
Présentation générale des sources XUV

Dans ce chapitre, nous présenterons les différentes sources de rayonnement XUV cohérent afin de comprendre le contexte scientifique qui a conduit les études réalisées pendant cette thèse. Nous insisterons d'avantage sur les différents types de lasers XUV existants.

1.1 Les lasers à électrons libres

Le « Laser à Electrons Libres » (LEL) [3, 4], ou synchrotron de quatrième génération se distingue du laser traditionnel par son milieu amplificateur. Celui-ci est composé d'une suite de paquets d'électrons relativistes produits par un accélérateur de particules. Les électrons arrivent ensuite dans une structure magnétique périodique permanente appelée « onduleur ». Sous l'effet du champ magnétique, ils acquièrent une vitesse transverse et émettent alors spontanément un rayonnement appelé rayonnement synchrotron. Durant l'interaction entre le faisceau d'électrons et l'onde électromagnétique ainsi obtenue, le paquet d'électrons est modulé longitudinalement de façon à mettre en phase les trains d'onde émis par chaque électron, créant ainsi la cohérence de la source. L'échange d'énergie s'accompagne finalement d'une amplification conduisant à l'effet laser.

L'intérêt du LEL réside dans le fait que toute longueur d'onde peut être, en principe, amplifiée, contrairement aux lasers traditionnels dont la longueur d'onde est fixée par les niveaux atomiques du milieu amplificateur. Un tel dispositif présente donc l'avantage d'offrir une large accordabilité en longueur d'onde, typiquement de une à deux décades avec une même installation et la possibilité d'atteindre des longueurs d'onde allant de

l'infrarouge aux rayons X, performances difficilement réalisables avec un laser traditionnel. Le LEL permet aussi de produire de fortes puissances crêtes, des impulsions femtosecondes avec des taux de répétition variés. Le LEL est donc un outil remarquable pour réaliser un grand nombre d'expériences dans des domaines très variés, tels que, l'étude des cinétiques rapides et des phénomènes non linéaires. La largeur spectrale relative, de l'ordre de 10^{-2} à 10^{-4} , permet de réaliser des expériences de spectroscopie non linéaire.

L'inconvénient majeur d'un LEL réside dans son prix et sa taille. En effet, il nécessite l'installation d'un accélérateur de particules, des blindages de protection contre les rayonnements ionisants, des salles aménagées pour les utilisateurs et fonctionne entièrement sous vide; sa mise en place en laboratoire n'en est rendue que plus difficile. De plus, le gain du processus d'amplification étant inversement proportionnel au cube de l'énergie des électrons, l'obtention de l'effet laser présente plus de difficultés dans le domaine de l'ultra violet et encore davantage dans le domaine des X que pour les grandes longueurs d'onde.

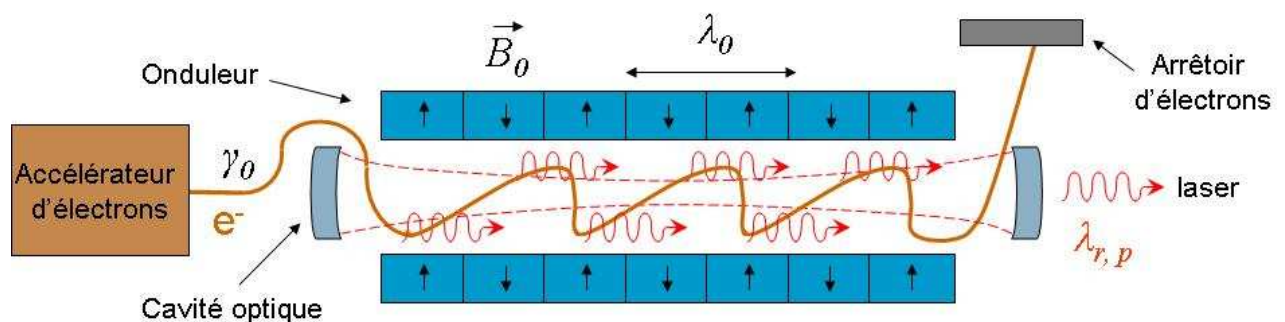


Figure 1.1 : Configuration Oscillateur. Coupe longitudinale. Vue de côté (tiré de la thèse de G. Lambert).

Les premiers LELs furent constitués d'un unique onduleur placé dans une cavité optique, configuration dite en « oscillateur » (Figure 1.1 [5]). Les capacités d'extension de ces LELs aux domaines VUV (« ultraviolet à vide ») et X sont limitées par le fait qu'il n'existe pas de matériau convenable pour les miroirs de la cavité optique dans ces plages spectrales de rayonnement. Plusieurs voies sont actuellement explorées avec des LELs

dépourvus de cavité optique où l'amplification se fait en un seul passage comme le mode « SASE » (Self Amplified Spontaneous Emission) [6] (Figure 1.2 [5]). Bien que le rayonnement SASE fournisse un faisceau de photons de luminosité très intense, ainsi qu'un haut degré de cohérence transverse, ses propriétés de cohérence temporelle sont limitées. En effet, en régime de SASE, la génération du bruit de rayonnement synchrotron induit une mise en paquets qui intervient aléatoirement, à différentes positions du paquet ; les profils temporel et spectral de la lumière rayonnée sont composés d'une série de sous-structures en pics appelés « spikes » et présentent d'importantes fluctuations statistiques.

