

Structures du faisceau d'électrons et propagation du laser

Ce chapitre regroupe d'une part les résultats expérimentaux dévoilant des structures fines du faisceaux d'électrons et d'autre part les caractéristiques du laser après interaction.

Nous avons observé une corrélation entre l'angle de sortie des électrons et leur énergie. Ce phénomène est attribué à une injection des électrons hors-axe et aux oscillations des électrons autour de l'axe laser durant leur propagation. La mesure du rayonnement de transition montre que le faisceau d'électrons possède des structures fines. Ensuite, les propriétés du laser transmis sont aussi mesurées et cette interaction très non-linéaire mène à un rétrécissement temporel de l'impulsion laser. La mesure de l'énergie laser transmise après interaction permet d'estimer l'énergie transférée au plasma. Enfin, le diagnostic de diffusion Thomson permet de visualiser la propagation du laser dans le plasma et le diagnostic d'interférométrie permet d'obtenir la densité d'électrons libres dans le plasma.

3.1 Oscillations dans le spectre

3.1.1 Résultats expérimentaux

Dans quelques cas au cours des diverses expériences menées durant ma thèse, nous avons observé des corrélations particulières sur le spectre entre l'énergie des électrons et l'ordonnée de l'impact du faisceau. Ces oscillations montrent un lien entre l'angle de sortie et l'énergie des électrons. Un exemple typique est représenté sur la figure 3.1. Cette image a été obtenue à une densité électronique de $6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ pour la buse de 3 mm de diamètre. Quels sont les mécanismes susceptibles de produire de telles oscillations ? Parmi les candidats, on peut penser au champ électrique du laser, à des instabilités de l'interaction ou aux oscillations bêtatroniques des électrons lors de leur propagation.

Les arguments suivants permettent de réduire le nombre de possibilités : l'instabilité des oscillations du paquet d'électrons (Whittum et al., 1991) décrit le couplage résonant entre la position des centroïdes du paquet d'électrons le long de l'axe de propagation et les parois d'un canal ionique. Elle est fortement atténuée pour des faisceaux dont la longueur est plus petite que la longueur d'onde plasma (Krall et Joyce, 1994). Cette instabilité donne des modulations à la fréquence plasma électronique ω_{pe} . On devrait alors s'attendre à voir des amplitudes plus importantes à basse énergie, cad en queue du paquet

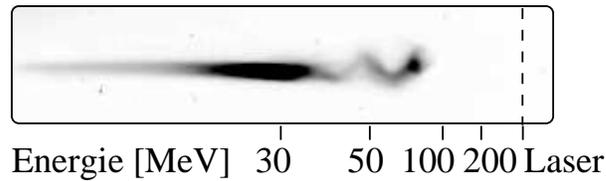


FIG. 3.1: Exemple de spectre électronique révélant des oscillations de la position moyenne du faisceau d'électrons corrélées à l'énergie des électrons. La représentation de cette image a volontairement été saturée pour faire ressortir les oscillations.

d'électrons. En fait, les oscillations du barycentre des électrons sont observées pour des énergies élevées et non pour les basses énergies.

L'instabilité des oscillations du laser provient du couplage entre une impulsion laser et l'onde plasma générée. Des perturbations de l'impulsion laser modifient la force pondéromotrice, ce qui déforme l'onde plasma qui n'est plus axi-symétrique. En retour, ce profil de densité électronique asymétrique agit sur la queue de l'impulsion laser. Ce couplage résonant entre les perturbations du laser et l'onde plasma générée a été observé expérimentalement (Kaluza et al., 2006) dans des conditions expérimentales similaires aux nôtres. Néanmoins, nous travaillons en général à plus basse densité et nous utilisons aussi le diagnostic de diffusion Thomson pour observer l'interaction et nous n'avons jamais observé d'oscillations significatives dans l'ensemble des expériences effectuées. Cet effet est décrit dans (Sprangle et al., 1994; Shvets et Wurtele, 1994) et ces théories nécessitent une perturbation initiale du laser (que ce soit un décalage par rapport à l'axe central d'un canal ionique ou un décalage progressif des barycentres de l'impulsion dans un plasma uniforme). Dans nos conditions la longueur d'impulsion laser est plus courte que la longueur d'onde plasma, ce qui limite l'influence de cette instabilité. De plus, même en présence d'un léger mouvement instable de la position du laser au cours de la propagation, les électrons piégés se trouvant derrière cette perturbation verraient tous les mêmes perturbations et le faisceau d'électrons subirait une déflexion globale. Cet effet peut par exemple être à l'origine des fluctuations du pointé du faisceau d'électrons à la sortie. Cela n'explique donc pas les quelques périodes d'oscillations dépendant de l'énergie des électrons observées expérimentalement.

Mis à part les instabilités, si les électrons rattrapent le laser, ils seront déviés de leur axe par le champ électrique du laser. Cela concernerait en priorité les électrons de forte énergie qui se trouvent à l'avant du paquet d'électrons. Mais, la direction des oscillations observées expérimentalement est perpendiculaire à la polarisation du faisceau. Le champ électrique du laser semble donc ne pas être directement responsable. Cependant, des composantes du champ électrique du laser apparaissent dans la direction des oscillations lorsque l'approximation paraxiale n'est plus valide. La correction au premier ordre du champ électrique hors de l'approximation paraxiale est orientée suivant l'axe longitudinal (axe de propagation du laser) (Quesnel et Mora, 1998). La correction suivant l'axe d'observation des oscillations est de deuxième ordre en $\epsilon = 1/(k_0 w_0) \sim 7 \times 10^{-3}$ pour $w_0 = 18 \mu\text{m}$, donc très faible. De même, la rotation de la polarisation par effet Faraday est peu importante en régime sous dense. Il est peu probable que de tels effets soient responsables des oscillations observées. Premièrement, les électrons sont déjà très relati-

vistes au moment où ils rejoignent l'arrière du laser et donc plus difficilement déviables. Deuxièmement, si un champ électrique était suffisamment fort pour provoquer de telles oscillations dans cette direction, alors la composante du champ électrique du laser dans le plan de polarisation serait beaucoup plus intense et disperserait totalement le faisceau d'électrons. Ce n'est pas ce qui est observé suivant l'axe horizontal des images puisque le faisceau d'électrons sur le détecteur forme une ligne et reste donc collimaté. L'interprétation de ces oscillations par mécanisme bêtatronique semble la plus naturelle et est décrite dans la suite.

Lorsqu'un électron ne se trouve pas sur l'axe de révolution d'un canal ionique, une force de rappel radiale fait osciller sa trajectoire autour de l'axe au cours de sa propagation (Esarey et al., 2002). Pour une particule relativiste dont le facteur relativiste est considéré constant, la période des oscillations dans un canal ionique uniforme s'obtient directement à partir des équations du mouvement. On considère une force de rappel radiale et linéaire.

$$\frac{\partial}{\partial t} \gamma m \vec{v} = -\frac{m \omega_{pe}^2}{2} r \vec{e}_r \quad (3.1)$$

Une projection suivant la direction radiale donne l'équation d'un oscillateur à la fréquence bêtatron $\omega_\beta = \omega_{pe} / \sqrt{2\gamma}$. Cette fréquence dépend de l'énergie et donc, pour des conditions d'injection identiques (même \vec{r}_0, \vec{v}_0), les électrons quittent la zone d'interaction avec un angle de sortie dépendant de leur énergie.

La force pondéromotrice du laser excite effectivement une onde plasma dont la force de rappel radiale est similaire au cas du canal ionique infini. Mais, ce modèle ne décrit pas l'accélération simultanée de l'électron par l'onde plasma dans la direction longitudinale. J'ai donc résolu les équations du mouvement en ajoutant un champ accélérateur longitudinal constant E_z (en Annexe A). On note β_0 la vitesse normalisée à c et γ_0 le facteur de Lorentz associé de l'électron au moment de son injection, β et γ les mêmes grandeurs à la fin de l'interaction et $E_0 = m_e c \omega_{pe} / e$. Je considère que les électrons sont tous injectés à un rayon r_0 et leur vitesse initiale est parallèle à l'axe de propagation. En se plaçant dans l'approximation paraxiale (approximation des faibles angles) et en supposant que $\sqrt{2\gamma_0\beta_0} E_0 / E_z \gg 1$ (vérifié à posteriori), on obtient l'angle de sortie par rapport à l'axe de propagation :

$$\theta_{E_z}(\gamma) = -\frac{\omega_{pe}}{2c} r_0 \frac{(\gamma_0 \beta_0)^{1/4}}{(\gamma \beta)^{3/4}} \sin \left[\frac{E_0}{E_z} \left(\sqrt{2\gamma\beta} - \sqrt{2\gamma_0\beta_0} \right) \right] \quad (3.2)$$

A partir de l'image expérimentale (Fig. 3.1), on obtient la correspondance entre l'énergie finale des électrons et l'angle de sortie. Cette courbe est montrée en Fig. 3.2. Des études récentes (Lu et al., 2006b) permettent de réduire le nombre d'inconnues restantes de ce problème. Les auteurs donnent l'énergie d'injection des électrons dans la structure accélératrice. L'injection a lieu à l'arrière de la cavité lorsque la vitesse des particules est égale à la vitesse de phase de l'onde plasma. En considérant l'érosion de l'avant de l'impulsion au cours de sa propagation, cette vitesse de propagation de l'onde est réduite, ce qui donne :

$$\gamma_0 = \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{\omega_0}{\omega_p} \sim 10 \quad (3.3)$$

Le fait de fixer la valeur de ce paramètre revient essentiellement à imposer la phase de la sinusoïde dans l'éq. 3.2. Il reste à déterminer le champ électrique accélérateur et

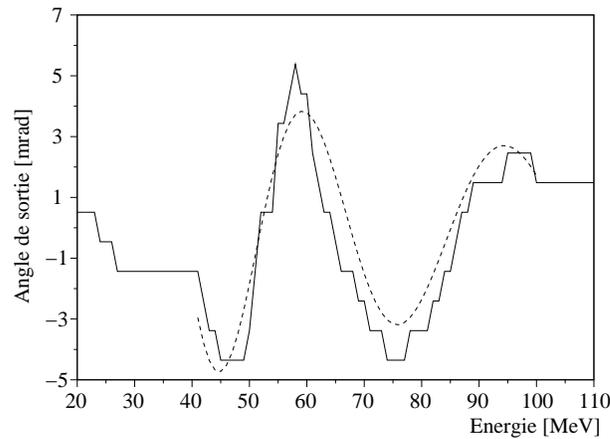


FIG. 3.2: Optimisation des paramètres de l'eq. 3.2 aux données expérimentales avec les paramètres $r_0 = 0.35 \mu\text{m}$, $E_0/E_z = 1.6$. (trait plein) données expérimentales de l'image 3.1, (tirets) optimisation.

le rayon d'injection qui influent respectivement sur la fréquence des oscillations et leur amplitude dans cette équation. L'optimisation par la méthode des moindres carrés donne la courbe représentée en pointillés sur la figure 3.2. Les paramètres optimisés correspondent à un rayon d'injection $r_0 = 0.35 \mu\text{m}$ et un champ accélérateur $E_z = 150 \text{ GV/m}$. Ces paramètres semblent cohérents avec les valeurs attendues pour ce mécanisme. En effet, on pense à un rayon nettement plus faible que la longueur d'onde plasma ($14 \mu\text{m}$) et un champ accélérateur qui permet au moins d'atteindre l'énergie maximale mesurée expérimentalement (100 MeV) en 3 mm d'interaction.

Les hypothèses de ce modèle sont fortes. Il sert simplement à illustrer l'interprétation proposée. L'interaction est plus complexe : le champ électrique n'est pas forcément le même pour tous les électrons à cause de l'écrantage du potentiel accélérateur de l'onde plasma par les autres électrons injectés (phénomène de saturation). Le rayon d'injection peut aussi évoluer au cours de la propagation, éventuellement à cause des instabilités évoquées plus haut. Mais la question essentielle qui demeure est "Pourquoi sur ce tir particulier, l'injection a-t-elle eu lieu hors axe?". Il est possible qu'une asymétrie initiale dans le laser puisse provoquer une asymétrie de l'onde plasma et donc de l'injection.

Des images similaires ont été obtenues mais uniquement dans les mêmes conditions expérimentales. Ceci provient du fait que le faisceau d'électrons n'est collimaté et contient une charge élevée que dans une gamme de paramètres restreinte.

3.1.2 Propagation d'une impulsion laser asymétrique

Des simulations numériques ont été réalisées par nos collègues du GoLP au Portugal pour mieux comprendre ces observations avec des conditions initiales du laser asymétriques. Ce travail est réalisé par J. Viera sous la direction de L. O Silva. A ma connaissance, ce sont les premières simulations PIC 3D effectuées pour une impulsion laser non idéale. Afin de minimiser le temps de calcul, les paramètres de la simulation ne reproduisent pas les conditions expérimentales : une impulsion laser de durée 33 fs (largeur à mi-hauteur) centrée à 800 nm se propage dans un plasma de densité électronique initiale

uniforme, valant $n_e = 7.7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ($\omega_0/\omega_{pe} = 15$).

Généralement, les théoriciens prennent des impulsions gaussiennes spatialement et temporellement correspondant au mode fondamental de propagation dans l'approximation paraxiale. La figure 3.3 montre que le profil transverse d'intensité initial de l'impulsion laser est volontairement choisi asymétrique. Le rayon en $1/e^2$ de l'intensité vaut 7 et 12 μm respectivement suivant les valeurs positives ou négatives des axes. Le potentiel pondéromoteur correspondant a_0 atteint un maximum de 6.5. Une telle intensité permet de provoquer l'injection immédiatement en entrant dans le plasma et d'observer ainsi immédiatement la relation entre le profil du laser et les propriétés des électrons, en évitant la partie d'autofocalisation. La simulation a lieu dans un volume de dimensions $48 \times 95 \times 95 \mu\text{m}^3$ divisé en $1874 \times 248 \times 248$ cellules. Chaque cellule contient initialement 2 particules. Le laser se propage suivant l'axe x_1 et est polarisé suivant x_3 .

