

Spectre quasi monoénergétique et optimisation

Ce chapitre présente l'ensemble des résultats expérimentaux obtenus sur la caractérisation de l'interaction. Pour plus de clarté, la présentation est organisée de la manière suivante : tout d'abord, je présente l'équipement utilisé au cours des expériences (système laser, schéma expérimental et instrumentation). Ensuite, je décris les propriétés mesurées de la source d'électrons ainsi que les conditions optimales qui ont permis d'obtenir ces résultats.

2.1 Description de l'expérience

Cette section décrit le système laser utilisé au cours des expériences ainsi que le schéma expérimental pour la caractérisation du faisceau d'électrons. Des informations plus précises sur la caractérisation du spectromètre à électrons sont détaillées en Annexes B et C.

2.1.1 Caractéristiques du laser “salle-jaune” du LOA

Le laser de la “salle jaune” (Pittman et al., 2002) du Laboratoire d'Optique Appliquée fonctionne avec un cristal de Titane Saphir (Ti :Sa) dans l'infrarouge et repose sur la technologie de l'amplification à dérive de fréquence (Strickland et Mourou, 1985). Il délivre des impulsions de 30 TW sur cible, de durée 30 fs, à une cadence de 10 Hz.

La chaîne laser comprend un oscillateur Ti :Sa auto-bloqué en phase, qui produit un train d'impulsions de 300 mW et de 18 fs à une cadence de 88 MHz. Ces impulsions sont étirées à 400 ps dans un étireur sans aberration et injectées dans un Dazzler (filtre acousto-optique). Cet appareil permet de contrôler activement le spectre et la phase spectrale de l'impulsion. Une cellule de Pockels sert ensuite à sélectionner les impulsions à une cadence de 10 Hz. Le temps d'ouverture de cet instrument permet de contrôler le niveau d'ASE (Émission Spontanée Amplifiée), ce qui définit le contraste de l'impulsion. Les impulsions de 1 nJ sélectionnées passent successivement dans trois étages d'amplification multi-passages, à la sortie desquels l'énergie passe séquentiellement à 2 mJ, 200 mJ et 2.5 J. Entre les étages d'amplification, des filtres spatiaux servent à sélectionner le mode spatial fondamental du faisceau et limiter ainsi les surintensités à des valeurs inférieures

au seuil de dommage des cristaux. Le cristal du troisième étage est par ailleurs refroidi par cryogénie de manière à atténuer les effets thermiques. Après passage sous vide secondaire, les impulsions sont recomprimées sur une paire de réseaux (double passage) et envoyées vers l'enceinte d'interaction. L'efficacité du compresseur est de 55%, ce qui permet d'obtenir des impulsions de 30 fs (largeur à mi-hauteur) contenant une énergie d'environ 1.3 J sur cible. Le contraste de l'impulsion à des échelles de temps de l'ordre de la nanoseconde est supérieur à 10^6 .

Dans les expériences décrites ici, l'impulsion focalisée atteint en général une intensité crête $I = 3 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ ce qui correspond à un niveau d'émission spontanée amplifiée inférieur à l'intensité seuil d'ionisation par suppression de barrière (de l'ordre de 10^{14} W/cm^2). Ainsi, le laser se propage dans un milieu initialement homogène, ce qui compte beaucoup dans la propagation du laser.

2.1.2 Dispositif expérimental

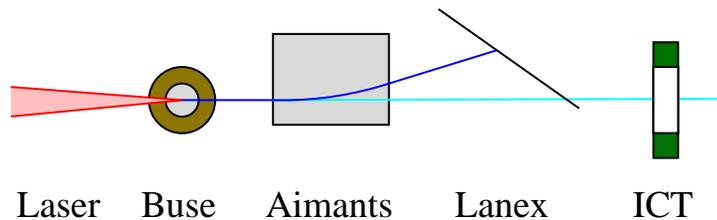
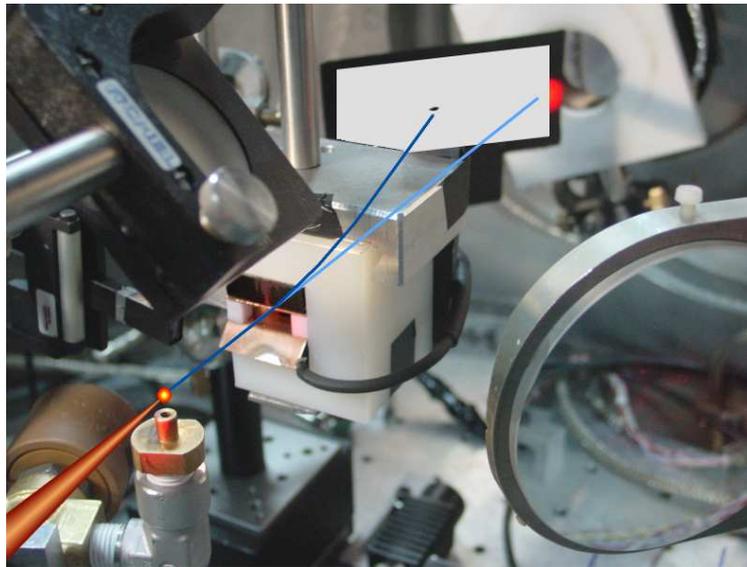