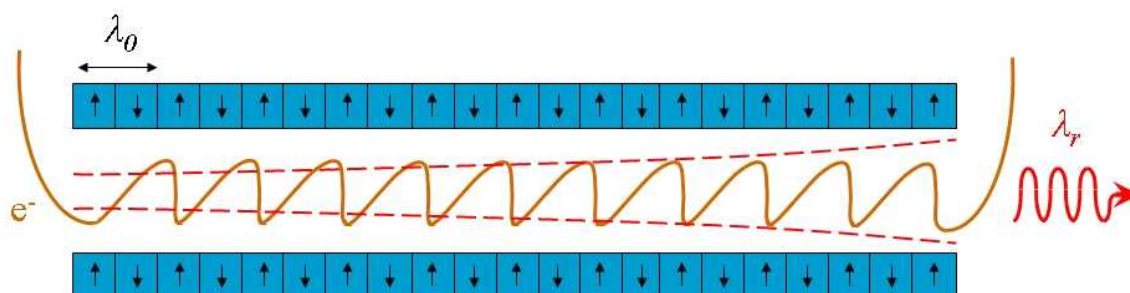


Figure 1.2 : Configuration SASE. Coupe longitudinale. Vue de côté.

En 2006, l'installation FLASH a fourni un rayonnement SASE de 70 μ J à 13,7 nm [7]. Très récemment une longueur d'onde de 6,5 nm [8] a même été atteinte ce qui constitue un pas très important vers l'obtention d'un laser à rayons X dans la « fenêtre de l'eau » (2,2 nm à 4,4 nm).

De nombreux autres projets de LELs, ayant pour but de générer du rayonnement SASE sont actuellement en construction : dans le domaine VUV, SPARC [9] (Sorgente Pulsata e Amplificata di Radiazione Coerente) en Italie et dans le domaine X, le XFEL japonais à SPring-8 [10], le XFEL européen à DESY [11], et LCLS (Linac Coherent Light Source) aux Etats-Unis [12] qui devrait produire un rayonnement dès 2009.

1.2 Les effets non linéaires : le rayonnement harmonique

Les effets non linéaires permettent de convertir un rayonnement de fréquence ω en un rayonnement de fréquence multiple de ω plus élevée : $2\omega, 3\omega, \dots, n\omega$. Pour obtenir un rayonnement dans la gamme de l’XUV, la méthode la plus généralement utilisée est de focaliser une impulsion laser infrarouge femtoseconde, intense et polarisée linéairement dans un gaz rare ou sur une cible solide. Le champ du laser est tel qu’il ionise la cible par effet tunnel. L’électron issu de cette ionisation peut se recombiner de façon radiative à son ion parent qui émet un photon très énergétique. De nombreuses études ont été réalisées ces dernières années sur la génération d’harmoniques [13, 14]. Certaines harmoniques ont même atteintes la gamme spectrale dite de la fenêtre de l’eau (2,2-4,4 nm) [15]. Mais pour ces courtes longueurs d’onde le rendement de conversion reste pour l’instant assez faible. Les harmoniques d’ordre élevé sont néanmoins optimisées pour des longueurs d’ondes comprises entre 40 nm et 15 nm. Sur cette plage de longueur d’onde, nous observons un large plateau sur lequel l’intensité des harmoniques reste quasi constante. Une des propriétés remarquables des harmoniques d’ordre élevé est qu’elles conservent les propriétés de cohérence et de polarisation de la source laser [16]. Le faisceau harmonique est donc polarisé et peut posséder une cohérence spatiale élevée et un front d’onde de qualité. De plus, la durée d’impulsion du faisceau harmonique est très brève, de l’ordre de quelques femtosecondes. La physique des harmoniques d’ordre élevé générées dans des gaz sera développée dans le chapitre 2.2.

En focalisant un laser intense à la surface d’une cible solide, il est aussi possible de générer des harmoniques d’ordre élevé d’un laser infrarouge. Ces harmoniques sont produites dans la direction spéculaire du laser infrarouge par réflexion non-linéaire sur un plasma à fort gradient de densité. Une interprétation de ce processus peut être la suivante : le champ laser produit une oscillation de la densité critique du plasma formé donnant lieu à une modulation de phase du faisceau réfléchi [17]. A la différence des harmoniques produites dans les gaz, des harmoniques paires et impaires sont produites et leur génération est très sensible au gradient de densité électronique du plasma produit. Des expériences récentes montrent que ce processus peut avoir une grande efficacité et peut donner lieu à la production d’un faisceau cohérent XUV de 1 à 10 μJ dans la gamme de 30-40 nm [18]. Un excellent contraste temporel de la chaîne laser IR est absolument nécessaire ce qui impose l’utilisation de dispositifs tels que des miroirs – plasma [19].

1.3 Les lasers dans le domaine XUV

Le principe de fonctionnement des lasers dans le domaine de l’XUV repose, comme celui des lasers émettant dans le visible et dans l’infrarouge, sur une inversion de population. Ici, elle aura lieu entre deux niveaux excités d’un ion d’un plasma créé par laser. Ainsi, le plasma va émettre en amplifiant son propre rayonnement. Nous disons alors que ce type de source fonctionne en régime d’amplification (par émission stimulée) de l’émission spontanée. Ce régime plus couramment appelé *ASE pour « amplification of spontaneous emission »* est historiquement le mode de fonctionnement des lasers XUV pompés par laser. Dans ce manuscrit, nous considérons le plasma créé en inversion de population, non pas comme la source elle-même, mais comme un amplificateur XUV, comme nous en trouvons sur les chaînes lasers de puissance dans la gamme infrarouge. Cet amplificateur aura pour mission d’amplifier, non pas « son propre bruit » comme c’est le cas en mode ASE, mais une source cohérente externe dite « *d’injection* » qui sera ici une source d’harmonique d’ordre élevé.

