

# Etude de l'interaction laser-plasma par spectroscopie CWE

## 6.1 Conditions expérimentales

Pour étudier expérimentalement la génération de CWE, nous avons utilisé le laser Ti :Sa de la "Salle Noire" du laboratoire d'optique appliquée. Le laser est focalisé sous vide sur une cible solide (silice) et le faisceau réfléchi est caractérisé au moyen d'un spectromètre. La difficulté expérimentale réside dans la mise en forme spatio-temporelle du faisceau laser (compression et focalisation sur la cible, contraste temporel) pour obtenir les conditions nécessaires à la génération de CWE et dans la stabilité de l'interaction pour pouvoir intégrer le signal et effectuer des études paramétriques. Notamment, le taux de répétition du laser étant de  $1\text{ kHz}$ , il a été nécessaire de développer un dispositif expérimental qui permet de renouveler la zone d'interaction au  $\text{kHz}$  [31]. Ce fut l'objet de la thèse d'Antonin Borot [32], qui a conçu un système basé sur une cible solide en rotation dont la position est stabilisée par interférométrie pour conserver les mêmes conditions d'interaction. En effet, si la cible est mal alignée, la zone d'interaction se déplace : l'intensité laser sur cible et la direction d'émission sont modifiées. Le schéma de l'expérience de génération d'harmoniques sur cible solide est représenté sur la Fig. 6.1. Le spectromètre est composé d'un réseau de diffraction sphérique, utilisé en incidence rasante, qui refocalise le faisceau sur une dimension, suivi d'un détecteur XUV (Micro-Channel Plate (MCP) accolée à un écran phosphore). Ce spectromètre permet d'observer les fréquences supérieures à  $7\omega_0$  et possède une fenêtre de détection restreinte par sa dimension (une fenêtre de  $3\omega_0$  autour de la fréquence  $9\omega_0$  et de  $5\omega_0$  autour de la fréquence  $14\omega_0$ ).

Le laser de la salle noire nous a permis d'étudier deux conditions d'interaction bien dis-

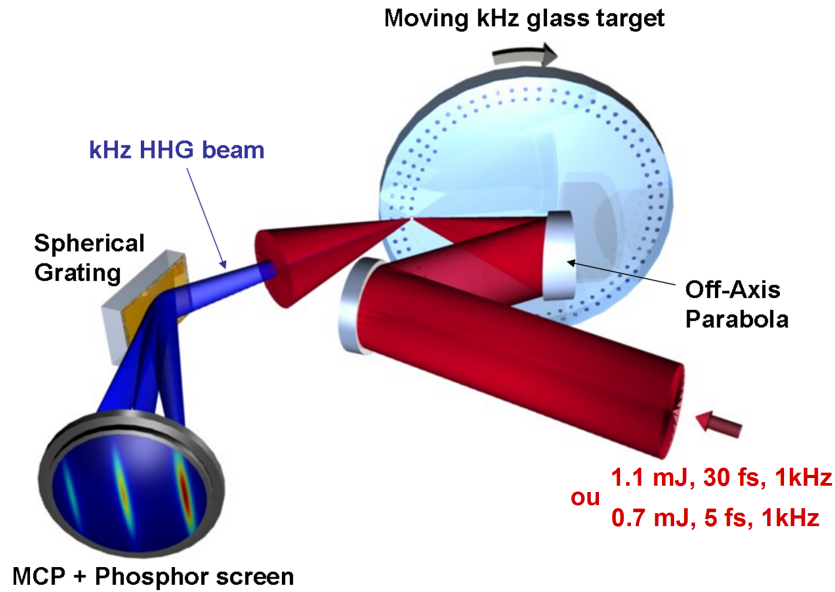


FIGURE 6.1 – Schéma de l'expérience

tinctes : les configurations "impulsions longues" et "impulsions courtes" dont les caractéristiques sont détaillées dans le tableau 6.1. Le passage d'une configuration à l'autre est possible grâce à la compression d'impulsions dans une fibre creuse, sujet de la première partie de cette thèse, et grâce à une focalisation plus forte. La stabilité en CEP en impulsions courtes est assurée par une double boucle de rétroaction [33]. Nous avons étudié le spectre de l'émission de CWE dans ces deux configurations, des mesures typiques sont représentées sur la Fig. 6.2 : les caractéristiques spectrales sont très différentes selon la durée de l'impulsion. L'analyse de ces résultats est effectuée dans les paragraphes suivants. Nous verrons notamment qu'une étude paramétrique associée aux résultats théoriques permet de remonter à des informations sur l'interaction laser-plasma. Il est important de souligner que l'analyse physique que nous avons pu effectuer à partir des mesures ne fut possible que grâce à l'excellente stabilité du laser et de l'interaction laser-plasma.

Configuration	Durée (fs)	Energie (mJ)	Intensité ( $a_0$ )	Stabilité CEP
Impulsions longues f/4	30	1.1	$\approx 0.2$	Non
Impulsions longues f/2	30	1.1	$\approx 0.6$	Non
Impulsions courtes f/2	5	0.7	$\approx 0.4$	Oui

TABLE 6.1 – Conditions laser sur cible pour les deux configurations utilisées : impulsions longues et impulsions courtes.

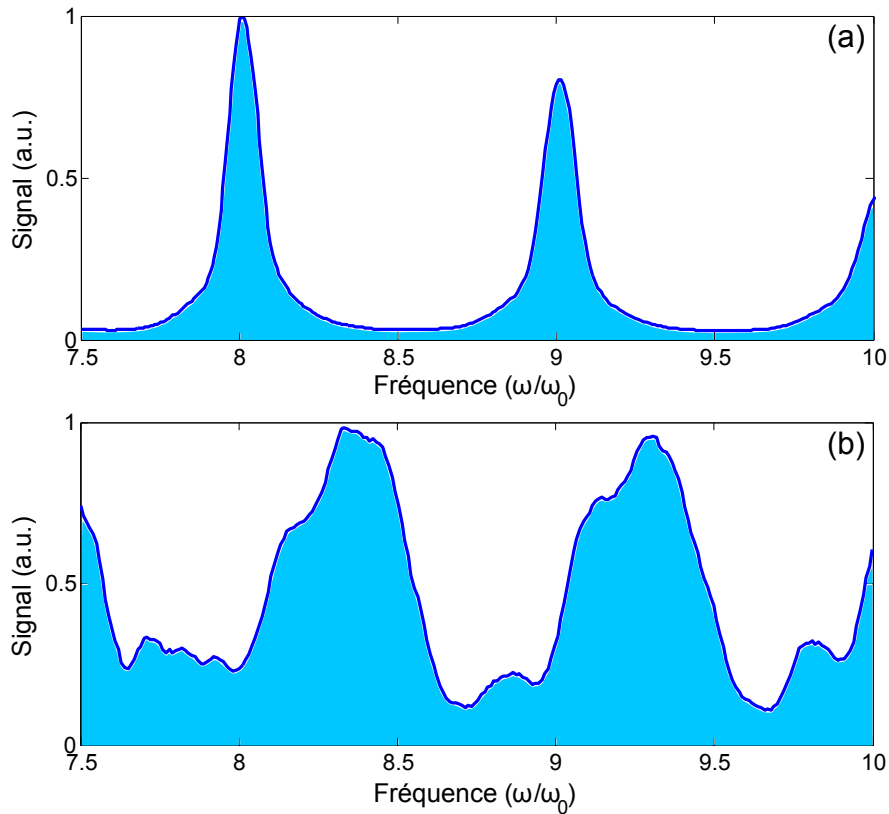


FIGURE 6.2 – Exemple de spectres CWE expérimentaux obtenus en impulsions longues (a) et impulsions courtes (b).

## 6.2 Spectres CWE générés par des impulsions longues ( $30 fs$ )

Les spectres CWE en impulsions longues sont constitués de pics dont la fréquence correspond aux fréquences harmoniques du laser. Les meilleurs résultats expérimentaux que nous avons obtenus sont présentés dans notre article Borot *et al* [31], dans lequel nous démontrons la génération d'harmoniques sur cible solide à  $1 kHz$  (jusqu'à l'harmonique 19), nous démontrons également que le processus de génération est le CWE : cette démonstration est détaillée dans le paragraphe suivant. D'autre part nous avons effectué une analyse spectrale de l'émission CWE en fonction des paramètres laser (intensité) et des paramètres plasma (absence ou présence de pré-chauffage de la cible). En comparant les mesures expérimentales aux résultats du modèle présenté au chapitre précédent, nous avons obtenu des informations sur les conditions plasmas (Malvache *et al* [34]) : cette analyse est décrite dans le paragraphe 6.2.2.

## 6.2.1 Compensation du chirp femtoseconde

### Temps d'émission

Nous avons vu précédemment que le chirp femtoseconde est une caractéristique des harmoniques CWE. Cet effet augmente la largeur spectrale des harmoniques et dilate le train attoseconde (voir paragraphe 5.2.2). Cette caractéristique permet de distinguer sans ambiguïté l'émission CWE de l'émission ROM. En effet, Quéré *et al* [30] ont démontré que le chirp femtoseconde peut être compensé en utilisant une impulsion laser chirpée positivement. Une mesure de la largeur spectrale des harmoniques en fonction du chirp laser permet ainsi de déterminer le type d'émission. Avant d'étudier la variation des largeurs spectrales, nous allons, en restant dans le domaine temporel, étudier l'effet du chirp laser sur la dilatation du train d'impulsions attosecondes.

Le chirp d'une impulsion modifie l'espacement entre les cycles optiques comme illustré sur la Fig. 6.3, on regarde ici le cas d'une impulsions de 2 cycles optiques car les effets sont plus flagrants. Pour une impulsion comprimée (Fig. 6.3(b)), les cycles optiques laser sont régulièrement espacés et le train d'impulsions attosecondes n'est pas régulier. Dans le cas du chirp positif (Fig. 6.3(c)), les cycles optiques de l'impulsion laser sont plus éloignés au début (fréquence plus longue) et plus rapprochés à la fin (fréquence plus courte), ce qui compense la dilatation intrinsèque du train CWE. Enfin, pour une impulsion chirpée négativement (Fig. 6.3(a)), la variation des délais entre les cycles optiques laser est inversée, la dilatation du train CWE n'est pas compensée.

