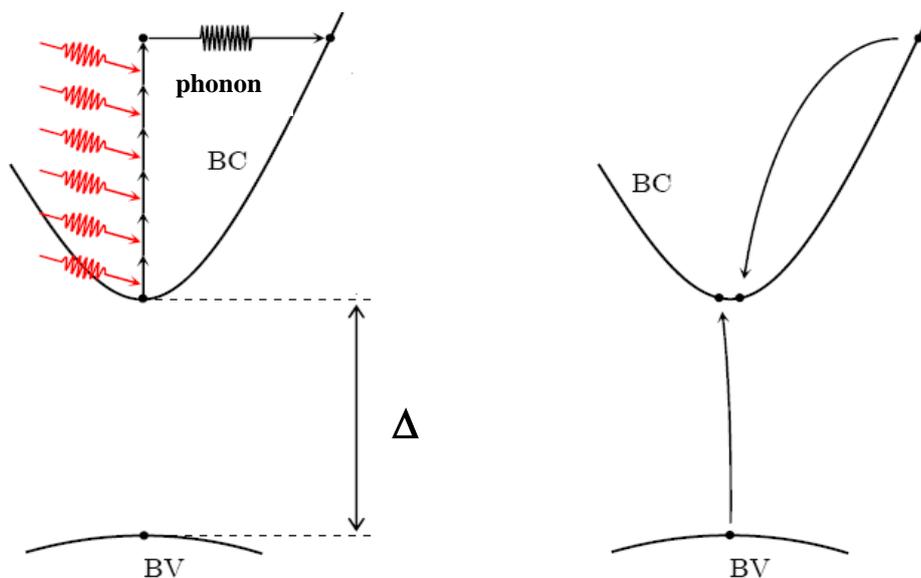


Figure (II-7): Processus d'ionisation par avalanche électronique. Un électron initialement présent dans la BC absorbe successivement plusieurs photons. Il ionise alors un électron de la BV par collision. Au final, on obtient deux électrons au bas de la BC.

Tant que le champ laser est présent, la densité électronique n de la BC augmente exponentiellement selon :

$$\frac{dn}{dt} = \beta n(t) \quad (\text{II-7})$$

Où β est le taux d'ionisation par avalanche, qui dépend de l'intensité laser.

a) La formule de Stuart

Le modèle développé par *Stuart et al.* [5].et confirmé par les mesures de *Lenzner et al.* [3,8], prédisant une dépendance linéaire du taux d'ionisation par avalanche avec l'intensité laser figure (II-8).

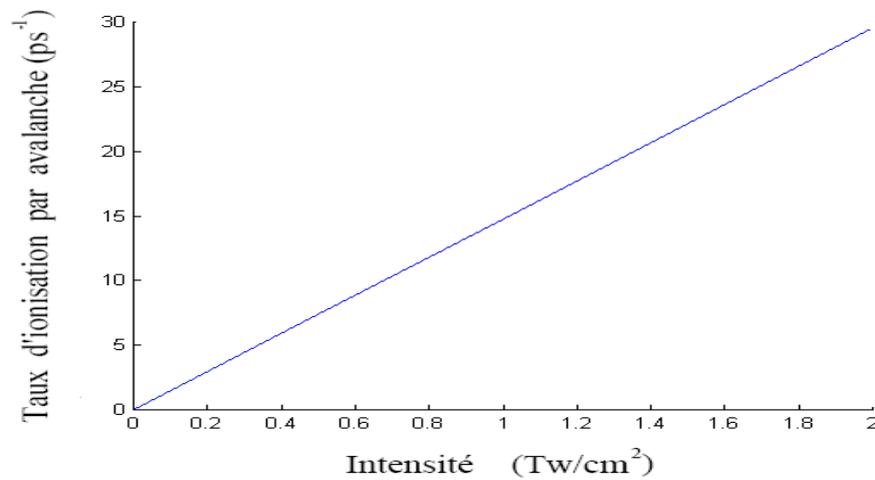


Figure (II-8). Le taux d'ionisation par avalanche de Stuart $\eta = \alpha I(t)$.

Stuart et al. Montrer qu'on peut traiter le problème de l'ionisation par avalanche électronique par un modèle simple. Il s'agit d'un modèle semi-classique où un électron quasi-libre, interagit avec un champ alternatif et avec les atomes environnantes. Cet électron oscille sous l'influence du champ EM et, au cours des collisions avec les atomes voisines, il peut absorber de l'énergie du champ pour augmenter sa vitesse. L'énergie d'oscillation de l'électron est donnée par [3, 5,23]:

$$\varepsilon_{OSC} [eV] = \left(\frac{e^2 E^2}{4m\omega^2} \right). \quad (\text{II-8})$$

Il peut arriver un moment où son énergie dépasse le seuil d'ionisation du matériau et, au cours d'une collision fortunée, engendre des électrons de seconde génération.

La valeur moyenne du taux de chauffage des électrons dans la bande de conduction est donnée par [3, 5,23]:

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = \nu_c \frac{2\omega^2}{\omega^2 + \nu_c^2} \varepsilon_{OSC}. \quad (\text{II-9})$$

Le taux d'avalanche est donné par [3, 5,23]:

$$\eta(E) = \frac{1}{\Delta} \frac{d\epsilon}{dt} = \frac{e^2}{2\Delta m} \left(\frac{v_c}{\omega^2 + v_c^2} \right) E^2. \quad (\text{II-10})$$

On écrit alors: $\eta(t) = \alpha I(t)$ où α est le coefficient d'avalanche donné par les calculs de *Stuart* et $I(t)$ le profil temporel de l'impulsion :

$$\alpha = \frac{e^2}{2\varepsilon_0 c n_0 \Delta m} \left(\frac{v_c}{\omega^2 + v_c^2} \right). \quad (\text{II-11})$$

v_c : La fréquence de collision des électrons libres [14] [23].

Alors le taux d'ionisation par avalanche prédit par *Stuart* s'écrit :

$$w_{AI} = \eta(t)n(t) = \alpha I(t)n(t) = \frac{e^2}{2\varepsilon_0 c n_0 \Delta m} \left(\frac{v_c}{\omega^2 + v_c^2} \right) I(t)n(t) \quad (\text{II-12})$$

b) La formule de Thornber

Certains auteurs s'appuyant sur une formule établie à partir d'une loi d'échelle dite du *Thornber* [6,11] pour le taux d'ionisation par avalanche figure (II-9):

$$\eta(E) = \frac{v_{drift} eE}{\Delta} \exp\left(-\frac{E_i}{E\left(1+\frac{E}{E_p}\right)+E_{kt}}\right). \quad (\text{II-13})$$

Tel que :

$v_{drift} \approx 2 \times 10^7 \text{ cm/s}$: La vitesse de dérive des électrons pour des champs lasers $E >$ quelque MV/cm .

$E_i = 30 \text{ MV/cm}$: L'énergie de diffusion par ionisation.

$E_p = 3,2 \text{ MV/cm}$: L'énergie de diffusion par les phonons optiques.

$E_{kt} = 0,01 \text{ MV/cm}$: L'énergie de diffusion thermique.

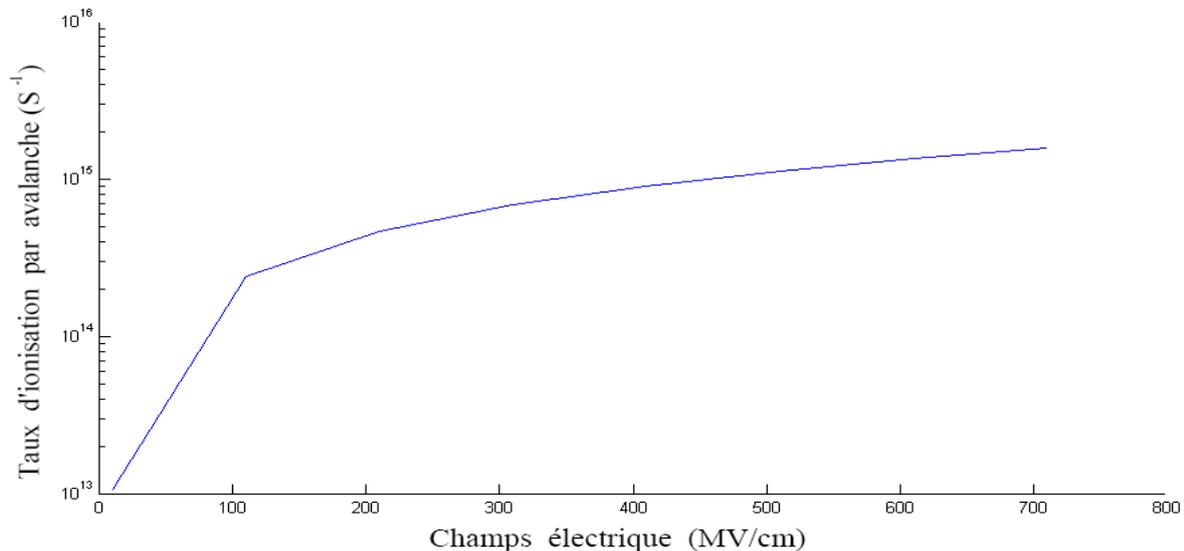


Figure (II-9). Le taux d'ionisation par avalanche de Thornber $\eta(E)$.

Alors le terme d'ionisation par avalanche prédit par *Thornber* s'écrit :

$$w_{AI} = \eta(E)n(t) = \frac{v_{drift} eE}{\Delta} \exp\left[-\frac{E_i}{E\left(1+\frac{E}{E_p}\right)+E_{kt}}\right]n(t) \quad (\text{II-14})$$

En va adopter la formule de *Stuart* pour le taux d'ionisation par avalanche dans notre modèle.

Finalement on peut obtenir une équation décrivant le plus fidèlement possible l'évolution temporelle de la densité électronique:

$$\frac{dn(t)}{dt} = w_{AI} + w_{MPI} \quad (\text{II-15})$$

w_{MPI} : est le terme relatif à l'ionisation multi photonique.

w_{AI} : est le terme de création d'électrons par avalanche.

Cette équation décrit les phénomènes intervenant pendant la durée de l'impulsion (photo ionisation) et immédiatement après (ionisation par avalanche), soit jusqu'à ~200 fs [6,11]. La population d'électrons augmente jusqu'à former un plasma, c'est-à-dire un gaz d'électrons libres.

c) Le critère d'avalanche

Stuart et al [5]. Supposent que la présence d'un électron dans la bande de conduction suffit pour déclencher une avalanche électronique, cependant, *Vogel et al* [26]. Ont conclu d'après une étude expérimentale que l'AI nécessite une densité électronique initiale constante plutôt qu'un nombre d'électrons donné.

Nous avons donc retenu dans notre modèle le critère suivant : pour que l'avalanche électronique puisse démarrer, la densité électronique doit être supérieure à une valeur seuil n_{casc} . La silice contient toujours une certaine quantité d'impuretés. Ces dernières vont pouvoir générer des électrons primaires par l'ionisation thermique, en peut aussi considérer que L'MPI comme une source d'électrons primaires.

Bloembergen souligner que la densité électronique à température ambiante est de l'ordre de $n_0=10^8 \text{ cm}^{-3}$ dans les cristaux très purs.

Dans tous les calculs qui suivent, nous avons considéré que la silice contient une densité électronique initiale d'environ 10^{14} cm^{-3} , suffisante pour le déclenchement d'une avalanche électronique.

En fait l'AI est un processus amplificateur d'électrons libres. Pour que ce processus d'AI puisse s'enclencher et se développer, un minimum de densité de matière est requis, Ce processus devient important en phase condensée, comme c'est le cas dans la silice qui fait l'objet de notre étude.

II. 2.2. Mécanismes de recombinaison des électrons de la bande de conduction

Pour un diélectrique, la recombinaison du plasma d'électrons libres de la bande de conduction peut s'effectuer soit par recombinaison radiative directe électron-trou soit par la recombinaison à trois corps soit par recombinaison des excitons auto-piégés dans des états intermédiaires dans le gap [13].

En peut négliger les recombinaisons radiative directe électron-trou dans le contexte d'impulsions fs [23, 24,25].

II.2.2.1. La recombinaison à trois corps

Si la densité électronique dans un plasma est suffisamment élevée, les phénomènes de recombinaison dans le plasma devenir importants, ces réaction de recombinaison peuvent être à deux ou à trois corps [23]. Dans le plasma en générale le terme de recombinaison s'écrit sous la forme :

$$\frac{dn_e}{dt} = -\alpha n_e^2 \quad (\text{II-16})$$

[24],[25] Ils ont montré que la recombinaison à trois corps est le phénomène dominant dans les plasma denses et pour des températures de l'ordre de (au – dessous de $10^4 \text{ }^\circ\text{K}$, $T_e \approx qq \text{ ev}$).

Dans les recombinaisons à trois corps les électrons sont capturés par les ions pour former des atomes hautement excités. Ces atomes désexcitent progressivement par les collisions avec autres électrons (troisième corps) pour arrivées à l'état fondamental. Le processus de recombinaison à trois corps suit le schéma suivant [25] : $A^+ + e + e \rightarrow A + e$.

Le taux de recombinaison à trois corps est donné par [24] :

$$\left(\frac{dn_e}{dt}\right)_{3 \text{ corps}} = -\beta_e n_e^2 \quad (\text{II-17})$$

β_e : le coefficient de recombinaison à trois corps. Donné par [24]:

$$\beta_e = 8,75 \times 10^{-27} \{T_e [ev]\}^{-9/2} n_e [cm^{-3}] \frac{cm^3}{s} = 5,2 \times 10^{-23} \{T_e [kK]\}^{-9/2} n_e [cm^{-3}] \quad cm^3 / s .$$

$$\left(\frac{dn_e}{dt}\right)_{3 \text{ corps}} = - 8,75 \times 10^{-27} T_e^{-\frac{9}{2}} n_e^3 \quad cm^{-3} / s . \quad (\text{II-18})$$

Dans les calculs, nous avons supposé que la température du plasma de claquage est de 5 ev, ce qui compatible avec les estimations de [25].

II.2.2.2. La recombinaison excitonique

L'interaction entre une impulsion laser ultra brève et le diélectrique produit des électrons, des trous et des excitons. L'exciton est créé par l'interaction électrostatique mutuelle entre l'électron et le trou. Tous les excitons sont instables vis-à-vis du processus de recombinaison de la paire électron-trou. La forte interaction entre les porteurs et le réseau est à l'origine du piégeage des excitons [13].

L'exciton ainsi formé pouvait spontanément se piéger dans sa propre déformation de réseau. Ce processus d'auto piégeage se produit dans les matériaux de fort couplage électron phonon. Les excitons auto piégés peuvent être vu comme des défauts métastables ayant une longue durée de vie.

II.2.2.2.1. Terminologie

II. 2.2.2.1.1. Excitons

Un état lié peut être formé par l'attraction électrostatique d'un électron et d'un trou. Pour les diélectriques à larges bandes gaps, la constante diélectrique est élevée et les masses effectives sont faibles. Nous aurons donc affaire à des excitons faiblement liés avec une distance moyenne électron-trou grande devant le pas du réseau dits excitons *Wannier* (figure II-10-a).

Dans le cas d'un exciton fortement lié, l'excitation est localisée sur un seul atome ou dans son voisinage on parle alors d'exciton de *Frenkel* (figure II-10-b). Il s'agit essentiellement d'un état excité d'un atome mais l'excitation peut sauter d'un atome à l'autre suivant la force de la liaison entre voisins.

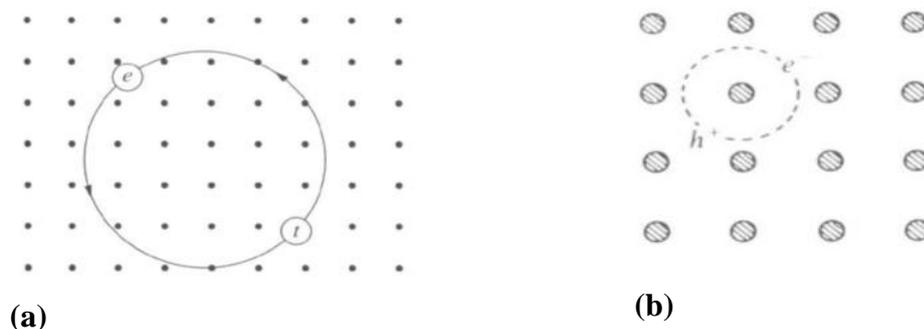


Figure (II-10) : Les deux types d'excitons : (a) exciton de Wannier (b) exciton de Frenkel.

II.2.2.2.1.2. Définition d'excitons auto piégés

Un exciton auto piégé (*Exciton self-trapping STE*). Se forme suite à la liaison d'un électron avec un trou (exciton). Cet exciton ainsi formé pouvait spontanément se piéger dans sa propre déformation de réseau. Ce processus d'auto-piégeage se produit dans les matériaux de fort couplage électron-phonon [13].

La création des niveaux excitoniques dans la bande interdite des matériaux diélectriques ce fait par la diffusion inélastique des électrons de la bande de conduction (figure II-11) [13] :

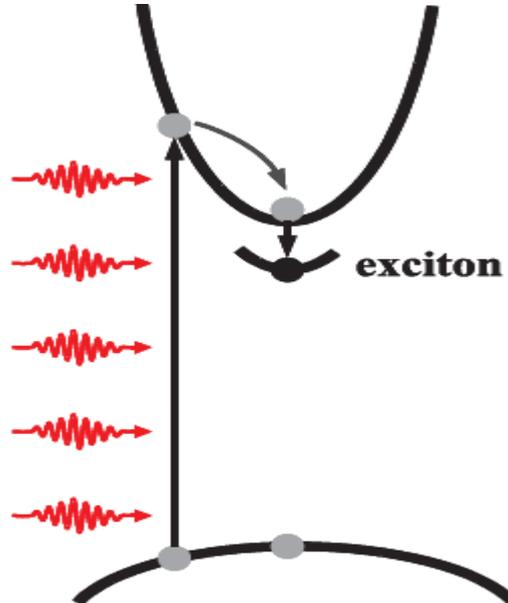


Figure (II-11) : Représentation schématique des processus électroniques de piégeage dans des états intermédiaires dans le gap.