FIG. 2.1: (Couleur) Dispositif expérimental. Le laser est focalisé sur l'avant du jet de gaz. Les électrons accélérés lors de l'interaction sont déviés par le champ magnétique d'un aimant permanent et traversent ensuite un scintillateur. La lumière émise par la face arrière de ce scintillateur est collectée sur une caméra CCD. L'intégrateur de charge (ICT) sert à mesurer le nombre d'électrons qui le traversent.

Le montage expérimental est présenté sur la figure 2.1. Le laser est focalisé par un

miroir parabolique d'une focale de 1 m sur le front avant raide d'un jet de gaz supersonique d'hélium, de diamètre 3 mm. Ce gaz léger est totalement ionisé par le piédestal de l'impulsion. Le profil de densité atomique du jet de gaz, mesuré par interférométrie, correspond à une densité uniforme au centre et des gradients raides (Semushin et Malka, 2001). Ces conditions d'interaction servent de référence dans la suite du document.

La densité électronique est contrôlée par la pression en amont de la vanne, ce qui nous permet d'explorer des gammes de densités $n_e \in [10^{17}; 10^{19}] \text{ cm}^{-3}$, soit des longueurs d'onde plasma $2\pi c/\omega_{pe}$ comprises entre 11 et 110 μm . Ces valeurs sont à comparer aux dimensions du laser focalisé : le waist du laser au point d'interaction atteint la limite de diffraction $w_0 = 18 \mu\text{m}$ et sa durée correspond à une longueur $c\tau$ de 9 μm . La physique concernée correspond donc aux régimes de sillage laser forcé et au régime de la bulle (Sec. 1.4.2).

Derrière le lieu de l'interaction, nous plaçons un spectromètre à électrons. Durant des premières expériences de ma thèse, nous avons utilisé un spectromètre imageur composé d'un électroaimant et de 4 diodes en silicium (Fig. 2.2). Cet instrument était très lourd et encombrant, donc délicat à manoeuvrer pour l'aligner suivant l'axe laser. En utilisant un collimateur, nous sélectionnions la partie centrale du faisceau d'électrons, le long de l'axe laser. Cette combinaison d'un spectromètre imageur et de diodes assuraient une haute résolution et une bonne sensibilité aux électrons. L'énergie correspondant à chaque diodes pouvait être modifiée en variant l'intensité du courant dans l'électroaimant. Cependant, la mesure ne fournissait que 4 points par tirs, ce qui nécessitait l'accumulation de nombreux tirs avec un champ magnétique différent pour reproduire un spectre complet. Ces mesures étaient adaptées pour des faisceaux d'électrons aux propriétés reproductibles.

Récemment, nous avons observé une amélioration significative des propriétés du faisceau d'électrons. En diminuant la pression, il était possible d'obtenir un faisceau d'électrons avec une faible divergence (10 mrad). A ces pressions, le signal sur les diodes fluctuait de plusieurs ordres de grandeur aux hautes énergies. Nous pensions que nous manquions des structures intéressantes avec seulement 4 diodes. Un nouveau spectromètre moniteur a été développé et installé sur les expériences. C'est un dispositif léger et compact (voir Fig 2.1) qui fournit toute l'information spectrale pour chaque tir.

Ce spectromètre est composé d'un aimant permanent de champ $B_m = 0.45 \text{ T}$ au centre, qui dévie la trajectoire des électrons en fonction de leur énergie, et d'un scintillateur dont la transition de relaxation excitée par le passage des électrons est imagée sur une caméra CCD de grande dynamique (16 bits). Nous utilisons aussi un filtre interférentiel juste devant l'objectif de la caméra pour sélectionner la longueur d'onde centrale du spectre d'émission de l'écran phosphore. L'amplitude du spectre est déterminée soit à partir de la charge collectée par un intégrateur de charge (ICT), placé derrière le scintillateur, soit à partir d'une calibration absolue présentée en Annexe C (Glinec et al., 2006a). Dans les conditions optimales de travail, la divergence du faisceau d'électrons est très faible (voir section suivante) et aucun collimateur n'est donc utilisé sur ce spectromètre.

Nous utilisons en général aussi un diagnostic d'ombroscopie (vue latérale) et de diffusion Thomson (vue de dessus) pour observer l'interaction et placer précisément l'axe laser à 1 mm au dessus du centre de la buse.