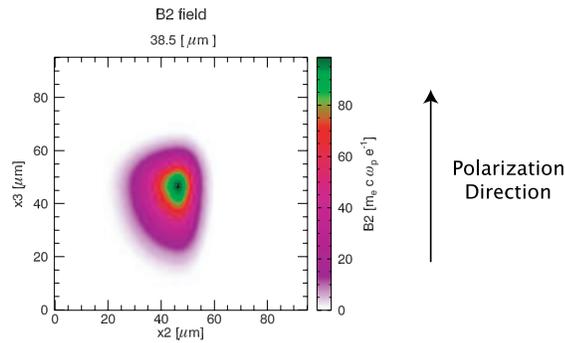


FIG. 3.3: (Couleur) Profil initial d'intensité laser asymétrique.

A cause de ce choix du profil d'intensité laser initial, la force pondéromotrice est déséquilibrée lors de la propagation du laser dans le plasma, ce qui conduit à une onde plasma asymétrique elle aussi. Au final, on constate sur la figure 3.4 que l'injection est décalée par rapport à l'axe laser central. Ces images correspondent aux profils de densité électronique dans le plan de polarisation du laser et dans le plan perpendiculaire, contenant l'axe de propagation du laser.

D'après les observations faites sur d'autres simulations par l'équipe du GoLP, la durée d'injection des électrons dans la cavité est courte devant le temps caractéristique des oscillations bêtatroniques et devant la période des oscillations de l'arrière de la cavité. Ainsi, ceci permet de confirmer les hypothèses du modèle décrit dans l'annexe A : les électrons sont tous injectés à un rayon unique par rapport à l'axe laser et ils décrivent des oscillations bêtatroniques dans la cavité durant leur accélération.

Afin de pouvoir simuler davantage de particules, cette simulation est reproduite en géométrie 2D. La simulation représente un volume de taille $83 \times 166 \mu\text{m}^2$, composée de 3274×500 cellules contenant 81 particules initialement. La période plasma est adaptée au cas 2D et vaut $\omega_0/\omega_{pe} = 13$ et le potentiel vecteur normalisé atteint 3. Le laser est polarisé dans le plan perpendiculaire à la simulation. Au final, on retrouve une forme asymétrique de l'onde plasma et une injection d'électrons décalée sur la figure 3.5a. La dépendance angulaire de la distribution d'électrons avec l'énergie apparaît clairement sur la figure 3.5b après une propagation de 0.8 mm.

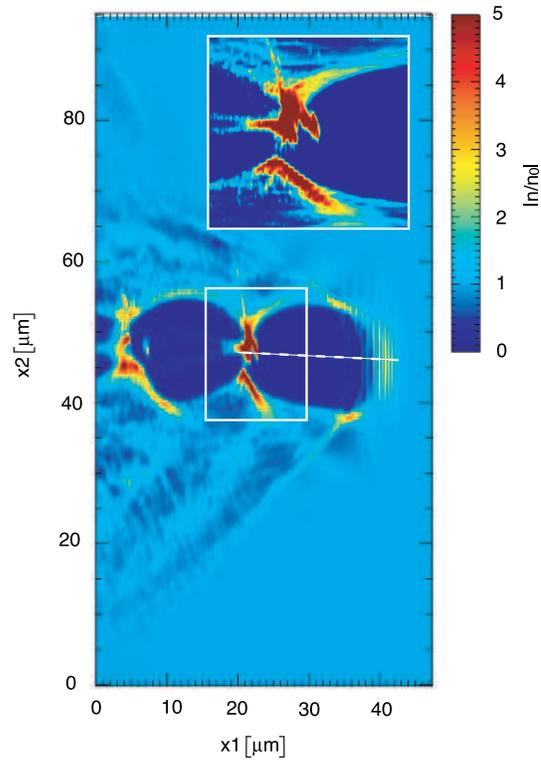


FIG. 3.4: (Couleur) Simulation PIC 3D : Profil de densité électronique après une propagation de $190 \mu\text{m}$. Le laser se propage de bas en haut. La représentation graphique se situe dans le plan contenant l'axe laser et la direction perpendiculaire à la polarisation.

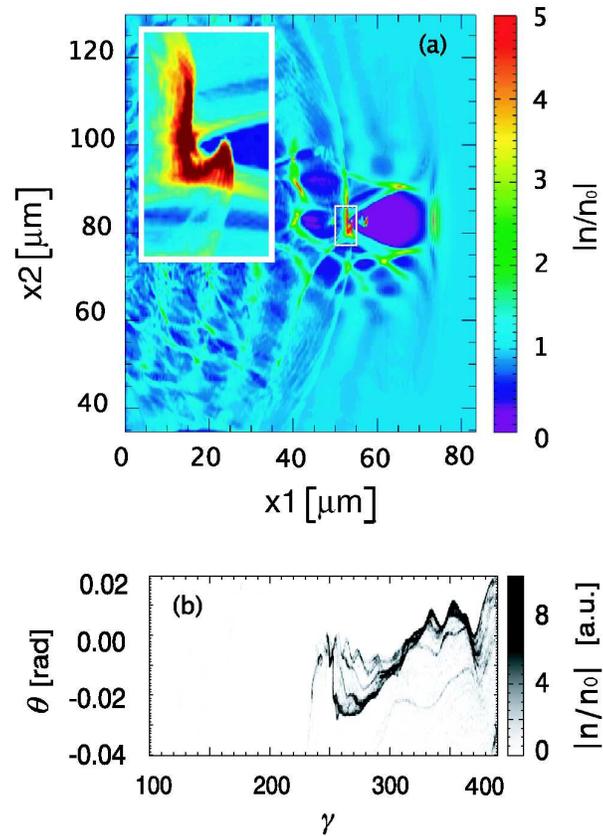


FIG. 3.5: (Couleur) Simulation PIC 2D : (a) Densité électronique après une propagation de 0.8 mm, (b) Dépendance de l'angle de la distribution des électrons avec l'énergie.

Ces travaux montrent qu'une impulsion laser initialement asymétrique peut conduire à une onde plasma elle aussi asymétrique. La corrélation entre énergie de l'électron et angle de sortie observée expérimentalement a aussi été reproduite, ce qui valide le scénario présenté. Ces travaux sur des conditions d'interaction non-idéales sont innovants et mettent en évidence la dépendance de l'interaction sur les performances et les fluctuations de l'installation laser, inhérentes aux études expérimentales.

3.2 Rayonnement de transition

On se propose d'observer les structures fines du faisceau d'électrons par d'autres méthodes. On s'intéresse à la radiation de transition produite par un faisceau d'électrons relativistes à une interface métal-vide (Ginzburg et Frank, 1946; Goldsmith et Jelley, 1959). Cette technique est couramment utilisée dans les accélérateurs de particules pour mesurer les propriétés du faisceau d'électrons telles que l'énergie des électrons et la distribution angulaire (Wartski et al., 1975), la taille de source et la forme du paquet (Shibata *et al.*, 1992), la durée (Kung et al., 1994) ou la période des micro paquets (Tremaine *et al.*, 1998). Comme c'est un effet d'interface, l'épaisseur de ce diagnostic peut être très fine, ce qui limite la diffusion des électrons, expliquant la popularité d'un tel détecteur.

3.2.1 Principe de l'OTR

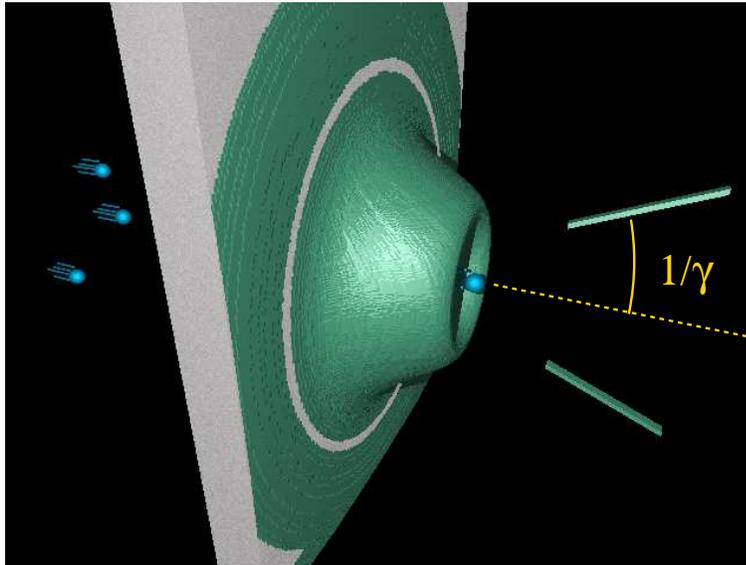


FIG. 3.6: (Couleur) Schéma de principe du rayonnement OTR généré à une interface par un électron. La surface verte donne l'amplitude de la partie propagative du champ électrique généré à l'interface. La divergence de cette radiation est en $1/\gamma$, où γ est le facteur relativiste de la particule.

Dans le domaine visible, on nomme ce rayonnement OTR (pour Optical Transition Radiation). Lorsqu'un électron traverse une interface, une onde électromagnétique est émise (voir Fig. 3.6). La contribution globale de tous les électrons crée un champ électrique dont

le spectre révèle les structures du faisceau d'électrons. Avant toute chose, voici un résumé des formules analytiques des deux théories décrivant la distribution angulaire et spatiale du champ électrique généré à une interface.

Distribution angulaire

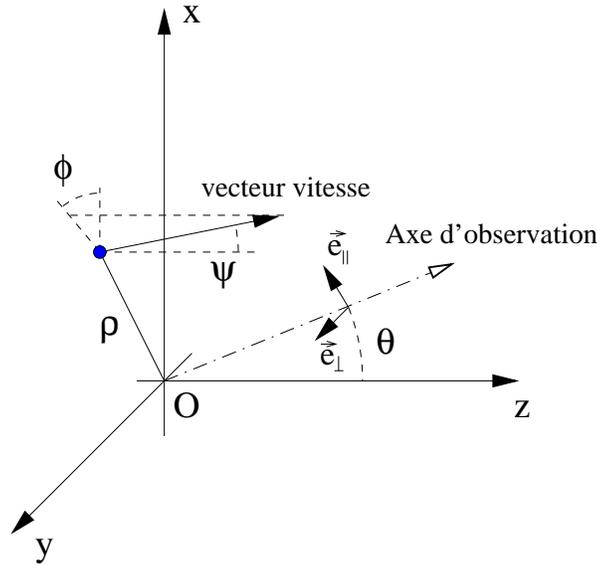


FIG. 3.7: Définition des paramètres pour la distribution angulaire du champ électrique. Le point bleu montre la position d'impact de l'électron sur l'interface (x, O, y) .

Pour un électron relativiste, des formules analytiques donnent l'expression du champ électrique OTR rayonné en fonction de l'angle azimutal d'observation θ et des propriétés de l'électron à l'interface (son angle d'incidence ψ , sa distance à l'origine ρ , l'angle polaire ϕ de la projection du vecteur vitesse sur le radiateur et sa quantité de mouvement normalisée $u = \gamma\beta$) (Ter-Mikaelian, 1972; Schroeder et al., 2004). La géométrie est présentée en figure 3.7. L'interface se trouve à la position $z = 0$. Le champ électrique normalisé se projette suivant deux axes perpendiculaires $\vec{E}^{(Sch)} = E_{||}\vec{e}_{||} + E_{\perp}\vec{e}_{\perp}$. Le vecteur unitaire $\vec{e}_{||}$ est dans le plan (x, O, z) et le vecteur \vec{e}_{\perp} est collinéaire à (Oy) . Les composantes normalisées du champ électrique ont pour expression :

$$\begin{cases} E_{||}(\theta, u, \psi, \phi) = \frac{u \cos \psi [u \sin \psi \cos \phi - \sqrt{1+u^2} \sin \theta]}{[\sqrt{1+u^2} - u \sin \psi \cos \phi \sin \theta]^2 - [u \cos \psi \cos \theta]^2} \\ E_{\perp}(\theta, u, \psi, \phi) = \frac{u^2 \cos \psi \sin \psi \sin \phi \cos \theta}{[\sqrt{1+u^2} - u \sin \psi \cos \phi \sin \theta]^2 - [u \cos \psi \cos \theta]^2} \end{cases} \quad (3.4)$$

Ces formules correspondent au cas d'une interface entre un conducteur parfait et le vide. Cette théorie permet de tenir compte de l'angle d'incidence de l'électron, mais fait perdre l'information spatiale puisque la source OTR est considérée ponctuelle. Pour un électron incident perpendiculaire à la surface $\psi = 0$, le champ électrique se simplifie

considérablement, ce qui explicite la dépendance en $1/\gamma$ de la divergence, contenue dans le dénominateur :

$$\left\| \vec{E}^{(Sch)}(\theta) \right\|^2 = \frac{\beta^2 \sin^2 \theta}{(1 - \beta^2 \cos^2 \theta)^2} \quad (3.5)$$

Distribution spatiale

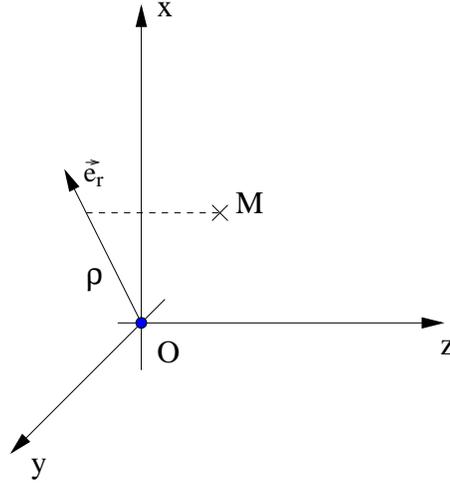


FIG. 3.8: Définition des paramètres pour la distribution spatiale du champ électrique. Le point bleu montre la position d'impact de l'électron sur l'interface (x, O, y) .