L'interaction entre une impulsion ultra brève et le diélectrique (SiO_2) produit des excitons. Un exciton peut se trouver piégée (en 150 fs) [13-15-16-17-18]. Dans un état d'exciton proche du bas de la bande de conduction $E^{STE} = 4,2\text{ev}$ [13] [17], qui se désexcite ensuite thermiquement vers la bande de valence.

L'évolution des excitons auto piégés est décrit par l'équation [13-15-16-17-18] :

$$\frac{dn_{exciton}}{dt} = -\alpha_x I(t)n_{exciton}(t) - \sigma_x \frac{n_{exciton}}{n_{atom}} I^{m_x} + \frac{n_e}{\tau_{tr}} \quad (\text{II-19})$$

$n_{exciton}$: est la densité des excitons auto piégés.

n_{atom} : est la densité électronique de la silice.

α_x : est le coefficient d'avalanche des excitons.

σ_x : est la section efficace de l'absorption multi photonique des excitons.

τ_{tr} : est le taux de piégeage.

m_x : est le nombre des photons absorbé par les excitons pour faire passer vers la bande de conduction.

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE II

- [1] G. Mourou, *The ultrahigh-peak-power laser: present and future*, Appl. Phys. B 65, 205–211 (1997).
- [2] L. V. Keldysh, *Ionization in the field of a strong electromagnetic wave*, Sov. Phys. JETP 20, 1307 (1965).
- [3] B. C. Stuart, M. D. Feit, S. Herman, A. M. Rubenchik, B. W. Shore, M. D. Perry, *Nanosecond-to-femtosecond laser-induced breakdown in dielectrics*, Phys. Rev. B 53, 1749 (1996).
- [4] B. Rethfeld, K. Sokolowski-tinten, D. Von der linde, S.S. Anisimov, *Timescales in the response of materials to femtosecond laser excitation*, Appl. Phys. A 79, 767–769 (2004).
- [5] B. C. Stuart, M. D. Feit, S. Herman, A. M. Rubenchik, B. W. Shore, M. D. Perry, *Optical ablation by high-power short-pulse lasers*, J. Opt. Soc. Am. B 13, 459 (1996).
- [6] An-Chun Tien, Sterling Backus, Henry Kapteyn, Margaret Murnane, G. Mourou, *Short-pulse laser damage in transparent materials as a function of pulse duration*, Phys. Rev. Lett. 82, 3883 (1999).
- [7] A. Kaiser, B. Rethfeld, M. Vicanek and G. Simon, *Microscopic processes in dielectrics under irradiation by subpicosecond laser pulses*, Phys. Rev. B 61, 11 437 - 11 450 (2000).
- [8] M. Lenzner, J. Krüger, S. Sartania, Z. Cheng, Ch. Spielmann, G. Mourou, W. Kautek, F. Krausz, *Femtosecond optical breakdown in dielectrics*, Phys. Rev. Lett. **80**, 4076 (1998).
- [9] Abramowitz and Stegun. *Handbook of mathematical functions*. (Dover press)(1982).
- [10] L. Bergé, S. Skupin, R. Nuter, J. Kasparian, J. P. Wolf, *Ultrashort filaments of light in weakly-ionized, optically-transparent media*, Phys. Rev. Lett. 92, 225002 (2004).
- [11] D. Du, X. Liu, G. Korn, J. Squier, G. Mourou, *Laser-induced breakdown by impact ionization in SiO₂ with pulse widths from 7 ns to 150 fs*, Appl. Phys. Lett. **64**, 3071 (1994).
- [12] M.D. Feit, A.M. Komashko, A.M. Rubenchik, *Ultra-short pulse laser interaction with transparent dielectrics*, Appl. Phys. A 79, 1657–1661 (2004).
- [13] S.S. Mao, F. Quéré, S. Guizard., X. Mao, R.E. Russo, G. petite, P. Martin, *Dynamics of femtosecond laser interactions with dielectrics*, Appl. Phys. A 79, 1695–1709 (2004).

- [14] E. G. Gamaly, A. V. Rode, V. T. Tikhonchuk, and B. Luther-Davies, *Ablation of solids by femtosecond lasers: ablation mechanism and ablation thresholds for metals and dielectrics*. Submitted to Phys. Rev. A 23 January 2001.
- [15] S. Guizard, P. Martin, G. Petite, P D'Oliveiraz, P Meynadier, *Time-resolved study of laser-induced colour centres in SiO₂*. J. Phys.: Condens. Matter **8** (1996) 1281–1290
- [16] P. Martin, S. Guizard, Ph. Daguzan, H. Petite, *Subpicosecond study of carrier trapping dynamics in wide-band-gap crystal*, Phys. Rev. B **55**, 5799 (1997).
- [17] F. Quéré, S. Guizard, P. Martin, G. Petite, O. Gobert, P. Meynadier, M. Perdrix. *Ultrafast carrier dynamics in laser-excited materials: subpicosecond optical studies*. Appl. Phys. B **68**, 459–463 (1999)
- [18] W. Joosen, S. Guizard, P. Martin, G. Petite, P. Agostini, A. Dos Santos, G. Grillon, D. Hulin, A. Mignus, A. Antonetti, *Femtosecond multiphoton generation of the self-trapped exciton in α -SiO₂*, Appl. Phys. Lett. **61**, 2260 (1992).
- [19] D. Du, X. Liu, and G. Mourou, *Reduction of multi-photon ionization in dielectrics due to collisions*, Appl. Phys. B **63**, 617-621 (1996).
- [20] Ming Li, Saipriya Menon, John P. Nibarger, George N. Gibson, *Ultrafast electron dynamics in femtosecond optical breakdown of dielectrics*, Phy. Rev. Lett. **82**, 2394 (1999).
- [21] L. Jiang, H.L. Tsai, *Energy transport and material removal in wide bandgap materials by a femtosecond laser pulse*, International Journal of Heat and Mass Transfer **48** (2005) 487–499.
- [22] Robert W. Boyd, *Nonlinear Optics, Second Edition* (ACADEMIC PRESS 2003).
- [23] Eugene G. Gamaly, Barry Luther-Davies, *Laser-matter interaction in the bulk of a transparent solid: Confined microexplosion and void formation*, Phys. Rev. B **73**, 214101, (2006).
- [24] Yuri P. Raizer, *Gas Discharge Physics*. (Springer-Verlag Berlin Heidelberg 1991).
- [25] Ya. B. Zel'dovich and Yu. P. Raizer, *Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena*. (ACADEMIC PRESS New York and London 1967).
- [26] Alfred Vogel, Kester Nahen, Dirk Theisen, and Joachim Noack (DECEMBER 1996), *Plasma Formation in Water by Picosecond and Nanosecond Nd:YAG Laser Pulses—Part I: Optical Breakdown at Threshold and Superthreshold Irradiance*. IEEE JOURNAL OF SELECTED TOPICS IN QUANTUM ELECTRONICS, VOL. 2, NO. 4, P847-860.

Chapitre III

Modélisation des phénomènes de claquage dans les diélectriques

Plan du Chapitre III

- Introduction.....52

III.1. La synthèse des travaux réalisés dans le domaine d'interaction laser-diélectrique

III.1.1. Comportement pour des impulsions longues	53
III.1.2. Comportement pour des impulsions courtes	53
III.1.3. Déviation à la loi en $\tau_p^{1/2}$	54
<i>III.1.3.1. Modèle de Du et al</i>	54
<i>III.1.3.2. Modèle de Stuart et al</i>	56
III.1.3.3. Étude de la controverse Du/Stuart.....	59
<i>III.1.3.4. Modèle de Lenzner et al</i>	60
III.1.3.5. La décroissance rapide du plasma : Modèle de Li et al.....	61
III.1.3.6. Modèle de Tien et al	62
III.1.4. Bilan bibliographique sur le claquage optique en impulsions courtes	63

III.2. Modélisation des processus de claquage dans la silice

III.2.1. Description théorique de notre modèle	65
III.2.2. Simulation numérique	67
a). Conditions initiales de simulation numérique.....	68
b). Méthode numérique..	68

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE III

Introduction

Avec les briques élémentaires que nous avons introduites dans le chapitre II, il faut maintenant construire un modèle global de l'interaction d'une impulsion laser ultra courte avec un diélectrique. Puisque nous nous intéressons ici au régime ultra courte, nous porterons une attention particulière aux aspects cinétiques de ces modèles. Ce nouveau chapitre est consacré à la description d'un modèle numérique développé au cours de cette étude pour décrire l'interaction d'une impulsion laser ultracourte et ultra intense avec une cible diélectrique.

Ce modèle permet de traiter les claquages induits par les impulsions laser ultracourtes dans n'importe quel matériau diélectrique.

La première partie du chapitre est consacrée à un bref rappel sur les différentes études et travaux réalisés dans le domaine d'interaction laser-diélectrique (§III.1.1) et (§III.1.2). En suite en donnant une comparaison entre les différents modèles (§III.1.3). Et puis en donnant un Bilan bibliographique sur le claquage optique en impulsions courtes (§III.1.5) et (§III.1.6).

La deuxième partie du chapitre est consacrée à la description de notre modèle et les différentes étapes de calcul (§III.2.1) et (§III.1.4).

III.1. La synthèse des travaux réalisés dans le domaine d'interaction laser-diélectrique

Le claquage (dommages, endommagement) induit par le laser dans les milieux diélectriques a été très étudié depuis l'avènement du laser [1]. L'intérêt de l'étude de ces dommages optiques s'est accru depuis l'existence des lasers à impulsion ultra-courte et ils ont fait l'objet de nombreuses études [2,3,4,6]. Les techniques nouvelles de production d'impulsions courtes telles que l'amplification d'impulsions "chirpées" ont permis dès le début des années 1990 de produire des impulsions subpicosecondes [13].

Le développement de ces lasers impose aux matériaux des intensités de plus en plus élevées. D'un point de vue pratique, ces hautes intensités ouvrent la porte sur de nouveaux domaines de la physique et fournissent de nouvelles opportunités de recherche [13]. Les interactions de ces impulsions laser ultracourtes avec la matière mènent à des limites physiques mal connues. De plus, les hautes puissances laser produites sont limitées par les seuils de dommages des optiques des chaînes d'amplification [2]. Alors la compréhension des mécanismes responsables des dommages optiques devient capitale.

L'étude du seuil de claquage de matériaux diélectriques, et d'abord de la silice, a été menée par plusieurs auteurs (*Nicolaas bloembergen* ,1974, *Stuart et al.*, 1996, *Lenzner et al.*, 1998, *Tien et al.*, 1999, *A. Kaiser et al*,2000, *M.D. Feit et al* 2004, *Young Min Oh et al*,2006,..) avec des résultats parfois contradictoires.

Ce paragraphe va décrire les différentes versions scientifiques récentes des interactions des impulsions ultracourtes avec les milieux solides diélectriques.

Le paramètre le plus étudié pour son influence sur les seuils de dommage a été la durée d'impulsion [3,4]. Certains groupes ont étudié l'influence de la longueur d'onde [3,5].

III.1.1. Comportement pour des impulsions longues

Pour des impulsions plus longues que quelques dizaines de picosecondes, les modifications irréversibles (ablation en surface d'un matériau ou fracture dans la masse) sont liées à un dépôt de la chaleur conduisant à la fusion du matériau diélectrique ainsi qu'à l'effet d'avalanche électronique. Lorsqu'une impulsion longue se propage dans le milieu diélectrique, les premiers électrons dans la bande de conduction sont produits par l'avant de l'impulsion puis chauffés, excités par la queue de l'impulsion. Les électrons ayant le temps de se multiplier, l'effet d'avalanche joue un rôle très important dans l'apparition des dommages [3,4]. Il est bien établi que, pour des durées d'impulsions τ_p variant de 20 ps à 10 ns dans différents types de matériaux diélectriques, le seuil de dommage a une dépendance en $\tau_p^{1/2}$ [3,4]. Ce comportement est en accord avec le modèle qui lie le seuil de dommage à la conduction thermique vers le réseau [22 – chapitre II]. Le comportement en $\tau_p^{1/2}$ est gouverné par la loi de diffusion de la chaleur.

III.1.2. Comportement pour des impulsions courtes

Les interactions conduisant à l'endommagement d'un matériau diélectrique par une impulsion de durée inférieure à quelques ps ne sont pas de même nature que celles des impulsions plus longues. A la différence des longues impulsions laser, une impulsion courte qui se propage crée des électrons dans la bande de conduction mais elle a peu de temps pour les accélérer à des niveaux énergétiques supérieurs. Lorsque la durée de l'impulsion diminue, d'après le modèle de *Stuart* le rôle joué par l'effet d'avalanche décroît [3,4].

Mais d'après le modèle de *D.Du* [6] l'interaction d'impulsions de durée 150 fs reste dominée par le processus d'avalanche et que l'ionisation multi photonique jouer uniquement le rôle de précurseur pour l'avalanche électronique.

En va traiter les deux modèles dans les paragraphes suivantes.

III.1.3. Déviation à la loi en $\tau_p^{1/2}$

III.1.3.1. Modèle de Du et al

Du et al. [6,7] ont étudié les seuils de dommage lors de la focalisation à la surface d'un échantillon de silice en faisant varier la durée d'impulsion de 150 fs à 7 ns (longueur d'onde de 780 nm). ils ont utilisé deux techniques différentes ; l'émission plasma et le changement de transmission de l'énergie laser.

Ces deux techniques appuyées par des constatations visuelles ont été utilisées comme diagnostics afin de déterminer les seuils de dommages optiques. Les fortes variations de l'émission plasma est la diminution de l'énergie laser transmise au voisinage du seuil de dommage ont permis à cette équipe d'être la première à faire état d'une variation de la loi en $\tau_p^{1/2}$ pour des impulsions subpicosecondes.

Leurs données expérimentales montrent la dépendance en $\tau_p^{1/2}$ du seuil de dommage induits par des impulsions de durée entre 10 ps et 7 ns. Par contre, lorsque la durée des impulsions est plus courte que quelques ps, le seuil de dommage commence à augmenter. Le seuil de dommage en fonction de la durée d'impulsion n'a plus une pente en τ_p^{-1} pour des durées d'impulsion inférieures à 10 ps, figure (III-1) [6,7].

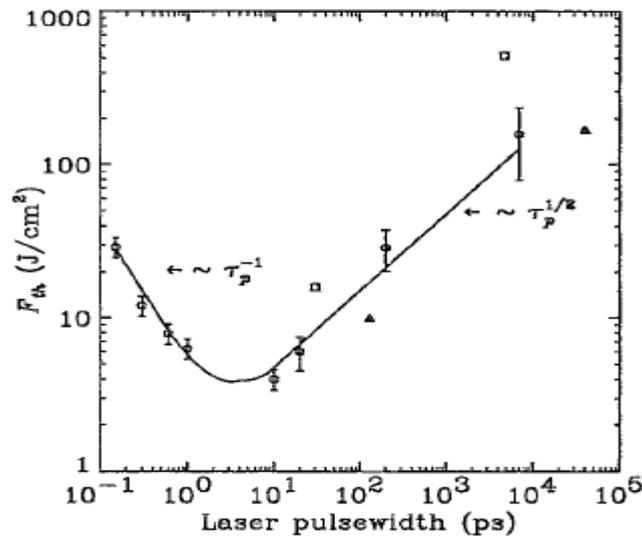


Figure (III-1). L'évolution du seuil de claquage de la silice (SiO_2) en fonction de la durée d'impulsion.

Du et al. [6,7] ont interprété leurs résultats obtenus pour les seuils de dommage pour des impulsions d'une durée inférieure à 10 ps, par un terme d'avalanche variant en racine carrée de l'intensité laser et par une ionisation multi photonique jouant uniquement le rôle de précurseur pour l'avalanche électronique [6,12]. Du et al. ont utilisé l'équation des taux suivante :

$$\frac{dn_e(t)}{dt} = \eta(E)n_e(t) + \left(\frac{dn_e(t)}{dt}\right)_{\text{PI}} - \left(\frac{dn_e(t)}{dt}\right)_{\text{Loss}} \quad (\text{III.1})$$

Où :

$\left(\frac{dn_e(t)}{dt}\right)_{PI}$: est le terme relatif à la photo ionisation.

$\left(\frac{dn_e(t)}{dt}\right)_{Loss}$: est le terme de perte.

$\eta(E)n_e(t)$: est le terme relatif à l'ionisation par avalanche.

Pour des impulsions ultra courtes, *Du et al*, ont négligés les termes de perte et de photo ionisation durant l'impulsion.

Du et al. Ils s'appuyant sur l'expression donnée par *Thornber* [11] pour le taux d'ionisation utilisé pour décrire le processus d'avalanche ils expliquent l'augmentation du seuil de dommage lorsque la durée d'impulsion diminue [6] :

$$\alpha(E) = \frac{eE}{U_i} \exp\left[-\frac{E_i}{E\left(1+\frac{E}{E_p}\right)+E_{kt}}\right]$$

$E_i = 30$ MV/cm, $E_p = 3,2$ MV/cm, $E_{kt} = 0,01$ MV/cm,

La comparaison entre les résultats expérimentaux de *Du et al*. Pour le taux d'avalanche et l'expression de *Thornber* est illustrés dans la figure (III-2) [6].