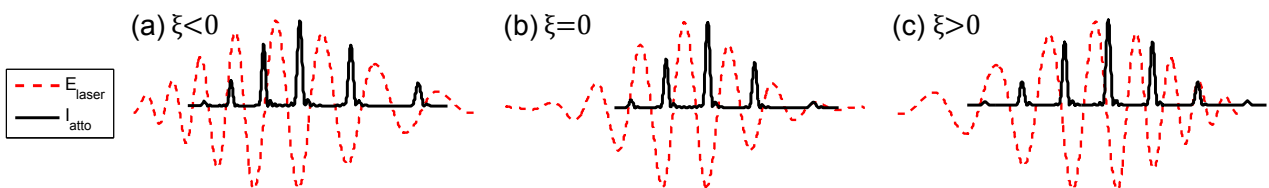


FIGURE 6.3 – Schémas d'une impulsion laser de deux cycles optiques à mi-hauteur (durée limitée par transformée de Fourier) à différents chirps (en rouge) et les trains d'impulsions CWE associés (en noir). Les dilatations sont amplifiées pour les mettre en valeur.

Mathématiquement, la phase temporelle quadratique associée au chirp de l'impulsion,  $\phi(t) = \alpha_C t^2 / 2$  se soustrait à la courbe en U du chirp femtoseconde. Les résultats de simulation des temps d'émission pour une impulsion longue chirpée sont présentés sur la Fig. 6.4. Pour  $\xi = 1$  (a), le chirp femtoseconde a pratiquement disparu : le temps d'émission dépend très peu du cycle optique. Pour  $\xi = -1$ , le chirp femtoseconde est quasiment inchangé, car le chirp de

l'impulsion laser amplifie le chirp du train attoseconde mais dans le même temps, l'impulsion est considérablement allongée, ce qui réduit le chirp femtoseconde : ces deux effets se compensent à peu près.

Il est possible de retrouver analytiquement la courbe des temps d'émission dans le cas d'une impulsion chirpée (voir Annexe C). On utilise la même équation que précédemment (Eq. 5.12) à laquelle on soustrait une phase temporelle quadratique :

$$\tau_e^\xi(n) \approx 0.317 + C_n(\xi) e^{n^2/6\tau^2(\xi)} - \frac{\alpha_C}{2\pi} \frac{n(n+1)}{2}, \text{ où } C_n(\xi) = 1.5 \sqrt[3]{\frac{2d}{a\lambda_0 a_0(\xi)}} \quad (6.1)$$

Dans ce cas, l'amplitude du champ électrique et la durée dépendent aussi de  $\xi$  (le chirp allonge l'impulsion), les équations sont données dans la première partie (paragraphe 1.2). Cette courbe analytique est représentée en noir dans la Fig. 6.4. Dans le cas d'une impulsion chirpée positivement le chirp femtoseconde intrinsèque des CWE est littéralement annulé par le chirp de l'impulsion laser.

### Largeur d'harmonique

La compensation du chirp femtoseconde a une incidence directe sur la forme du spectre CWE : comme le train d'impulsions attosecondes devient plus régulier, les pics harmoniques sont plus fins. Cet effet est clairement visible sur le spectre comme le montrent les simulations PIC de la Fig. 6.5 : les largeurs d'harmonique varient avec le chirp laser, un chirp négatif amplifie l'élargissement alors qu'un chirp positif affine très fortement les pics. Malgré un chirp femtoseconde apparemment plus faible (cf Fig. 6.4(b)), le chirp négatif ( $\xi = -1$ ) ne réduit pas les largeurs d'harmoniques. En réalité, le chirp femtoseconde ne dépend pas que de la forme de la courbe en U mais aussi de la durée de l'impulsion. Comme la variation du délai d'émission est plus forte aux extrêmes, un chirp négatif allonge l'impulsion ce qui génère un train plus long et plus dilaté en moyenne.

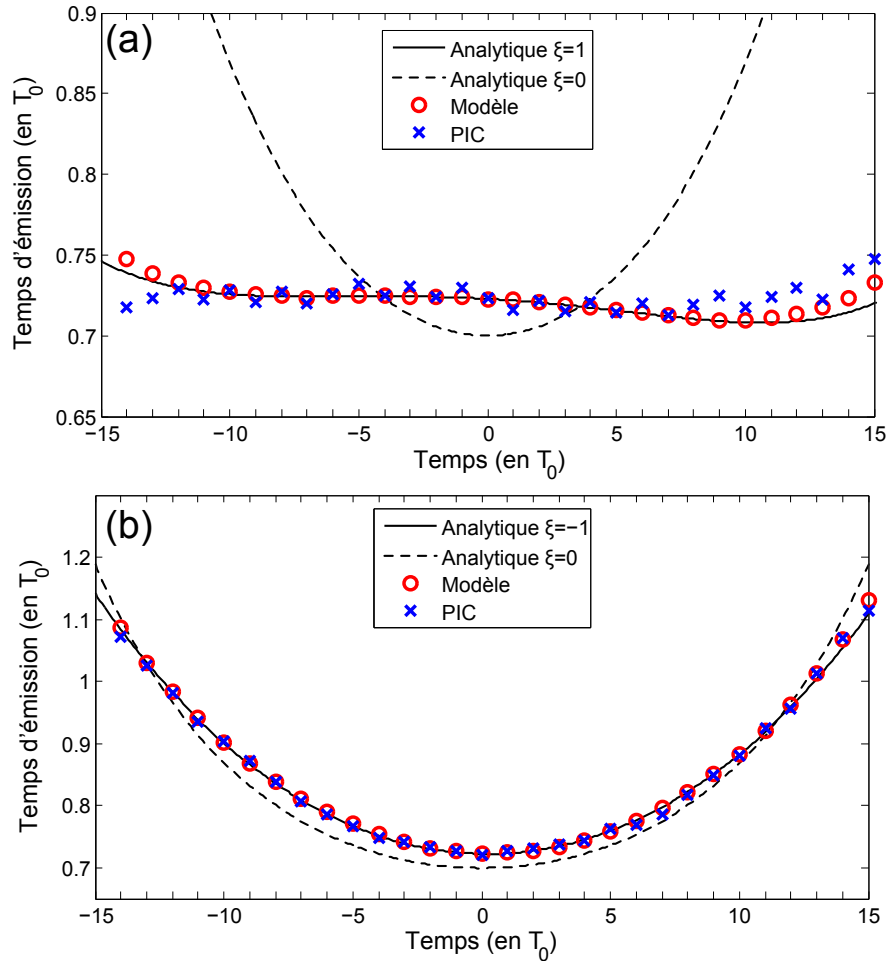


FIGURE 6.4 – Temps d'émission des impulsions CWE autour de la fréquence  $8\omega_0$  en fonction du cycle optique, pour une impulsion chirpée positivement (a)  $\xi = 1$  et négativement (b)  $\xi = -1$ . L'impulsion comprimée a une enveloppe gaussienne de 11 cycles optiques à mi-hauteur, une intensité  $a_0 = 0.4$  et la plasma a une longueur de gradient  $\delta = \lambda/100$ . Le résultat de la simulation PIC (croix bleues) est comparé aux prédictions du modèle (cercles rouges). Ces courbes se calculent analytiquement en prenant en compte séparément le chirp de l'impulsion laser et le chirp CWE (courbe noire). La courbe en pointillés représente la variation des temps d'émission dans les mêmes conditions avec une impulsion comprimée.

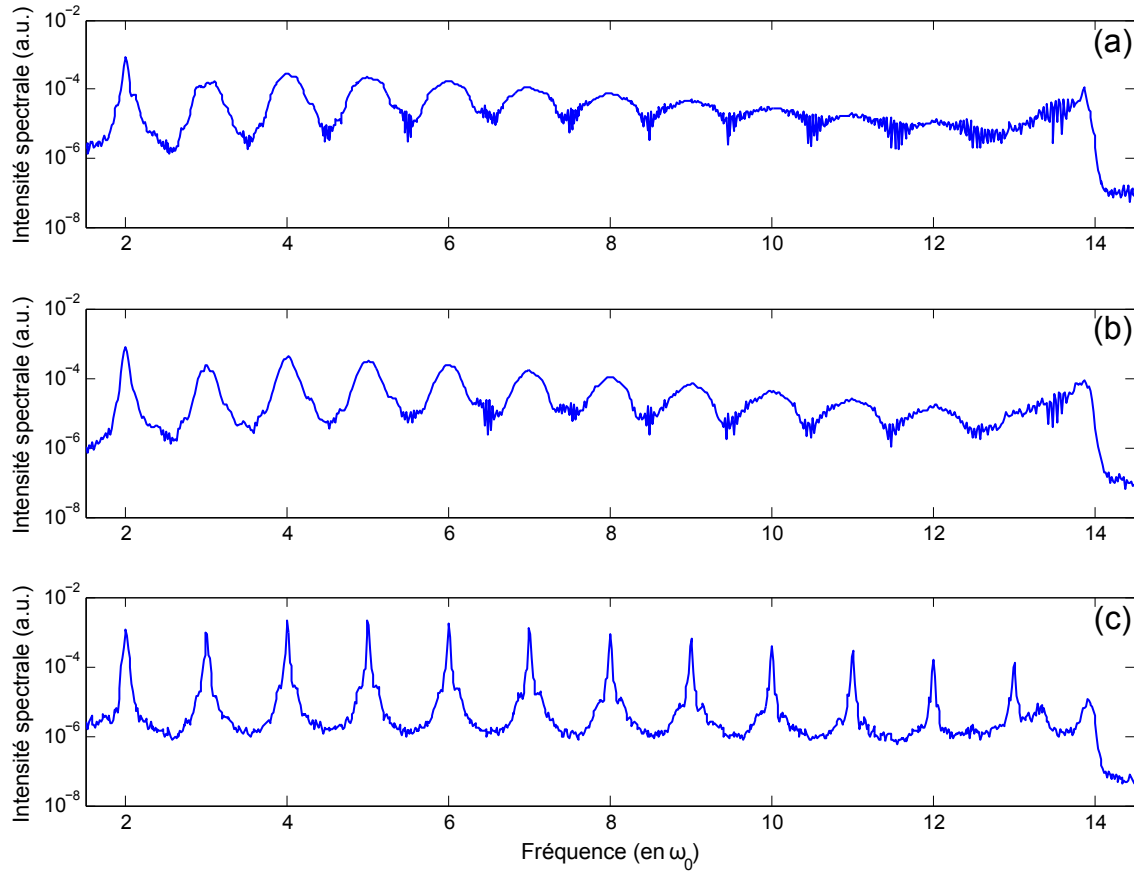


FIGURE 6.5 – Effet du chirp de l’impulsion laser sur le spectre de CWE (simulations PIC). (a) chirp négatif  $\xi = -1$ , (b) chirp nul  $\xi = 0$  et (c) chirp positif  $\xi = 1$ . Les conditions de simulations sont  $a_0 = 0.4$ ,  $\delta = \lambda/100$  et  $\tau = 30 fs$ .