Avant de rentrer dans le détail, nous présenterons les différents schémas d’inversion de population dans les plasma-lasers qui ont permis expérimentalement d’obtenir des inversions de population dans le domaine XUV. Ensuite, nous présenterons brièvement un état de l’art des différents lasers XUV collisionnels fonctionnant en mode ASE, sans rentrer dans le détail sur la physique de ces sources qui sera présentée dans le chapitre suivant.

1.3.1 Mécanisme de pompage

1.3.1.1 Schéma par recombinaison

Le schéma par recombinaison, proposé en 1964 [20], a été le premier schéma laser XUV à être étudié de façon intensive [21, 22, 23, 24]. Le schéma du principe de pompage par recombinaison est présenté sur la Figure 1.3. L’idée de base est de créer un plasma suffisamment froid et dense pour que des processus à trois corps dominent la recombinaison et peuplent fortement les niveaux supérieurs de l’ion considéré. Dans ces

conditions, l'inversion de population est créée pendant la cascade radiative collisionnelle qui suit la recombinaison. Les taux de recombinaison à trois corps variant comme $R_{col} \propto N_e^3 / T_e$, où T_e et N_e sont respectivement la température et la densité électronique, l'obtention d'un plasma de faible température et de forte densité électronique est la condition nécessaire à la réalisation d'une importante inversion de population. L'effet laser se produit pour des transitions du type $\Delta n = 1$ et $\Delta n = 2$ dans les ions de Z légers ($6 \leq Z \leq 17$) possédant un électron en sous-couche externe (lithiumoïde ou hydrogéoïde).

Une des approches consiste à créer un plasma chaud par l'interaction d'une impulsion laser et d'une cible massive. C'est pendant la phase de refroidissement adiabatique du plasma que se produit l'inversion de population. Pour refroidir le plasma il suffit de le laisser se détendre dans tout l'espace. L'expérience la plus probante a été réalisée à l'aide d'un laser femtosecondes. Il s'agit d'un laser XUV dit Optical Field Ionization (OFI) pour ionisation par champ, en recombinaison réalisée sur la raie Ly_α du lithium hydrogéoïde à 13,5 nm. Un gain de 20 cm^{-1} a été mesuré sur une colonne de 2 mm [25]. Cependant, le chauffage des électrons par des effets non linéaires limite pour l'instant l'efficacité de ce schéma [26].

Même si le schéma de pompage par recombinaison devrait permettre d'atteindre des longueurs d'onde inférieures à 1 nm, les produits gain-longueur mesurés restent faibles. C'est pour cette raison que les recherches se sont tournées vers un autre schéma de pompage plus prometteur : le schéma par pompage collisionnel.

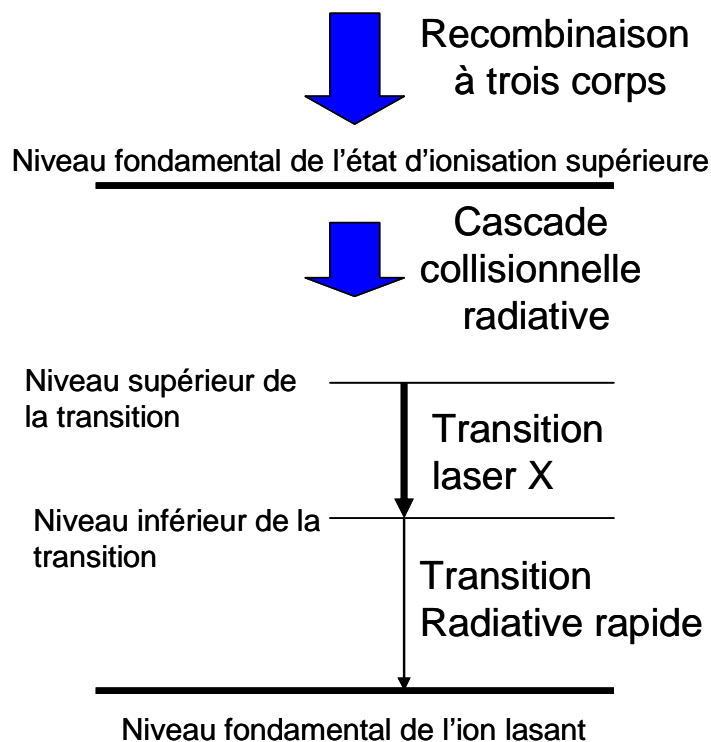


Figure 1.3 : Principe du schéma de pompage par recombinaison.

1.3.1.2 Schéma collisionnel

Ce schéma a été proposé en 1975 [27] et il a fallu attendre les travaux de D. Matthews *et al.* en 1985 pour observer une forte amplification [28]. Le principe est illustré sur la Figure 1.4. Certains niveaux excités de l'ion lasant sont peuplés par excitations collisionnelles, à partir du niveau fondamental qui est ici le réservoir de population. La désexcitation du niveau supérieur de la transition vers le niveau fondamental est interdite, alors que celle du niveau inférieur de la transition vers le fondamental est très probable. En conséquence, une inversion de population peut être obtenue entre ces niveaux.