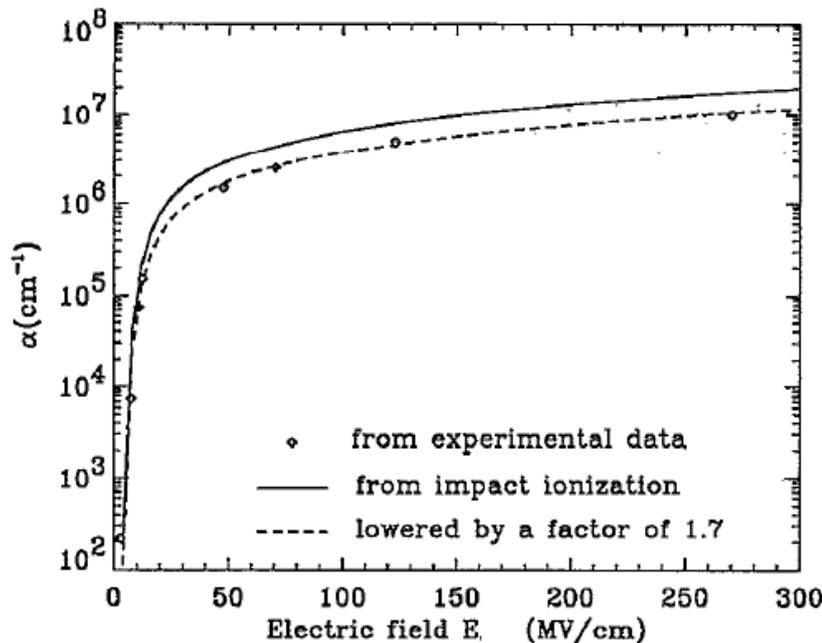


Figure (III-2). Le taux d'avalanche $\alpha(E)$ déterminé par les résultats expérimentaux de *Du et al*, et l'expression théorique de *Thornber*.

La conclusion générale indique que l'interaction d'impulsions de durée 150 fs reste dominée par le processus d'avalanche [6].

III.1.3.2. Modèle de *Stuart et al*

Stuart et al. [3,4, 5] ont réalisé le même type d'expériences que *Du et al.* [6] sur la silice mais avec des longueurs d'onde de 1053 et 526 nm et 825nm, les durées d'impulsions variant de 270 fs à 1 ns [5] et de 140 fs à 1 ns [3,4]. Ils observent également une déviation à la loi en $\tau_p^{1/2}$ pour l'apparition des seuils de dommage pour des durées d'impulsions inférieures à 20 ps. Cependant, ils n'ont pas relevé l'augmentation décrite par *Du et al.* [6] mais un changement de pente tendant vers une saturation.

Les résultats expérimentaux obtenus par *Stuart et al.*, sont illustré dans la figure (III-3) [3,4].

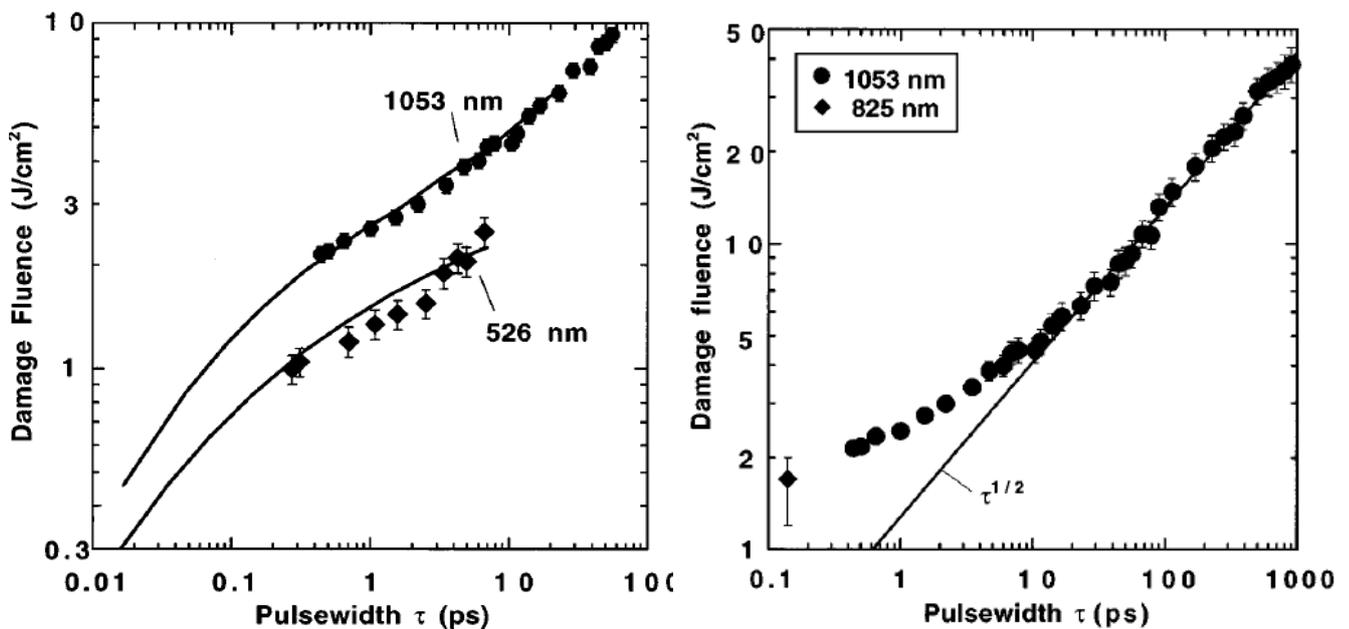


Figure (III-3). L'évolution du seuil de claquage de la silice (SiO_2) en fonction de la durée d'impulsion.

Pour interpréter ces résultats, *Stuart et al.* ont développé un modèle théorique basé sur l'injection des électrons dans la bande de conduction par ionisation multi photonique, le chauffage par effet Joule et puis l'ionisation collisionnelle (effet d'avalanche) [3,4].

Le modèle fait aussi l'approximation qu'un électron de la bande de conduction ionise un électron de la bande de valence dès que son énergie dépasse celle du minimum de la BC d'au moins l'énergie de gap Δ du matériau ($E_{\text{electron}} - E_{\text{BC}} \geq \Delta$). En d'autres termes, le modèle suppose qu'il n'y a pas d'électrons dans la bande de conduction dont l'énergie est supérieure au bas de la bande [3,4].

Le modèle de *Stuart* suppose aussi que la distribution d'énergie des électrons de la bande de conduction ne change pas de forme lorsque la densité électronique augmente. Combinant ce modèle avec le taux d'ionisation multi photonique donné par *Keldysh* [12]. Ils obtiennent l'équation de l'évolution de la densité électronique basée sur l'équation cinétique de Fokker-Planck, valable lorsque la largeur de la bande énergétique est très supérieure à l'énergie d'un photon [3,4].

$$\frac{\partial f(\epsilon, t)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \epsilon} \left[V(\epsilon) f(\epsilon, t) - D(\epsilon) \frac{\partial f(\epsilon, t)}{\partial \epsilon} \right] \equiv \frac{\partial f(\epsilon, t)}{\partial t} + \frac{\partial J(\epsilon, t)}{\partial \epsilon} = S(\epsilon, t) \quad (\text{III.2})$$

Malheureusement cette approche nécessite de connaître précisément les taux de diffusion détaillés est ces dernier ne sont pas connus, L'utilisation de l'équation des taux revient à simplifier le problème :

$$\frac{dn_e(t)}{dt} = w_{AI} + w_{MPI} = \alpha I(t)n_e(t) + \sigma_k I(t)^k \quad (\text{III.3})$$

B.C. Stuart et al. Ont montré que la résolution de l'équation des taux donnée des résultats similaires à ces obtenus en intégrant l'équation de Fokker-Planck (figure (III-4)) [3,4].

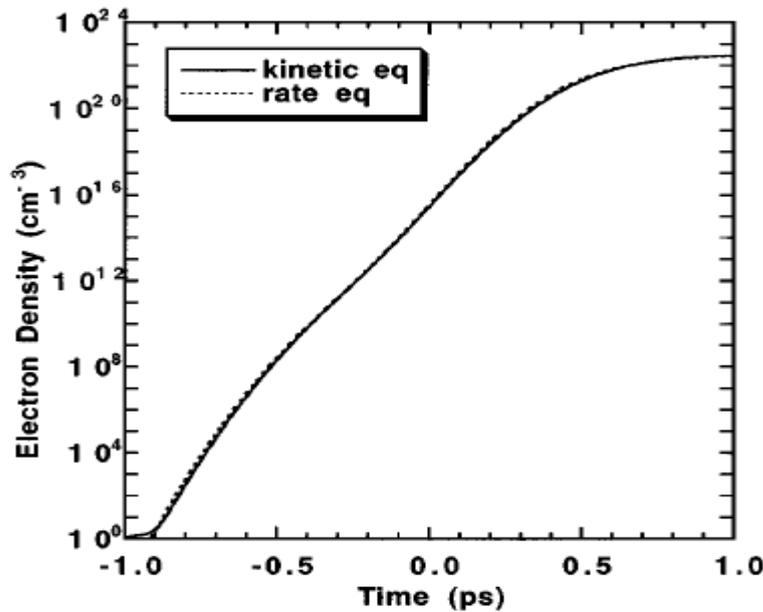


Figure (III-4). Comparaison entre les solutions de l'équation cinétique de Fokker-Planck est l'équation des taux pour la génération d'une densité électronique critique correspond à la création d'un plasma d'électrons libres.

- Le terme relatif à l'ionisation multi photonique dans l'équation des taux est donné par :

$$\frac{dn_e(t)}{dt} = \sigma_k I(t)^k \quad (\text{III.4})$$

$$\sigma_{(k)} = \frac{2\omega}{9\pi} \left(\frac{m\omega}{\hbar}\right)^{\frac{3}{2}} \Phi \left[\sqrt{2\left(k - \frac{\Delta}{\hbar\omega}\right)} \right] e^{2k} \left[\frac{e^2}{8m\omega^2 \Delta \varepsilon_0 c n_0} \right]^k$$

$\sigma_{(k)}$: représente la section efficace d'absorption multi photonique et $k = \frac{\Delta}{\hbar\omega}$ est le plus petit entier satisfaisant à la condition $k\hbar\omega \geq \Delta$, $\sigma_{(k)}$ exprimé en $S^{-1}cm^{-3} \left(\frac{cm^2}{W}\right)^k$.

Cette approche est valide jusqu'à 10 TW/cm² [3].

Au dessus de cette valeur c'est l'ionisation par effet tunnel qui intervient.

- Le terme de création d'électrons par avalanche dans l'équation des taux est :

$$w_{AI} = \eta(t)n_e(t) \quad (\text{III.5})$$

Le modèle de *Stuart* prédit une dépendance linéaire du taux d'ionisation par avalanche avec l'intensité laser.

$$\eta(t) = \alpha I(t) = \frac{e^2}{2\varepsilon_0 c n_0 \Delta m} \left(\frac{v_c}{\omega^2 + v_c^2}\right) I(t) \quad (\text{III.6})$$

Tel que : $\eta(t)$ représente le taux d'avalanche électronique et α représente le coefficient d'avalanche.

L'obtention de la densité plasma critique est pris comme seuil de dommage.

L'étude de *Stuart et al* sur les contributions relatives de l'ionisation multiphotonique et de l'ionisation collisionnelle par avalanche électronique montré que l'ionisation multiphotonique est dominante pour les impulsions extrêmement courtes (<30fs), pour des impulsions inférieures à 30 fs, l'ionisation multi photonique peut fournir à elle seule la densité électronique critique [3].

D'autre coté l'équation des taux est en accord avec les expériences qui indiquent que la courbe de décroissance du seuil de dommage en fonction de la durée d'impulsion n'a plus une pente en $\tau_p^{1/2}$ pour des durées d'impulsion inférieures à 20 ps. Mais un changement de pente tendant vers une saturation.

III.1.3.3. Etude de la controverse Du/Stuart

Varel *et al.* [8] ont repris les études de *Du et Stuart* en prenant les mêmes paramètres expérimentaux afin de pouvoir comparer les résultats et mettre fin à la controverse sur l'apparition des seuils de dommage pour les courtes durées d'impulsions. Les différentes méthodes de diagnostics pour l'apparition des dommages ont pu donner des résultats différents lors des expériences. La longueur d'onde du laser incident (780 nm pour *Du et al.* [6] et 825 nm pour *Stuart et al.* [3,4]) et le nombre de tirs laser sur le matériau (tir unique pour *Du et al.* et tirs multiples pour *Stuart et al.*) peuvent être la cause du désaccord des résultats expérimentaux.

Varel *et al.* ont travaillé à 790 nm en faisant varier la durée d'impulsion de 190 fs à 4,5 ps en tir unique et tirs multiples. Ils ont étudié l'émission plasma ainsi que les dégâts grâce à un microscope figure (III-5-6) [8]. Contrairement aux données de *Du et al.* Cette équipe n'a pas observé l'augmentation du seuil de dommage décrite par *Du et al.* pour les très courtes durées d'impulsions. Les résultats de Varel *et al.* [8] confirment donc ceux de *Stuart et al.* [3,4].

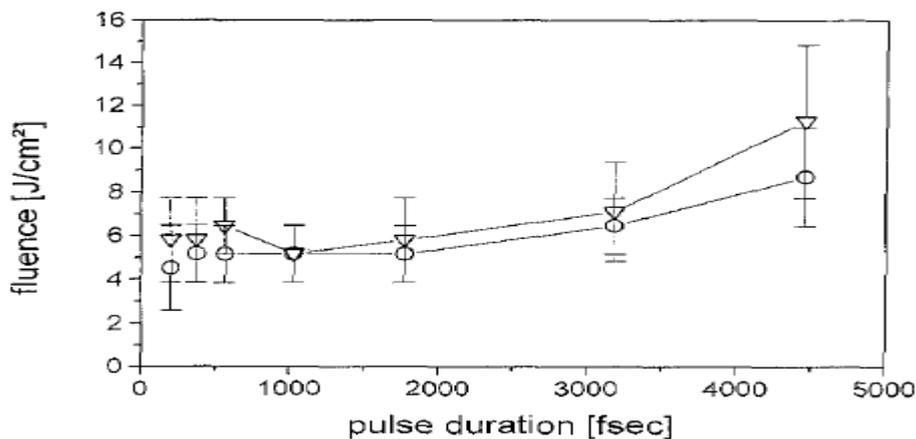


Figure (III-5). Les résultats expérimentaux de seuil d'endommagement de la silice obtenu à l'aide d'un microscope. Le triangle représente les résultats obtenus pour un tir unique. Le cercle représente les résultats obtenus pour 5 tirs.

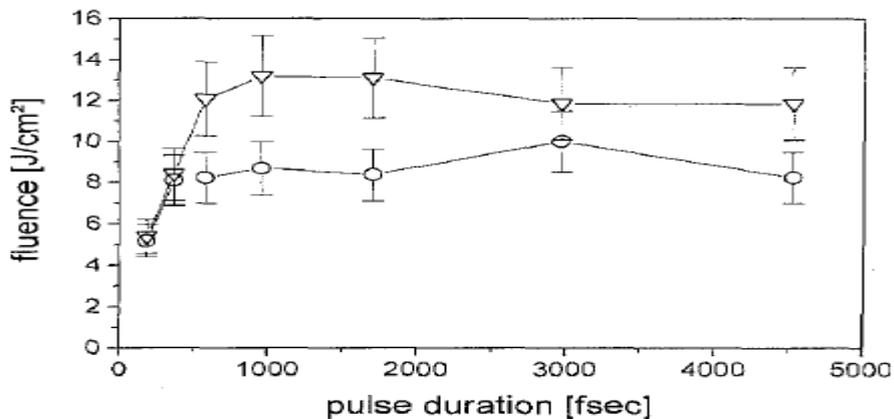


Figure (III-6). Les résultats expérimentaux de l'émission plasma. Le triangle représente les résultats obtenus pour un tir unique. Le cercle représente les résultats obtenus pour 5 tirs.

III.1.3.4. Modèle de *Lenzner et al*

Lenzner et al. [12] ont étudié les seuils de dommage pour des impulsions de 5 ps à 5 fs est une longueur d'onde 780 nm. Ils confirment les prédictions de *Stuart et al.* [3] sur la diminution du seuil de dommage pour des impulsions <10 ps, figure (III-7), et aussi ils confirment le comportement linéaire de l'avalanche en fonction de l'intensité.

A partir de la mesure de la profondeur d'ablation, ce groupe arrive à la conclusion que la largeur du gap joue également un rôle : l'ionisation par avalanche produit la majeure partie des électrons libres pour les matériaux à large gap (>5eV) tandis que la contribution de l'ionisation multi photonique augmente avec les matériaux à faible gap [12].

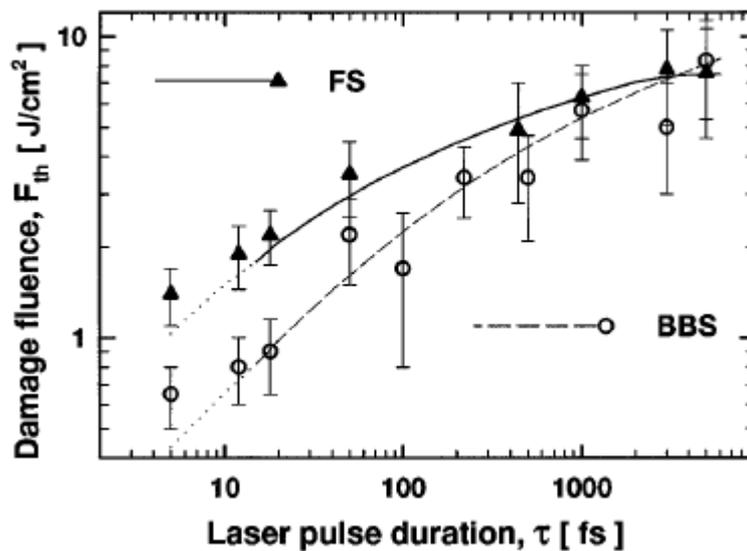


Figure (III-7)- L'évolution du seuil de claquage de la silice (SiO_2) en fonction de la durée d'impulsion.