Les oscillations très rapides visibles dans les spectres en chirp nul et négatif ne proviennent pas du bruit numérique, elles témoignent de la forte dilatation du train. En effet, la même fréquence peut être générée à deux temps très différents dans un train dilaté. Deux impulsions espacées de  $\tau_i$  génèrent les harmoniques de la fréquence  $\omega_i = 2\pi/\tau_i$ . S’il existe deux délais  $\tau_1$  et  $\tau_2$  tels qu’on puisse avoir  $\omega = n\omega_1 = (n+1)\omega_2$  ( $n$  entier), alors la fréquence  $\omega$  est dégénérée (voir Fig. 6.6). On observe une interférence spectrale de période  $2\pi/T$ , où  $T$  est l’écart temporel entre les couples 1 et 2. Plus la dilatation du train est forte, plus l’écart entre les fréquences  $\omega_i$  est grand, et donc plus il y a de possibilités de dégénérescence. C’est en regardant spécifiquement la provenance de ces oscillations spectrales dans les résultats des simulations PIC que j’ai identifié ce phénomène de dégénérescence.

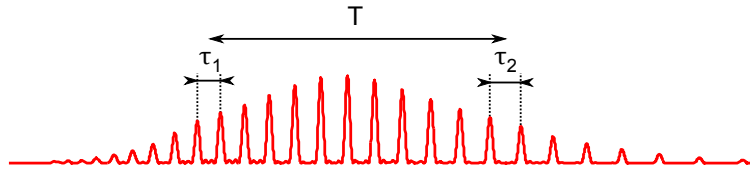


FIGURE 6.6 – Exemple de train d'impulsions dilaté.

Nous avons étudié expérimentalement la variation des largeurs d'harmoniques en fonction du chirp laser en impulsions longues. Les résultats (Fig. 6.7) sont similaires à ceux obtenus dans la réf. [30]. On observe un comportement asymétrique comme dans les simulations PIC, cependant on voit qu'au delà d'une certaine limite, le chirp positif du laser augmente à nouveau la largeur d'harmonique. Comme la phase quadratique temporelle  $\alpha$  est maximale pour un chirp spectral  $\xi = 1$  (voir Eq. 1.13), la compensation du chirp femtoseconde est a priori optimal pour cette valeur de chirp, et elle est moins efficace pour  $\xi > 1$ . Les prédictions du modèle soutiennent cette conclusion. Les écarts entre les mesures et le modèle peuvent être expliqués par les imperfections temporelles du laser. En effet, celui-ci présente de la phase non-linéaire d'ordre supérieur à 2 ce qui altère la compensation du chirp femtoseconde. C'est probablement pour cette raison que nous n'avons pas obtenu un rétrécissement des largeurs d'harmoniques aussi fort que prédit par le modèle.

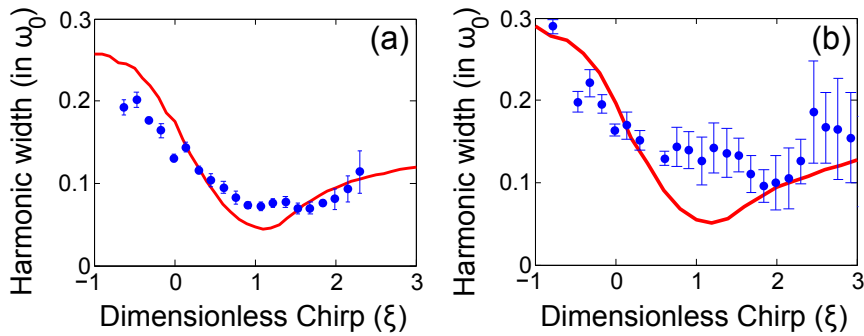


FIGURE 6.7 – Mesure expérimentale de la largeur de l'harmonique 8 en fonction du chirp laser en impulsions longues, avec focalisation à  $f/4$  (a) et  $f/2$  (b). Les courbes rouges sont calculées par le modèle en utilisant respectivement une non-linéarité  $b = 2.6$  et  $b = 3.6$  (voir paragraphe suivant).

Le comportement asymétrique des largeurs d'harmoniques en fonction du chirp démontre que les harmoniques observées sont générées par le mécanisme CWE.



### 6.2.2 Caractérisation du plasma

Nous avons vu que le modèle permet de reproduire la forme du spectre CWE émis à partir des conditions de l'interaction : durée, intensité, chirp de l'impulsion laser, longueur de gradient plasma et non-linéarité de l'émission. Les paramètres laser sont connus mais on ne connaît a priori ni la non-linéarité  $b$ , ni la longueur de gradient  $\delta$ . On ne peut donc pas prédire ab initio le résultat d'une expérience. Cependant, sous certaines approximations, il est possible de mesurer la non-linéarité de l'émission. Il ne reste alors qu'une seule inconnue  $\delta$ , que l'on détermine à partir des résultats expérimentaux : on ajuste sa valeur dans le modèle pour reproduire les spectres mesurés. On peut enfin se servir de cette méthode pour caractériser l'expansion du plasma et estimer sa température électronique. La longueur du gradient de densité et la température électronique du plasma sont des paramètres difficilement accessibles expérimentalement : la méthode FDI (Frequency Domain Interferometry) [35] permet de mesurer ces paramètres plasma mais demeure une technique complexe, peu adaptée pour des longueurs de gradient extrêmement courtes ( $\delta < \lambda/50$ ). La connaissance de ces paramètres est primordiale pour modéliser correctement l'interaction laser-plasma, ils font notamment partie des conditions initiales du code PIC CALDER.

#### Mesure de la non-linéarité

La non-linéarité  $b$  quantifie l'efficacité de génération d'un cycle optique en fonction de l'amplitude du champ laser. Comme on n'effectue pas de mesure temporelle du train attoseconde, on n'a pas accès à cette valeur. On peut en revanche mesurer à partir du spectre l'efficacité de génération intégrée dans le temps. En effectuant cette mesure en fonction de l'intensité laser, on obtient les résultats de la Fig. 6.8, où on fait varier l'intensité laser en utilisant une lame demi-onde suivie d'un polariseur. En faible focalisation, le signal harmonique varie en  $I^{2.6}$  ce qui suggère que la non-linéarité est  $b = 2.6$ , en forte focalisation, on mesure  $b = 3.6$ . Nous avons ici fait l'hypothèse que la non-linéarité du signal intégré en temps correspond à la non-linéarité de l'émission de chaque cycle optique de l'impulsion. Ceci est justifié si les conditions plasma n'évoluent pas au cours de l'interaction (ce qui est vrai pour une impulsion très courte et pour  $a_0 < 1$  : l'intensité est insuffisante pour affecter le plasma et celui-ci n'évolue pas significativement à l'échelle femtoseconde).

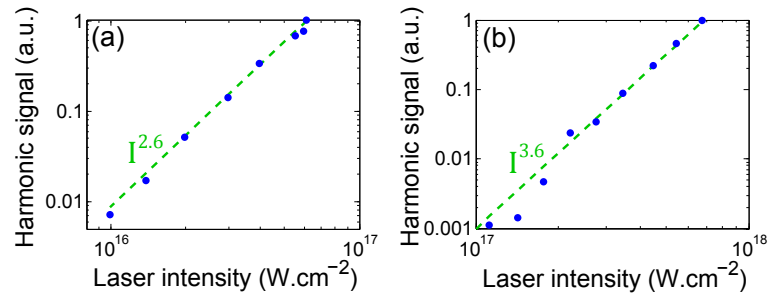


FIGURE 6.8 – Mesure de la non-linéarité de la génération de CWE (harmonique 8) en impulsions longues (30 fs) en fonction de l'intensité laser pour une focalisation f/4 (a) et f/1.7 (b). L'intensité est estimée à partir des mesures de tâche focale, durée (FROG) et énergie des impulsions.

On observe que la non-linéarité varie en fonction des conditions expérimentales. Cela peut provenir d'une différence dans les conditions d'interaction (taille de tache, longueur de gradient) mais aussi d'une différence dans la détection du signal. En effet, à plus forte focalisation, le signal CWE ne pénètre plus entièrement dans le spectromètre car il diverge plus. Aux faibles intensités, la divergence est augmentée donc le signal est fortement diminué, ceci accroît artificiellement la non-linéarité. Ce phénomène reste à étudier et à quantifier.

### Mesure du gradient

La non-linéarité de l'émission CWE dans nos deux conditions expérimentales étant désormais connue, on peut effectuer une étude paramétrique des spectres CWE et essayer de les reproduire avec le modèle. Comme le modèle prédit seulement les caractéristiques des modulations spectrales (liées aux temps d'émission) et non pas l'enveloppe globale du spectre (liée à l'efficacité de génération), nous avons effectué une étude sur les largeurs d'harmoniques. Nous avons ainsi mesuré la variation des largeurs d'harmoniques en fonction de l'intensité (expériences identiques à celles de la Fig. 6.8) et la variation des largeurs d'harmoniques en fonction de l'ordre harmonique. Les résultats sont présentés sur les Fig. 6.9 et 6.10 pour les deux conditions de focalisation. On observe ici la preuve expérimentale de la dépendance du chirp femtoseconde avec l'intensité et la fréquence (voir paragraphe 5.2.2). Quand on augmente l'intensité, les largeurs d'harmoniques diminuent ; quand on augmente la fréquence (ou l'ordre harmonique), la largeur augmente. On vérifie ainsi que le chirp femtoseconde augmente avec la fréquence et varie à l'inverse de l'intensité. Cette conclusion est vraie avec les hypothèses suivantes : la non-linéarité – et donc le nombre d'impulsions attosecondes – ne varie pas en fonction de l'intensité et de l'ordre harmonique, et la longueur de gradient de densité plasma ne

varie pas en fonction de l'intensité. Cette dernière hypothèse est justifiée par le fort contraste ( $> 10^7$ ) du laser de la "Salle Noire" : le plasma se forme toujours au même instant, au niveau du front montant de l'impulsion, et ce tant que l'intensité est inférieure à  $10^{18} \text{ W.cm}^{-2}$  (voir Fig. 4.4) ce qui est le cas dans les expériences. Dans le cadre de ces hypothèses, seule une modification des temps d'émissions peut changer les largeurs d'harmoniques.