D'autres travaux permettent de calculer le champ électrique généré par un électron arrivant perpendiculairement à la surface du radiateur (Castellano et Verzilov, 1998). Cette théorie donne la distribution spatiale du champ électrique qui s'établit à la surface du radiateur comprenant la contribution de l'électron incident (considéré comme un pseudophoton) et du rayonnement réfléchi par un conducteur parfait. L'origine du repère est le point d'intersection de l'électron et du radiateur. L'expression du champ électrique normalisé est obtenue en fonction des coordonnées cylindriques d'observation : z est la distance à la surface, ρ la distance entre l'origine et la projection du point d'observation sur le conducteur, ϕ qui est l'angle polaire correspondant n'intervient pas ici puisque le rayonnement généré est à symétrie cylindrique et polarisé radialement (suivant \vec{e}_r). La géométrie est présentée en figure 3.8. L'expression du champ électrique normalisé a pour expression :

$$\vec{E}^{(Ca)}(\rho, z) = \int_0^\infty \frac{t^2}{t^2 + (\beta\gamma)^{-2}} e^{-ikz\sqrt{1-t^2}} J_1(k\rho t) dt \vec{e}_r \quad (3.6)$$

où k est le vecteur d'onde de la composante spectrale étudiée et J_1 est la fonction de Bessel de premier type. Comme les auteurs le font constater, le terme exponentiel, qui fait intervenir la distance de propagation, montre que les modes qui se propagent correspondent au cas $t > 1$. Les autres modes constituent le champ quasi-statique qui s'établit à la surface du conducteur au passage de l'électron. L'intégrale peut donc se décomposer en une partie quasi-statique \int_0^1 et une partie propagative \int_1^∞ qui correspond à

la radiation émise. Dans la suite, je ne considère que la partie qui se propage. La figure 3.9 montre l'évolution de l'amplitude du champ électrique avec la rayon ρ pour $\gamma = 200$.

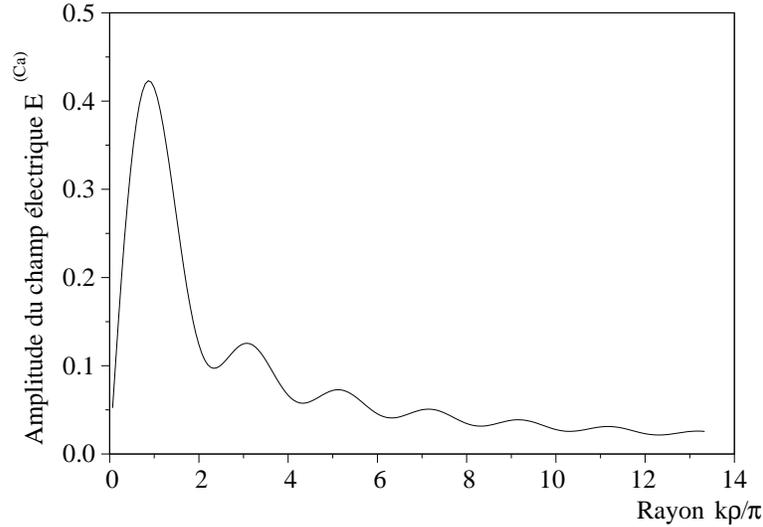


FIG. 3.9: Amplitude du champ électrique de l'équation 3.6 en fonction de la distance à l'impact de l'électron, pour $\gamma = 200$.

Calcul du déphasage

Pour une distribution d'électrons, la contribution individuelle au champ électrique de chaque électron doit faire apparaître le déphasage de la radiation émise. Ce déphasage comporte deux termes (voir Fig. 3.10) : un délai venant de la propagation des électrons jusqu'au radiateur δt_e , un autre décrivant le retard à l'émission dépendant des conditions d'observations δt_r . Le délai total s'écrit $\delta t = \delta t_e + \delta t_r$ et le terme de phase à introduire dans le champ électrique est $\exp(-i\omega\delta t)$ où ω est la pulsation de la radiation. Dans le cas du calcul de la distribution spatiale du rayonnement, le calcul est fait à la surface du radiateur et le deuxième terme du déphasage est donc nul $\delta t_r = 0$. Il ne reste alors que le terme dépendant de la vitesse et du trajet parcouru par l'électron.

Voici un exemple analytique pour comprendre le principe de cette mesure. On considère un faisceau d'électrons aux propriétés identiques (même énergie, même moment), issu d'une source ponctuelle. Ce faisceau est donc simplement caractérisé par sa distribution temporelle $f(t)$. Les électrons traversent un radiateur perpendiculaire à leur direction de propagation. Sous ces hypothèses, la radiation individuelle $\vec{E}(\theta)$ émise par chaque électron est identique. Le terme de déphasage dépend uniquement du temps d'arrivée de l'électron sur le radiateur et donc directement de la distribution temporelle de la source $f(t)$.

Si on calcule la distribution angulaire du rayonnement à la pulsation ω , on est amené à sommer le champ électrique de tous les électrons

$$\vec{E}_{tot}(\theta) = \sum_{k=1}^N \vec{E}(\theta) \exp(-i\omega\delta t(k)) \quad (3.7)$$

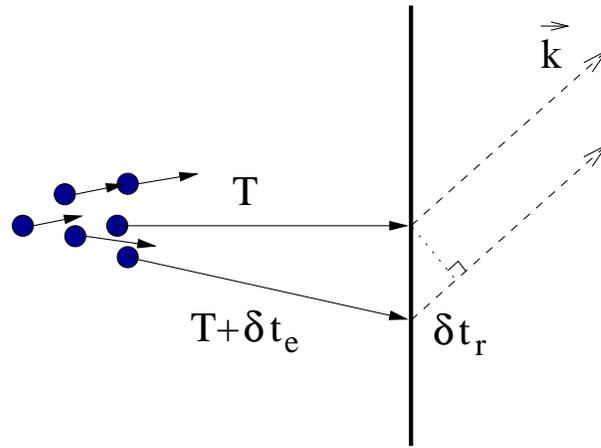


FIG. 3.10: Illustration du déphasage lors de la propagation des électrons (δt_e) et du déphasage lors de l'émission de la radiation (δt_r).

où $\delta t(k)$ est le retard de l'électron k à la surface. Ceci se réécrit à partir de la fonction de distribution $f(t)$ de la source (à un terme de phase constant près)

$$\vec{E}_{tot}(\theta) \propto \vec{E}(\theta) \int f(t) \exp(-i\omega t) dt = \vec{E}(\theta) \text{TF}(f)(\omega) \quad (3.8)$$

L'intensité mesurée sur le détecteur après intégration suivant les angles d'observation devient alors

$$I(\omega) \propto \int \left\| \vec{E}(\theta) \text{TF}(f)(\omega) \right\|^2 2\pi \sin(\theta) d\theta \equiv I_0 | \text{TF}(f)(\omega) |^2 \quad (3.9)$$

L'expression du champ électrique donnée dans l'équation 3.5 est indépendante de la pulsation. Cette équation montre donc que le signal mesuré sur le spectromètre dépend uniquement du module au carré de la transformée de Fourier de la distribution temporelle des électrons. Si des structures existent dans le faisceau d'électrons, elles apparaissent dans le spectre de la radiation émise aux longueurs d'onde correspondantes.

Ce calcul simplifié illustre la correspondance entre les structures du faisceau d'électrons et le spectre de la radiation émise. En réalité, le terme de phase est plus complexe et le signal ne peut pas être estimé simplement à l'aide d'une transformée de Fourier. Une simulation numérique permet de calculer le spectre de la radiation pour des distributions électroniques plus complexes. Ceci est présenté dans la section 3.2.4.

3.2.2 Dispositif expérimental

Afin d'observer les structures du faisceau d'électrons, les mêmes expériences que précédemment ont été reproduites en ajoutant une feuille d'aluminium de $100 \mu\text{m}$ d'épaisseur sur l'axe de propagation des électrons. Cette feuille, nommée le radiateur, a été placée à différentes distances de la source pour étudier la perte de cohérence de la radiation émise par le faisceau d'électrons. Cette épaisseur d'aluminium est suffisante pour s'assurer que l'ASE du laser ne perforera pas la feuille avant l'arrivée du maximum de l'impulsion laser, dans le but de protéger les diagnostics. Une lentille de focale 300 mm image la surface

du radiateur sur la caméra CCD avec un angle de collection de 4° (largeur). En utilisant une lame de verre, nous mesurons simultanément le spectre visible du rayonnement en focalisant la radiation collectée sur la fente d'un spectromètre imageur à 150 traits/mm. Le dispositif expérimental est présenté en figure 3.11.

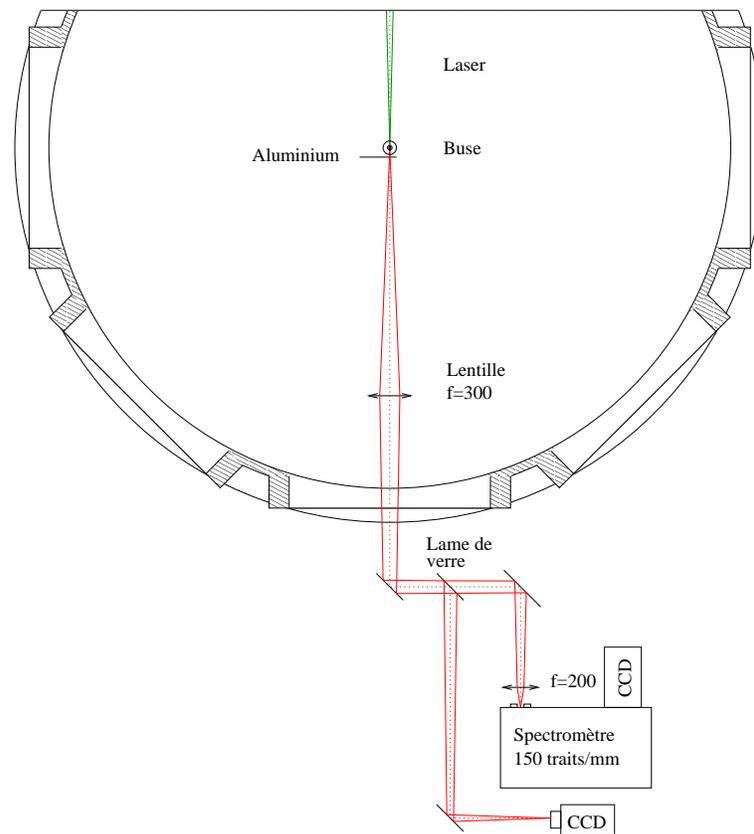


FIG. 3.11: (Couleur) Dispositif expérimental de la mesure du spectre OTR et de l'imagerie du radiateur.

La gamme spectrale utile est limitée à l'intervalle 400-850 nm à cause d'une chute de sensibilité en dehors de cette plage de longueur d'ondes. Parmi l'ensemble des tirs effectués, peu sont finalement exploitables à cause des fluctuations d'intensité du signal. Les spectres restants sont déconvolués de la réponse spectrale du système. L'étalonnage a été fait avec une lampe blanche (Oriol modèle 63355) de spectre connu, prêtée par le LULI.

3.2.3 Imagerie

La figure 3.12 montre les images obtenues en variant la distance entre le point d'interaction et le radiateur. On constate que les fluctuations de la position d'impact du paquet d'électrons à une distance de 140 mm sont importantes. Des fluctuations de ± 1.5 mm à une distance de 140 mm correspondent à un pointé se déplaçant de ± 10 mrad. Cette valeur coïncide avec les mesures faites sur le Lanex. Lorsque la position du radiateur s'éloigne, la taille du signal OTR ne change presque pas (de l'ordre de $200 \mu\text{m}$). L'émission reste très

intense sur une zone qui ne varie pas proportionnellement avec la distance. On n'observe donc qu'une fraction de la distribution électronique, celle où les structures du faisceau persistent au cours de la propagation et où l'émission est partiellement cohérente.

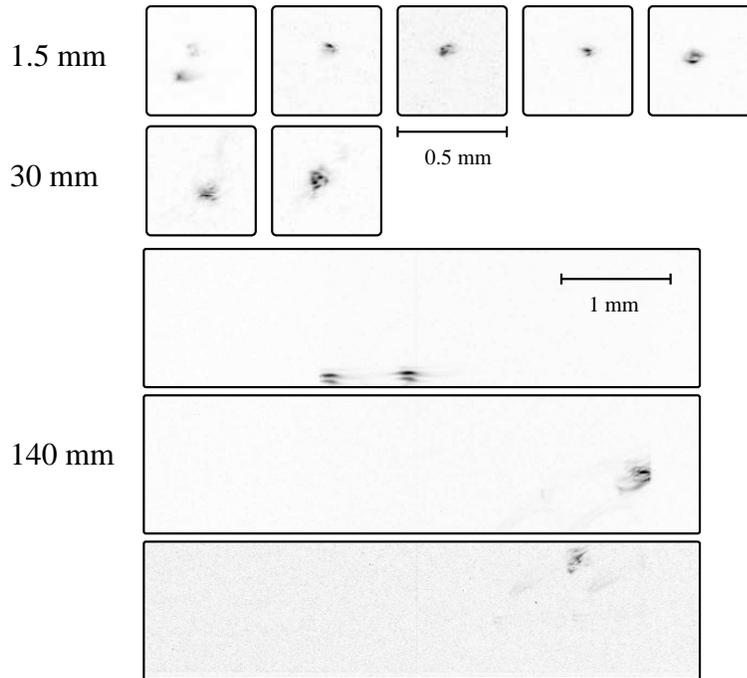


FIG. 3.12: Exemples d'images du rayonnement émis à la surface du radiateur pour différentes distances entre la source et le radiateur. Les 3 images de la série 140 mm sont à une échelle deux fois plus petite. L'écho de l'image situé à gauche est une réflexion sur la face arrière de la lame de verre utilisée pour l'imagerie. Les images sont normalisées indépendamment.