III.1.3.5. La décroissance rapide du plasma : Modèle de *Li et al*

Li et al. [9] donnent une vision nouvelle des processus complexes intervenant lors du claquage optique. Grâce à une technique à deux impulsions laser décalées dans le temps et focalisées au même point de la surface de l'échantillon de silice, la première impulsion a pour rôle de fournir les électrons de conduction que la deuxième impulsion va « chauffer », pour provoquer le mécanisme d'avalanche.

La mesure de *Li et al* est effectuée aussi bien sur la silice fondue (FS) que sur le borosilicate (BBS) a donné des résultats pour une impulsion unique (SP) et pour deux impulsions (DP). Ces résultats sont illustrés dans (figures (III-8-a-b)) [9] :

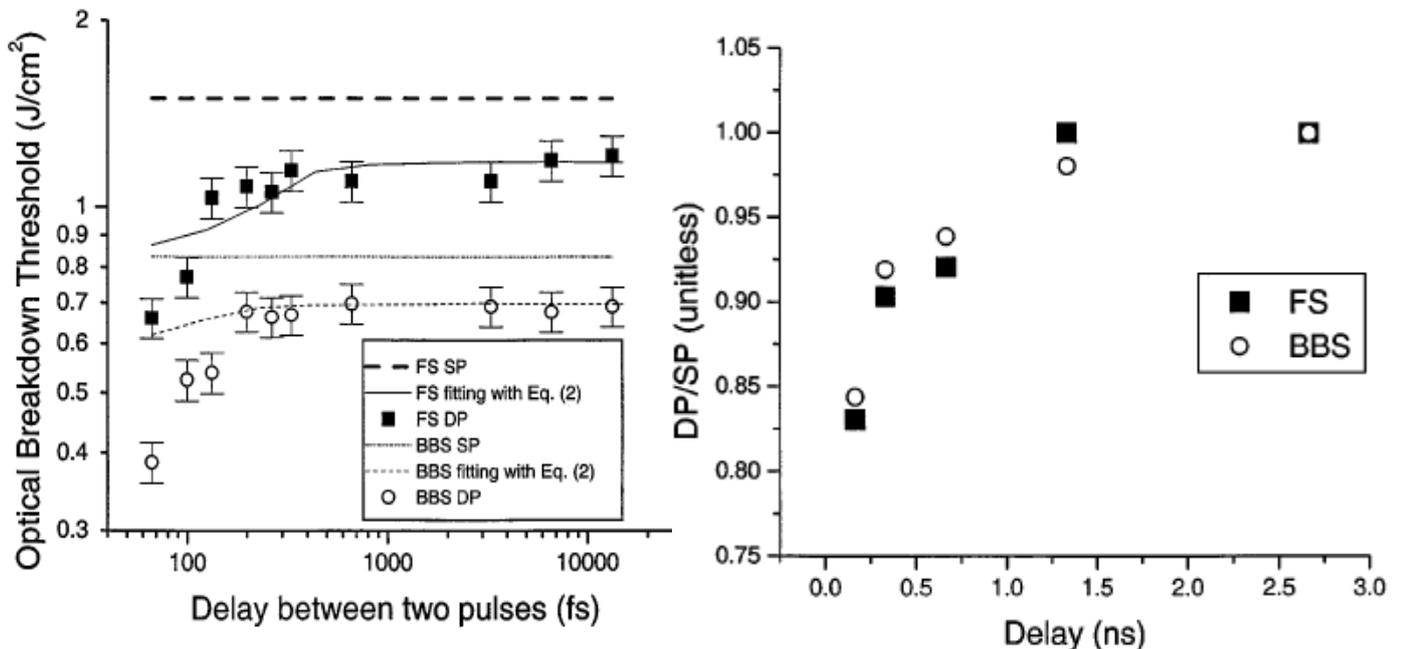


Figure (III-8-a) : évolution du seuil de claquage pour un couple d'impulsions (DP) aux courts délais.

Figure (III-8-b) : Evolution du rapport entre le seuil de claquage à deux impulsions sur le seuil en impulsion unique au forts délais.

En fonction du délai entre les deux impulsions (jusqu'à environ 200 fs) le seuil de claquage pour le couple d'impulsions (DP) augmente, mais tout en restant en dessous du seuil correspondant à une impulsion unique. Par contre, au forts délais (nanoseconde, voir figure (III-8-b)) le seuil DP rejoint la valeur SP [9].

Li et al., ils concluent que la relaxation du plasma est très rapide de façon à ce que la décroissance soit terminée après 200fs [9].

La relaxation très rapide du plasma amenés *Li et al* à introduire, dans l'équation de *Stuart*, un terme phénoménologique supplémentaire décrivant la décroissance exponentielle de la densité électronique. Ils obtiennent alors une équation décrivant le plus fidèlement possible l'évolution temporelle de la densité électronique [9] :

$$\frac{dn_e(t)}{dt} = \alpha I(t)n_e(t) + \sigma_k I(t)^k - \frac{n_e(t)}{\tau} \quad (\text{III.7})$$

$\tau = 60\text{fs}$.

Les résultats de *Li et al.* est en bon accord avec les résultats expérimentaux (figures (III-8-a-b)).

III.1.3.6. Modèle de *Tien et al*

En à vue qu'un grand nombre d'expériences et d'études théoriques ont été réalisées afin de déterminer les mécanismes responsables des dommages laser. *Tien et al.* [10] soulignent cependant que les modèles théoriques ne décrivent les expériences que partiellement et que les recherches sur les dommages aux temps très courts reste d'actualité.

Tien et al. [10] Ils proposent également une explication pour les résultats de *Du et al.* [6] qui montrent une augmentation du seuil de dommage lorsque la durée d'impulsion diminue sous 10 ps. Ces résultats controversés pourraient être dus à une forte densité électronique initiale provenant d'impuretés du matériau ou générée par un piédestal des impulsions. Lorsque la densité électronique initiale est élevée, la réduction du seuil de dommage due à l'ionisation multi photonique est moins importante car la densité électronique élevée favorise l'effet d'avalanche figure (III-9) [10].

Ils reprennent les principales études expérimentales et théoriques sur les seuils de dommage dans la silice. Ils mettent en évidence la nécessité de prendre en compte l'ionisation par effet tunnel lorsque le paramètre de *Keldysh* est très inférieur à un. Grâce à l'expression de *Thornber* pour l'avalanche [11] et la théorie de *Keldysh* pour la photo ionisation dans les solides, ils obtiennent une équation décrivant l'évolution temporelle de la densité électronique :

$$\frac{dn_e(t)}{dt} = \eta(E)n_e(t) + w_{PI}(E),$$

Tel que : $w_{PI}(E)$ représente le taux de la photo ionisation de keldysh, et $\eta(E)$ représente le taux d'ionisation par avalanche électronique donnée par le modèle de *Thornber's*.

Tien et al. ont pu décrire l'ensemble des processus physiques sur toutes les échelles parcourues. Leur nouvelle équation décrit mieux les expériences, *Tien et al.* Montrent que même pour des durées d'impulsion inférieures à 100 fs, l'ionisation par avalanche prédomine sur l'ionisation multi photonique pour atteindre les seuils de dommages figure (III-9).

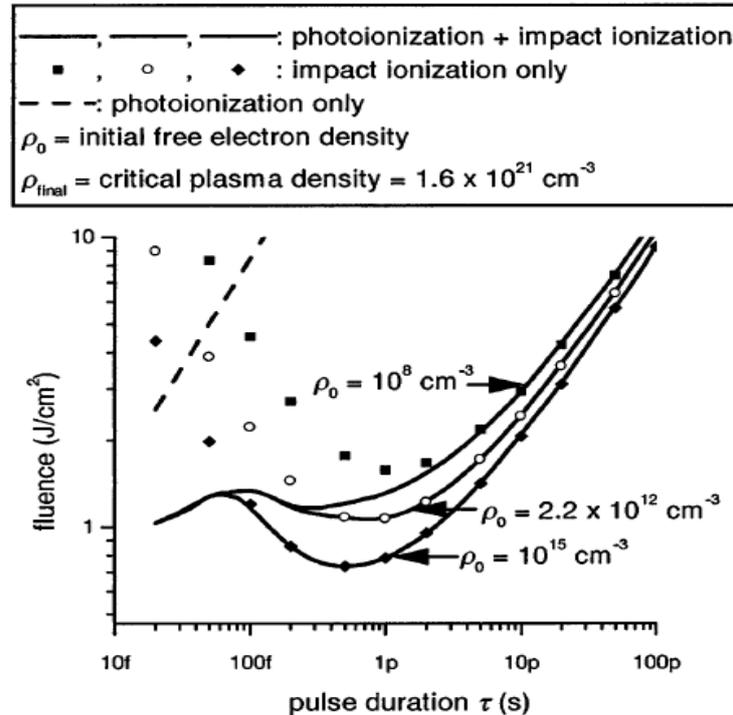


Figure (III-9) : les résultats de l'évolution du seuil d'endommagement à partir de la résolution de l'équation des taux de *Tien et al.* Pour différents densités électronique initiales.

III.1.4. Bilan bibliographique sur le claquage optique en impulsions courtes

L'équation d'évolution de la densité électronique de *Stuart* est à la base de la plupart des théories développées depuis 1996. Elle a été utilisée dans de nombreuses publications [7,8,9,10,].

Li et al. [9].l'ont complétée avec un terme de décroissance pour tenir compte du comportement expérimental de la décroissance très rapide de 100 fs.

Du et al. [8,6] ont interprété leurs résultats obtenus pour les seuils de dommage pour des impulsions d'une durée inférieure à 10 ps par un terme d'avalanche variant en racine carrée de l'intensité laser et par une ionisation multi photonique jouant uniquement le rôle de précurseur pour l'avalanche électronique.

Par contre, le modèle d'ionisation par collision dit de *Stuart* conduit à un taux d'avalanche variant linéairement avec l'intensité laser. Combiné avec le modèle de Keldysh pour l'ionisation multi photonique, *Stuart et al.* Parviennent à montrer que l'ionisation multi photonique devient le terme dominant pour des impulsions plus courtes que 30 fs.

Récemment des chercheurs ont remis ce modèle en question. *Thornber* prédit un taux d'avalanche dépendant de la racine carrée de l'intensité laser [11]. Comme pour la photo ionisation plus d'expériences et de simulations sont nécessaires pour résoudre ces controverses.

Les dommages dans les matériaux transparents sont associés à une rapide augmentation de la densité électronique jusqu'à la densité critique qui est de l'ordre de 10^{21} e⁻/cm³ à 780 nm dans la silice.

III.2. Modélisation des processus de claquage dans la silice

Malgré les nombreux travaux effectués jusque là pour étudier l'interaction laser-diélectrique dans le domaine ultracourte comme on a vu aux paragraphes précédents, aucune modélisation complète n'a encore été réalisée à ce jour.

En effet, ce mode d'interaction particulier met à la fois en jeu les mécanismes classiques d'ionisation (MPI et AI) pour décrire l'interaction, mais aussi les mécanismes de recombinaison tel que la recombinaison à trois corps et la recombinaison excitonique.

Dans les paragraphes suivants, nous présentons notre approche qui est basé sur la résolution numérique de l'équation des taux décrivant l'évolution temporelle de la densité électronique couplé avec l'équation d'évolution des excitons, et pour cela on a développé un code de calcul permettant de traiter le claquage induit par laser dans n'importe quelle diélectrique.

III.2.1. Description théorique de notre modèle

L'équation de base de notre modèle, comme tous les modèles apportés dans la littérature [6,8,9,10,12,14,21], est l'équation d'évolution temporelle (équation des taux) de la densité électronique en présence de termes de source et de termes de perte.

Nous avons retenu les mécanismes physiques développés dans le modèle de *Stuart et al* [3] :

$$\frac{dn_e(t)}{dt} = w_{AI} + w_{MPI} = \alpha I(t)n_e(t) + \sigma_k I(t)^k. \quad (\text{III.8})$$

- Le premier terme est le terme de source due aux effets d'avalanche modélisé par l'expression linéaire en intensité :

$$w_{AI} = \alpha I(t)n_e(t)$$

On rappelle que $n_e(t)$ est la densité des électrons libres, $I(t)$ l'intensité de l'impulsion laser, et :

$$\alpha = \frac{e^2}{2\varepsilon_0 c n_0 \Delta m} \left(\frac{v_c}{\omega^2 + v_c^2} \right), \text{ le coefficient d'avalanche } [\alpha] = \text{cm}^2/\text{J} \text{ (voir Chapitre II, §II.2.1.2.a).}$$

Où :

$$- \alpha = 14.759 \text{ cm}^2/\text{J}.$$

- $\Delta = 9 \text{ eV}$, le gap énergétique de la silice.
 - $\nu_c = 1/\tau$: la fréquence de collision des électrons libres [14,23 – chapitre II]. Généralement dans la littérature en utilisant la valeur de la fréquence de collision des électrons libres prédite par Bloembergen [1, 12- chapitre III] : $\nu_c = 10^{15} \text{ s}^{-1}$. Cette valeur est utilisée pour tous les solides [1].
 - ω : La fréquence laser.
 - n_0 (silice à 800 nm) = 1,47: Indice de réfraction linéaire de la silice .
- Le deuxième terme est le terme de source qui prend en considération l'ionisation multi photonique il s'écrit :

$$W_{MPI} = \sigma_k I(t)^k$$

Où :

- $\sigma_{(k)} = \frac{2\omega}{9\pi} \left(\frac{m\omega}{\hbar}\right)^{\frac{3}{2}} \Phi \left[\sqrt{2\left(k - \frac{\Delta}{\hbar\omega}\right)} \right] e^{2k} \left[\frac{e^2}{8m\omega^2 \Delta \epsilon_0 c n_0} \right]^k$, La section efficace d'absorption multi photonique d'ordre k. $\sigma^{(6)} = 5.6155 \times 10^{-53} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-3} \left(\frac{\text{cm}^2}{W}\right)^6$ (voir Chapitre II, §II.2.1.1.1).
- k, le nombre de photons nécessaires pour faire passer un électron de la bande de valence vers la bande de conduction (k=6 dans notre cas).

En plus de ces deux termes nous avons rajouté deux termes de perte correspondant à la recombinaison à 3 corps est la recombinaison excitonique, à notre connaissance, aucune investigation comparable n'a encore été réalisée.

- Concernant le premier mécanisme cité, l'expression mathématique s'écrit comme [(25 – 24) chapitre III] :

$$\left(\frac{dn_e}{dt}\right)_{3 \text{ corps}} = -\beta_e n_e^2 = -8,75 \times 10^{-27} T_e^{-\frac{9}{2}} n_e^3 \text{ cm}^{-3}/\text{s} \quad (\text{III.9})$$

Où :

- $\beta_e = 8,75 \times 10^{-27} \{T_e [\text{eV}]\}^{-9/2} n_e [\text{cm}^{-3}] \frac{\text{cm}^3}{\text{s}}$, le coefficient de recombinaison à trois corps.
- T_e , la température électronique (quelque eV).

La puissance 3 dans la densité rend compte de l'interaction électron-électron-ion.

Notons que le coefficient β_e dépend fortement de la température ($\sim T_e^{-\frac{9}{2}}$). Si les électrons sont rapidement chauffés à quelque dizaines d'ev, on s'attend à ce que ce mécanisme doit inopérant.

- Le deuxième mécanisme prise en considération dans notre modèle est la recombinaison excitonique, qui ne s'exprime pas par un terme explicite comme pour la recombinaison à 3corps, mais par une équation d'évolution de la densité des excitons [(13-15-16-17-18) chapitre II].

En fin de compte, notre modèle est un système de deux équation différentielle du premier ordre couplées est il s'écrit :

$$\frac{dn_e(t)}{dt} = W_{AI} + W_{MPI} + \frac{dn_e}{dt} \Big|_{3 \text{ corps}} - \frac{dn_{exciton}}{dt} \quad (\text{III.10})$$

$$\frac{dn_{exciton}}{dt} = -\alpha_x I(t)n_{exciton}(t) - \sigma_x \frac{n_{exciton}}{n_{atom}} I^{m_x} + \frac{n_e}{\tau_{tr}} \quad (\text{III.11})$$

Dans l'équation (III.12) le premier terme rend compte de l'effet d'avalanche excitonique. Ce terme nous le modélisons comme celui établi par *Stuart et al* pour les électrons libres.

- le coefficient d'avalanche excitonique a été fixé à $\alpha_x = 6.807 \text{ cm}^2/J$, d'après [16,15].

Le deuxième terme est responsable de l'ionisation multi photonique ou m_x est le nombre de photons nécessaires pour faire passer un électron de la bande de valence vers la bande de conduction, et σ_x est La section efficace d'absorption multi photonique des excitons. De même σ_x est fixé à $\sigma_x = 1.328 \times 10^{-16} \text{ cm}^9 \text{ s}^{-1} \text{ W}^{-6}$ d'après [16,15].

En fin un troisième terme de source excitonique par le mécanisme de piégeage a aussi été pris en compte. Typiquement le taux de piégeage est de l'ordre de $\tau_{tr} = 150 \text{ fs}$ [16,15].

Par ailleurs nous avons négligé dans notre modèle le mécanisme physique relié à la recombinaison radiative. Ce mécanisme est négligeable dans tous les modèles de la littérature.

III.2.2.Simulation numérique

Pour calculer la densité électronique $n_e(t)$, seule l'approche numérique est possible .En effet le système d'équations (III.11) est (III.12) est non linéaire et il n'existe pas de solution analytique à ce problème.

Notons que le système d'équations (III.11) est (III.12) se résout avec des conditions initiales.

a) Conditions initiales

La condition initiale des excitons est $n_{exciton}(0) = 0$.

Cette condition se justifie par le fait que la création des excitons dépend du champ laser.