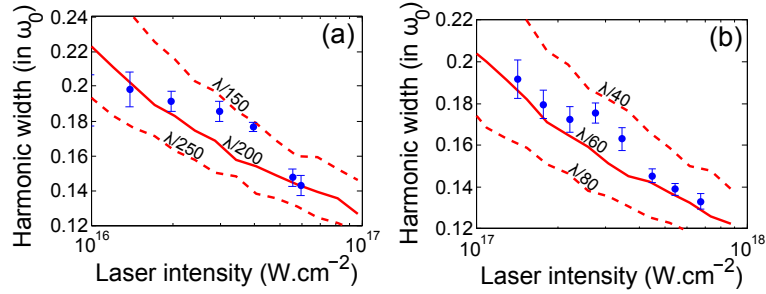


FIGURE 6.9 – Mesures de la largeur de l'harmonique 9 (CWE) en impulsions longues (30 fs) en fonction de l'intensité laser pour une focalisation  $f/4$  (a) et  $f/1.7$  (b).

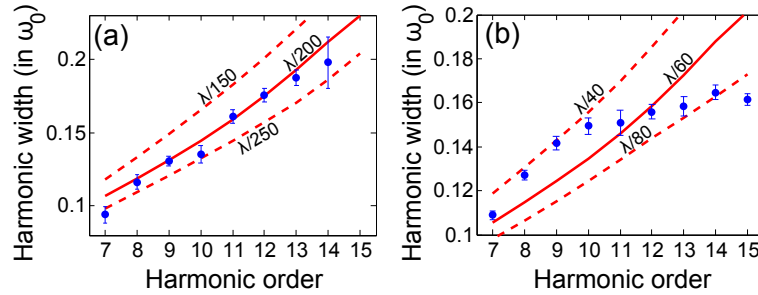


FIGURE 6.10 – Largeur des harmoniques CWE en impulsions longues (30 fs) en fonction de l'ordre harmonique pour une focalisation  $f/4$  (a) et  $f/1.7$  (b).

Comme le modèle permet de prédire la variation des largeurs d'harmonique en fonction de l'intensité pour différents gradients, j'ai proposé une méthode pour mesurer le gradient à partir de ces résultats expérimentaux. Les courbes rouges sont les prédictions du modèle pour différents gradients, en utilisant les non-linéarités mesurées précédemment. A partir de ces mesures paramétriques de largeurs d'harmonique, on peut ainsi avoir une estimation de la longueur de gradient avec une bonne précision : dans la configuration faible focalisation, le gradient plasma a une longueur caractéristique  $\delta \approx \lambda/200$ ; à forte focalisation, on trouve  $\delta \approx \lambda/60$ . Une telle différence était attendue car en augmentant l'intensité, on augmente aussi l'énergie qui précède l'impulsion laser principale et ionise la cible solide. Le plasma étant créé plus tôt, il se détend plus longtemps avant l'arrivée de l'impulsion, le gradient est donc plus

long. En pré-ionisant volontairement le plasma à l'aide d'une pré-impulsion, on peut étudier à partir des largeurs d'harmoniques l'évolution du plasma.

### Etude de l'expansion du plasma

A partir de la mesure du gradient décrite ci-dessus, on peut étudier l'expansion d'un plasma créé par une autre impulsion. Pour cela, nous avons effectué des expériences pompe-sonde. La moitié du laser est prélevée avant l'interaction et focalisée séparément avec une ouverture numérique moindre ( $f/10$  en focalisation faible et  $f/5$  en focalisation forte) et un angle d'incidence différent (le signal réfléchi de la sonde n'est pas mesuré). En utilisant une ligne à délai, on fait en sorte que cette impulsion atteigne la cible avant l'impulsion principale, avec un délai contrôlé (de 0 à 500  $fs$ ) : on "pompe" le plasma avec une pré-impulsion. Il est ensuite "sondé" par l'impulsion principale en émettant des harmoniques CWE. Pour effectuer l'expérience pompe-sonde, la pré-impulsion satisfait les conditions suivantes : d'une part, la tache focale est plus grande ( $20 \mu m$  de diamètre en focalisation  $f/10$  et  $10 \mu m$  en focalisation  $f/5$ ) que celle de l'impulsion principale afin de sonder sur une surface plane, d'autre part, l'énergie du faisceau pompe est choisie pour avoir une intensité sur cible de l'ordre de  $10^{15} W.cm^{-2}$  en focalisation faible et  $10^{16} W.cm^{-2}$  en focalisation forte. On mesure alors la largeur d'harmonique en fonction du délai entre la pompe et la sonde, on obtient les résultats de la Fig. 6.11.

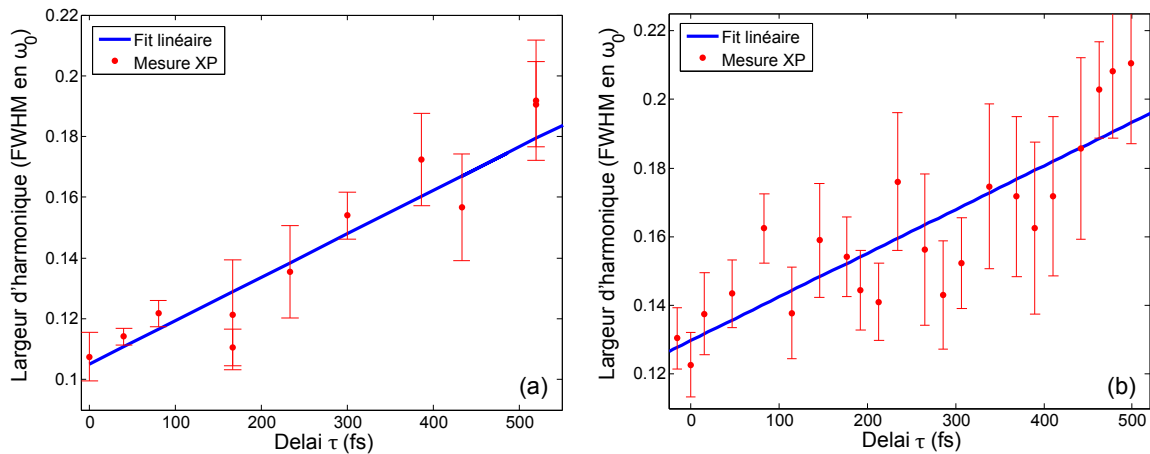


FIGURE 6.11 – Dépendance de la largeur de l'harmonique 8 en fonction du délai de pré-ionisation (résultats expérimentaux en  $f/4$  (a) et en  $f/2$  (b)). Les conditions lasers sont les suivantes : impulsions longues ( $30 fs$ ),  $a_0 = 0.2$  et  $a_0 = 0.6$ . Les barres d'erreurs sont estimées à partir de la qualité du fit gaussien utilisé pour mesurer les largeurs d'harmonique.

On observe que les largeurs d'harmoniques (et donc le chirp femtoseconde) augmentent avec le délai. En effet, la pré-impulsion ionise la cible solide, le plasma ainsi créé se détend

vers le vide : plus le plasma est créé tôt, plus la longueur de gradient est grande. On retrouve ici la dépendance du chirp femtoseconde à la longueur de gradient : celui-ci augmente pour un gradient plus long. En faisant l'approximation d'une expansion du plasma à la vitesse constante  $v_p$ , on peut relier le délai  $\tau$  à la longueur de gradient  $\delta$  :  $\delta(\tau) = \delta(0) + v_p\tau$ . On calcule cette vitesse à partir des dépendances des largeurs d'harmonique avec le délai de pré-ionisation (Fig. 6.11 issue de l'expérience) et la longueur de gradient (Fig. 6.12 issue du modèle), en effectuant des approximations linéaires sur les résultats :

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = \alpha_p\tau, \text{ avec } \alpha_p = 1.43 \times 10^{-4} \text{ fs}^{-1} \text{ (f/4) et } \alpha_p = 1.27 \times 10^{-4} \text{ fs}^{-1} \text{ (f/2)} \quad (6.2)$$

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = \beta_p\delta, \text{ avec } \beta_p = 9.18 \times 10^{-3} \text{ nm}^{-1} \text{ (f/4) et } \beta_p = 2.15 \times 10^{-3} \text{ nm}^{-1} \text{ (f/2)} \quad (6.3)$$

$$v_p = \frac{\alpha_p}{\beta_p} = 0.0156 \text{ nm} \cdot \text{fs}^{-1} \text{ (f/4) et } v_p = \frac{\alpha_p}{\beta_p} = 0.0591 \text{ nm} \cdot \text{fs}^{-1} \text{ (f/2)} \quad (6.4)$$

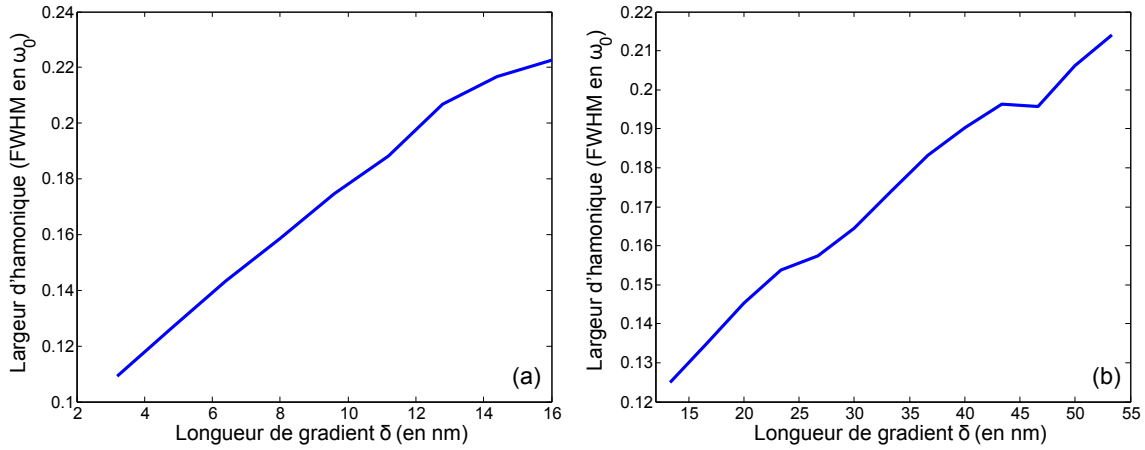


FIGURE 6.12 – Dépendance de la largeur de l'harmonique 8 en fonction de la longueur de gradient (prédictions du modèle avec une non-linéarité  $b = 2.6$  (a) et  $b = 3.6$  (b)). Les conditions lasers sont les suivantes : impulsions longues (30 fs),  $a_0 = 0.2$  (a) et  $a_0 = 0.6$  (b), chirp  $\xi = 0.3$ .