La diminution de l'énergie du signal rayonné en fonction de la distance du radiateur est représentée sur le graphique 3.13. L'énergie émise a été estimée à partir du nombre de compte total sur la caméra CCD en tenant compte de la réponse instrumentale absolue du système de détection dans la gamme 400-1000 nm. Pour une position donnée, on constate des variations importantes du signal. Cette diminution de plusieurs ordres de grandeurs de l'énergie émise provient d'une disparition progressive des structures du faisceau au cours de la propagation à cause de la dispersion de moments longitudinaux et transversaux. Si la source n'avait aucune structure, le nombre de compte intégrés serait resté le même, quelle que soit la distance du radiateur (l'angle de collection restant constant).

Voici justement le calcul du signal qui aurait été mesuré dans le cas d'une émission incohérente du rayonnement OTR. Connaissant la distribution angulaire et spectrale du rayonnement (Eq 3.4), l'angle de collection du rayonnement et la réponse spectrale de la caméra, il est possible de calculer le nombre de comptes mesurés pour un électron. Nous avons utilisé les spectres électroniques mesurés séparément au cours de cette expérience. Le niveau de signal obtenu, représenté en hachuré est nettement inférieur au signal expérimental, quelle que soit la distance. En particulier, à une distance de 1.5 mm, le signal mesuré est 5 ordres de grandeur au dessus du niveau incohérent. L'émission du

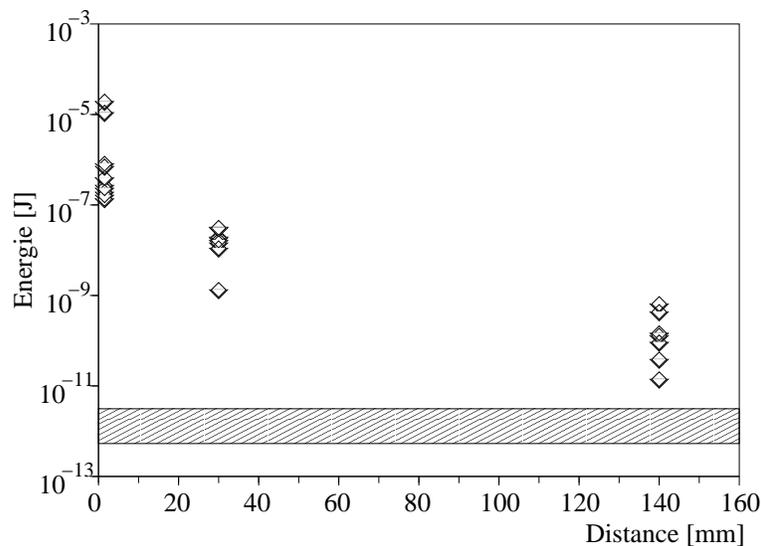


FIG. 3.13: Évolution de l'énergie OTR émise dans la gamme $0.4\text{-}1.0\ \mu\text{m}$ en fonction de la distance entre le radiateur en la source. L'estimation de l'énergie émise tient compte de la détection absolue de la CCD et de la transmission spectrale des densités neutres. La zone hachurée correspond au signal calculé pour une émission incohérente à partir des spectres électroniques mesurés séparément.

rayonnement OTR est donc partiellement cohérente ce qui permet de mesurer des informations sur le retard relatif des électrons de la distribution (ou du moins de la fraction de la distribution électronique qui contribue efficacement à ce rayonnement intense).

3.2.4 Analyse spectrale

La figure 3.14 montre deux spectres obtenus après déconvolution de la réponse spectrale du dispositif de mesure. Pour ces tirs, un iris diaphragmait le rayonnement collecté et le demi angle de collection valait respectivement de 3 et 8 mrad pour les spectres a) et b). Le fait de diaphragmer permet de faire ressortir l'émission des électrons les plus énergétiques. On remarque un signal piqué à différentes longueurs d'ondes (430, 570, 590 et 740 nm) dont la forme évolue tir à tir. Ces composantes spectrales révèlent les structures aux longueurs d'ondes correspondantes dans le faisceau d'électrons. Il a été vérifié qu'en l'absence de gaz, aucun signal n'était mesuré dans cette gamme. Il est probable que les électrons aient rejoint l'arrière de l'impulsion laser au cours de leur déphasage dans la cavité accélératrice et que leur distribution spatiale soit affectée par la composante transverse du champ électrique du laser. L'interaction des électrons accélérés avec le champ du laser a aussi été publiée récemment en observant l'évolution de l'ellipticité du paquet d'électrons avec la polarisation du laser (Mangles *et al.*, 2006).

Mais, on s'aperçoit alors immédiatement que la longueur d'onde centrale du pic diffère de la longueur d'onde du laser attendue (810 nm dans la pratique). En fait, l'onde plasma et l'automodulation de phase relativiste modifient le spectre du laser au cours de la propagation. Ainsi, il est montré en section 3.3.3 que ces effets conduisent à un décalage vers le bleu à l'arrière de l'impulsion laser, là où se trouvent les électrons. Il n'est

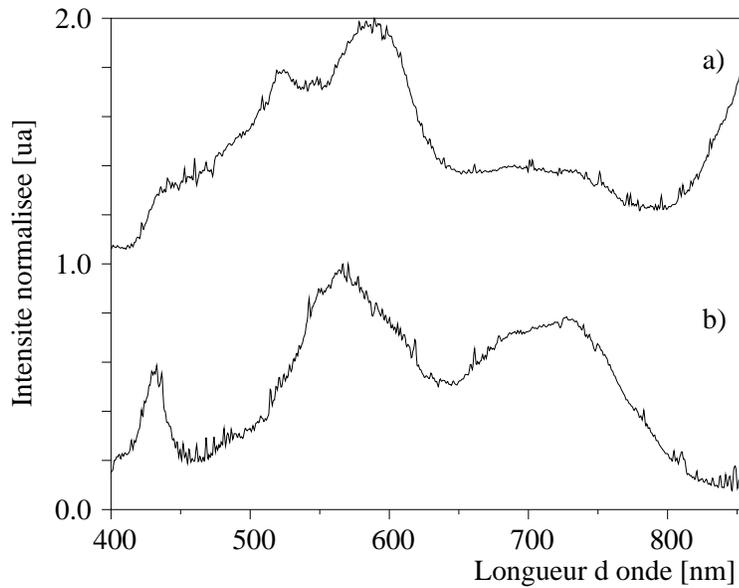


FIG. 3.14: Exemples de spectres OTR mesurés expérimentalement pour un radiateur placé à 30 mm, après déconvolution de la réponse instrumentale. La densité électronique pour ces tirs est $5.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Un iris est utilisé pour diaphragmer le rayonnement collecté. L'angle de collection vaut a) 3 mrad et b) 8 mrad.

donc par surprenant que la distribution des électrons soit modulée à une longueur d'onde différente de la longueur centrale du laser.

Afin de justifier ces observations expérimentales, j'ai calculé le spectre OTR émis par un paquet d'électrons issu d'une simulation particulière en utilisant les expressions du champ électrique rayonné par un électron à l'interface (équations 3.4 et 3.6). La distribution d'électrons utilisée est celle calculée (Faure et al., 2004) pour des conditions expérimentales similaires. La figure 3.15 permet d'apercevoir la structure dans le paquet d'électrons dans le plan de polarisation du laser. L'amplitude de ces oscillations croît à mesure que les électrons rejoignent le laser au cours de leur accélération dans la structure, signe que le champ électrique transverse est bien responsable de cette modulation. On constate dans la simulation qu'à cet instant, les électrons sont effectivement soumis à un champ électrique dont le spectre est décalé vers le bleu.

Le nombre d'électrons simulés est limité à 150000 pour limiter la durée de la simulation. Seuls les électrons d'énergie supérieure à 100 MeV ont été utilisés. Pour simplifier la propagation, les répulsions coulombiennes ont été négligées dans la propagation du paquet d'électrons. Du coup, les électrons se propagent en ligne droite suivant leur vecteur vitesse jusqu'au radiateur placé à l'abscisse $z = 100 \mu\text{m}$. Les électrons arrivent à des instants différents et le rayonnement est émis à des endroits différents sur le radiateur. Le champ électrique rayonné par chaque électron est donc déphasé en tenant compte de ces retards à l'émission de la radiation.

Certes, la position du radiateur ne correspond pas aux conditions expérimentales, mais cela permet de visualiser le spectre généré par un faisceau modulé. En raison du faible nombre d'électrons simulés, cette émission se retrouve dans le bruit incohérent après

quelques centaines de microns de propagation. Dans les conditions expérimentales, le nombre d'électrons est tellement supérieur à celui simulé que l'on peut voir de faibles fractions d'électrons générant un signal piqué même à grande distance.

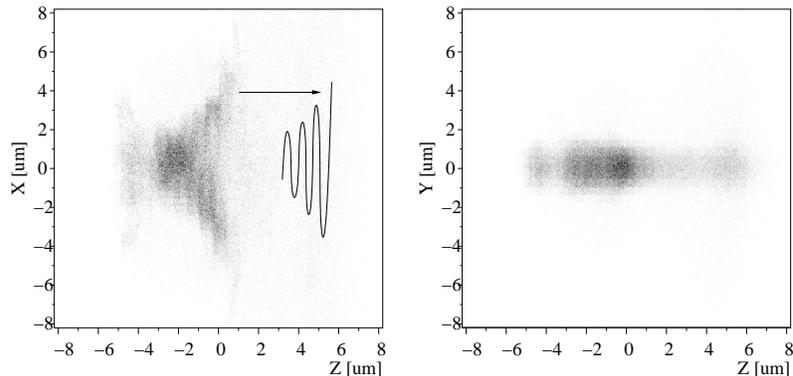


FIG. 3.15: Profil de densité électronique issu de la simulation PIC, (à gauche) dans le plan de polarisation du laser, (à droite) dans le plan perpendiculaire à la polarisation du laser. Les électrons se déplacent de gauche à droite. On voit à gauche une légère structure dans la densité électronique responsable du pic de rayonnement observé expérimentalement. Cette structure est reproduite sur une ligne pleine décalée vers la droite.

La figure 3.16 montre le signal OTR rayonné par ce paquet d'électrons pour les deux méthodes de calcul. On y voit un pic à 600 nm. La forme du spectre diffère légèrement mais l'amplitude est similaire. Les différences observées proviennent essentiellement des hypothèses de chaque théorie. L'équation 3.6 suppose que l'électron incident est perpendiculaire au radiateur. La longueur d'onde centrale du pic se trouve aussi à 600 nm comme montré expérimentalement. On remarque aussi la présence de la seconde harmonique vers 300 nm dans les simulations. Expérimentalement, la sensibilité de la caméra CCD ne permettait pas d'observer la seconde harmonique.

3.2.5 Oscillations dans le spectre OTR

Lorsque l'on place le radiateur à 1.5 mm, nous avons observé à plusieurs reprises des modulations dans le spectre émis (voir Fig. 3.17a). Cela ressemble à des interférences des deux sources émettrices. Deux sources décalées temporellement d'une durée τ donnent une intensité $I(\omega)$ sur le détecteur qui oscille en fonction de la pulsation :

$$I(\omega) \propto \langle | E(\omega)e^{i\omega t} + E(\omega)e^{i\omega(t+\tau)} |^2 \rangle_t \quad (3.10)$$

$$\propto 2 | E(\omega) |^2 \cos^2(\omega\tau/2) \quad (3.11)$$

A partir des données expérimentales, on obtient un décalage de $\tau = 74$ fs. Considérons tout d'abord les effets de propagation : (i) si l'énergie moyenne des électrons du premier paquet est plus élevée que dans le second (car l'amplitude de l'onde plasma s'atténue), les deux paquets d'électrons se distancent aussi au cours de leur propagation jusqu'au radiateur. (ii) De la même façon, si deux paquets d'électrons de même énergie n'ont pas la même

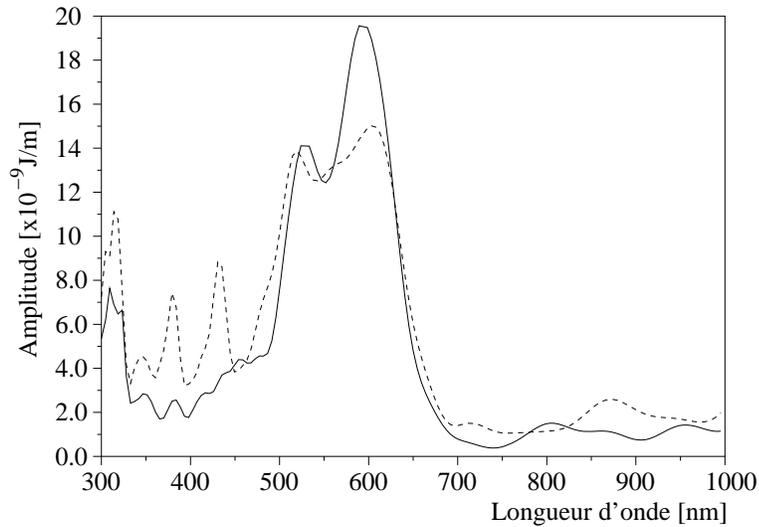


FIG. 3.16: Spectre du rayonnement OTR après une propagation de $100 \mu\text{m}$, simulé à partir d'une distribution d'électrons issue d'un code particulière en utilisant les équations 3.4 (ligne pleine) et 3.6 (tirets).