Par ailleurs, il est bien connu qu'à température ambiante (excitation thermique) la densité des électrons libres dans les cristaux très purs est de l'ordre de 10^8 cm^{-3} [1]. Si on tient compte en plus des impuretés même un nombre très faible la densité des électrons libres peut atteindre 10^{16} cm^{-3} . Dans l'application numérique nous prendrons dans cette thèse nous avons fixé la densité initiale des électrons libres à $n_e(0) = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ [10].

L'effet de la densité initiale sur le seuil d'endommagement optique est étudié aussi dans cette thèse.

Par ailleurs nous avons modélisé l'impulsion laser par une gaussienne, soit :

$$I = I_0 \exp\left(-4 \ln 2 \left(\frac{t}{\tau_p}\right)^2\right).$$

Où :

I_0 , est l'intensité crête elle est de l'ordre de $10 \text{ térawatts/cm}^2$ est τ_p est la durée à mi-hauteur de l'impulsion laser.

Dans notre approche nous avons fixé cette durée à $\tau_p = 100 \text{ fs}$.

En fin nous avons fixé la longueur d'onde laser à $\lambda_p = 800 \text{ nm}$, cette longueur d'onde correspond au laser Ti :saphir.

En fin le diélectrique adopté dans cette thèse est la silice. Ce choix est motivé par le fait que c'est le type de matériau qui a été le plus étudié dans la littérature. Ceci va nous permettre de confirmer nos résultats avec ceux de la littérature.

D'un point de vue application la silice est d'un intérêt exceptionnel dans la physique des lasers (chaîne laser ultra intense Nd-yag ..etc.).

b) Méthode numérique

Le système d'équations (1) est (2) a été résolu par la méthode standard de Runge-Kutta d'ordre 4. Cette méthode numérique s'adapte très bien pour la résolution de ce type d'équations.

Le code numérique converge très rapidement (quelques secondes) et les résultats sont établis en double précision.

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE III

- [1] NICOLAAS BLOEMBERGEN, *Laser-Induced Electric Breakdown in Solids*, IEEE J. Quantum Electron, 375-386 (1974).
- [2] B.W.Shore, B.C.Stuart, M.D.Feit, A.M.Rubenchik, and M.D.Perry, *Laser induced damage in multilayer dielectric gratings due to ultrashort laser pulses*, 1st annual international conference on solid-state laser for application to inertial confinement fusion, Monterey,CA May(1995).
- [3] B. C. Stuart, M. D. Feit, S. Herman, A. M. Rubenchik, B. W. Shore, M. D. Perry, *Nanosecond-to-femtosecond laser-induced breakdown in dielectrics*, Phys. Rev. B 53, 1749 (1996).
- [4] B. C. Stuart, M. D. Feit, S. Herman, A. M. Rubenchik, B. W. Shore, M. D. Perry, *Optical ablation by high-power short-pulse lasers*, J. Opt. Soc. Am. B 13, 459 (1996).
- [5] B. C. Stuart, M. D. Feit, A. M. Rubenchik, B. W. Shore, M. D. Perry, *Laser-Induced damage in dielectrics with nanosecond to subpicosecond pulses*, Phy Rev. Lett. 74, 2248 (1995).
- [6] D. Du, X. Liu, G. Korn, J. Squier, G. Mourou *Laser-induced breakdown by impact ionization in SiO₂ with pulse widths from 7 ns to 150 fs*, Appl. Phys. Lett. **64**, 3071 (1994).
- [7] D. Du, X. Liu, G. Mourou, *Reduction of multi-photon ionization in dielectrics due to collisions*, Appl. Phys. B **63**, 617 (1996).
- [8] H. Varel, D. Ashkenasi, A. Rosenfeld, R. Herrmann, F. Noack, E. E. B. Campbell, *Laser-induced damage in SiO₂ and CaF₂ with picosecond and femtosecond laser pulses*, Appl. Phys. A **62**, 293 (1996).
- [9] Ming Li, Saipriya Menon, John P. Nibarger, George N. Gibson, *Ultrafast electron dynamics in femtosecond optical breakdown of dielectrics*, Phy. Rev. Lett. 82, 2394 (1999).
- [10] An-Chun Tien, Sterling Backus, Henry Kapteyn, Margaret Murnane, G. Mourou, *Short-pulse laser damage in transparent materials as a function of pulse duration*, Phys. Rev. Lett. 82, 3883 (1999).
- [11] K. K. Thornber, *Applications of scaling to problems in high-field electronic transport*, J. Appl. Phys. **52**, 279 (1981).

- [12] M. Lenzner, J. Krüger, S. Sartania, Z. Cheng, Ch. Spielmann, G. Mourou, W. Kautek, F. Krausz, *Femtosecond optical breakdown in dielectrics*, Phys. Rev. Lett. **80**, 4076 (1998).
- [13] G. A. Mourou et al, *The ultrahigh-peak-power laser: present and future*, Appl. Phys. B **65**, 205 (1997).
- [14] S.S. Mao, F. Quéré, S. Guizard., X. Mao, R.E. Russo, G. petite, P. Martin, *Dynamics of femtosecond laser interactions with dielectrics*, Appl. Phys. A **79**, 1695–1709 (2004).
- [15] P. Martin, S. Guizard, Ph. Daguzan, H. Petite, *Subpicosecond study of carrier trapping dynamics in wide-band-gap crystal*, Phys. Rev. B **55**, 5799 (1997).
- [16] F. Quéré, S. Guizard, P. Martin, G. Petite, O. Gobert, P. Meynadier, M. Perdrix. *Ultrafast carrier dynamics in laser-excited materials: subpicosecond optical studies*. Appl. Phys. B **68**, 459–463 (1999).
- [17] M.D. Feit, A.M. Komashko, A.M. Rubenchik, *Ultra-short pulse laser interaction with transparent dielectrics*, Appl. Phys. A **79**, 1657–1661 (2004).
- [18] Ajit P. Joglekar, Hsiao-hua Liu, Edgar Meyhofer, Gerard Mourou, and Alan J. Hunt, *Optics at critical intensity: Applications to nanomorphing*, APPLIED PHYSICAL SCIENCES, vol. 101, April 20, 2004.
- [19] E. G. Gamaly, A. V. Rode, V. T. Tikhonchuk, and B. Luther-Davies, *Ablation of solids by femtosecond lasers: ablation mechanism and ablation thresholds for metals and dielectrics*. Phys. Rev. A **23** January 2001.
- [20] Eugene G. Gamaly, Barry Luther-Davies, *Laser-matter interaction in the bulk of a transparent solid: Confined microexplosion and void formation*, Phys. Rev. B **73**, 214101, 2006.
- [21] Young Min Oh, Seong Hyuk Lee, Seungho Park, Joon Sik Lee, *A numerical study on ultra-short pulse laser-induced damage on dielectrics using the Fokker–Planck equation*, International Journal of Heat and Mass Transfer **49** (2006) 1493–1500. (Elsevier)

Chapitre IV

Résultats et discussion

Plan du Chapitre IV

- Introduction.....73

IV.1. Calcul de la densité électronique en fonction du temps

IV.1.1. Calcul de la densité électronique sous l'effet des mécanismes d'ionisation.....	74
IV.1.1.1. Ionisation multi photonique	74
IV.1.1.2. Ionisation par avalanche.....	76
IV.1.1.3. Ionisation multi photonique et ionisation par avalanche	79
IV.1.2. Calcul de la densité électronique sous l'effet des mécanismes d'ionisation et de recombinaison.....	78
IV.1.2.1. Recombinaison à trois corps	78
IV.1.2.2. Recombinaison excitonique	80
IV.1.2.3. La prise en compte tous les mécanismes	82

IV.2. Calcul de l'OBT

IV.2.1. Méthode de calcul	83
IV.2.2. Calcul de l'OBT en fonction de la durée de l'impulsion	83
IV.2.2.1. Les résultats obtenus avec un terme de recombinaison à trois corps.....	83
IV.2.2.2. Les résultats obtenus avec un terme de recombinaison excitonique.....	84
IV.2.2.3. Les résultats obtenus par la prise en compte de tous les mécanismes	85
IV.2.3. Influence de la densité initiale sur l'OBT	86
Conclusion	88

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE IV

Introduction

L'interaction d'une impulsion laser ultracourte est ultra intense avec un diélectrique est un domaine très vaste est complexe, puisque plusieurs mécanismes peuvent être actifs en même temps pendant l'interaction, tout en étant couplés les uns aux autres. L'effet global de la photo ionisation peut être le résultat d'un mélange de différents mécanismes.

Si en tenant en compte le fait que l'impulsion contient une quantité d'énergie limitée, et aussi le fait que les deux processus d'ionisation (multi photonique est l'avalanche) consomment de l'énergie, nous pouvons conclure que, dans le cas où ils seraient actifs en même temps, ils se trouveraient en compétition.

En plus des mécanismes d'ionisation on ne peut pas négliger l'effet des mécanismes de recombinaison sur la densité électronique dans la bande de conduction, alors dans notre modèle on tient compte tous les mécanismes d'ionisation et de recombinaison présentés précédemment.

Dans ce chapitre, on présentera les résultats de calcul concernant : la densité électronique dans la bande de conduction, le seuil d'endommagement optique et l'influence de la densité électronique initiale sur les résultats.

Grace à notre modèle adopté, on a regroupé un ensemble de résultats qui sont en bon accord avec les résultats expérimentaux.

IV.1. Calcul de la densité électronique en fonction du temps

Notre but dans ce paragraphe est voir plus en détail comment les mécanismes d'ionisation est de recombinaisons contribuent chacun dans le contexte de faisceaux laser ultracourte.

Pour cette raison, nous leur avons réservé deux paragraphes où nous allons les examiner séparément et avec plus d'attention.

IV.1.1. Calcul de la densité électronique sous l'effet des mécanismes d'ionisation

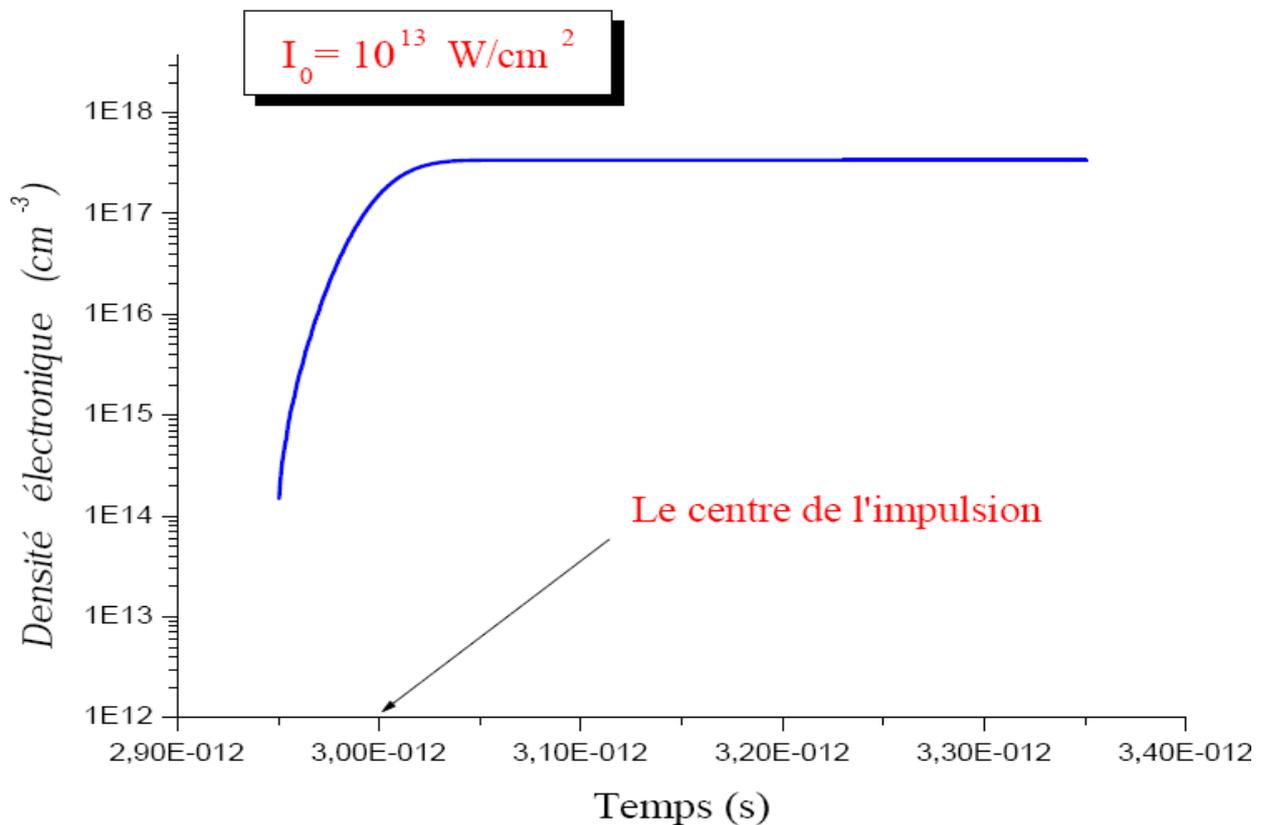
IV.1.1.1. Calcul de la densité électronique sous l'effet de l'ionisation multi photonique

Dans ce paragraphe en va traiter l'influence de l'MPI sur l'évolution de la densité électronique, pour cela en va résoudre l'équation du *Stuart* en tenant compte seulement l'ionisation multi photonique:

$$\frac{dn_e(t)}{dt} = w_{mpi} = \sigma_{(k)} I(t)^k \quad (\text{IV.1})$$

La figure (IV-1) représente l'évolution de la densité électronique en fonction du temps sous l'effet de l'MPI uniquement, dans deux cas : a) $\tau_p = 100fs$. b) $\tau_p = 30fs$

a) Pour : $\lambda = 800nm$; $\tau_p = 100fs$; $I_0 = 10^{13} W/cm^2$



b) Pour : $\lambda = 800\text{nm}$; $\tau_p = 30\text{fs}$; $I_0 = 10^{13}\text{ W/cm}^2$

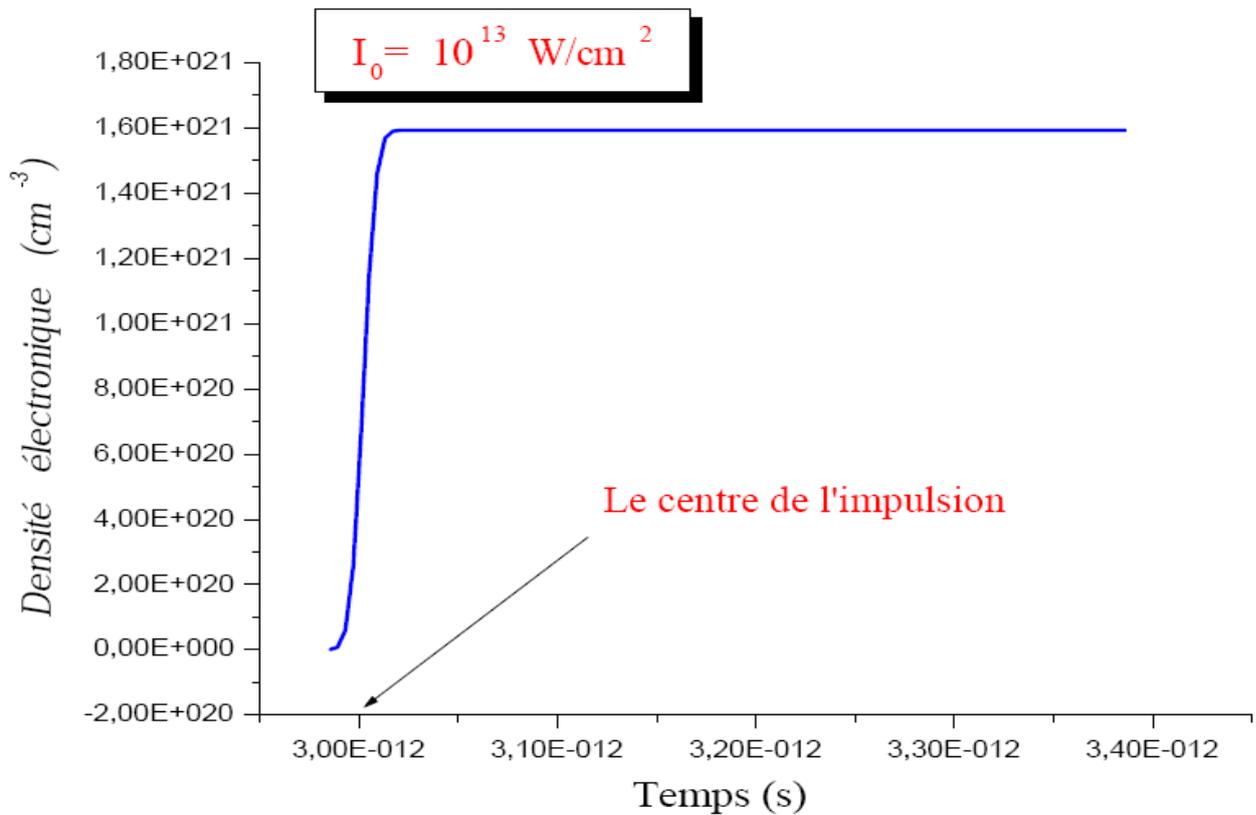


Figure (IV-1). Evolution de la densité électronique générée par l'ionisation multi photonique. a) Pour $\tau_p = 100\text{fs}$; b) Pour $\tau_p = 30\text{fs}$ et $\lambda_p = 800\text{nm}$, $I_0 = 10^{13}\text{ W/cm}^2$.

L'MPI est un processus due à l'action directe du champ laser sur les atomes constituant le milieu, les électrons étant éjectés à la suite de cette interaction directe, l'MPI se produit à des échelles de temps de l'ordre de la femtoseconde (un mécanisme quasi instantané). Donc c'est un processus très rapide.