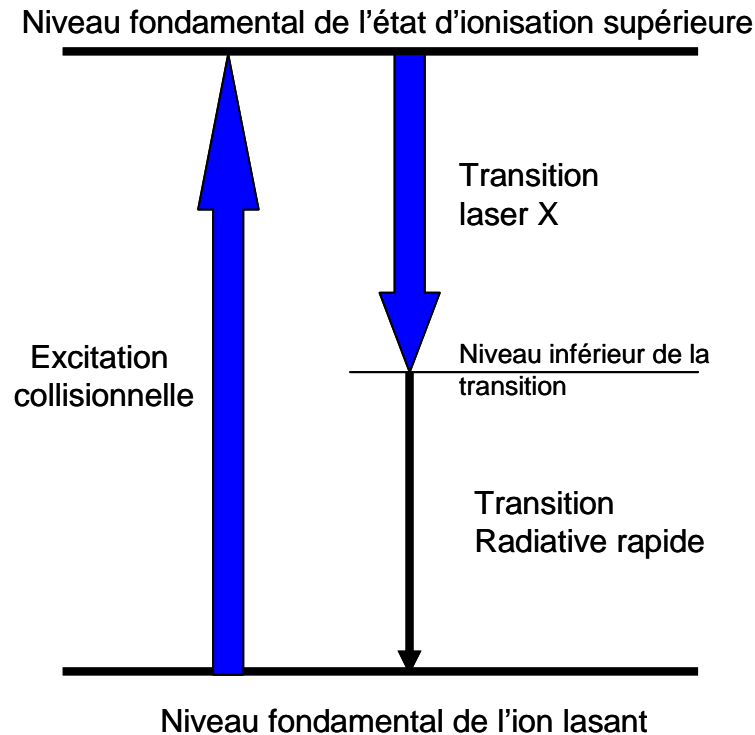


Figure 1.4 : Principe du schéma de pompage collisionnel.

L'énergie moyenne des électrons libres doit être supérieure ou égale à l'énergie du niveau supérieur pour réaliser le pompage des électrons de l'ion vers le niveau supérieur. Egalement, plus la température et la densité électronique seront élevées, plus la probabilité de collisions sera élevée et plus le processus de pompage sera efficace ; la probabilité de collision entre les ions et les électrons pour le peuplement du niveau supérieur pouvant s'écrire :

$$P_{exc} \propto \frac{n_e}{kT_e} \exp\left(-\frac{E_{exc}}{kT_e}\right)$$

où T_e est la température électrique du plasma et E_{exc} l'énergie d'excitation du niveau fondamental de l'ion au niveau excité.

Les ions néonoïdes et nickeloïdes mais aussi palladiumoïdes ont montré des possibilités pour le schéma collisionnel. En effet, les ions néonoïdes et nickeloïdes, possédant des couches et des sous-couches complètes, sont très stables sur une large gamme de densités et de températures. L'inversion de population se produira entre les niveaux de la transition 3p-3s pour les ions néonoïdes, 4p-4d pour les ions nickeloïdes et 5p-5d pour les ions palladiumoïdes. La gamme spectrale couverte est très large et s'étale de 3 à 60 nm comme

le montre la Figure 1.5 pour les ions néonoïdes et nickeloïdes. Il faut souligner que les ions nickeloïdes sont mieux adaptés pour atteindre de plus courtes longueurs d'onde [29].

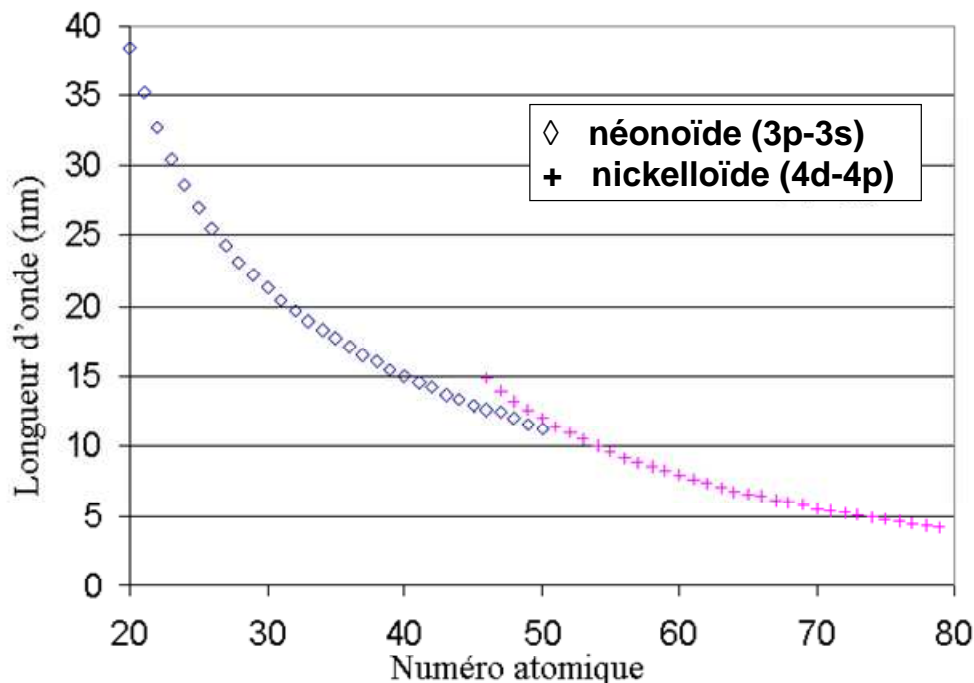


Figure 1.5 : Longueur d'onde des lasers XUV en fonction du numéro atomique pour les ions néonoïdes (losange) et les ions nickeloïdes (croix).