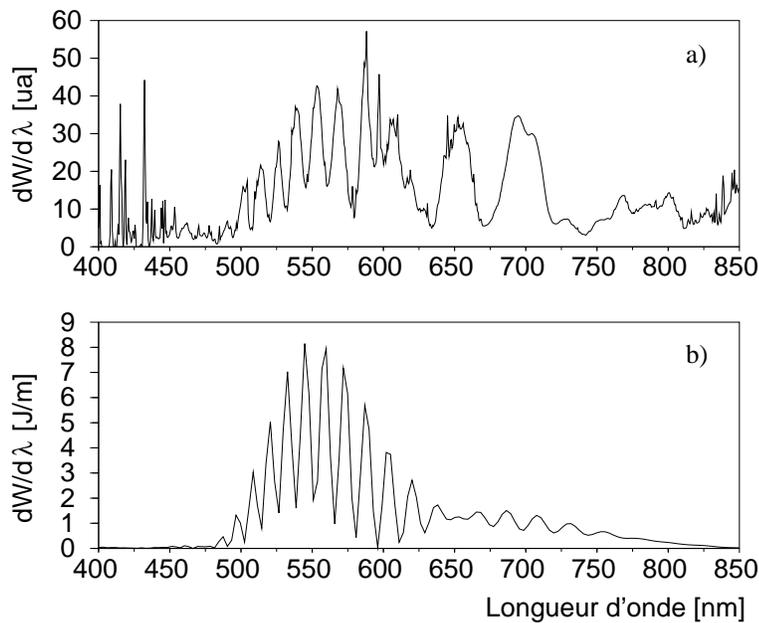


FIG. 3.17: Spectre du rayonnement OTR faisant apparaître des modulations. Le signal en dessous de 450 nm ne contient que du bruit : ces pics très fins proviennent des rayons X qui frappent directement la caméra.

trajectoire, ils atteignent le radiateur à des instants différents. Voici deux applications numériques de ces effets avec des valeurs réalistes de l'interaction.

Application numérique

Prenons deux paquets d'électrons de direction de propagation identique. Soient $\gamma_1 = 40$ et $\gamma_2 = 200$ leurs facteurs relativistes. Le délai les séparant après une propagation jusqu'au radiateur à la distance $L = 1.5$ mm s'écrit $\delta t_e \sim (1/\gamma_1^2 - 1/\gamma_2^2)L/(2c) = 1.5$ fs.

Considérons maintenant deux paquets d'électrons de même énergie se propageant dans des directions différentes. Le premier est orienté suivant l'axe laser et traverse perpendiculairement le radiateur. Le second fait un angle $\alpha = 10$ mrad avec cet axe. Cet angle permet d'assurer les interférences de la radiation émise car la distance qui sépare ces deux paquets d'électrons sur le radiateur vaut $15 \mu\text{m}$, ce qui est plus petit que la taille de la source OTR généralement estimée à $\gamma\lambda \sim 120 \mu\text{m}$ pour un électron de 100 MeV dont l'émission est à 600 nm. Le délai qui les sépare au niveau du radiateur vaut $\delta t_e = (1/\cos(\alpha) - 1)L/c = 0.25$ fs.

Ces applications numériques ne suffisent pas à expliquer le délai mesuré. Il est donc clair que les deux paquets d'électrons étaient initialement séparés et que l'accélération a eu lieu dans deux arches plasma différentes. On s'attend donc à un délai correspondant à la période plasma. Dans le cas linéaire, celle-ci vaut $\tau_p = 50$ fs à la densité électronique de ce tir ($n_e = 5.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$), ce qui est sensiblement plus faible que le délai mesuré expérimentalement. Mais dans nos conditions expérimentales, on s'attend effectivement à un allongement de la période plasma à cause du mouvement relativiste des électrons de l'onde.

Application numérique

La période plasma non-linéaire s'écrit $\tau_p^{NL} = \sqrt{\gamma_e} \tau_p$, où γ_e est le facteur relativiste des électrons. Ici, τ_p et τ_p^{NL} valent respectivement 50 et 74 fs. Ceci mène à $\gamma_e = 2.3$.

Lorsque le radiateur est placé à 1.5 mm de la source, la phase additionnelle liée à l'extension transverse du paquet d'électrons est négligeable par rapport à 2π . Pour une divergence habituelle du paquet d'électrons de $\theta_0 = 5$ mrad (demi-angle), ce terme de phase vaut $\pi\theta_0^2 l/\lambda = 0.23$ à une longueur d'onde de $\lambda = 500$ nm. Par conséquent, l'émission OTR ne dépend ici que de la structure longitudinale (temporelle) du paquet d'électrons.

Un exemple de distribution électronique et le spectre OTR correspondant en insertion sont montrés sur la Fig. 3.17b. Deux paquets d'électrons sont séparés de 75 fs et contiennent respectivement 70% et 30% de la charge pour le premier et le second paquets. Le spectre et la charge totale correspondent à des mesures effectuées avec le spectromètre à électrons pendant cette expérience. Le premier paquet d'électrons, situé juste derrière le laser, est modulé à 550 nm ce qui contribue à l'enveloppe du rayonnement OTR. Le deuxième paquet d'électrons, situé dans la deuxième arche, ne peut interagir avec le laser et génère un rayonnement large bande qui interfère avec le spectre piqué. La durée des paquets d'électrons vaut respectivement 10 fs et 3 fs pour le premier et deuxième paquets d'électrons. Pour ces durées, l'énergie OTR rayonnée coïncide avec les mesures faites par imagerie (Fig. 3.13). Il est important de noter l'ordre de grandeur de la durée de chaque paquet d'électrons (quelques femtosecondes). Ces valeurs dépendent faiblement des autres paramètres de la distribution électronique (profil de la distribution, fraction de charge dans chaque paquet, forme et amplitude des modulations du premier paquet).

L'interférence du signal OTR dans le domaine spectral a permis d'observer cette succession de paquets d'électrons dans l'interaction laser-plasma. Ce sont ces différents paquets d'électrons, d'énergie cinétique moyenne différente que l'on observe régulièrement sur le spectromètre à électrons.

Ces résultats montrent la mesure de structures dans le faisceau d'électrons qui génèrent un spectre piqué dans le domaine visible. L'émission de cette radiation, provenant de modulations de la distribution des électrons par le champ laser dont la longueur d'onde est décalée vers le bleu, perd en cohérence au cours de l'expansion du paquet d'électrons lors de sa propagation dans le vide. Le décalage en fréquence du laser à l'arrière de l'impulsion est présenté dans la section 3.3.1 pour expliquer aussi le rétrécissement temporel de l'impulsion laser. La structure du faisceau d'électrons peut être encore plus complexe et contenir éventuellement plusieurs paquets, ce qui donne des phénomènes d'interférences spectrales du signal OTR entre des paquets d'électrons femtosecondes. Des paquets d'électrons très brefs (de quelques femtosecondes) sont nécessaires pour reproduire l'énergie mesurée expérimentalement.

3.2.6 Mesures dans le domaine Téraherz

Des mesures similaires ont été effectuées dans une gamme de fréquences plus faible, correspondant à des longueurs d'ondes de 8-10 μm (Faure et al., 2006). Cela correspond à des fréquences de l'ordre de 30 THz. Cette expérience a été réalisée en collaboration avec le laboratoire d'Optique et Biosciences. Le dispositif expérimental est présenté en Fig. 3.18. Le même radiateur que précédemment est placé à une distance de $L = 3$ mm de la source d'électrons. Le rayonnement produit est cette fois-ci mesuré avec un détecteur infrarouge HgCdTe refroidit à l'azote liquide. Ce détecteur est sensible à des longueurs d'ondes plus courtes que 12 μm et est calibré de façon absolue. L'angle de collection est limité à $\theta_0 = 10$ mrad. Contrairement au cas précédent, la dimension du paquet d'électrons sur le radiateur $\theta_0 L$ est plus petite que la longueur d'onde observée, ce qui assure immédiatement la cohérence spatiale du signal. Ce détecteur est donc sensible aux structures temporelles du paquet d'électrons. On veut ainsi mesurer la présence de structures dans le paquet d'électrons à 8-10 μm . Ces longueurs d'ondes sont comparables à la longueur du paquet d'électrons. Si l'enveloppe du paquet d'électrons possède des structures à 30-50 fs, alors on devrait mesurer un signal dont l'émission est cohérente à 10 μm .

Les expressions du rayonnement OTR décrites précédemment pour les métaux restent valides dans ce domaine, et plus généralement pour des pulsations inférieures à la pulsation critique du métal. Celle-ci est définie comme la pulsation plasma liée à la densité d'électrons libres ($\sim 10^{16}$ Hz) (Jackson, 1925, p285).

La mesure de durée du paquet d'électrons dans le domaine Téraherz est une méthode utilisée sur les accélérateurs conventionnels (Kung et al., 1994). Cette méthode a déjà été utilisée pour des faisceaux d'électrons issus de l'interaction laser-plasma mais dans un domaine de longueur d'ondes différent (0.1-1 mm) (Leemans et al., 2004). Il est aussi possible de mesurer cette durée en utilisant des méthodes électro-optiques (Yan et al., 2000; Wilke et al., 2002). Ceci est basé sur la mesure de la rotation de polarisation induite par le champ électrique du paquet d'électrons lors de son passage près d'un cristal biréfringent. Cependant, la géométrie des expériences rend très délicate la mesure d'impulsions plus courtes que 100 fs.

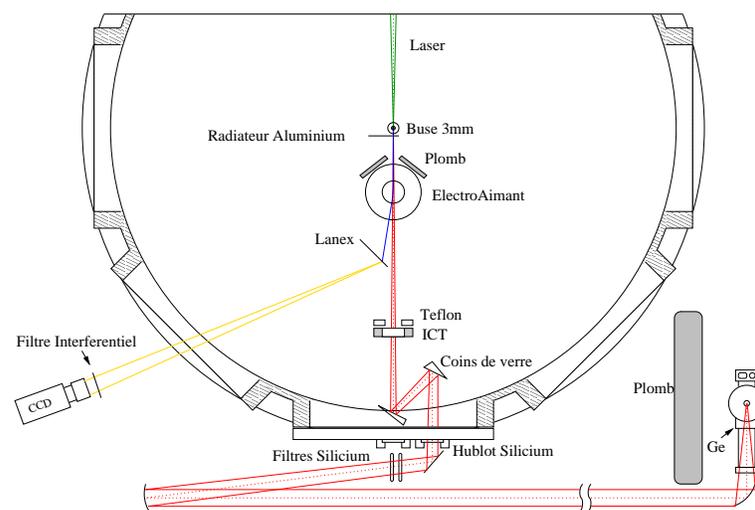


FIG. 3.18: Dispositif expérimental pour la mesure de la radiation de transition dans le domaine 8-10 μm .

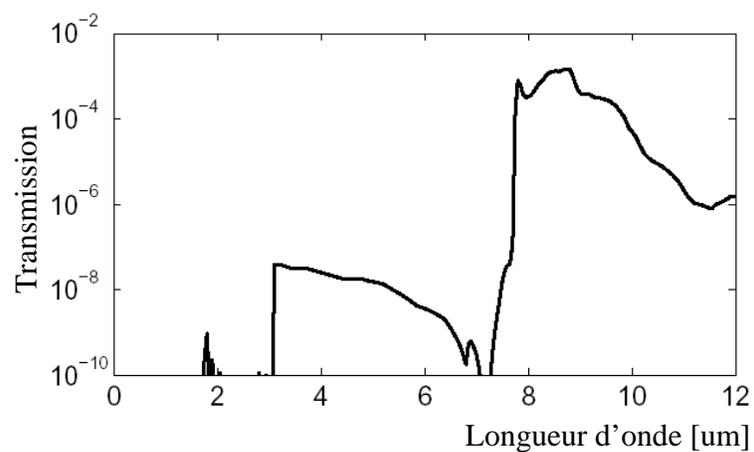


FIG. 3.19: Transmission globale incluant les transmissions des filtres de germanium, de silice, les lames de verre en réflexion et le filtre interférentiel.

La transmission globale des filtres (germanium, silice, coins de verre, filtre interférentiel) est présentée en Fig. 3.19. Elle est maximale à 8-10 μm et fortement atténuée pour le laser. Nous avons vérifié expérimentalement qu'aucun signal n'était obtenu en l'absence de gaz, lorsque le laser frappe directement le radiateur. En présence de gaz, nous avons mesuré un intense signal à 8-10 μm . En prenant en compte les calibrations effectuées, on peut estimer l'énergie rayonnée $dW/d\lambda$ à $(6.5 \pm 3) \times 10^{-10} \text{ J}/\mu\text{m}$.

Lors de cette expérience, nous avons mesuré aussi séparément le spectre des électrons. A partir des spectres, on peut estimer le niveau de signal dans un cas incohérent. Ceci s'obtient en sommant toutes les contributions des électrons.

$$\left. \frac{d^2W}{d\omega d\Omega} \right|_{Inc} = \frac{e^2}{4\pi^3 \epsilon_0 c} \sum_{n=1}^N \left\| \vec{E}^{(n)} \right\|^2 \quad (3.12)$$

où N est le nombre d'électrons au dessus de 50 MeV, $\left\| \vec{E}^{(n)} \right\|$ est la norme du champ électrique rayonné par l'électron n pour un angle d'incidence supposé nul (Eq. 3.5). Il a été présenté plus haut que le rayonnement OTR généré par un électron de facteur relativiste γ se propage avec une divergence en $1/\gamma$. A cause d'un angle de collection de 10 mrad, la radiation émise par les électrons d'énergie inférieure à 50 MeV contribue donc très peu au signal mesuré.

La figure 3.20 montre ce niveau de signal et celui pour une émission incohérente obtenus par l'Eq. 3.12. On voit que le signal incohérent est inférieur au signal mesuré de plus de trois ordres de grandeurs. Ceci permet d'affirmer qu'une partie du signal est cohérente à cette longueur d'onde, et donc que le paquet d'électrons possède des structures temporelles inférieures à 50 fs.