D'après la figure (IV-1-a) on remarque que la densité électronique fournie par l'MPI est de l'ordre de $\sim 10^{17}\text{ cm}^{-3}$. Alors on peut conclure que l'MPI joue uniquement le rôle d'une source des électrons primaires pour l'avalanche électronique.

Pour des impulsions plus courtes que ($< 30\text{fs}$). L'MPI devient le mécanisme important. L'MPI peut fournir à elle seule la densité électronique critique figure (IV-1-b-).

D'autre côté en d'après l'équation (IV.1) que l'MPI dépend fortement à $\propto I(t)^k$ alors pour des intensités élevées lorsque l'intensité augmente $I > 10^{13}\text{ W/cm}^2$ le rôle joué par l'MPI devient capitale.

On peut noter que l'MPI est un mécanisme quasi instantané mais a besoin d'une intensité laser beaucoup plus grande pour se produire.

IV.1.1.2. Calcul de la densité électronique sous l'effet de l'ionisation par avalanche

L'AI est un processus amplificateur d'électrons libres. Pour que ce processus d'AI puisse s'enclencher et se développer, un minimum de densité de matière est requis, Ce processus devient important en phase condensée, comme c'est le cas dans la silice qui fait l'objet de notre étude.

Pour mieux comprendre ce mécanisme, on va résoudre l'équation de *Stuart* en tenant compte seulement de l'ionisation par avalanche, d'où:

$$\frac{dn_e(t)}{dt} = w_{AI} = \alpha I(t)n_e(t) \quad (\text{IV.2})$$

La figure (IV-2) représente l'évolution de la densité électronique en fonction du temps sous l'effet de l'AI uniquement.

Pour: $\lambda = 800\text{nm}$; $I_0 = 10^{13} \text{ W/cm}^2$; $\tau_p = 100\text{fs}$

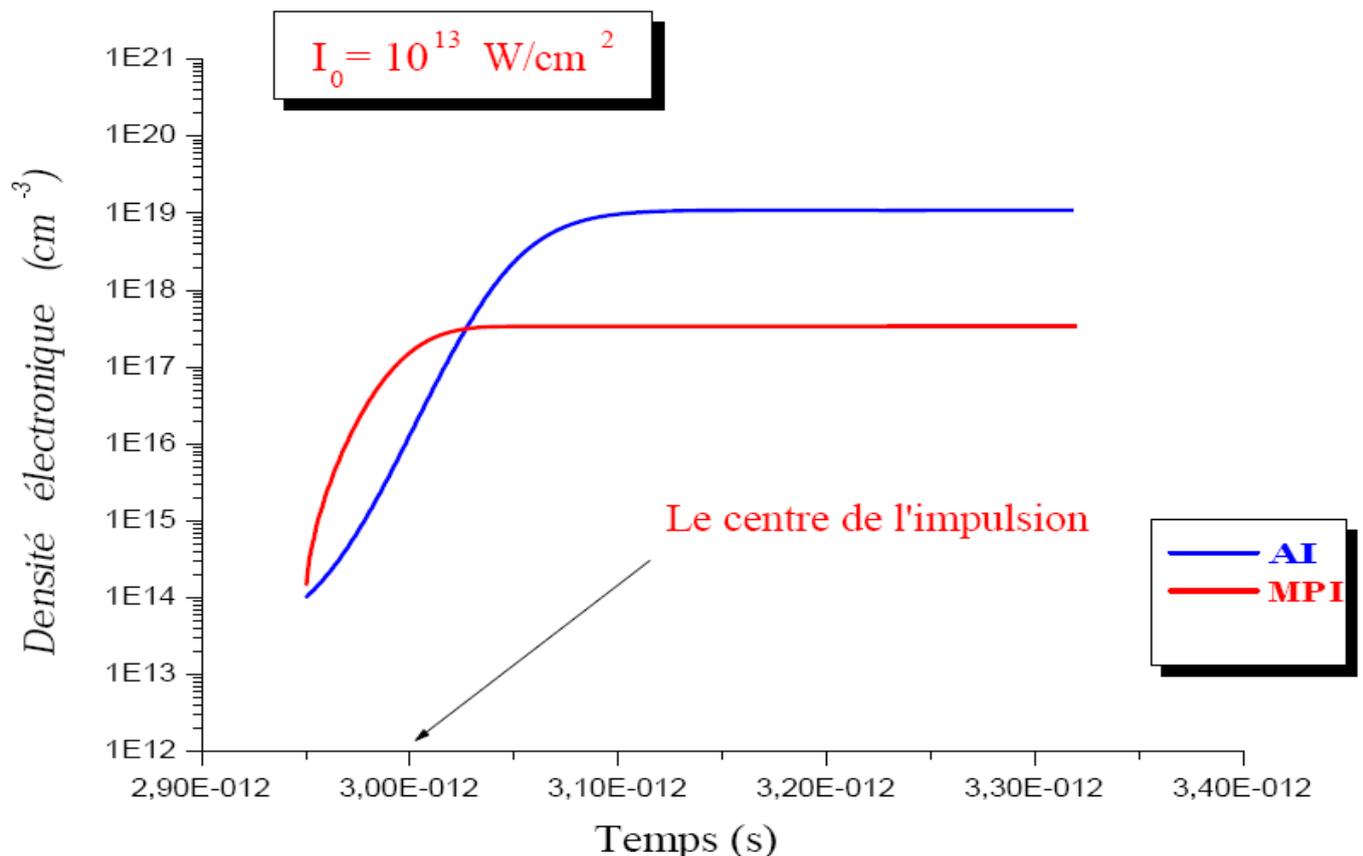


Figure (IV-2). Evolution de la densité électronique générée par l'ionisation par avalanche et l'ionisation multi photonique. Pour $I_0 = 10^{13} \text{ W/cm}^2$, $\lambda_p = 800\text{nm}$, $\tau_p = 100\text{fs}$.

L'AI vient des collisions entre des électrons quasi libres, chauffés par le champ EM intense engendré par l'impulsion laser, avec les atomes ou molécules constituant la matière. Il s'agit donc d'une ionisation indirecte.

Dans le cas d'une impulsion ultra courte qui se propage dans le milieu diélectrique, les premiers électrons dans la bande de conduction sont produits par l'avant de l'impulsion puis chauffés et excités par la queue de l'impulsion. Alors l'impulsion elle a le temps pour les accélérer à des niveaux énergétiques supérieurs mais la multiplication de ces électrons par effet d'avalanche ce faite après le passage de l'impulsion figure (IV-2). Alors l'AI a besoin d'un certain temps pour se développer.

D'autre coté en vois que la densité électronique fournir par l'AI est de l'ordre de 10^{19} cm^{-3} , pour une intensité laser de l'ordre de 10^{13} W/cm^2 .

En peut conclue que ce processus n'a pas besoin d'une grande intensité pour s'enclencher, cependant, il a besoin du temps pour se développer.

IV.1.1.3. Calcul de la densité électronique sous l'effet de l'ionisation multi photonique et l'ionisation par avalanche

Dans ce paragraphe en va étudié le cas ou les deux mécanismes seraient actifs et cela revient à résoudre l'équation de *Stuart* :

$$\frac{dn_e(t)}{dt} = w_{AI} + w_{MPI} = \alpha I(t)n_e(t) + \sigma_{(k)}I(t)^k \quad (\text{IV.3})$$

La figure (IV-3) représente l'évolution de la densité électronique en fonction du temps sous l'effet de l'AI et l'MPI.

Pour: $\lambda = 800\text{nm}$; $I_0 = 10^{13} \text{ W/cm}^2$; $\tau_p = 100\text{fs}$

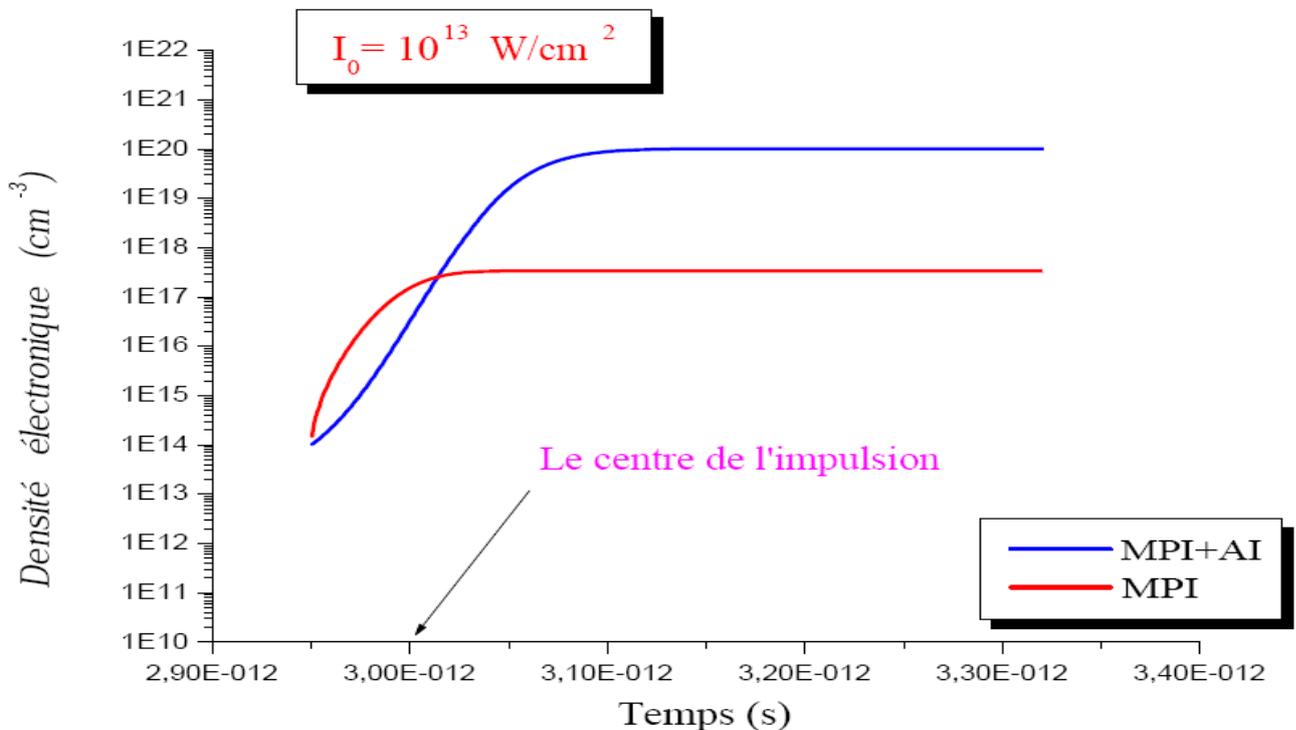


Figure (IV-3). Evolution de la densité électronique. Pour $I_0 = 10^{13} \text{ W/cm}^2$, $\lambda_p = 800\text{nm}$, $\tau_p = 100\text{fs}$. En plus de la densité électronique totale (trait bleu), la densité générée par l'ionisation multi photonique est aussi représentée (trait rouge).

Pour des impulsions laser fs et pour des intensités de l'ordre de 10^{13} W/cm², notre modèle montre que l'MPI sera défavorisé par rapport à l'AI. Cela veut dire qu'à cette échelle de temps, la grande majorité d'électrons libres ont été produits à la suite d'une extraction indirecte par le champ électromagnétique (AI). Mais il est important de noter que l'MPI jeu un rôle précurseur important pour permettre à l'AI de développer.

Alors on constate que notre modèle confirment les prédictions de *Du et al.* [6 chapitre-III-] sur la contribution de l'avalanche électronique pour des durées d'impulsion de l'ordre de 100fs.

IV.1.2. Calcul de la densité électronique sous l'effet des mécanismes d'ionisation et de recombinaison

IV.1.2.1. Calcul de la densité électronique sous l'effet des mécanismes d'ionisation et de recombinaison à trois corps

Dans cette section en va étudier l'influence de la recombinaison à trois corps sur l'évolution de la densité électronique. Pour cela en va résoudre l'équation de *Stuart* complété par un terme de recombinaison à trois corps, à notre connaissance, aucune investigation comparable n'a encore été réalisée.

$$\frac{dn_e(t)}{dt} = W_{AI} + W_{MPI} + \left(\frac{dn_e}{dt}\right)_{3 \text{ corps}} \quad (\text{IV.4})$$

Tel que :

$$\left(\frac{dn_e}{dt}\right)_{3 \text{ corps}} = -8,75 \times 10^{-27} T_e^{-\frac{9}{2}} n_e^3 \quad \text{cm}^{-3}/\text{s} , \quad T_e = 5\text{ev.}$$

La figure (IV-4) représente l'évolution de la densité électronique en fonction du temps sous l'effet de l'AI et l'MPI en tenant en compte la recombinaison à trois corps.

Pour : $\lambda = 800\text{nm}$; $I_0 = 10^{13} \text{ W/cm}^2$; $\tau_p = 100\text{fs}$

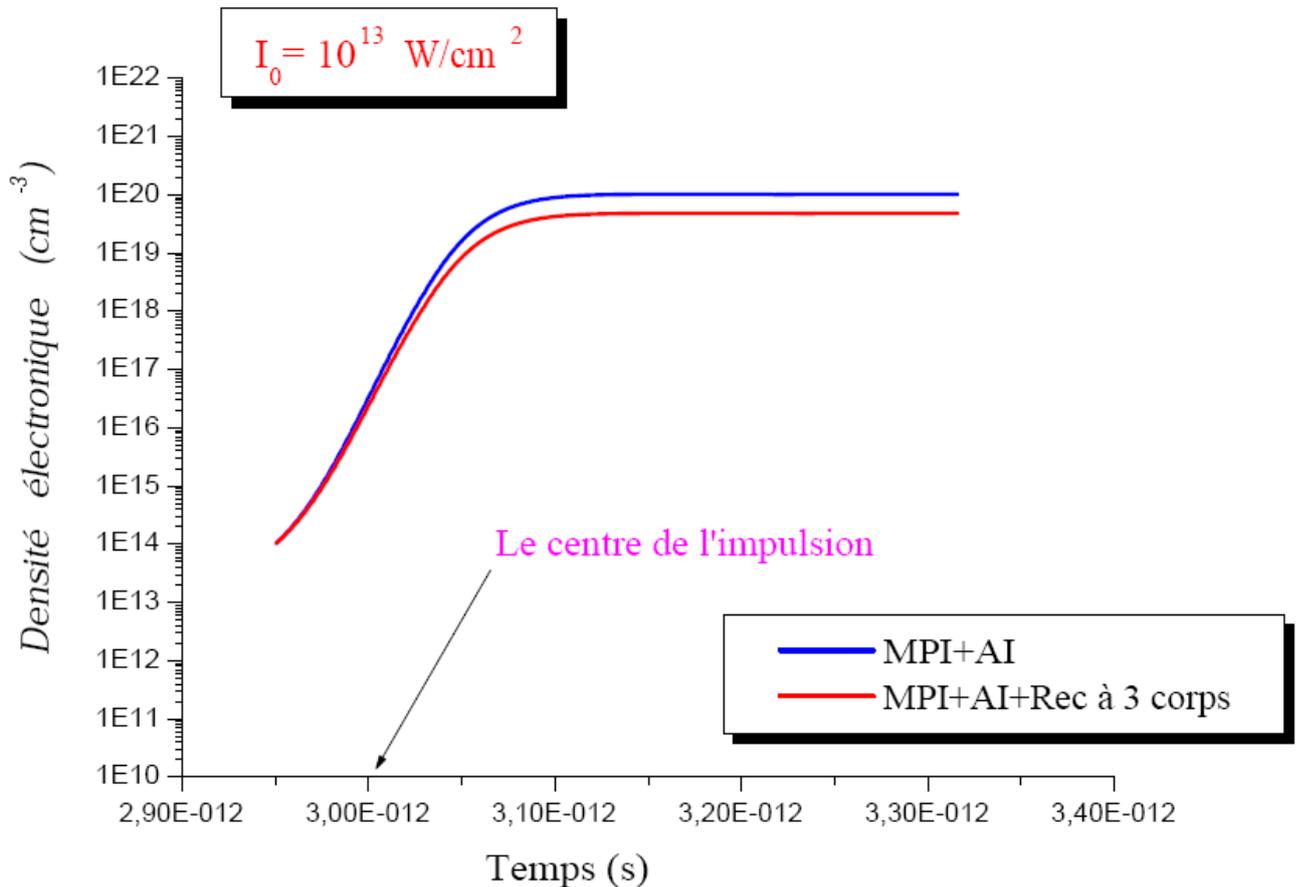


Figure (IV-4). Evolution de la densité électronique. Pour $\tau_p = 100\text{fs}$; $I_0 = 10^{13} \text{ W/cm}^2$, $\lambda_p = 800\text{nm}$. En plus de la densité électronique totale (trait bleu), l'influence de la recombinaison à trois corps est aussi représentée (trait rouge).

On remarque bien d'après la figure (IV-4) que l'augmentation exponentielle de la densité électronique est freinée brutalement par la recombinaison à trois corps. Les pertes par recombinaison à trois corps ne peuvent plus compenser le gain d'électrons mais elles diminuent la densité électronique totale dans le front de monte de l'impulsion laser.

On remarque aussi que l'effet de la recombinaison à trois corps devient important dans le front de descente de l'impulsion laser. Durant cette phase les pertes par recombinaison à trois corps deviennent importantes et la densité électronique diminue rapidement à la fin de l'impulsion laser.

Alors on conclut que le terme qu'on a introduit dans notre modèle a un effet important sur l'évolution de la densité électronique.