1.3.2 Etat de l'art des lasers XUV par excitation collisionnelle

Les premières expériences sur les lasers XUV ont commencé sur des installations lasers à longue durée d'impulsion (nanoseconde). Ces lasers XUV sont plus communément appelés **lasers XUV quasi-stationnaires (QSS)**. Ce type de laser est produit par la focalisation d'un laser infrarouge, d'une énergie de plusieurs centaines de joules et d'une durée d'impulsion de quelques centaines de picosecondes, sur une cible solide en une ligne de quelques centimètres de long (voir Figure 1.6). L'émission laser XUV est émise de part et d'autre des extrémités de la colonne de plasma. Ce type de laser a été utilisé pour de nombreuses applications [30, 31, 32] et a permis d'atteindre la plus courte longueur d'onde en régime saturé [33]. Pour augmenter les performances des lasers XUV quasi-

stationnaires, la présence d'une pré-impulsion de plus faible énergie peut être utilisée. Cette pré-impulsion crée un plasma faiblement ionisé permettant d'obtenir un gradient de densité électronique plus faible [34] et ainsi améliore l'absorption de l'impulsion principale et réduit la réfraction du rayonnement amplifié. Le seul laser XUV QSS en fonctionnement aujourd'hui est celui du PALS (Prague Asterix Laser System) en République Tchèque. C'est un laser à zinc néonoïde qui émet à 21,2 nm et fonctionne avec une demi-cavité XUV [35]. Le miroir utilisé pour cette demi-cavité est un miroir multicouche placé à une extrémité de la colonne de plasma. Cette configuration a permis d'augmenter considérablement l'énergie du laser mais aussi d'améliorer les qualités optiques du faisceau [36]. Le laser XUV ainsi obtenu délivre quelques mJ par tir pour une durée d'impulsion d'environ 100 ps.

Les lasers XUV QSS sont actuellement les sources XUV cohérentes les plus énergétiques. Cependant, ils nécessitent des installations laser de très grande taille à cause de l'énergie nécessaire pour créer le plasma. De plus, ils fonctionnent avec une cadence très faible (1 tir toutes les 30 minutes). Avec l'émergence des lasers de puissances capable de délivrer des impulsions brèves ultra-intenses, les lasers XUV à pompage transitoire sont apparus.

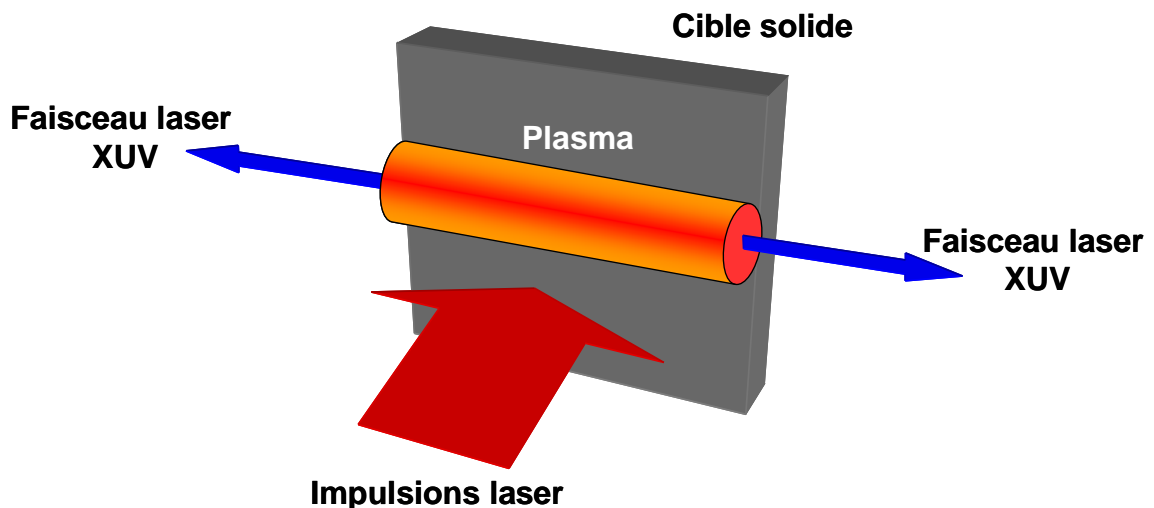


Figure 1.6 : Schéma de principe du laser quasi-stationnaire pompé par laser.

Le pompage dit « transitoire » a permis de réduire sensiblement l'énergie nécessaire au pompage. Il fonctionne de la manière suivante : tout d'abord un laser possédant une durée d'impulsion longue (quelques centaines de picosecondes) crée un plasma contenant des ions néonoïdes ou nickeloïdes. Ensuite, une deuxième impulsion de durée plus courte (quelques picosecondes) irradie ce plasma préformé ce qui a pour effet de chauffer les électrons et entraîne par collisions l'excitation des électrons du niveau fondamental vers le niveau supérieur de la transition laser. Le laser XUV transitoire fut proposé en 1963 par Afansiev et Shlyaptsev [37] et démontré expérimentalement pour la première fois en 1995 par P. Nickles et al. [38]. Le régime de saturation sera atteint trois ans plus tard dans du germanium néonoïde en utilisant une onde inhomogène [39]. En effet, cette configuration est nécessaire pour que les photons émis au début de la colonne soient amplifiés sur toute la longueur du milieu. Le laser XUV transitoire présente de nombreux avantages comme celui de ne pas nécessiter beaucoup d'énergie (quelques joules) en comparaison avec les lasers XUV QSS. Cela permet d'utiliser des chaînes lasers de plus petites dimensions avec des cadences de tir plus élevées (autour de 0,1 Hz). Une des propriétés remarquables de ces lasers est leur faible durée d'impulsion ; une durée d'impulsion de 2 ps a été mesurée pour un laser transitoire à 13,9 nm dans de l'argent nickeloïde [40, 41].

Plus récemment ce schéma transitoire a été transposé en incidence rasante [42]. L'impulsion de pompe est focalisée en ligne dans le pré-plasma avec un angle d'incidence très élevé (i.e. rasant à la surface de la cible). Cet arrangement géométrique permet d'utiliser la réfraction de l'impulsion courte dans des régions de densité sous critique et ainsi d'augmenter le couplage entre la pompe et le pré-plasma. Cette technique, toujours basée sur le schéma transitoire collisionnel, est dénommée GRIP (Grazing Incidence Pumping) [43, 44].