On peut ensuite calculer la température électronique  $T_e$  du plasma en utilisant la formule de l'expansion isotherme d'un plasma [16] :

$$v_p = \sqrt{\frac{Z_i k_b T_e}{m_i}} \quad (6.5)$$

ce qui revient à dire que l'énergie des ions (de masse  $m_i$  et de charge  $Z_i$ ) qui se déplacent vers le vide est égale à l'énergie thermique des électrons du plasma. Si on considère que les atomes sont entièrement ionisés, on a  $m_i/Z_i = m_{proton} + m_{neutron}$ . Si on veut obtenir la température électronique en électronvolts (eV), qui est l'unité usuelle dans les plasmas, on a  $T_e(\text{eV}) =$

$m_i v_p^2 / Z_i e$ , on trouve alors  $T_e = 5 eV$  en focalisation  $f/10$  et  $T_e = 73 eV$  en focalisation  $f/5$ . Comme nous l'avons déjà observé précédemment, une intensité plus forte de la pompe implique un préchauffage plus fort du plasma avant l'arrivée de l'impulsion sonde. Comme l'intensité varie d'un ordre de grandeur entre les deux conditions de focalisation, il est plutôt satisfaisant de retrouver cet écart d'un ordre de grandeur sur la température du plasma. Ainsi, à partir d'une mesure pompe-sonde sur le plasma, en utilisant les propriétés spectrales des CWE, on a pu mesurer la température électronique du plasma, qui est un paramètre difficilement accessible expérimentalement.

### 6.3 Spectres CWE générés par des impulsions courtes (5 fs)

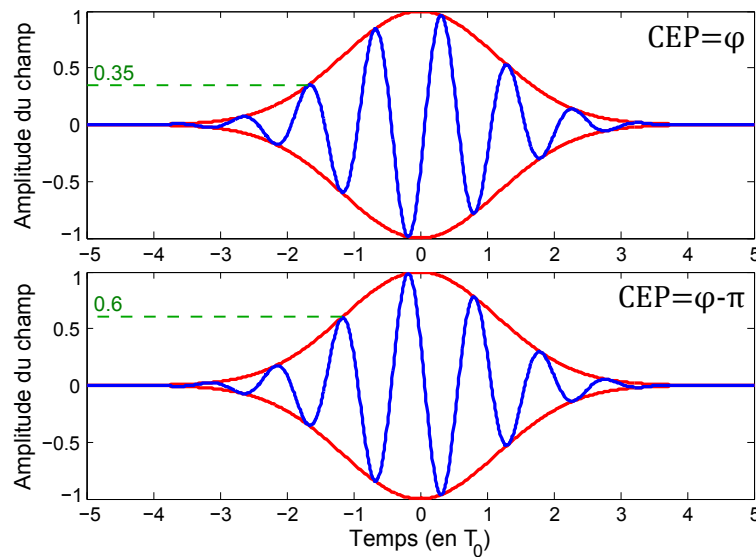


FIGURE 6.13 – Champ électrique et enveloppe d'une impulsion de 5 fs pour deux valeurs de CEP différentes.

La génération d'harmoniques en impulsion courte nécessite un contrôle de la phase entre la porteuse et l'enveloppe (CEP). En effet, la position relative du champ sous l'enveloppe définit l'amplitude de chaque cycle optique. Pour une impulsion longue, la variation de l'enveloppe sur une période laser est négligeable. En revanche, dans le cas d'une impulsion de 2 cycles optiques ( $\approx 5 fs$  à  $800 nm$ ), l'amplitude du champ sur un cycle optique donné varie fortement (voir Fig. 6.13). Le processus CWE dépendant fortement de l'amplitude du champ (en particulier les temps d'émission), la CEP est alors un paramètre crucial pour l'étude de l'interaction laser-plasma en impulsions courtes. Nous avons effectué une analyse expérimentale et théorique du

spectre CWE en fonction de la CEP et du chirp de l'impulsion laser [36]. Dans ce chapitre nous verrons d'abord les résultats expérimentaux et les prédictions du modèle, puis nous étudierons l'effet de la CEP sur le chirp femtoseconde. En utilisant une approche analytique simple, nous expliquerons ensuite le comportement apparemment complexe du spectre en fonction de la CEP. Enfin, nous utiliserons ces résultats pour estimer la longueur de gradient plasma.

### 6.3.1 Résultats expérimentaux

En utilisant des impulsions de  $5 fs$  pour générer des CWE, nous avons obtenu des spectres qui présentent des pics très larges et dont la position varie en fonction de la CEP (Fig. 6.14). Les pics se déplacent d'une fréquence harmonique à la suivante sur une période de  $2\pi$ . On n'a donc plus une émission d'harmoniques proprement dite mais plutôt d'un spectre modulé.

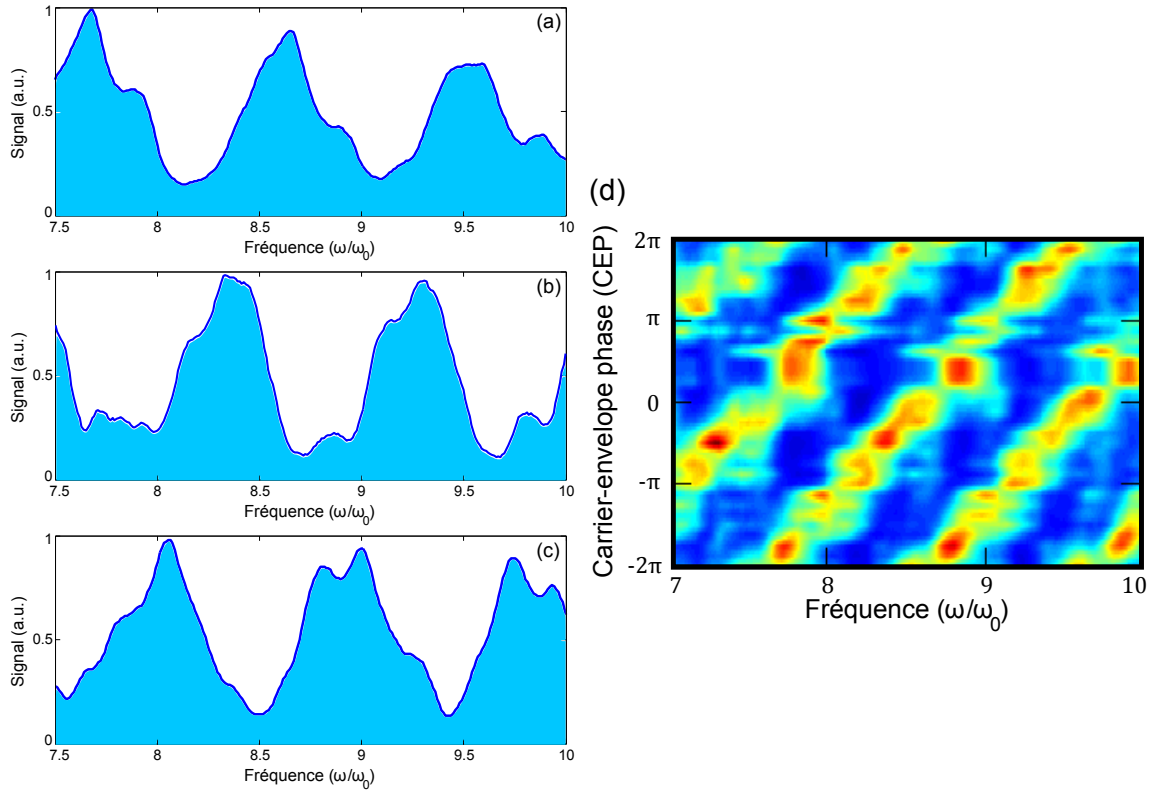


FIGURE 6.14 – Mesures expérimentales du spectre CWE en fonction de la CEP de l'impulsion laser dans la configuration impulsions courtes :  $\phi = 0$  (a),  $\phi = -2\pi/3$  (b),  $\phi = -4\pi/3$  (c) et scan sur  $4\pi$  (d).

Nous avons ensuite étudié la dépendance du spectre de CWE à la CEP pour différentes valeurs de chirp du laser (Fig. 6.15). Lorsque la durée de l'impulsion est augmentée, on observe toujours des effets de CEP en chirp négatif, cet effet disparaît en chirp positif. La compensation

du chirp femtoseconde (chirp positif) annihile apparemment l'effet de la CEP. En considérant l'émission dans le domaine temporel à l'aide du modèle, nous allons voir que ces effets CEP proviennent effectivement de la présence de chirp femtoseconde intrinsèque dans l'émission CWE. Les prédictions du modèle dans le domaine spectral sont aussi représentées sur la Fig. 6.15, le choix du gradient ( $\lambda/100$ ) et de la non-linéarité sera explicité dans le dernier paragraphe.

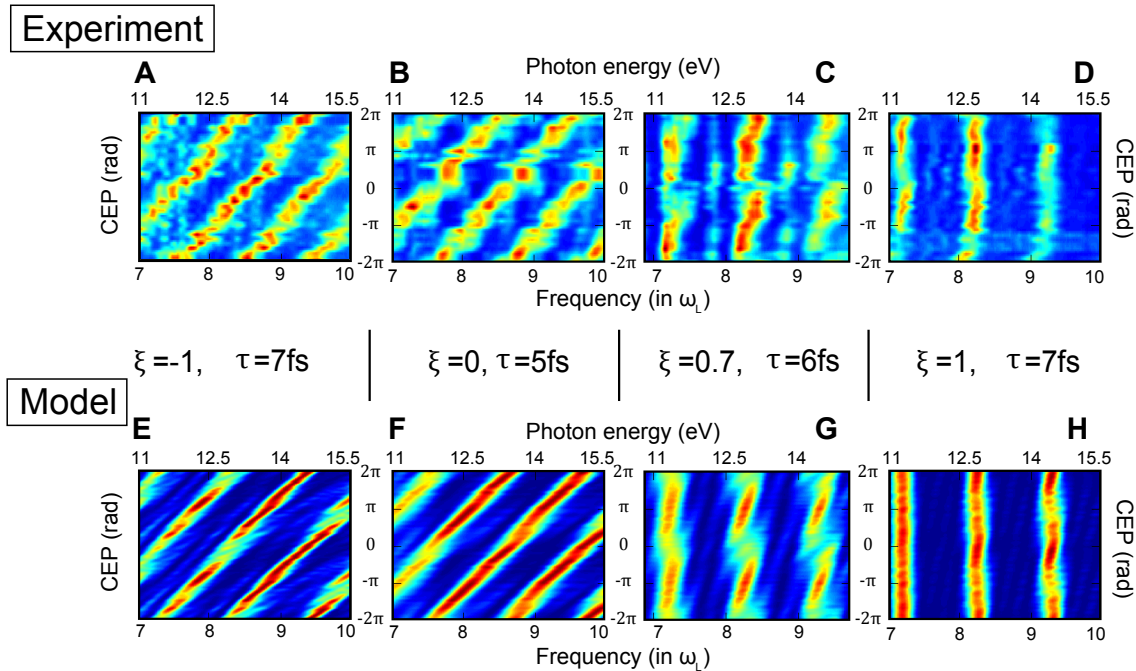


FIGURE 6.15 – Mesures expérimentales du spectre CWE en fonction de la CEP et du chirp ( $\xi$ ) de l'impulsion laser dans la configuration impulsions courtes (A-D) et les prédictions du modèle en utilisant  $\delta = \lambda/100$  et  $b = 1.2$  (E-H).