IV.1.2.2. Calcul de la densité électronique sous l'effet des mécanismes d'ionisation et de recombinaison excitonique

Le but de cette section est l'étude de l'influence de la formation des excitons auto-piégés sur l'évolution de la densité électronique. Pour cela on va coupler l'équation de *Stuart* avec l'équation d'évolution des excitons auto-piégés :

$$\frac{dn_e(t)}{dt} = w_{AI} + w_{MPI} - \frac{dn_{exciton}}{dt}$$

$$\frac{dn_{exciton}}{dt} = -\alpha_x I(t)n_{exciton}(t) - \sigma_x \frac{n_{exciton}}{n_{atom}} I^{m_x} + \frac{n_e}{\tau_{tr}} \quad (IV.5)$$

A notre connaissance, l'influence de la formation des excitons auto-piégés sur l'évolution de la densité électronique n'a pas encore été étudiée.

La figure (IV-5) représente l'évolution de la densité électronique en fonction du temps sous l'effet de l'AI et l'MPI en tenant en compte la recombinaison excitonique.

Pour : $\lambda = 800nm$; $I_0 = 10^{13} W/cm^2$; $\tau_p = 100fs$

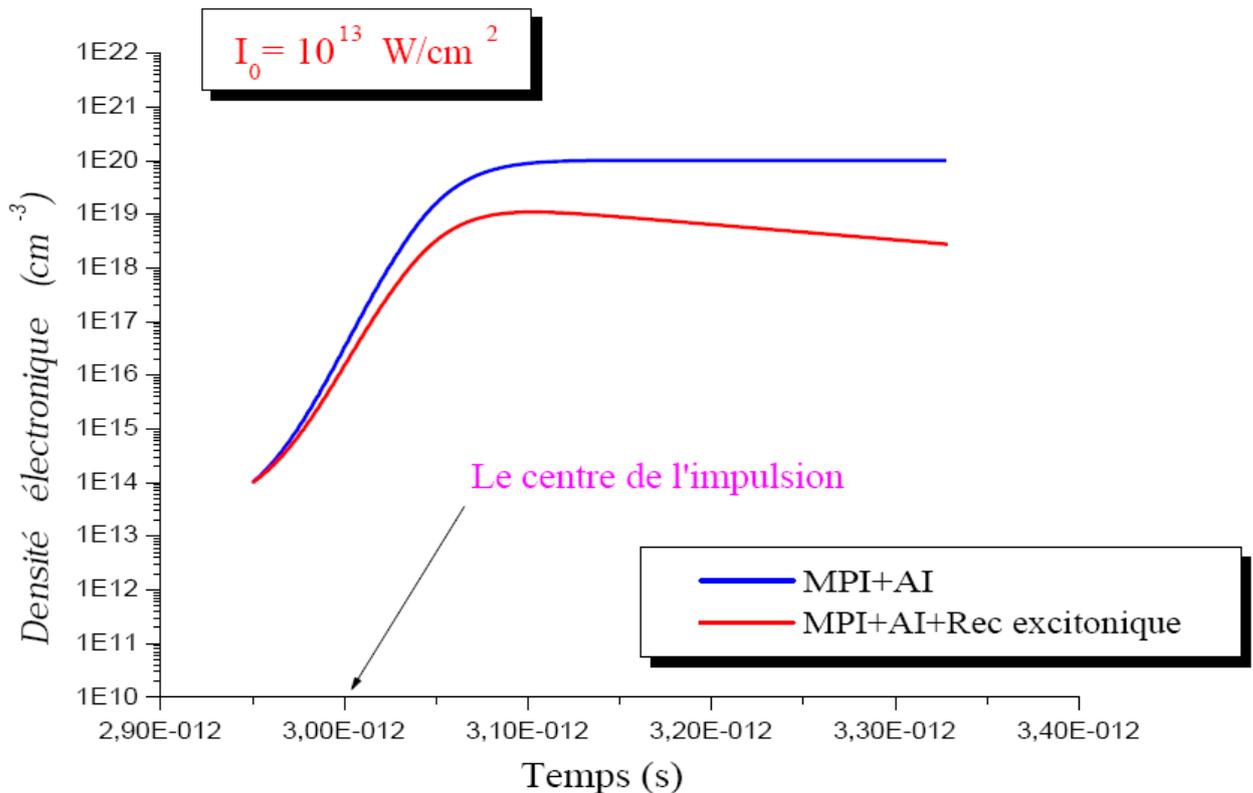


Figure (IV-5). Evolution de la densité électronique. Pour $\tau_p = 100fs$; $I_0 = 10^{13} W/cm^2$, $\lambda_p = 800nm$. En plus de la densité électronique totale (trait bleu), l'influence de la recombinaison excitonique est aussi représentée (trait rouge).

Lorsque la densité électronique proche de ($\sim 10^{20} \text{ cm}^{-3}$), l'augmentation exponentielle de cette densité est freinée brutalement par la recombinaison excitonique.

Durant cette phase, un équilibre entre les termes de gain et de perte d'électrons s'établit, et la densité suit alors l'évolution temporelle du profil de l'impulsion laser.

Dans le front de descente de l'impulsion laser, les pertes par recombinaison excitonique ne peuvent plus être compensées par le gain d'électrons, et la densité décroît rapidement.

On peut noter aussi que l'évolution de la densité électronique dans la seconde partie de l'impulsion laser est fortement modifiée, la densité électronique diminue rapidement à la fin de l'impulsion laser.

En fin on conclue que le deuxième terme qu'en à introduit dans notre modèle a aussi un effet important sur l'évolution de la densité électronique.

IV.1.2.3. Calcul de la densité électronique par la prise en compte de tous les mécanismes

Dans cette section on va étudier l'influence de tous les mécanismes d'ionisations et de recombinaisons sur l'évolution de la densité électronique. Pour cela on va résoudre le système de deux équations suivant :

$$\frac{dn_e(t)}{dt} = w_{AI} + w_{MPI} + \frac{dn_e}{dt} \Big|_{3 \text{ corps}} - \frac{dn_{exciton}}{dt}$$

$$\frac{dn_{exciton}}{dt} = -\alpha_x I(t) n_{exciton}(t) - \sigma_x \frac{n_{exciton}}{n_{atom}} I^{m_x} + \frac{n_e}{\tau_{tr}} \quad (\text{IV.6})$$

La figure (IV-6) représente l'évolution de la densité électronique en fonction du temps sous l'effet de l'AI et l'MPI en tenant en compte la recombinaison excitonique.

Pour : $\lambda = 800\text{nm}$; $\tau_p = 100\text{fs}$; $I_0 = 10^{13} \text{ W/cm}^2$

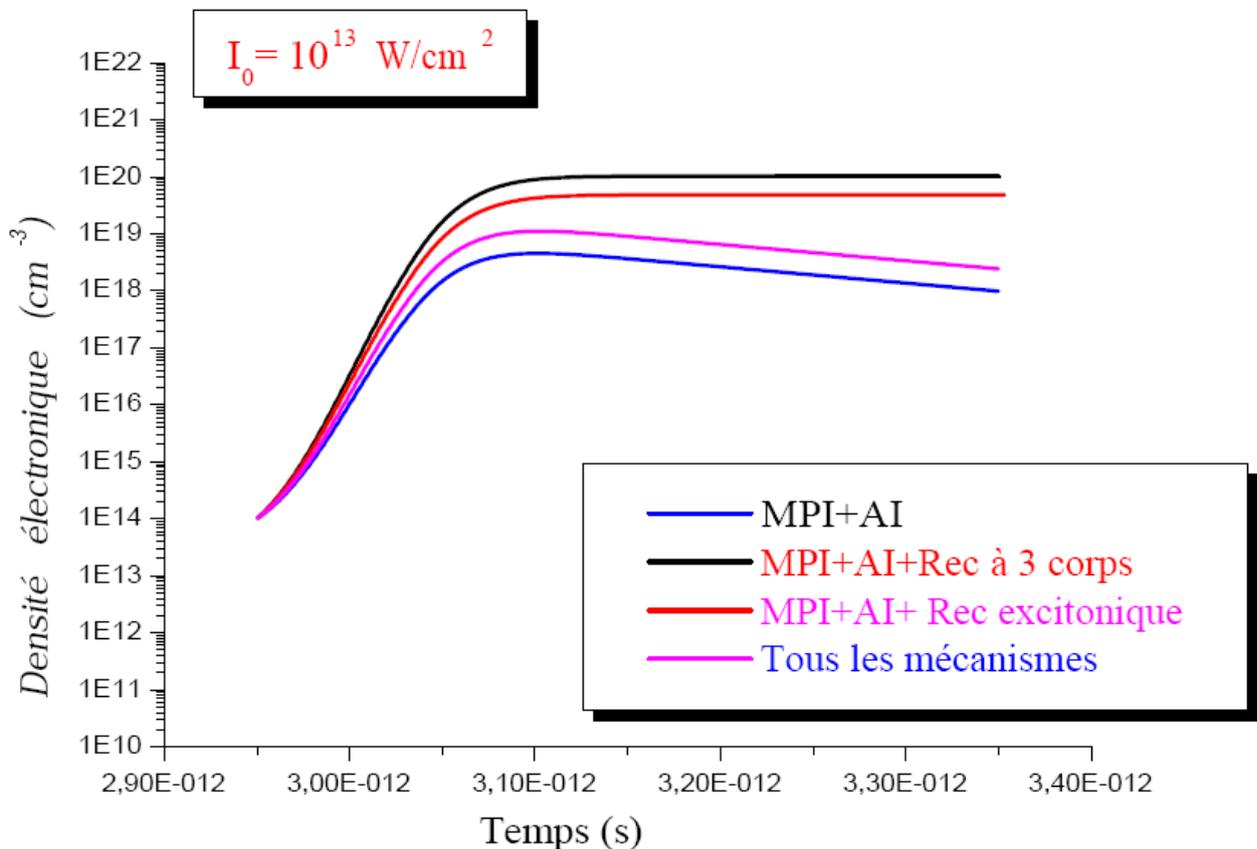


Figure (IV-6). Evolution de la densité électronique. Pour $\tau_p = 100\text{fs}$; $I_0 = 10^{13} \text{ W/cm}^2$, $\lambda_p = 800\text{nm}$. Dans les quatre cas : a) MPI+AI (trait noir) ; b) MPI+AI + recombinaison à 3 corps (trait rouge) ; c) MPI+AI + Exciton (trait violet) ; d) tous les mécanismes (trait bleu).

On remarque que dans le cas où les deux mécanismes de recombinaisons seraient actifs, la densité électronique diminue fortement.

Notons que la recombinaison excitonique est plus importante que la recombinaison à 3 corps mais elle reste non négligeable.

IV.2. Calcul de l'OBT

L'OBT (Optical Breakdown Threshold) ou le seuil d'endommagement optique est défini comme l'intensité laser requise pour que la densité électronique maximale obtenue pendant la durée de l'impulsion laser atteigne la densité électronique critique de claquage.

Notre but dans cette section est de voir l'effet des termes de recombinaison qu'en a introduit sur le seuil d'endommagement optique.

Pour valider le comportement de notre modèle, nous avons comparé ses prédictions avec différentes valeurs expérimentales et numériques de seuils de claquage obtenues dans la silice. L'importance relative des différents phénomènes impliqués dans le processus de claquage est comparée en fonction de la durée d'impulsion laser.

IV.2.1. Méthode de calcul

Afin de déterminer l'intensité requise pour générer un plasma de claquage, sous certaines conditions d'irradiation laser (τ_p et λ fixées), l'équation (IV.6) est intégrée numériquement par la méthode de Runge-Kutta d'ordre 4. on fait ensuite varier la valeur de l'intensité laser incidente, jusqu'à ce que la densité électronique maximale obtenue pendant la durée de l'impulsion laser atteigne la densité électronique critique de claquage. L'intensité pour laquelle cette égalité est vérifiée est alors définie comme étant le seuil de claquage optique en intensité (OBT). Nous rappelons que la condition est défini par :

$$\omega_{laser} = \omega_{plasma}(n_{cr}) \Rightarrow n_{cr} = \frac{m_e \epsilon_0 \omega_{laser}^2}{e^2}$$

On suppose que la densité des électrons initiale est 10^{14}cm^{-3} .

IV.2.2. Calcul de l'OBT en fonction de la durée de l'impulsion

Dans ce qui suite en va présenter notre résultats du seuil de claquage optique en intensité.

IV.2.2.1. Les résultats obtenus avec un terme de recombinaison à trois corps

Dans le *Tableau IV- 1*, les seuils de claquages déterminés par notre code sont comparés avec les mesures expérimentales : le premier seuil est calculé sans tenir compte des pertes par recombinaison (le modèle de *Stuart et al* mais avec $n_e(0) = 10^{14} \text{cm}^{-3}$), et le second est calculé en estimant ces pertes par recombinaison à trois corps à l'aide de la formule (IV.4).

<i>Réf</i>	$\lambda(\text{nm})$	τ_p	I_{exp}	$I_{code}(\text{Sans Recombinaisons})$	$I_{code}(\text{Avec Rec.3corps})$
[1]	800	100fs	3.83×10^{13}	2.1×10^{13}	2.2×10^{13}
[1]	800	110fs	3.2×10^{13}	1.8×10^{13}	2.1×10^{13}
[2]	800	140fs	1.945×10^{13}	1.69×10^{13}	1.71×10^{13}

Tableau IV- 1 : Comparaison des résultats du code de claquage avec différentes mesures expérimentales dans la silice dans deux cas : Sans Recombinaisons et Avec Recombinaison à trois corps .tous les seuils en intensité sont donnés en W/cm^2 .

On remarque que les seuils calculés sans tenir compte de la recombinaison sous estiment largement les seuils expérimentaux, alors que ceux calculés en tenant compte la recombinaison à trois corps sont en bon accord avec les valeurs expérimentales.

IV.2.2.2.Les résultats obtenus avec un terme de recombinaison excitonique.

Dans le *Tableau IV- 2*, les seuils de claquages déterminés par notre code sont comparés avec les mesures expérimentales : le premier seuil est calculé sans tenir compte les pertes par recombinaison, le second est calculé en tenant compte uniquement les pertes par recombinaison excitoniques.

<i>Réf</i>	$\lambda(\text{nm})$	τ	I_{exp}	$I_{code}(\text{Sans Recombinaisons})$	$I_{code}(\text{Avec Rec.Exciton})$
[1]	800	100fs	3.83×10^{13}	2.1×10^{13}	2.3×10^{13}
[1]	800	110fs	3.2×10^{13}	1.8×10^{13}	2.26×10^{13}
[2]	800	140fs	1.945×10^{13}	1.69×10^{13}	1.81×10^{13}

Tableau IV- 2 : Comparaison des résultats du code de claquage avec différentes mesures expérimentales dans la silice dans deux cas : Sans Recombinaisons et Avec Recombinaison Excitonique .tous les seuils en intensité sont donnés en W/cm^2 .

Dans tous les cas , on remarque que les seuils calculés en tenant compte la recombinaison excitonique sont en meilleur accord avec les résultats expérimentaux par rapport au résultats obtenus avec la recombinaison à trois corps.

IV.2.2.3. Les résultats obtenus par la prise en compte de tous les mécanismes

Dans le *Tableau IV- 3*, les seuils de claquages déterminés par notre code sont comparés avec les mesures expérimentales : le premier seuil est calculé sans tenir compte les pertes par recombinaison, le second est calculé en tenant compte tous les mécanismes de recombinaison.

Réf	$\lambda(\text{nm})$	τ	I_{exp}	$I_{code}(\text{Sans Recombinaisons})$	$I_{code}(\text{tous les mécanismes})$
[1]	800	100fs	3.83×10^{13}	2.1×10^{13}	2.5×10^{13}
[1]	800	110fs	3.2×10^{13}	1.8×10^{13}	2.28×10^{13}
[2]	800	140fs	1.945×10^{13}	1.69×10^{13}	1.84×10^{13}

Tableau IV- 3 : Comparaison des résultats du code de claquage avec différentes mesures expérimentales dans la silice dans deux cas : Sans Recombinaisons et Avec tous les mécanismes de recombinaison .tous les seuils en intensité sont donnés en W/cm^2 .

Dans la littérature on utilise beaucoup le seuil de claquage en fluence - ou la fluence seuil - tel que la fluence seuil est définie comme la fluence laser requise pour que la densité électronique maximale obtenue pendant la durée de l'impulsion laser atteigne la densité électronique critique de claquage avec :

$$F_{seuil} = \int_{-\infty}^{+\infty} I(t)dt = \frac{\tau_p I_{seuil}}{2} \left(\frac{\pi}{\ln 2}\right)^{1/2}.$$

Dans la figure (IV-7). On a représenté la courbe de l'évolution de la fluence seuil en fonction de la durée de l'impulsion obtenus par notre modèle .

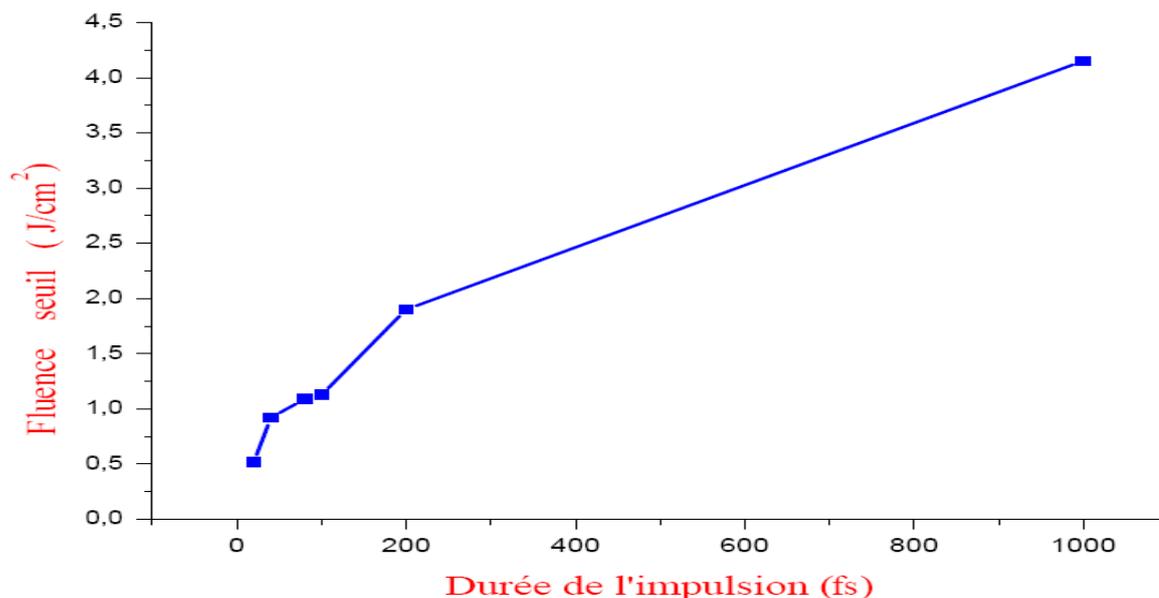


Figure (IV-7). L'évolution de la fluence seuil en fonction de la durée de l'impulsion tenant compte tous les mécanismes(ionisation et recombinaison).