Les énergies de pompe relativement modestes, nécessaires au fonctionnement de ce type de lasers XUV, permettent la réalisation d'installations de petites dimensions et fonctionnant à des cadences allant jusqu'à 10 Hz. Un projet de l'Université Paris XI dédié aux lasers XUV et nommé « LASERIX » est en cours de construction. Ce laser XUV qui devrait fonctionner principalement en schéma transitoire devrait être fonctionnel en 2009-2010.

Le schéma dit d'ionisation par champ ou OFI pour « Optical Field Ionisation » fait l'objet de cette thèse et nous le décrirons dans le détail dans le chapitre suivant. En deux mots, il repose sur la création d'une inversion de population dans un gaz ionisé par un faisceau laser de haute intensité ($> 10^{16} \text{ W.cm}^{-2}$) et de faible durée d'impulsion (30 fs). L'ionisation par le champ est possible si le champ électrique appliqué par le champ laser est suffisamment intense pour supprimer la barrière coulombienne et ainsi libérer les électrons. Ce sont ensuite ces mêmes électrons, issus de l'ionisation, qui participeront au pompage collisionnel de la transition laser. C'est en 1994 que ce schéma d'inversion de population a été proposé pour trois ions différents : dans du Xénon palladiumoïde, du Krypton nickeloïde et de l'Argon néonoïde [45]. Les longueurs d'onde et les transitions de ces différents lasers OFI sont présentées dans le Tableau 1-1.

Ion	Transition	Longueur d'onde
Xénon palladiumoïde	5d-5p	41,8 nm
Krypton nickeloïde	4d-4p	32,8 nm
Argon néonoïde	3p-3s	46,9 nm

Tableau 1-1 : Transitions et longueurs d'onde des différents lasers OFI.

Historiquement, c'est le même groupe de recherche qui observa pour la première fois une émission laser dans le xénon palladiumoïde [46]. Malgré de nombreuses tentatives à travers le monde, cette expérience n'a pu être reproduite que 5 ans plus tard, au LOA ; le régime de saturation a été atteint pour la première fois dans le xénon palladiumoïde à 41,8 nm [47] et dans le krypton nickeloïde à 32,8 nm [48].

Une grande partie du travail qui a suivi a été consacrée à l'étude des paramètres influents sur la création du milieu amplificateur. Ainsi, il a été mis en évidence le rôle crucial de la propagation du laser de pompe sur la création d'un milieu amplificateur long et performant. En effet, il devient évident que le paramètre clé est de pouvoir maintenir une intensité suffisante permettant d'assurer la création de l'ion lasant sur la distance la plus

longue possible. Les qualités amplificatrices du plasma dépendent essentiellement, quant à elles, de la pression du gaz et de la polarisation du laser. Les études menées ont aussi permis de montrer que les plasmas formés sont caractérisés par un très fort gain et que ce type de source peut fonctionner avec une cadence de 10 Hz [49]. D'autres études, basées sur l'utilisation de guides d'onde, ont permis d'accroître de façon importante les dimensions du plasma amplificateur de ce type de lasers et, par conséquent, d'améliorer sensiblement ses performances [50]. Il est à noter que le profil spatial présente des inhomogénéités qui sont la conséquence d'une bonne cohérence temporelle mais d'une faible cohérence spatiale [41].

Comme nous le verrons par la suite, les amplificateurs OFI sont relativement bien adaptés aux expériences d'injection d'harmoniques. Ils sont peu réfractifs et sont parfaitement synchronisables avec la source harmonique d'injection qui n'utilise qu'une petite partie du laser de pompe. Egalement, la superposition de la source harmonique sur la zone de gain est parfaitement contrôlable.

Finalement, nous ne pouvons pas faire un état de l'art sur les lasers XUV sans parler des *lasers par décharge capillaire*. Le plasma est ici obtenu par des décharges électriques de plusieurs kA avec un temps de montée de quelques dizaines de nanosecondes qui ionise un gaz confiné dans un capillaire. Le premier laser XUV produit par décharge électrique dans un plasma a été démontré par J.Rocca en 1994 [51, 52]. Ce type de laser permet d'atteindre des taux de répétition très élevés (4 Hz) et délivre des impulsions de quelques millijoules. Cependant ce type de laser ne délivre, pour le moment, que des impulsions de longues durées, autour de 1 ns, et reste limité à de grandes longueurs d'onde ($\lambda > 47$ nm). Néanmoins, la compacité du système de pompage, l'importante énergie par impulsion et la cadence élevée des tirs en font un laser XUV tout à fait remarquable et singulier.

1.4 Les sources XUV injectées par harmonique

Les sources harmoniques, du fait de leur compacité, leur brièveté et leurs qualités spatiales, sont de bonnes candidates pour servir d'injecteurs pour d'autres types de sources qui fonctionnent sur l'amplification de leur propre bruit (laser-plasma ASE ou LEL en SASE). Si les motivations ne sont pas complètement les mêmes, la technique d'injection d'harmonique dans les plasma-lasers et dans les lasers à électrons libres est aujourd'hui devenue incontournable et tend à se généraliser sur les différentes installations.

1.4.1 Injection d'harmonique dans un laser XUV

L'injection d'un faisceau d'harmoniques d'ordre élevé dans un plasma de laser XUV a été proposée et démontrée pour la première fois en 1995 [53]. Cette technique est une analogie directe du schéma « oscillateur-amplificateur » couramment utilisée pour les chaînes laser de forte énergie. Ici, il s'agit de combiner la courte durée et les qualités optiques (polarisation linéaire, cohérences spatiale et temporelle élevées et un front d'onde de qualité) du faisceau harmonique utilisé en tant qu'injecteur avec les forts gains contenus dans les plasmas de laser XUV.