### 6.3.2 Chirp femtoseconde et CEP

Le contrôle de la CEP sur des impulsions ultracourtes est habituellement associé à la volonté de générer une impulsion attoseconde unique. En utilisant des impulsions "cosinus" (où le champ électrique est maximal au maximum de l'enveloppe) pour générer des harmoniques dans les gaz, il est en effet possible d'isoler une impulsion attoseconde en sélectionnant les fréquences les plus hautes, qui sont générées uniquement par le cycle optique le plus intense [37]. Sur cible solide, on cherche à utiliser la non-linéarité du phénomène de génération d'impulsions attosecondes pour générer une impulsion attoseconde centrale dont l'intensité est très grande devant celle des impulsions générées par les autres cycles optiques. Si l'impulsion laser est assez courte et le phénomène suffisamment non-linéaire, on peut obtenir la génération d'une impulsion unique, le spectre émis est alors continu. D'après les résultats expérimentaux, l'émission CWE n'est pas



suffisamment non-linéaire pour émettre une impulsion unique à partir d'une impulsion laser de 2 cycles optiques, dans ce cas, un train de quelques impulsions est généré. Cependant, l'étude du processus CWE en fonction de la CEP fournit de nombreuses informations sur l'interaction laser-plasma et constitue une étape vers la génération d'impulsions ROM avec des impulsions courtes stabilisées en CEP.

Pour comprendre l'effet de la CEP sur le spectre CWE, on étudie ce train d'impulsions attosecondes. La Fig. 6.16 (a) montre les trains d'impulsions attosecondes émis par une impulsion laser de 2 cycles optiques pour différentes CEP, obtenus par le modèle. On compte trois impulsions principales (mis à part pour une CEP de  $2\pi$  où il y en a seulement deux). L'effet de la CEP sur la répartition temporelle des impulsions est flagrant : les délais entre deux impulsions consécutives varient continuellement en fonction de la CEP.

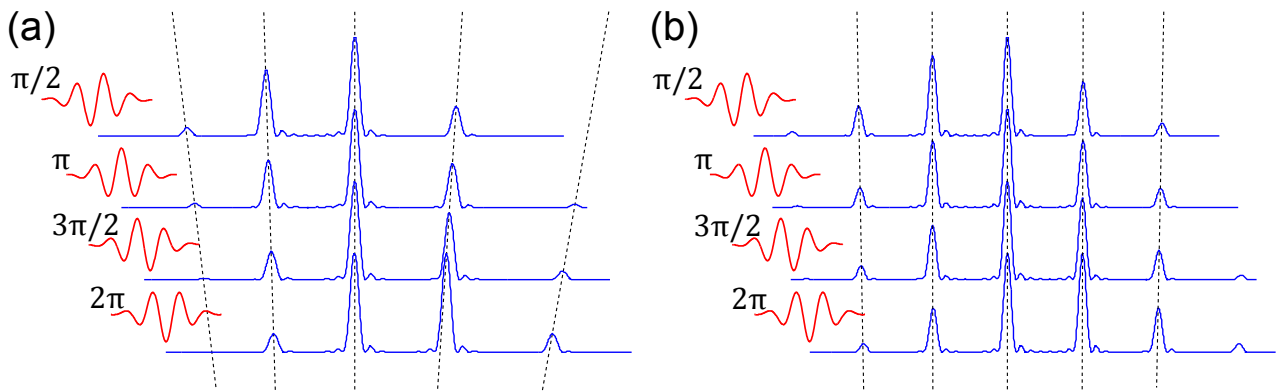


FIGURE 6.16 – Train d'impulsions attosecondes émis par une impulsion ultracourte à durée limitée par transformée de Fourier (a) et chirpée positivement (b) pour différentes CEP (résultats du modèle, la force  $-eE(t)$  est en rouge). Les trains sont traduits en temps afin de superposer les pics principaux.

On regarde désormais l'évolution en fonction de la CEP du train émis par une impulsion chirpée positivement (Fig. 6.16 (b)). En première approximation, les délais entre les impulsions ne dépendent plus de la CEP. Pour comprendre l'importance du chirp femtoseconde dans la dépendance en CEP des CWE, on regarde les courbes en U du délai d'émission en fonction du cycle optique (Fig. 6.17). Dans cette représentation, changer la CEP revient à traduire l'ensemble des points le long de la courbe en U. Dans le cas d'une impulsion comprimée, cette translation conduit à un changement des délais entre deux émissions. En revanche, dans le cas d'une impulsion chirpée positivement, la courbe est pratiquement linéaire et les délais ne sont pas modifiées par une translation.

Dans le domaine spectral, les modulations et la position des pics dépendent de la distribu-

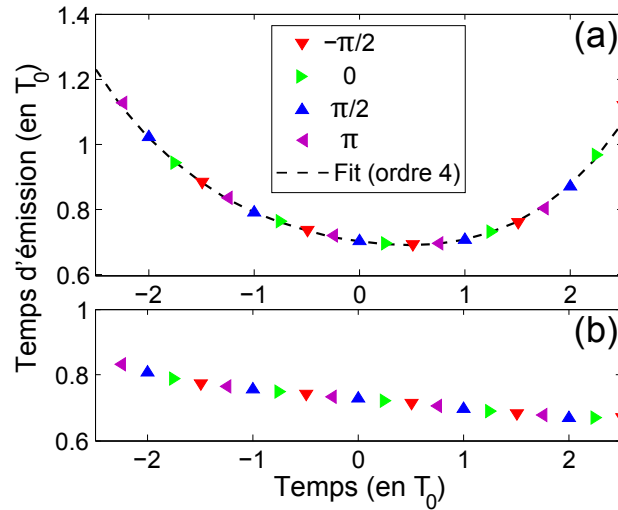


FIGURE 6.17 – Délai d'émission des impulsions CWE en fonction du cycle optique et de la CEP pour une impulsion de  $5\text{ fs}$  comprimée (a) et la même impulsion chirpée  $\xi = 1$  (b).

tion des délais. Ces caractéristiques spectrales dépendent donc de la CEP pour une impulsion comprimée et ne varient pas pour une impulsion chirpée positivement ( $\xi = 1$ ) : c'est bien ce que nous avons observé expérimentalement (Fig. 6.15). Nous allons voir dans le paragraphe suivant les détails quantitatifs de cet effet spectral.

### 6.3.3 Analyse spectrale

Expérimentalement, nous avons accès à une fenêtre spectrale réduite (de  $7\omega_0$  à  $10\omega_0$ ) imposée par le spectromètre. En revanche, les simulations fournissent l'intégralité du spectre CWE. J'ai utilisé le code PIC et le modèle pour étudier les modifications du spectre CWE en fonction de la CEP sur une grande gamme spectrale (de  $2\omega_0$  à  $13.5\omega_0$ ), le modèle est une nouvelle fois validé par l'excellent accord des résultats (Fig. 6.18)<sup>1</sup>. Ces spectres, calculés dans les conditions de l'expérience, sont surprenants. En effet, le déplacement continu des pics spectraux n'apparaît que dans une zone bien définie, qui correspond à la fenêtre expérimentale. En dehors de cette fenêtre, le déplacement des pics n'est pas continu, avec une pente plus faible pour les fréquences plus basses et une pente plus raide pour les fréquences plus hautes. Comme nous allons le voir à présent, on explique la présence d'une zone contrastée par un effet de

1. On observe cependant des différences entre ces deux résultats, notamment une translation d'environ  $\pi/2$  de la CEP. Nous verrons plus loin qu'une modification du gradient de plasma et/ou de l'intensité déplace la position des maxima spectraux. Les relativement faibles différences entre le modèle (1D) et le code PIC (2D) peuvent être expliquées par un écart de 5% entre les longueurs de gradient de plasma et les intensités dans ces deux simulations.

Moiré (voir Fig. 6.19) qui provient ici d'un battement entre deux fréquences. On a vu que le déplacement continu correspond à la variation des délais entre les impulsions attosecondes, enfin la variation de la pente provient de l'incidence accrue du chirp femtoseconde sur les fréquences les plus hautes.

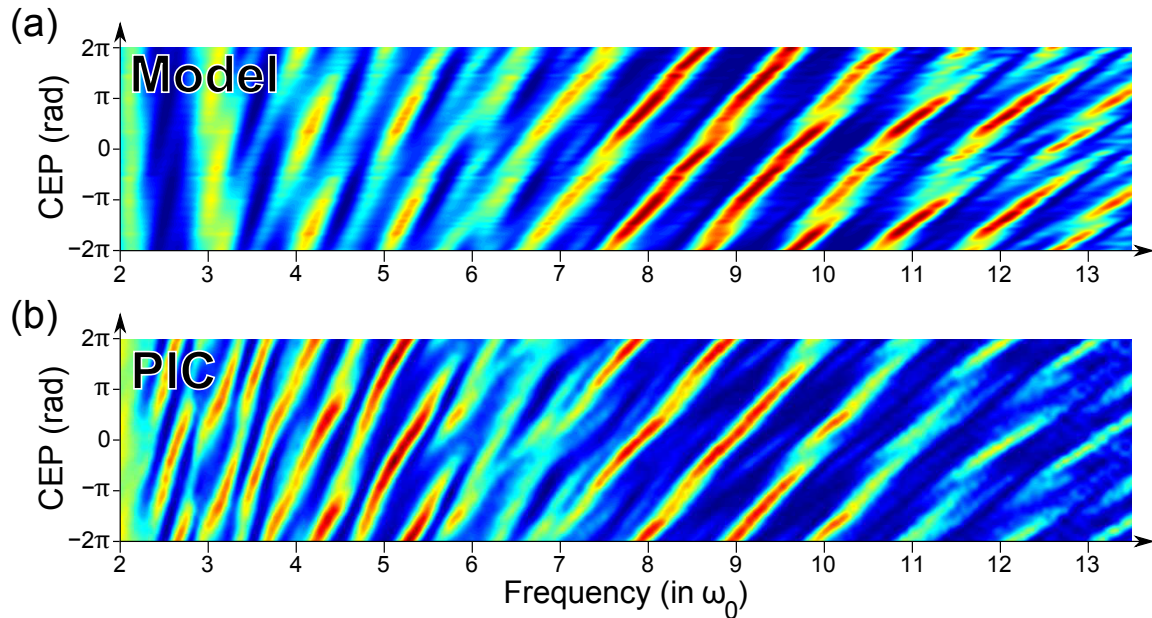


FIGURE 6.18 – Spectre d'émission CWE en fonction de la CEP issus du modèle 1D (a) et des simulations PIC 2D (b) dans les conditions de l'expérience : impulsions comprimées de  $5 fs$ ,  $a_0 = 0.4$ . Le gradient de plasma est  $\delta = \lambda/100$  et la non-linéarité dans le modèle est  $b = 1.2$ .