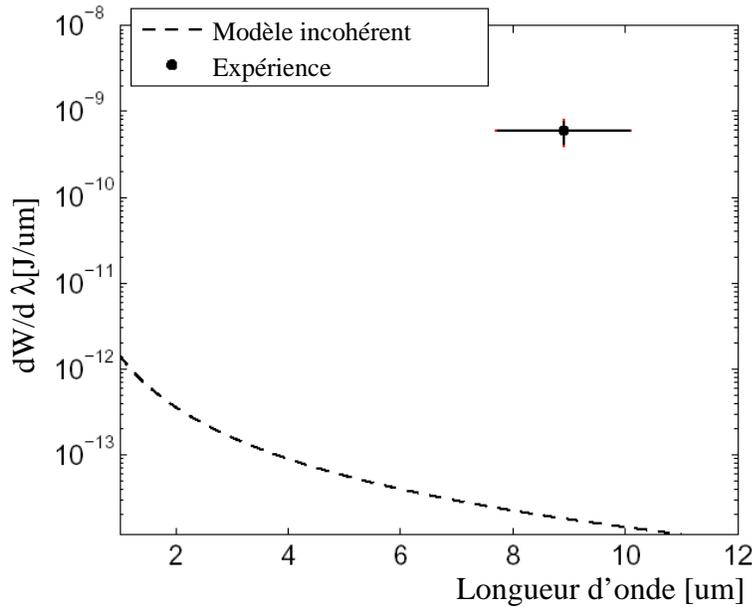


FIG. 3.20: Énergie spectrale rayonnée : (point) niveau de signal mesuré sur le détecteur en prenant en compte le facteur de transmission du dispositif, (tirets) niveau obtenu pour le modèle d'émission incohérente.

La figure 3.21 montre l'évolution du signal infrarouge et du nombre d'électrons en fonction de la densité électronique. On remarque que l'optimum de signal cohérent correspond aux conditions optimales d'interaction lorsque le spectre d'électrons contient des particules de hautes énergies. Les barres d'erreurs sur les différents signaux ne permettent pas de déterminer si le signal infrarouge évolue linéairement ou quadratiquement avec le nombre d'électrons.

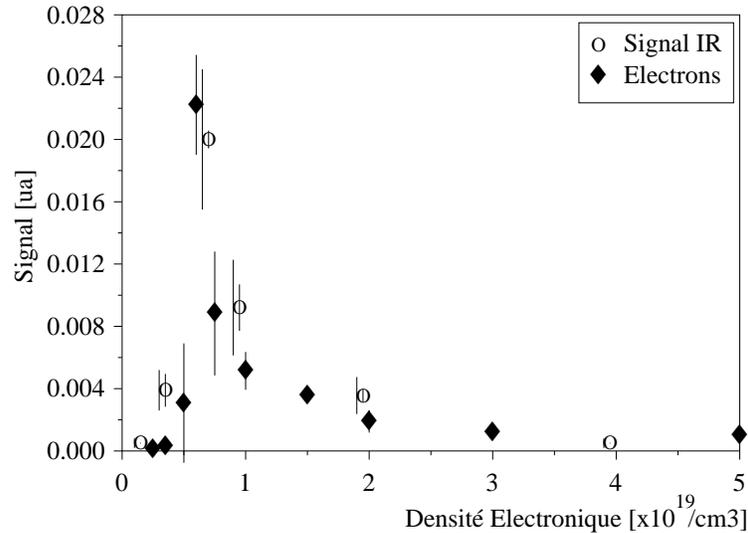


FIG. 3.21: Signal infrarouge et nombre d'électrons mesurés en fonction de la densité électronique. Les barres d'erreur sur le signal infrarouge correspondent au bruit d'origine électromagnétique mesuré pendant la mesure. Le signal lié aux électrons contient deux barres d'erreur liées au niveau de bruit (à gauche des cercles) et fluctuations statistiques (au centre des cercles).

Finalement, cette mesure montre que le rayonnement généré par le faisceau d'électrons est partiellement cohérent et qu'il contient des structures temporelles de 30-50 fs. En essayant de reproduire le niveau de signal mesuré à partir de formes réalistes de l'enveloppe du faisceau d'électrons, il est possible d'estimer la durée du paquet d'électrons à moins de 100 fs (Faure et al., 2006).

3.3 Mesure des propriétés du laser

Les diagnostics présentés jusqu'à présent concernent exclusivement les propriétés du faisceau d'électrons. Nous avons aussi mesuré les propriétés du laser transmis (Faure et al., 2005). Je commence par présenter les mécanismes responsables du rétrécissement de l'impulsion laser.

3.3.1 Mécanisme de rétrécissement temporel

Dans le plasma, la propagation du champ électrique dépend de l'indice du milieu (voir Eq. 1.5). Dans le cadre d'une interaction faiblement relativiste où on linéarise la réponse

du plasma, l'indice de réfraction dans le cas très sous-dense ($\omega_p \ll \omega_0$) et en présence d'un champ laser polarisé linéairement s'écrit

$$\eta = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2} \left(1 + \frac{\delta n}{n} - \frac{\langle a^2 \rangle_t}{2} \right) \quad (3.13)$$

où on distingue deux types de corrections, dépendant de la position $\xi = z - ct$:

- $\delta n/n$ est la perturbation de densité électronique liée à l'onde plasma. Dans le cas d'impulsions longues, ce terme donne naissance à l'instabilité d'automodulation présentée en Sec. 1.4.2.
- $\langle a^2 \rangle_t/2$ est la correction relativiste à l'indice de réfraction du plasma. Ce terme est responsable de phénomènes tels que l'automodulation de phase relativiste et l'auto-focalisation relativiste (Sec. 1.3.2). L'opérateur $\langle \cdot \rangle_t$ désigne la moyenne temporelle sur un cycle laser.

Le décalage de fréquence introduit par cet indice optique s'écrit :

$$\delta\omega = \omega_0 \int \frac{\partial\eta}{\partial\xi} dz \quad (3.14)$$

Le décalage de fréquence engendré par ces deux perturbations est montré séparément sur les courbes Fig. 3.22b-c. Au total, la partie intense du laser se trouve principalement dans une région de décalage vers le rouge (Fig. 3.22d). Cette variation locale de l'indice du plasma engendre aussi une variation locale de la vitesse de groupe du laser

$$v_g = \frac{\partial\omega}{\partial k} = c \left(1 - \frac{1}{2} \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2} \left(1 + \frac{\delta n}{n} - \frac{\langle a^2 \rangle}{2} \right) \right) \quad (3.15)$$

Ceci est illustré sur la courbe Fig. 3.22e. On remarque que l'avant de l'impulsion se propage plus lentement et l'arrière plus vite que la vitesse obtenue sans correction. Ceci conduit donc au rétrécissement temporel de l'impulsion laser au cours de la propagation dans le plasma.

Cette explication unidimensionnelle correspond à des hypothèses simples mais permet de comprendre l'origine des résultats observés.

3.3.2 Élargissement du spectre de l'impulsion laser

Le laser transmis est atténué fortement par un coin de verre utilisé en réflexion et une pellicule de $5 \mu\text{m}$ d'épaisseur. La lumière laser est collectée par un miroir sphérique et l'impulsion sort par un hublot de $300 \mu\text{m}$ de mylar. L'intensité est suffisamment faible pour pouvoir négliger les effets non-linéaires dans cette fenêtre. La figure 3.23 montre deux voies de diagnostics utilisés simultanément : l'autocorrélateur monotir et le spectromètre. Le faisceau est à nouveau atténué par des pellicules et un coin de verre pour adapter l'intensité à la sensibilité des caméras. Nous utilisons une CCD 8 bits sur l'autocorrélateur monotir et une caméra Andor 16 bits sur le spectromètre. Le laser est focalisé sur la fente d'entrée du spectromètre imageur contenant un réseau de 300 traits/mm.

La figure 3.24 montre le spectre laser transmis pour différentes densités électroniques, en tenant comptes des réponses spectrales du réseau et de la caméra. Sans gaz, on obtient

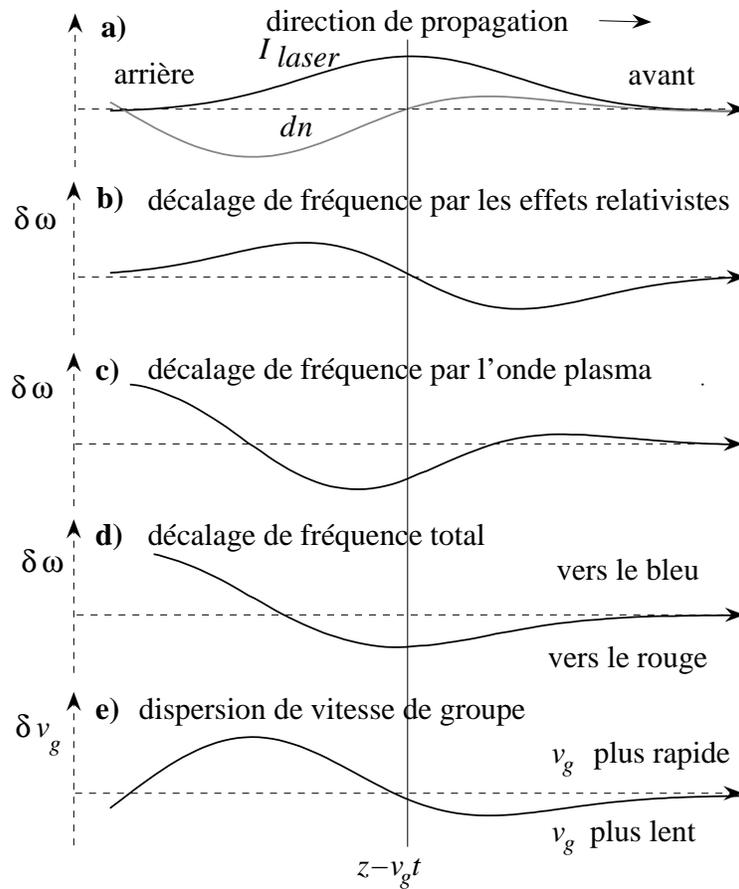


FIG. 3.22: Illustration du principe de rétrécissement temporel de l'impulsion : a) Intensité laser et perturbation de densité électronique, b) décalage de fréquence dû au facteur relativiste, c) décalage de fréquence dû à l'onde plasma, d) somme des décalages, e) dispersion de vitesse de groupe.

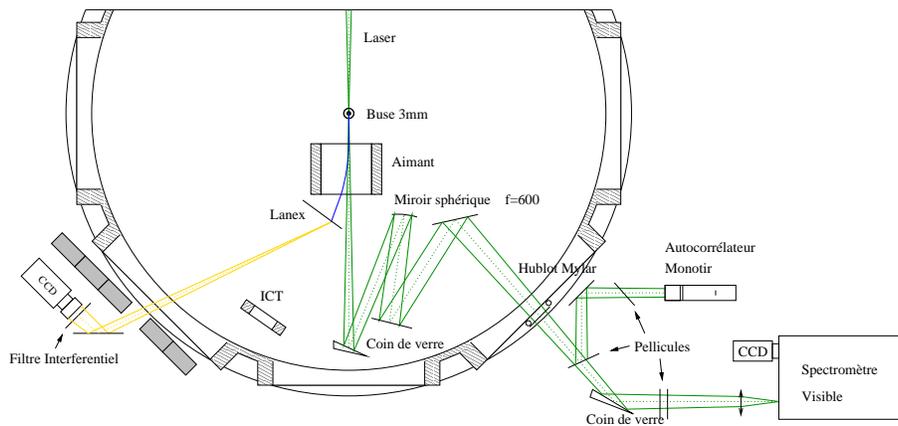


FIG. 3.23: Dispositif expérimental pour la mesure simultanée de la durée et du spectre du laser transmis.

un spectre de 35 nm de large (à mi-hauteur). En présence de gaz, on observe un élargissement et un décalage important vers le rouge, témoignant de l'effet des ondes plasmas et des effets relativistes. La largeur du spectre atteint 100-150 nm à mi-hauteur, ce qui correspond à une limite de 7-8 fs par transformée de Fourier. Bien entendu, l'élargissement du spectre est une conséquence d'un rétrécissement temporel mais la réciproque n'est pas vraie. Nous avons donc aussi utilisé un autocorrélateur monotir.

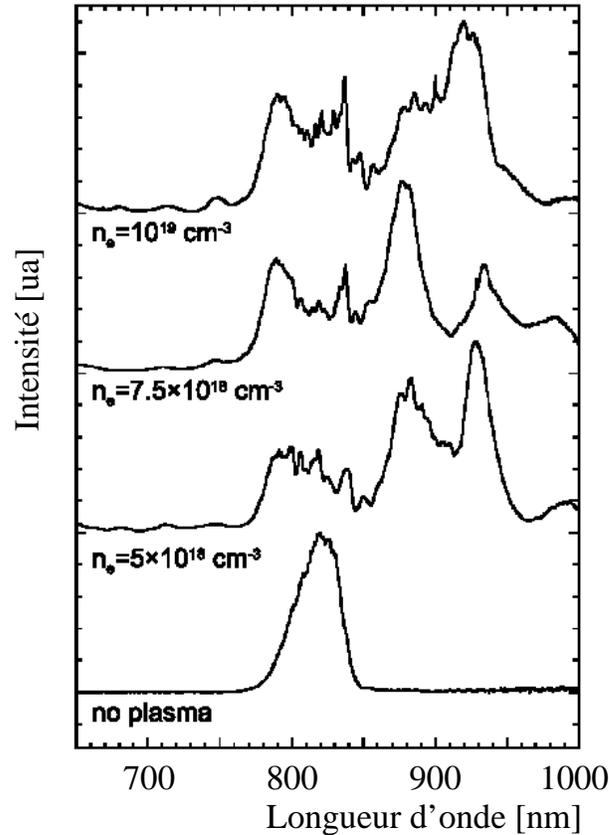


FIG. 3.24: Spectre laser transmis pour différentes densités électroniques.