Dans le cas où les deux mécanismes de recombinaison seraient actifs en même temps, on remarque que nos résultats sont en excellent accord avec les résultats expérimentaux.

D'autre côté, on remarque d'après la figure (IV-7), que nos résultats confirment les prédictions de *Stuart et al.* sur la diminution de la fluence seuil pour des impulsions ≤ 10 ps.

IV.2.3. Influence de la densité électronique initiale

On va étudier dans ce paragraphe l'influence de la densité électronique initiale due aux impuretés sur l'évolution de la densité électronique dans la bande de conduction et aussi sur la fluence seuil. Les résultats obtenus sont présentés dans les figures (IV-8 et 9)

Pour : $\lambda = 800\text{nm}$; $\tau_p = 100\text{fs}$; $n_0 = 10^{10}\text{cm}^{-3}$, $n_0 = 10^{14}\text{cm}^{-3}$ et $n_0 = 10^{16}\text{cm}^{-3}$

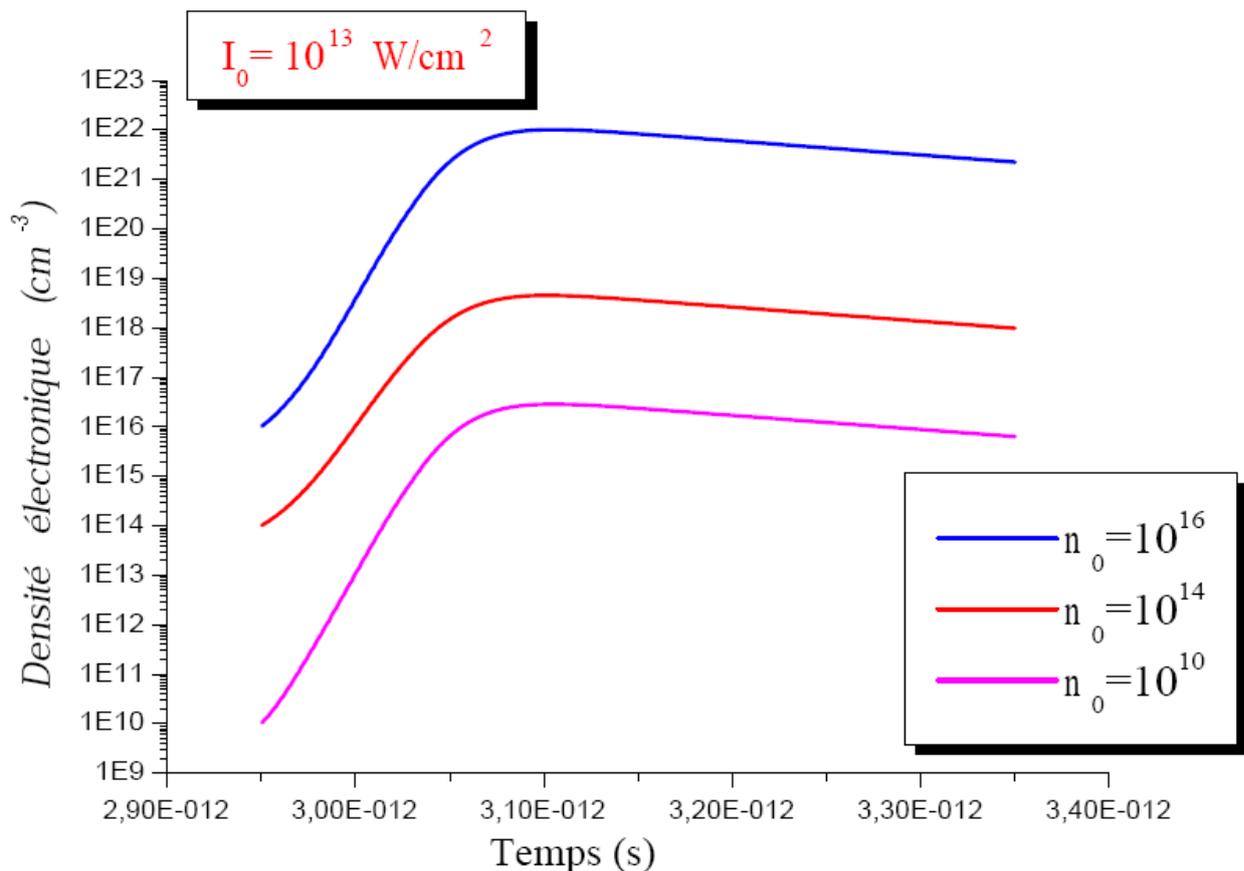


Figure (IV-8). L'influence de la densité électronique initiale sur l'évolution de la densité électronique dans deux cas ; Pour : $n_0 = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ et $n_0 = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ et $n_0 = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.

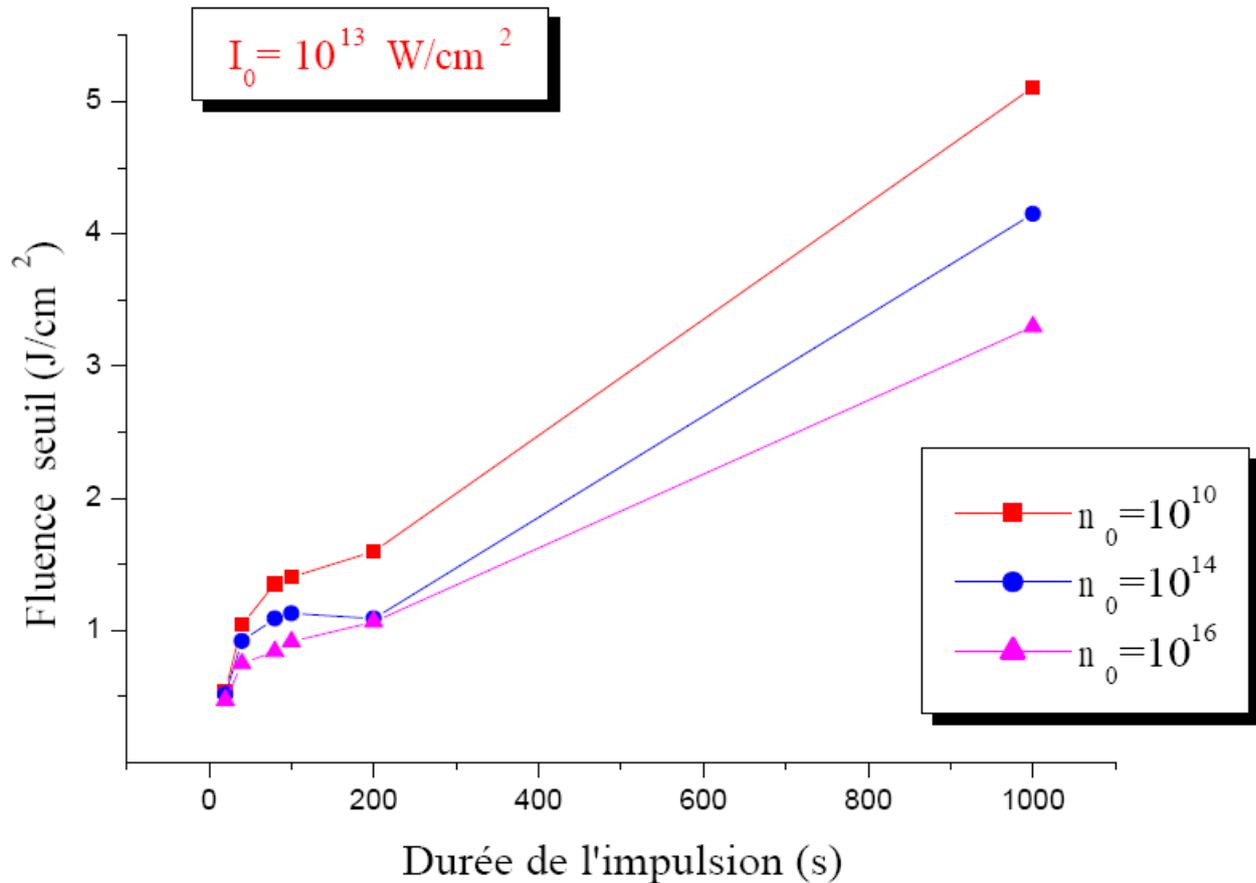


Figure (IV-9). L'influence de la densité électronique initiale sur la fluence seuil : dans les cas : $n_0 = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ et $n_0 = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ et $n_0 = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.

Un paramètre d'une grande importance pratique est la densité électronique initiale provenant d'impuretés du matériau ou générée par un piédestal des impulsions, cette densité électronique initiale peuvent être de bons donneurs d'électrons, qui pourraient alimenter et favoriser l'AI.

D'après la figure (IV-8) en remarque bien l'influence de la densité électronique initiale sur la densité électronique dans la bande de conduction, lorsque la densité électronique initiale est élevée, la densité électronique dans la bande de conduction devienne importante, et par conséquent la diminution de la fluence seuil figure (IV-9).

Alors on peut conclure que les résultats controversés qu'en à présenter dans le chapitre-III-pourraient être dus à une forte densité électronique initiale.

Conclusion

La densité électronique dans la bande de conduction et le seuil de claquage optique-OBT-ont été calculés, et ainsi qu'une comparaison avec les mesures expérimentales est réalisée.

On a trouvé que nos résultats sont en bon accord avec les mesures expérimentales.

On a trouvé que les termes qu'on a ajoutés à l'équation de *Stuart et al.* ont un effet remarquable sur l'évolution de la densité électronique et aussi sur L'OBT.

Notre modèle confirme les prédictions de *Stuart et al.* sur la diminution de la fluence seuil pour des impulsions ≤ 10 ps.

Mais d'autre côté notre modèle confirme les prédictions de *Du et al.* [6-Chapitre III] sur la contribution de l'avalanche électronique, et que l'ionisation multi photonique ce n'est qu'une source des électrons primaires de l'avalanche.

En fin, on a traité l'influence de la densité électronique initiale sur l'évolution de la densité électronique dans la bande de conduction et aussi sur L'OBT, on a trouvé que les résultats controversés qu'on a présentés dans le chapitre -III- pourraient être dus à une forte densité électronique initiale.

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE IV

[1] An-Chun Tien, Sterling Backus, Henry Kapteyn, Margaret Murnane, G. Mourou, *Short-pulse laser damage in transparent materials as a function of pulse duration*, Phys. Rev. Lett. 82, 3883 (1999).

[2] B. C. Stuart, M. D. Feit, A. M. Rubenchik, B. W. Shore, M. D. Perry, *Laser-Induced damage in dielectrics with nanosecond to subpicosecond pulses*, Phy Rev. Lett. 74, 2248 (1995).

Conclusion générale

Conclusion générale

Un modèle théorique a été élaboré pour simuler l'interaction d'une impulsion laser ultra courte avec un diélectrique. Les équations du modèle qui résultent sont des équations différentielles non linéaires et couplées, qui ont été résolues par des méthodes numériques standard. Le scénario de cette interaction peut se résumer de la façon suivante :

- ❖ L'absorption d'un photon par un électron des niveaux de cœur ou de la bande de valence permet d'exciter cet électron dans la bande de conduction. Il faut évidemment pour cela que le photon incident ait une énergie suffisante. Un autre paramètre important est l'intensité laser. Dans le cas des impulsions laser femtosecondes, à de faibles intensités, $I < 10^{12} \text{ W/cm}^2$, l'interaction est linéaire, le processus le plus probable est l'absorption d'un seul photon. Pour des valeurs d'intensité laser relativement plus importantes cette interaction devient non linéaire et les processus multiphotoniques ont une probabilité non négligeable d'advenir. Il est ainsi possible d'exciter un électron dans la bande de conduction avec des photons dont l'énergie est inférieure à la largeur de la bande interdite.
- ❖ Les électrons ainsi excités tendent à revenir à une situation d'équilibre : c'est la phase de recombinaison. A des échelles de temps courtes, c'est l'ionisation par impact qui prédomine pour les électrons les plus énergétiques. Ce processus correspond à la collision d'un électron de la bande de conduction avec un électron de la bande de valence, avec un transfert d'énergie permettant à ce dernier de franchir la bande interdite. Pour des temps allant de la femtoseconde à la picoseconde les processus phononiques apparaissent, ils correspondent au transfert d'énergie de la population d'électrons au réseau cristallin.
- ❖ Les électrons arrivant en bas de bande de conduction vont alors se recombiner avec un trou de la bande de valence par un mécanisme de recombinaison à trois corps ou bien être piégés sous forme d'excitons.

Nous avons montré dans notre modèle que :

- Les mécanismes de recombinaison réduisent la densité électronique dans la bande de conduction est par conséquent augmentent le seuil d'endommagement optique (OBT).

- Il est possible, à partir d'hypothèses simples, de décrire les claquages optiques dans les milieux diélectriques en se basant sur la résolution de l'équation des taux qui décrit l'évolution de la densité électronique dans le plasma.
- les phénomènes de claquage sont dominés par l'avalanche électronique à 100 fs, et aux courtes durées de l'impulsion laser, typiquement $< 30fs$, c'est l'ionisation multiphotonique qui devient le mécanisme dominant.
- le seuil de dommage a une dépendance en $\tau_p^{1/2}$ pour des durées d'impulsions τ_p variant de 10 ns à 10 ps. En revanche, lorsque la durée des impulsions est plus courte que quelques picosecondes, le seuil de dommage présente un changement de pente tendant vers une saturation pour des impulsions < 10 ps.

Les prédictions du code développé dans cette étude ont été comparées avec succès à différentes mesures expérimentales de seuils de claquages dans la silice.

Résumé

L'objet de ce mémoire est l'étude théorique du seuil de l'endommagement optique OBT (Optical Breakdown Threshold) des diélectriques (Silice), par une impulsion laser ultra-courte et ultra-intense.

Une étude bibliographique exhaustive sur le sujet est présentée. Elle comporte notamment la présentation des lasers à impulsion ultra-courte et les principaux mécanismes d'ionisation et de recombinaison des électrons libres sous l'effet du champ laser.

Les principaux modèles théoriques sur l'OBT rapportés dans la littérature sont aussi étudiés.

Un nouveau modèle théorique avec plusieurs améliorations est proposé. Ce modèle tient compte des mécanismes de recombinaison à trois corps est excitonique.

Un code numérique a été mis au point pour résoudre les équations différentielles du modèle théorique.

La contribution des différents mécanismes physique à l'OBT a été étudiée numériquement. Il en a montré que la recombinaison à trois corps et excitonique jouent un rôle important dans le calcul de la densité $n(t)$ des électrons libre et l'OBT.

Les résultats obtenus du l'OBT sont en bon accord avec les résultats expérimentaux.

Abstract

The main objective of this thesis is the theoretical study of optical damage of dielectric materials like: Silicate by using a technique based on ultra-short and high density laser pulses.

A detailed biographical about this study is presented including the presentation of ultra-short laser and principles of ionization's mechanisms and recombination of free electrons under an applied laser field.

The mains theoretical models about the OBT technique given in the literature are also studied. A new theoretical model with several improvements is proposed. This model takes into account the recombination's mechanism with three wholes.

New numerical software has been developed in order to solve the PDE systems of our theoretical model. The contribution of different mechanisms with OBT has been studied numerically. The obtained results showed that recombination mechanism with three wholes plays an important role to estimate the density of free electrons and the OBT. The found results have a good agreement with experimental results.

ملخص :

الهدف من هذه الرسالة هو الدراسة النظرية لعتبة التخریب الضوئية (عحض) للعوازل (السيليس) و ذلك باستعمال أشعة الليزر فائقة الدقة و الشدة.

قمنا خلال هذه الرسالة بدراسة مكتبية شاملة حول الموضوع , تحتوي هذه الدراسة على وصف لليزر فائق الدقة والشدة و كذلك المبادئ الأساسية لتأين و ارتباط الالكترونات الحرة تحت تأثير حقل الليزر .
قمنا كذلك في هذه الرسالة بعرض مختلف النماذج الخاصة بعتبة التخریب الضوئية (عحض) الموجودة في المقالات العلمية.

قمنا كذلك في هذه الرسالة بعرض نموذج جديد ومطور, هذا النموذج يأخذ بعين الاعتبار الارتباط الالكتروني الثلاثي والاكسيتوني.

قمنا كذلك بانجاز برنامج لحساب عتبة التخریب الضوئية (عحض) و كذلك الكثافة الالكترونية في الطبقة الناقلة.
قمنا بدراسة رقمية لمساهمة كل مبدأ في حساب عتبة التخریب الضوئية (عحض) ووجدنا أن مساهمة الارتباط الالكتروني الثلاثي والاكسيتوني مهمة في حساب الكثافة الالكترونية و (عحض).

النتائج التي تحصلنا عليها هي في توافق جيد مع النتائج التجريبية.