### Effet de Moiré

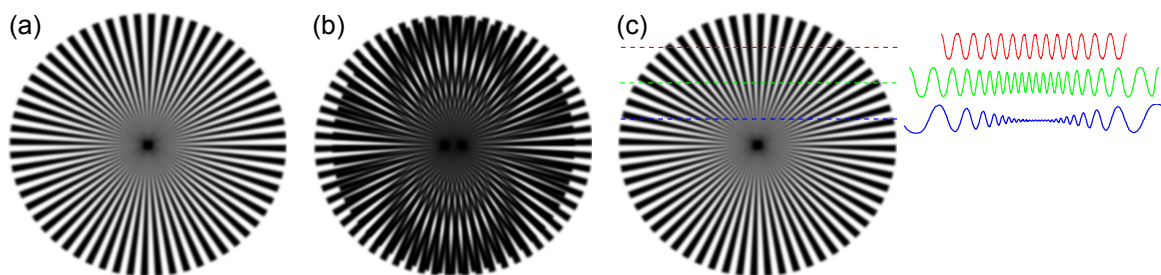


FIGURE 6.19 – Exemple artistique d'un effet de Moiré (b) : ici, deux images identiques (a) et (c) sont superposées avec un faible décalage horizontal. La présence de différentes fréquences dans chaque ligne des images initiales (voir profils) induit l'effet de Moiré : apparition de courbes qui sont les lieux de superposition des maxima d'oscillation.

Si on considère les contributions des impulsions principales du train attoseconde, le calcul du spectre émis est immédiat. Comme illustré sur la Fig. 6.20, on considère les deux couples

d'impulsions principaux pour reconstruire le spectre. Il est alors constitué de la somme de deux modulations spectrales dont la période est inversement proportionnelle aux délais entre les impulsions. On voit apparaître un effet de Moiré sur le spectre total, le battement entre les deux fréquences crée successivement des zones contrastées et des zones non contrastées. D'autre part, ce calcul très réducteur permet néanmoins d'observer le déplacement des pics quand on change la CEP : les pics spectraux se déplacent avec un pente positive.

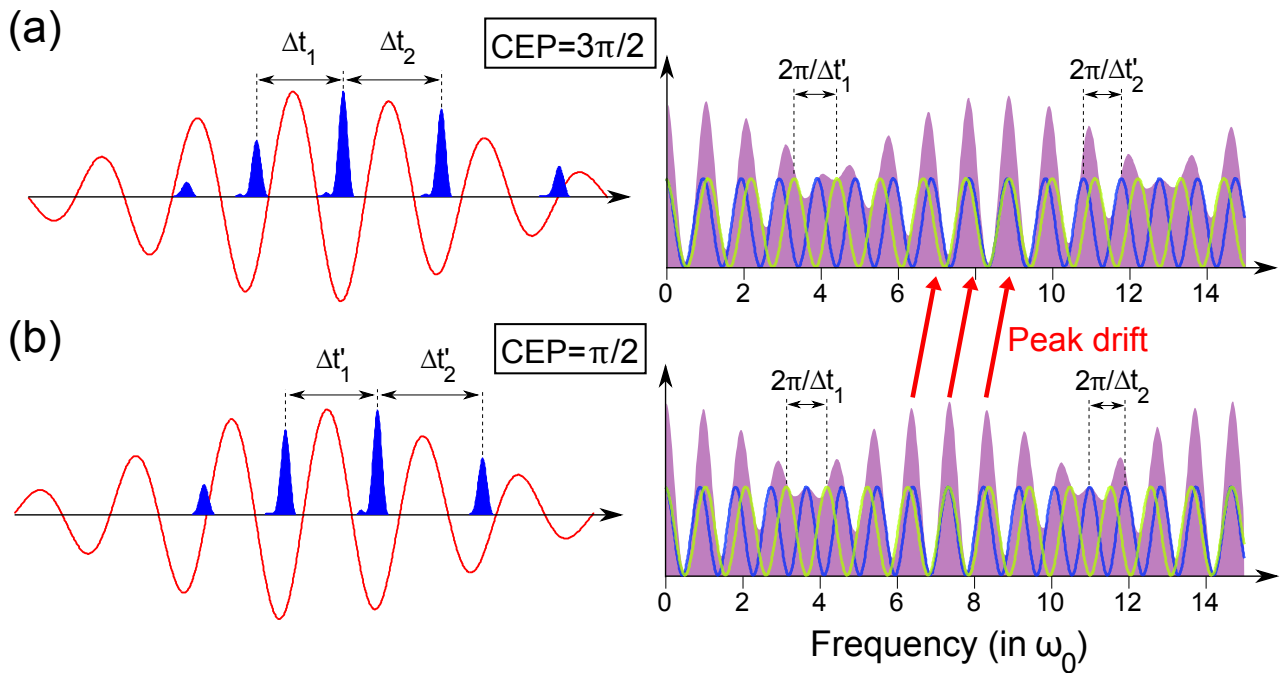


FIGURE 6.20 – Reconstruction analytique du spectre CWE à partir du train d'impulsions attoseconde (en bleu) pour deux CEP différentes :  $3\pi/2$  (a) et  $\pi/2$  (b) (la force  $-eE(t)$  est illustrée en rouge). Les délais  $\Delta t$  entre les impulsions principales créent des modulations dans le spectre de période  $2\pi/\Delta t$  (courbes vertes et bleues). La somme des deux principales modulations est représentée en violet.

En effectuant un fit polynomial à l'ordre 4 sur la courbe de chirp femtoseconde (voir Fig. 6.17) pour  $|t| < 1.5T_0$ , on obtient une expression analytique simplifiée du temps d'émission (normalisé par  $T_0$ ) :  $\tau = Ax^4 + Bx^3 + Cx^2 + Dx + E$  où  $x = n - \bar{\phi}$ ,  $n$  est le numéro du cycle optique et  $\bar{\phi} = \phi_{CEP}/2\pi$  la CEP normalisée.  $C$  et  $A$  quantifient le chirp femtoseconde d'ordre 1 et 2,  $D$  et  $B$  l'asymétrie d'ordre 1 et 2 due à l'effet d'enveloppe. A partir de cette approximation, on recherche l'expression de l'effet de Moiré. Les délais  $\Delta t_i$  entre deux impulsions successives s'écrivent :

$$\Delta t(n, \bar{\phi}) = 1 + \tau(x) - \tau(x-1) = 1 - 4Ax + 6Ax^2 - 4Ax^3 + 3Bx^2 - 3Bx + B + 2Cx - C + D \quad (6.6)$$

On considère les deux couples d'impulsions principaux (pour les définir sans ambiguïté, on se restreint à  $|\bar{\phi}| < 0.5$ ) le battement spectral s'écrit :

$$S(\omega) = 2 + \cos(2\pi\Delta t(0, \bar{\phi})\omega) + \cos(2\pi\Delta t(1, \bar{\phi})\omega) = 2 + 2 \cos(2\pi T_{env}\omega) \cos(2\pi T_{por}\omega) \quad (6.7)$$

Avec  $T_{env} = |\Delta t(0, \bar{\phi}) - \Delta t(1, \bar{\phi})|/2$  la fréquence de l'enveloppe et  $T_{por} = |\Delta t(0, \bar{\phi}) + \Delta t(1, \bar{\phi})|/2$  la fréquence de la porteuse. On trouve alors :

$$T_{env} = A + C - 3B\bar{\phi} + 6A\bar{\phi}^2 \quad (6.8)$$

$$T_{por} = 1 + (B + D) - 2(2A + C)\bar{\phi} + 3B\bar{\phi}^2 - 4A\bar{\phi}^3 \quad (6.9)$$

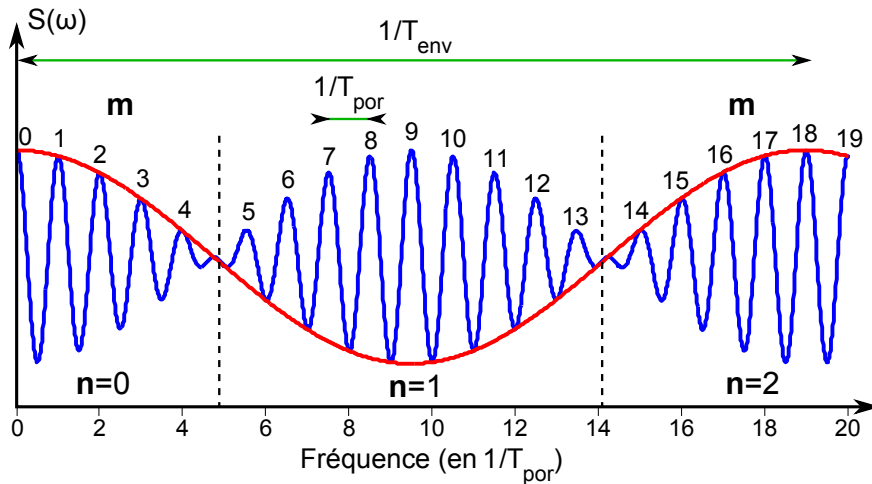


FIGURE 6.21 – Spectre  $S(\omega)$  calculé à partir de l'équation 6.7 pour une CEP donnée. Les zones de contrastes sont identifiées par l'entier  $n$  et les pics spectraux par l'entier  $m$ . L'enveloppe de ce battement est représentée en rouge.