3.3.3 Rétrécissement temporel de l'impulsion

La description de l'autocorrélateur utilisé est donnée dans (Rebibo, 2000). Il est composé d'un cristal de BBO d'épaisseur $50 \mu\text{m}$, de type I. Le faisceau laser était séparé en deux parties lors de la réflexion sur un prisme et chaque partie était envoyée dans le cristal avec un angle d'incidence de 5° . La durée minimum d'impulsion mesurable est de 10 fs et comprend la résolution liée à la géométrie de 2 fs et l'accord de phase dans le cristal de BBO qui réduit la bande passante de la mesure à des impulsions d'au moins 10 fs.

La figure 3.25 montre les signaux obtenus sur l'autocorrélateur avec et sans gaz. On observe un rétrécissement important du signal d'autocorrélation de l'impulsion avec gaz. Sans gaz, le signal d'autocorrélation donne une largeur à mi-hauteur de 53 ± 2 fs. Il est nécessaire de faire une hypothèse sur la forme de l'impulsion pour retrouver la largeur. En considérant une impulsion incidente gaussienne temporellement, on obtient une durée

initiale du laser de 38 ± 2 fs. En présence de gaz, le signal d'autocorrélation est rétréci à 14 ± 2 fs. Ici, il est plus difficile d'estimer la forme de l'impulsion. En prenant des cas extrêmes simples, on peut considérer une impulsion carrée (cas le moins favorable), ce qui donnerait une largeur à mi-hauteur de 14 fs, ou une impulsion gaussienne (cas idéal), ce qui donnerait une largeur à mi-hauteur de 9.9 ± 1.4 fs, ce qui est proche de la résolution du détecteur. Il existe des formes temporelles plus complexes qui peuvent mener à un signal d'autocorrélation étroit bien que l'impulsion ait une enveloppe large (Trebino, 2002). Bien que des impulsions lasers aussi déformées en plasma sous-dense soient peu probables, des mesures complémentaires avec les techniques Spider ou Frog seront nécessaires.

On remarque aussi qu'en présence de gaz, l'image est plus lisse que sans gaz. Cela semble logique, au vu du fonctionnement de cet "autocorrélateur". En réalité, cet instrument donne un signal proportionnel à la corrélation de deux parties différentes d'une même impulsion laser. Il me semble plus adapté de parler de corrélateur monotr. En particulier, il ne faut pas s'attendre à avoir forcément un signal symétrique. La corrélation spatiale du laser issu des étages d'amplification, bien que filtrée dans les filtres spatiaux, donne un signal qui présente des inhomogénéités en l'absence de gaz. L'image de gauche montre donc la corrélation de deux parties du laser spatialement différentes, contenant tous les défauts d'intensité et de phase du faisceau. A l'inverse, lors de la propagation dans le plasma, les effets non-linéaires mélangent toute l'information spatiale et corrélent ainsi les différentes parties du faisceau. En sortie, la diffraction du laser contribue elle aussi à mélanger l'information en champ proche où s'effectue la mesure. Par conséquent, la corrélation de deux parties différentes du faisceau est nettement plus symétrique longitudinalement et homogène verticalement en présence de gaz. On assiste à un phénomène de lissage par le plasma. Néanmoins, cet effet n'était pas systématique sur tous les tirs.

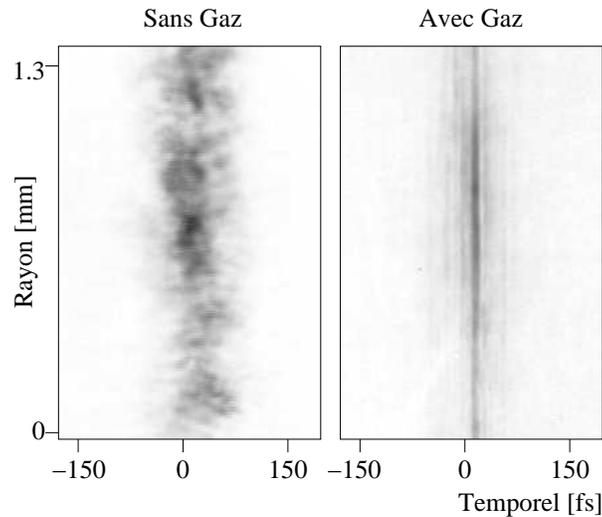


FIG. 3.25: Signaux obtenus sur l'autocorrélateur monocoup avec et sans gaz. La densité électronique avec gaz est de $7.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

Enfin, on observe aussi la présence de pics secondaires dans le signal d'autocorrélation avec gaz. Ceci peut être reproduit mathématiquement si on introduit, par exemple, trois pics secondaires dans le profil temporel d'intensité du laser. Ceci peut se produire si l'impulsion laser ne rentre pas totalement dans la première arche de l'onde plasma.

En particulier, lorsque nous augmentons la densité électronique (i.e. on diminue la longueur d'onde plasma), on observe un signal d'autocorrélation modulé plutôt que rétréci (Faure et al., 2006) (voir Fig. 3.26). Ceci rejoint la distinction entre les régimes de sillage automodulé (Sec. 1.4.2) et sillage forcé (Sec. 1.4.2).

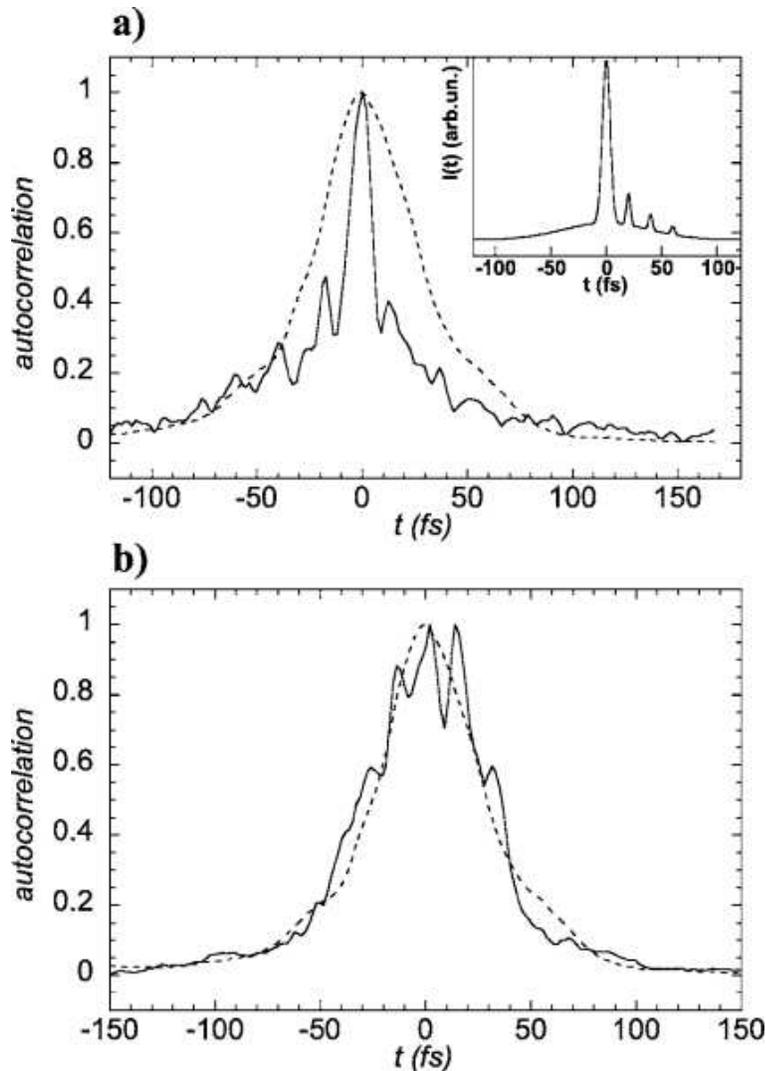


FIG. 3.26: Signal d'autocorrélation pour deux densités différentes : a) $7.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et b) 10^{19} cm^{-3} . La courbe en pointillé représente le profil d'autocorrélation sans gaz. L'encart du graphique a) représente une forme possible d'impulsion laser donnant cette trace d'autocorrélation.

Pour conclure, l'impulsion laser a vraisemblablement été rétrécie de 38 fs à une durée de 10-14 fs lorsque l'impulsion laser est proche de la résonance avec l'onde plasma. Des mesures complémentaires sont nécessaires pour confirmer ce rétrécissement temporel. L'efficacité de compression est estimée à $20 \pm 5 \%$ de l'énergie initiale. De telles propriétés sont intéressantes car la largeur spectrale d'amplification des cristaux dans les chaînes lasers puissantes limitent la durée de l'impulsion à des valeurs de l'ordre de 30 fs. Les techniques permettant d'atteindre des durées plus courtes que 10 fs sont utilisées

à basse énergie (auto-modulation dans des tubes capillaires, amplification paramétrique optique). Leur utilisation à haute énergie reste encore à démontrer.

3.3.4 Intensité laser transmise

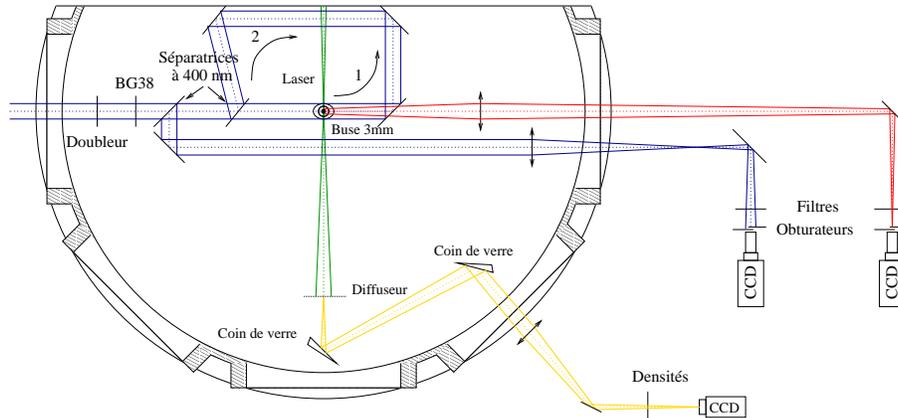


FIG. 3.27: Dispositif expérimental comprenant : l'imagerie du papier diffuseur, l'interférométrie et le diagnostic de diffusion Thomson.

Un diagnostic simple permettant de visualiser la répartition d'intensité laser transmise après l'interaction a été installé (voir Fig. 3.27). L'écran de visualisation est une feuille de papier optique placée perpendiculairement à l'axe laser à une distance de 36 cm du lieu de l'interaction. Ce diffuseur très fin est imagé sur une caméra CCD. Deux lames de verre en réflexion et des densités neutres sont utilisées pour atténuer l'intensité du laser. La figure 3.28 montre le profil d'intensité mesuré avec et sans gaz. Sans gaz, on mesure une distribution relativement uniforme dans un cercle correspondant à la divergence du faisceau laser. En présence de gaz, une partie de l'énergie du laser est diffusée lors de l'interaction. On observe alors une composante diffusée beaucoup plus large superposée à la partie du laser qui reste contenue dans le cône de divergence initiale.

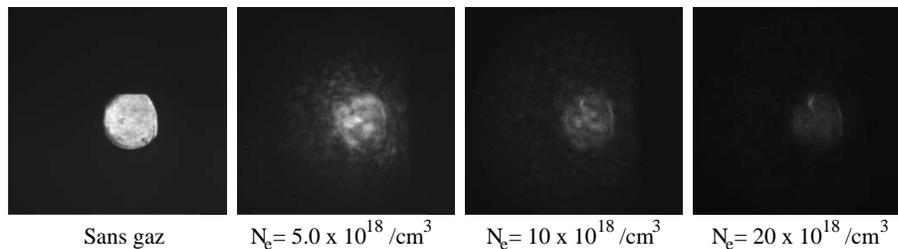


FIG. 3.28: Distribution spatiale d'intensité sur le diffuseur pour différentes densités électroniques. A gauche, le profil spatial du laser sans gaz. Les images ont toutes les mêmes niveaux de gris.

En intégrant le signal contenu dans l'angle solide limité par la divergence naturelle du laser, on peut estimer la fraction de signal contenue dans ce cercle en fonction de la densité

électronique. Le graphique 3.29 synthétise cette dépendance. Plus la densité électronique augmente, plus l'énergie laser est diffusée par le plasma et le signal transmis diminue.

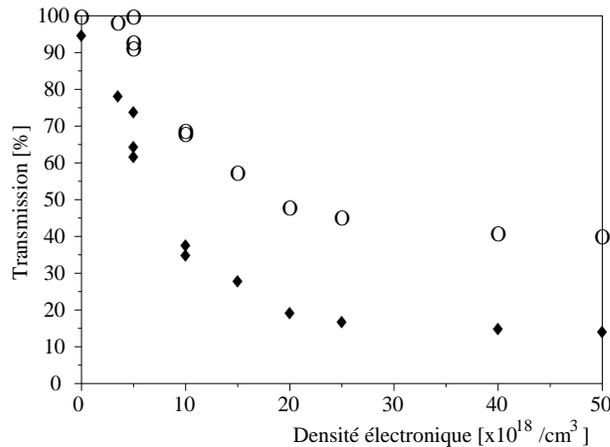


FIG. 3.29: Fraction d'intensité laser intégrée sur tout le diffuseur (cercles) et dans l'angle de collection du rayonnement égal à la divergence du laser sans gaz (losanges pleins).