L'idée fut reprise au LOA en 2004 [1] et adaptée à un amplificateur OFI collisionnel. La source ainsi produite conserve les qualités de cohérence, de divergence et de polarisation du faisceau harmonique injecté et un facteur d'amplification de l'ordre de 200 a été mesuré. Par la suite, cette géométrie a été adaptée avec succès aux amplificateurs plasma en régime transitoire à 32,6 nm et 13,2 nm [54, 55, 56].

Comme nous le montrerons tout au long de ce manuscrit, les avantages de cette méthode et les améliorations de la source qui en découlent font que cette géométrie tend à se généraliser sur toutes les installations visant à réaliser des lasers XUV par laser-plasma.

1.4.2 Injection d'harmoniques dans un LEL

Le succès de l'injection d'harmoniques sur plasma-laser a fortement inspiré et motivé la transposition de ce schéma sur le LEL. En effet, l'émission des LELs, bien que présentant de fortes brillances, ne possède qu'une cohérence longitudinale partielle. Les profils temporel et spectral sont composés d'une série de pics, appelés « spikes » qui présentent d'importantes fluctuations. L'injection dans un LEL de la 5^{ème} harmonique (160 nm) d'un laser Ti: Sa (800 nm, 10 Hz, 100 fs) produite dans une cellule de gaz a montré une forte amplification cohérente. Ce phénomène spectaculaire s'accompagne de la génération d'Harmoniques Non Linéaires LELs (HNL) intenses et cohérentes à 54 nm et 32 nm [5]. L'expérience a été réalisée sur le prototype de l'accélérateur SCSS (source SASE compacte de SPring-8, Japon). Cette installation est principalement constituée d'un canon à électrons à cathode thermo-ionique, d'un LINAC et d'un onduleur sous vide (2 sections de 4,5 m de long), sur lequel la source externe harmonique est superposée transversalement, spectralement et temporellement avec le faisceau d'électrons (150 MeV, 10 Hz, 1 ps). Avec une seule section d'onduleur, le rayonnement à 160 nm en mode injecté atteint une intensité de trois ordres de grandeur supérieure à celle obtenue sans injection, et présente une distribution spectrale quasi-Gaussienne. De plus, la longueur de saturation du LEL est deux fois plus courte. Vu le faible niveau d'injection requis, une telle amplification couplée à des schémas HNL permettrait de générer des rayonnements X totalement cohérents jusqu'à la « fenêtre de l'eau ».

Chapitre 2 : Physique des lasers XUV OFI en mode injecté

Ce chapitre a pour but de présenter les bases physiques pour la réalisation d'un laser XUV OFI en mode injecté. Dans un premier temps, nous nous intéresserons à l'interaction laser-gaz en champ fort avant de décrire les processus impliqués dans la génération d'harmoniques d'ordre élevé et les propriétés de ce type de source. Ensuite, nous décrirons comment fonctionne l'amplificateur à krypton nickeloïde à 32,8 nm en appuyant sur les spécificités propres au schéma dit OFI. Nous en profiterons pour présenter les différents codes numériques utilisés pour expliquer les résultats expérimentaux.

2.1 Interaction laser-gaz en champ fort

2.1.1 Atomes en champ intense

La production des sources XUV que nous décrivons dans ce manuscrit est le résultat de l'interaction d'un faisceau laser intense avec un milieu gazeux.

Le champ coulombien « vu » par l'électron d'un atome d'hydrogène sur l'état fondamental est approximativement égal à 5.10^9 V/cm. La relation entre l'intensité laser et le champ électrique dans le cas d'une polarisation linéaire s'écrit :

$$I = \frac{1}{2} \epsilon_0 c E^2 \quad (1)$$

où ϵ_0 est la permittivité du vide et c la vitesse de la lumière.

Le champ coulombien dans un atome d'hydrogène correspond alors à un éclairage de $3,5 \cdot 10^{16} \text{ W.cm}^{-2}$. Cette valeur est souvent considérée comme « l'unité atomique d'intensité ».

Avec le développement des lasers de haute puissance, le domaine de la physique en champ fort a rapidement évolué et il est maintenant possible d'exposer des atomes à des champs électromagnétique laser qui sont bien au dessus des champs coulombiens des atomes eux-mêmes. Dans la région où le champ laser est comparable au champ de liaison des électrons dans les atomes, de nombreux phénomènes influant sur les processus d'ionisation ont été étudiés de façon intensive. Les sources XUV étudiées dans ce manuscrit étant produites dans des milieux gazeux ionisés par les lasers intenses, nous nous attacherons dans une première partie à décrire les processus d'ionisation impliqués.

2.1.2 Ionisation

2.1.2.1 Les différents types d'ionisation

Selon l'éclairage du laser, trois différents types de mécanismes d'ionisation peuvent se produire : l'ionisation multiphotonique, l'ionisation par effet tunnel et l'ionisation par suppression de barrière.

Pour un éclairage relativement faible (typiquement inférieur à 10^{13} W/cm^2), **l'ionisation multiphotonique** prédomine [57]. Ce processus, illustré sur la Figure 2.1 se réalise si l'atome ou l'ion absorbe simultanément un nombre suffisant de photons pour lui permettre d'acquérir une énergie égale à son énergie de liaison. Le taux d'ionisation sera alors proportionnel à l'intensité du laser.