Le spectre  $S(\omega)$  pour une CEP donnée est représenté sur la Fig. 6.21. L'enveloppe (en rouge) atteint un extremum toutes les demi-périodes, les zones de contraste se situent ainsi autour des fréquences  $\omega_{co} = n/2T_{env}$  (normalisées par  $\omega_0$ ) avec  $n$  entier positif. Les maxima de la porteuse sont espacés de  $1/T_{por}$  mais elle subit un déphasage de  $\pi$  à chaque zéro de l'enveloppe, on a ainsi des pics aux fréquences  $\omega_{pic} = (m + n/2)/T_{por}$  (normalisées par  $\omega_0$ ) avec  $m$  entier positif. On trouve alors la position des zones de cohérence et des pics en fonction des paramètres du chirp femtoseconde (en utilisant  $(|A|, |B|, |C|, |D|) \ll 1$  et en négligeant les termes non-linéaires en  $\bar{\phi}$ ) :

$$\omega_{co}(n, \bar{\phi}) = \frac{n}{2(A + C - 3B\bar{\phi})} \quad (6.10)$$

$$\omega_{pic}(m, \bar{\phi}) = \left(m + \frac{n}{2}\right) (1 - (B + D) + 2(2A + C)\bar{\phi}) \quad (6.11)$$

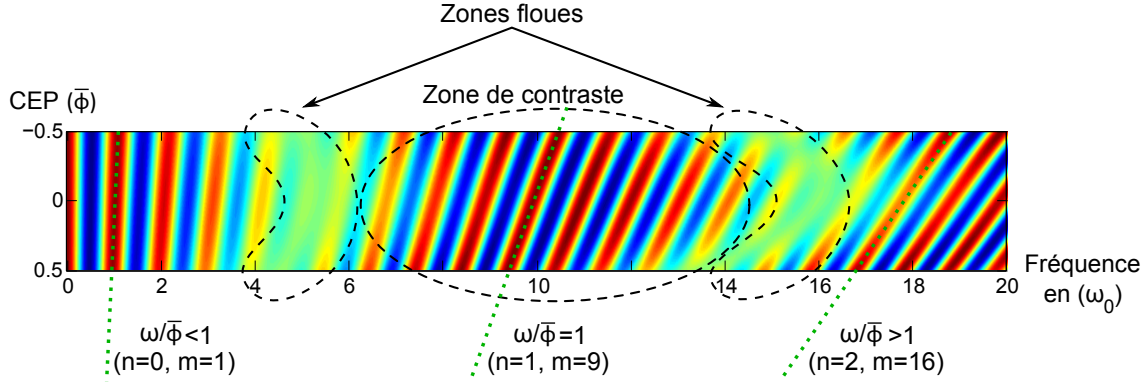


FIGURE 6.22 – Spectre  $S(\omega, \bar{\phi})$  calculé à partir de l'équation 6.7 pour une impulsion de  $5 fs$ , une intensité  $a_0 = 0.4$  et un gradient  $\delta = \lambda/100$ .

On voit sur la Fig. 6.22 que les positions des zones de contraste varient peu avec la CEP (car  $B \ll C$ ), selon l'équation 6.10, elles se situent autour de  $n/2(A + C)$ . L'équation 6.11 indique que pour une CEP donnée, le spectre est constitué d'harmoniques de la fréquence  $\omega_1(\bar{\phi}) = (1 - (B + D) + 2(2A + C)\bar{\phi})$ , décalés d'une demi-période si  $n$  est impair. On note que pour  $\bar{\phi}$  qui correspond à une impulsion laser "cosinus" (symétrique), on a  $\omega_1(0) > 1$  à cause de l'asymétrie ( $B + D < 0$ ) du chirp femtoseconde. Quand on change la CEP, ces pics se déplacent linéairement avec une pente de  $2(2A + C)(m + n/2)$  (voir Fig. 6.22) : plus la fréquence est grande ( $m$  est grand) ou le chirp femtoseconde est fort ( $A$  et  $C$  sont grands), plus la pente est forte. C'est exactement ce qu'on observe dans les spectres complets issus des simulations. De plus, on trouve que la pente vaut 1 au voisinage du maximum de contraste : au centre de la zone  $n = 1$ , le déplacement des pics sur plusieurs cycles de CEP ( $2k\pi$ ) est continu et un décalage de  $2\pi$  de la CEP correspond à un décalage des pics de  $\omega_0$  : cela correspond aux observations dans la fenêtre spectrale expérimentale avec une impulsion comprimée (Fig. 6.14).

Les équations ci-dessus ne prédisent pas de discontinuité dans le déplacement des pics en fonction de la CEP, comme observé dans les spectres complets (Fig. 6.18). Cette discontinuité provient des effets d'enveloppe qui ne sont pas pris en compte dans l'analyse précédente : selon la CEP, les deux fréquences du battement ont un poids différent, la différence étant extrême pour  $|\bar{\phi}| = 0.5$ . En première approximation, il y a une discontinuité quand le décalage des pics spectraux n'est pas cyclique avec la CEP, c'est-à-dire quand  $\omega_{pic}(m, -0.5) \neq \omega_{pic}(m + k, 0.5)$

pour tout  $k$  entier. Cela revient à dire que la pente  $2(2A + C)(m + n/2)$  n'est pas un nombre entier.

#### 6.3.4 Détermination du gradient de densité plasma

Sur la Fig. 6.23, j'ai mis en valeur les zones où les pics spectraux se déplacent avec une pente  $\omega/\phi = 1$  dans différentes conditions d'interaction. Quand on fait varier l'intensité ou la longueur de gradient de densité plasma, on observe un déplacement de ces zones. Cela est directement lié à la variation du chirp femtoseconde qui modifie l'expression de  $\omega_{pic}(m, \bar{\phi})$ . On peut alors raisonnablement envisager de mesurer la longueur de gradient à partir des mesures spectrales de CWE en fonction de la CEP. Il suffit par exemple de rechercher expérimentalement la zone où la pente  $\omega/\phi = 1$  puis d'effectuer des simulations dans les conditions expérimentales (intensité, chirp, durée d'impulsion) pour différentes longueur de gradient plasma pour déterminer sa valeur.

Ainsi, une étude paramétrique des spectres CWE en fonction de la CEP permet d'évaluer la valeur du gradient. A partir de mesures paramétriques de spectres CWE, j'ai ainsi proposé deux méthodes pour mesurer le gradient de densité électronique d'un plasma. En impulsions longues, il faut étudier les largeurs spectrales des harmoniques et en impulsions courtes il faut effectuer un scan de CEP. Ces deux techniques peuvent être utilisées dans des expériences pompe-sonde pour déterminer la température électronique (nous avons démontré cette méthode uniquement en impulsions longues).

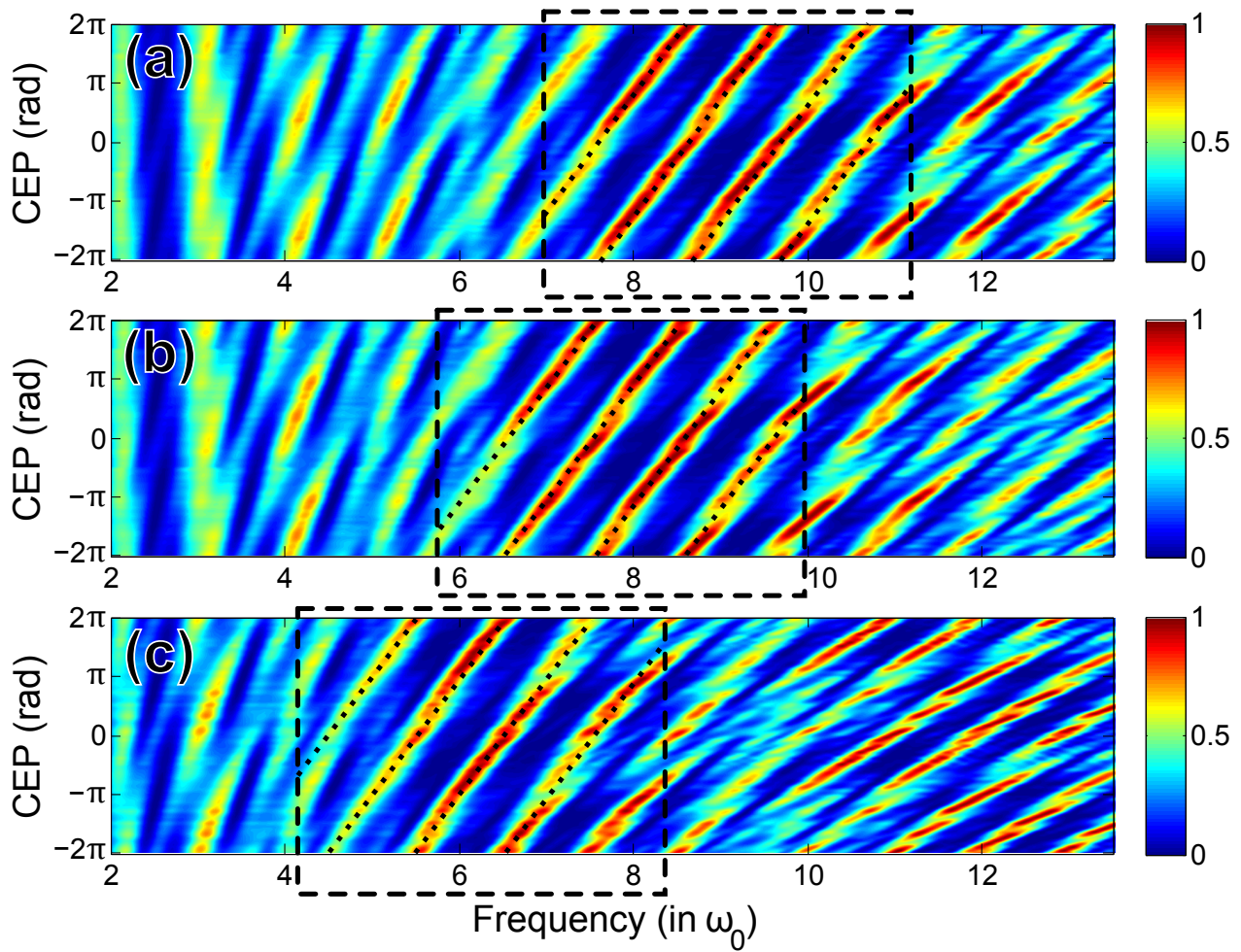


FIGURE 6.23 – Variation du spectre CWE en fonction de la CEP (résultat du modèle) dans les conditions suivantes : impulsions de  $5 fs$  comprimées, (a)  $a_0 = 0.4$  et  $\delta = \lambda/100$ , (b)  $a_0 = 0.3$  et  $\delta = \lambda/100$ , (c)  $a_0 = 0.4$  et  $\delta = \lambda/50$ .