Si le diffuseur est optiquement fin, alors il agit comme un filtre atténuateur sur le rayonnement électromagnétique incident. On considère ici que le signal mesuré est proportionnel à l'intensité laser. Dans ce cas, la courbe 3.29 donne la fraction d'énergie laser contenue dans le cône laser après l'interaction. On remarque alors que pour une densité électronique de $6.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, on a une transmission d'environ $40\% \pm 10\%$ dans le cône de divergence du laser sans gaz. Cette valeur concorde avec l'estimation faite pour la même ouverture sur l'autocorrélateur montir. En utilisant tout l'angle de collection, on estime que $20\% \pm 10\%$ de l'énergie laser est diffusée en dehors de ce cône de collection. Finalement, il reste $40\% \pm 10\%$ d'énergie laser qui est absorbée dans les ondes plasmas dont une partie sert à l'accélération des électrons.

3.3.5 Diffusion Thomson

La radiation dipolaire électromagnétique émise lors du mouvement d'un électron isolé dans le champ électromagnétique du laser est appelée diffusion Thomson. Le lobe d'émission de cette radiation électromagnétique à la fréquence du laser est dirigée suivant l'axe vertical (perpendiculaire à la table optique). Un miroir est donc placé au dessus de la buse et une lentille collecte le rayonnement pour imager le plasma sur la CCD (voir Fig. 3.27). La figure 3.30 montre un exemple d'imagerie. On distingue un signal intense à l'endroit où le laser est focalisé, suivi d'une traînée moins intense sur une plus longue distance. Parfois, nous observons plusieurs pics successifs d'intensité laser, sans doute lié à des refocalisation successives de l'impulsion. Ce diagnostic permet de visualiser la propagation du laser.

La signification physique du signal observé n'est pas évidente. Le signal mesuré S dépend de l'intensité laser $I(y)$ et de la densité électronique $n_e(y)$ (voir Eq. 3.16) (Thomson, 1928). Dans le cas d'une impulsion laser de très faible intensité pour que la perturbation

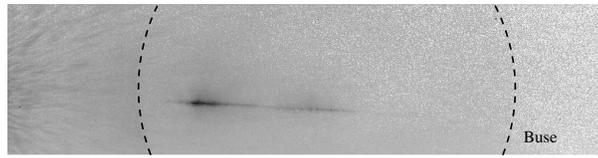


FIG. 3.30: Exemple d'imagerie de diffusion Thomson. La laser est focalisé dans le front montant de profil de densité du jet de gaz et se propage de la gauche vers la droite. Les pointillées représentent l'orifice de la buse de diamètre 3 mm en arrière plan.

de densité du plasma soit négligeable dans l'émission du rayonnement, le signal dépend alors uniquement de l'intégrale de l'intensité laser suivant une ligne de vue.

$$S \propto \int I(y)n_e(y)dy \quad (3.16)$$

Mais dans nos conditions expérimentales très non-linéaires, la densité électronique est fortement perturbée par le passage de l'impulsion laser et le signal mesuré ne donne pas d'information directe sur l'intensité laser (Chiron et al., 1996). Par exemple, si la force pondéromotrice du laser expulse tous les électrons radialement, la cavité dans laquelle se trouve l'impulsion ne contribue plus au rayonnement Thomson car il n'y a pas d'électrons. Il n'est donc pas correct de vouloir estimer l'intensité laser maximale, ni la longueur d'interaction par ce diagnostic. Dans nos expériences, la puissance du laser est supérieure à la puissance critique d'autofocalisation P_c et le potentiel vecteur du laser a_0 dépasse l'unité. Nous sommes donc dans une configuration très non-linéaire et ce diagnostic est principalement utilisé pour aligner le faisceau laser au centre de la buse. Le contrôle de la longueur d'interaction peut être effectué de manière plus fiable directement en modifiant le profil de densité électronique longitudinal avec une seconde impulsion laser (Hsieh et al., 2006). Ceci conduit à une estimation plus juste du champ accélérateur local de l'onde.

Néanmoins, on peut voir certaines tendances apparaître lorsque l'on varie la densité électronique. La figure 3.31 montre le profil intégré du signal de diffusion Thomson pour différentes densités électroniques. Comme l'amplitude de ces courbes normalisées est similaire, cela signifie que l'intensité de la diffusion Thomson est globalement proportionnelle à la densité électronique, comme dans le cas linéaire. On remarque aussi que lorsque la densité augmente, la zone d'émission du plasma se déplace vers la gauche. Sur les distances concernées (~ 0.5 mm) les propriétés du laser varient peu car la longueur de Rayleigh est nettement plus longue pour la parabole de 1 m (voir Tableau 2.1). La puissance critique d'autofocalisation P_c dépend de la densité électronique, paramètre qui varie rapidement dans le gradient de densité du jet de gaz. Ce critère d'autofocalisation correspond à une valeur de densité électronique donnée. Par conséquent, l'augmentation de la densité électronique au centre du jet de gaz conduit à un déplacement vers la périphérie du lieu où cette densité électronique est atteinte et où l'autofocalisation commence.

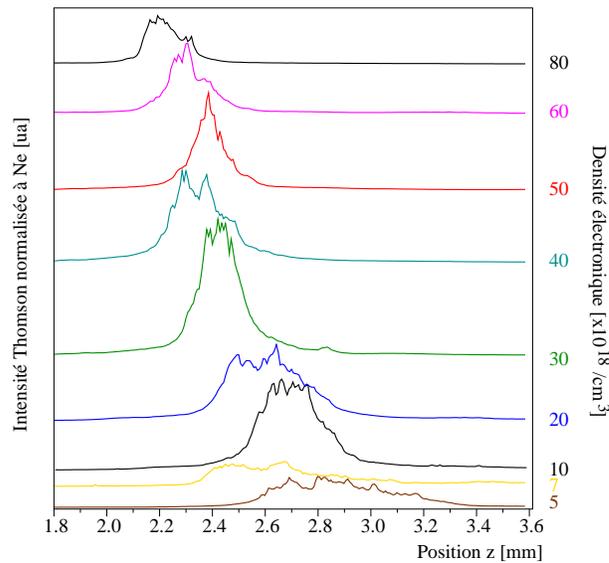


FIG. 3.31: Intensité du signal de diffusion Thomson divisé par la densité électronique pour différentes densités électroniques. Le signal Thomson est intégré le long de l'axe transverse. Les courbes ont été décalées de manière à éviter leur superposition. Le laser se déplace de la gauche vers la droite.

3.3.6 Interférométrie

Très souvent, ce diagnostic est basé sur le schéma de l'interféromètre de Michelson. Mais en impulsion courte, le réglage de la longueur des bras à moins de 10 microns près peut-être contraignant. Par conséquent, j'ai recherché un système pour lequel : les interférences soient systématiques, l'interfrange puisse être ajusté et l'amplitude des interférences soit maximale. L'interféromètre de Sagnac répond à ces contraintes. L'impulsion sonde est divisée en deux bras (numérotés 1 et 2 sur la Fig. 3.27) par une lame séparatrice et les deux impulsions parcourent exactement le même chemin optique en sens inverse. Les interférences sont assurées et leur amplitude sera de 100 %. Le délai entre les deux impulsions au niveau de la buse dépend de la taille de l'anneau (2 ns dans nos conditions expérimentales). L'expérience est dimensionnée pour que l'interaction ait lieu dans le plasma entre les deux instants de lecture par le faisceau sonde. L'impulsion 1 sert de référence et traverse le gaz avant que le laser principal soit passé. L'impulsion 2 effectue la lecture après l'interaction et contient toute l'information sur l'indice optique du plasma. Ce diagnostic est utilisé à 400 nm suite à un doublage en fréquence du faisceau sonde par un cristal de BBO. Ce dispositif a l'inconvénient de renvoyer les impulsions de l'interféromètre vers le laser. Nous utilisons donc un filtre BG 38 qui atténue le laser à 800 nm de 5 ordres de grandeur à chaque passage et laisse passer les impulsions à 400 nm. Les impulsions à 400 nm qui retournent vers le laser sont éliminées par les réseaux du compresseur. Ceci assure une bonne protection de l'installation.

La figure 3.32 montre le système de frange obtenu et un exemple d'interférogramme 17 ps après le début de l'interaction pour une autre buse de 3 mm. La cartographie du déphasage s'obtient par analyse de Fourier. Un filtre est appliqué pour sélectionner les fréquences autour de la fréquence spatiale fondamentale k_i de l'interférogramme. Ce spectre

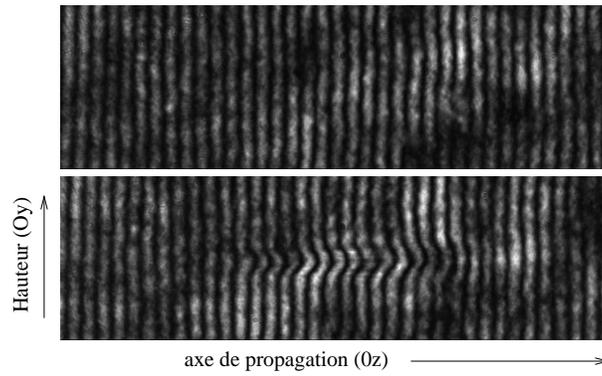


FIG. 3.32: Diagnostic d'interférométrie : (en haut) système de frange sans interaction, (en bas) interférogramme obtenu 17 ps après le début de l'interaction. Le laser se propage de la gauche vers la droite.

est ensuite décalé de $-k_i$ et une transformée de Fourier inverse est appliquée sur le signal. Il ne reste que la composante base fréquence de la variation de phase. Cette variation de phase ϕ dépend de l'intégrale de l'indice optique $\eta(x)$ le long d'une ligne de vue.

$$\phi = \int (\eta(x) - 1) k_i dx \quad (3.17)$$

où k_i est le nombre d'onde des impulsions de l'interféromètre. Dans les plasmas très sous-denses, l'indice optique s'exprime en fonction de la densité électronique.

$$\eta(x) = 1 - \frac{n_e(x)}{2n_c} \quad (3.18)$$

Si on fait l'hypothèse d'un profil de densité électronique à symétrie cylindrique autour de l'axe de propagation du laser, alors on peut appliquer l'inversion d'Abel pour retrouver le profil de densité électronique $n_e(r)$. Cette dernière partie de l'analyse est très sensible au bruit et aux paramètres. La figure 3.33 montre la carte de densité électronique obtenue après déconvolution du signal. Cette carte montre la densité d'électrons libres du plasma, ceux qui ont été arrachés de leur atome d'Hélium au passage de l'impulsion laser. Le laser se propage à 1 mm au dessus de la sortie de la buse, de la gauche vers la droite. Du bruit apparaît aux bords de l'image à cause de la méthode d'analyse. On remarque que les gradients sont raides longitudinalement, et que le laser se défocalise au delà du plan focal (situé à l'entrée du jet de gaz). Le profil à la position 3200 μm est représenté à droite. On constate que la densité électronique atteint $16 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, ce qui reste cohérent avec des mesures séparées de densité atomique donnant une densité électronique maximale entre 17 et $20 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ à cette pression (méthode décrite dans (Semushin et Malka, 2001)). Les fluctuations au sommet de la courbe ne sont pas significatives et dépendent fortement de l'analyse. Ce profil, réalisé à l'entrée du jet de gaz, correspond à l'endroit où le laser est focalisé. A cette position, on remarque que la zone ionisée fait environ 150 microns de largeur à mi hauteur.

Dans ce chapitre, sur des tirs particuliers, nous avons identifié des oscillations de la position moyenne du faisceau d'électrons suite à une injection probablement désaxée. Le

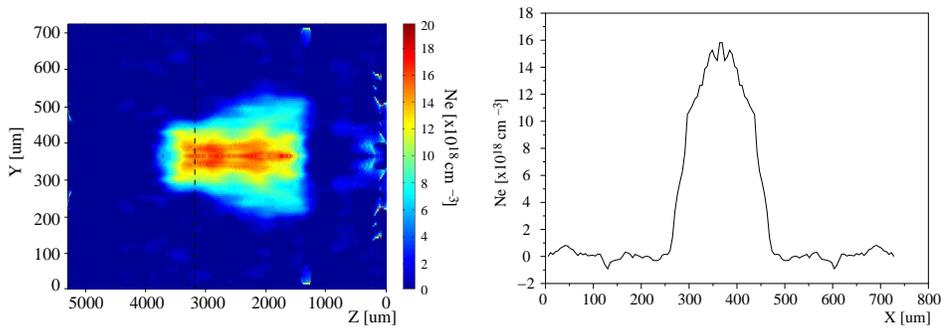


FIG. 3.33: (Couleur) Carte de densité électronique dans le plan contenant l'axe laser (Oz) et l'axe vertical, 17 ps après le début de l'interaction (à gauche). Le laser se propage de la gauche vers la droite. Profil de densité électronique correspondant à la position 3200 μm sur l'image de gauche (à droite).

faisceau d'électrons est par ailleurs modulé par le laser à une fréquence qui apparaît par rayonnement de transition. Cette même mesure permet aussi d'affirmer qu'un deuxième faisceau d'électrons peut éventuellement être accéléré à la suite du premier. La mesure dans une autre gamme spectrale indique que le faisceau possède des structures temporelles inférieures à 30-50 fs, ce qui limite la durée du paquet d'électrons. Enfin, le laser est lui-même fortement modifié et rétrécit temporellement au cours de cette interaction avec le plasma ce qui permet d'obtenir des impulsions intenses de 10-14 fs à la sortie du plasma. En mesurant l'intensité laser transmise, on estime à 40 % l'énergie initiale absorbée par le plasma dans ces conditions expérimentales. Deux autres diagnostics permettent de visualiser la propagation du laser : le diagnostic de diffusion Thomson permet de visualiser les zones de diffusion du laser sur les électrons du plasma et le diagnostic d'interférométrie donne la densité d'électrons libres du plasma, ionisés lors du passage de l'impulsion laser.