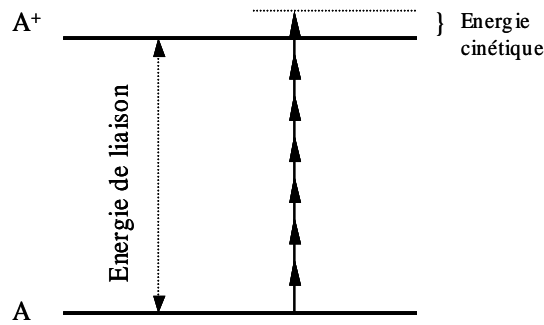


Figure 2.1 : Représentation schématique de l'ionisation multiphotonique d'un atome en absorbant sept photons.

L'ionisation par effet tunnel est prédominante pour des éclaircements supérieurs à 10^{13} W/cm². La barrière de potentiel à franchir pour ioniser l'atome est abaissée par le champ électromagnétique du laser infra-rouge (voir Figure 2.2). Cette barrière peut être suffisamment basse au moment du maximum de l'impulsion pour que la probabilité de franchir cette barrière par effet tunnel devienne non nulle. Deux conditions sont donc nécessaires pour l'ionisation par effet tunnel : il faut un fort éclairciment pour perturber le potentiel de l'atome ainsi qu'un temps de traversée de l'électron suffisamment court devant la période de l'oscillation laser.

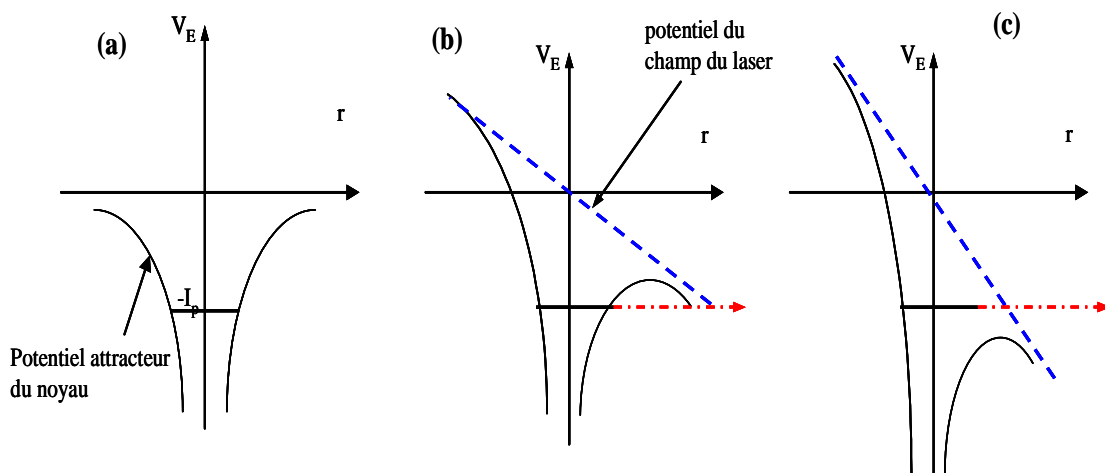


Figure 2.2: Variation du potentiel lié l'électron à son atome sous l'effet du champ du laser. (a) au repos : pas de champ appliqué sur l'atome, l'électron est piégé dans un puit de potentiel. (b) ionisation tunnel : l'électron franchit la barrière de potentiel. (c) Suppression de la barrière : l'électron n'est soumis à aucun potentiel de l'atome et se trouve dans le continuum.

Pour des éclairagements encore plus importants, le champ du laser est bien plus élevé que le champ qui lie l'électron au noyau. L'électron sera ionisé extrêmement facilement. Nous parlons ici du **régime de suppression de barrière** ou encore modèle BSI « Barrier Suppression Ionisation ». L'éclairage nécessaire pour supprimer la barrière de potentiel se calcule avec l'équation suivante, selon que l'on soit en polarisation circulaire (Cir) ou linéaire (Lin) :

$$I_{BSI} = A \frac{I_p^4}{Z^2} \quad [W / cm^2] \quad (2)$$

Avec $A = 3,8.10^9$ pour une polarisation linéaire et $A=8.10^9$ pour une polarisation circulaire.

où I_{BSI} est l'éclairage de suppression de barrière, I_p le potentiel d'ionisation, exprimé en eV, de l'atome considéré et Z la charge de l'ion obtenu.

A partir de cette équation et des potentiels d'ionisation calculés (Tableau 2-1) pour le xénon et le krypton, nous présentons sur la Figure 2.3 l'éclairage nécessaire pour obtenir les différents degrés d'ionisation des deux gaz jusqu'à la dixième ionisation. Dans le contexte qui nous intéresse ici, c'est-à-dire ioniser huit fois le krypton, il faut à la fois un éclairage laser de l'ordre de $1,36.10^{17} \text{ W.cm}^{-2}$ et une polarisation circulaire. Nous expliquerons par la suite l'influence de la polarisation du laser de pompe sur la création du milieu amplificateur.

Egalement, nous observons dans les deux cas, un écart d'intensité important entre la huitième et la neuvième ionisation, ce qui illustre bien la relative stabilité des ions lasants que nous souhaitons produire. En effet, entre l'intensité nécessaire pour ioniser huit fois le xénon ou le krypton et celle pour atteindre la neuvième ionisation, il existe au moins un facteur 5 pour le xénon et 9 pour le krypton.

Par sa simplicité, le modèle BSI constitue une première approximation permettant d'estimer l'éclairage nécessaire pour créer une espèce ionique bien définie. Toutefois, il surestime l'éclairage nécessaire pour atteindre le degré d'ionisation voulu et, par conséquent, l'énergie cinétique des électrons. Nous verrons que cette énergie dépend de l'intensité au moment de l'ionisation. Pour obtenir des valeurs plus réalistes, il faut donc calculer les taux d'ionisation par effet tunnel.