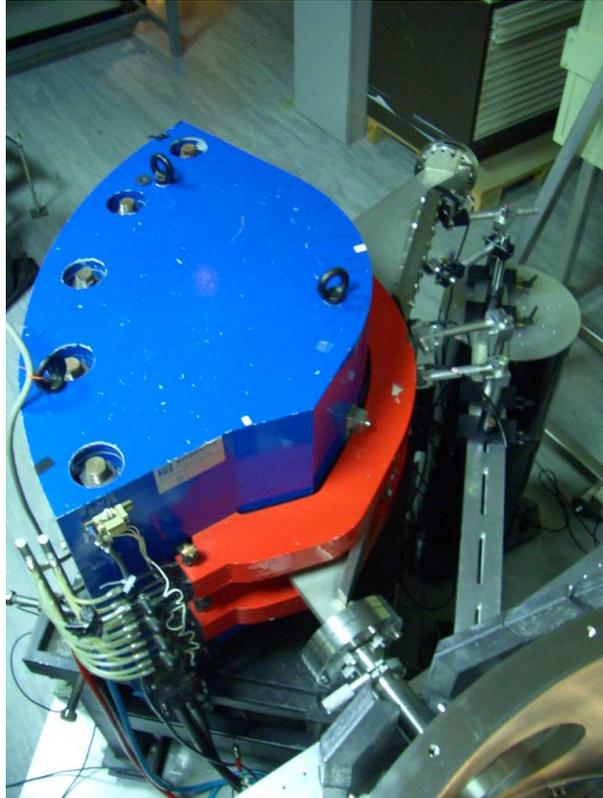


FIG. 2.2: (Couleur) Spectromètre imageur composé d'un champ magnétique ajustable et de 4 diodes en silicium.

2.2 Obtention de spectres quasi monoénergétiques

2.2.1 Amélioration de la qualité spatiale du faisceau d'électrons

Dans un premier temps, nous avons effectué la mesure du profil spatial du faisceau d'électrons en fonction des paramètres laser. Pour cela, les aimants étaient retirés et le scintillateur était perpendiculaire au faisceau. La figure 2.3 montre l'évolution du profil spatial avec la densité électronique du gaz. Le diamètre du cercle correspond à une divergence de 14° . A densité élevée, le faisceau d'électrons est pratiquement homogène. Lorsque l'on diminue la densité électronique, des structures apparaissent dans le profil spatial du faisceau. Le signal varie tir à tir. Dans ces conditions, la longueur d'onde plasma ($\lambda_p = 11 \mu\text{m}$ pour 10^{19}cm^{-3}) est du même ordre de grandeur que la longueur de l'impulsion laser : celle-ci vaut $c\tau_0 = 10 \mu\text{m}$ à mi-hauteur, mais atteint $15 \mu\text{m}$ en $1/e^2$ de l'intensité de l'enveloppe laser. L'accélération d'électrons a donc plutôt lieu dans les régimes de sillage auto-modulé ou forcé (Sec. 1.4.2), pour lesquels l'accélération lors du déferlement de la structure accélératrice génère des structures assez aléatoires. De plus l'interaction simultanée avec le champ électrique du laser lors de l'accélération ne peut que détériorer les propriétés du faisceau d'électrons en sortie.

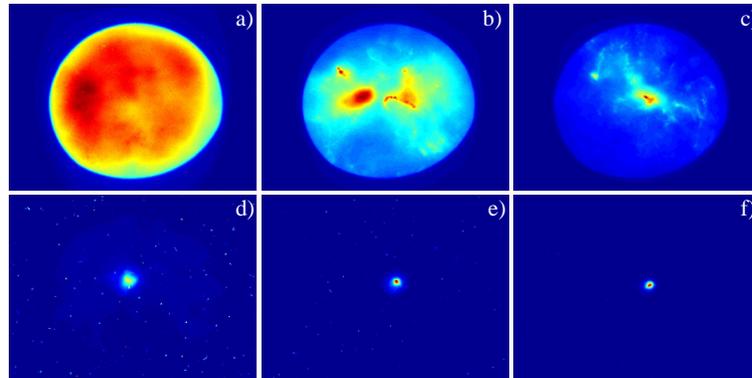


FIG. 2.3: (Couleur) Profil transverse du faisceau d'électrons en fonction de la densité électronique : a) $n_e = 50 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$; b) $30 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$; c) $20 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$; d) $10 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$; e) $7.5 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$; f) $6.0 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$.

Lorsque la densité électronique atteint $n_e = 10^{19} \text{cm}^{-3}$, il n'y a généralement plus qu'une seule structure fine, signe d'une transition. Ceci est dû à une interaction réduite des électrons avec l'impulsion laser et au maintien probable de la structure accélératrice au cours de l'accélération. La divergence de ce véritable faisceau d'électrons est estimée à 6 mrad (largeur à mi-hauteur) pour la dernière image. Pour des densités inférieures à $6.0 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$, le faisceau d'électrons observé est toujours très collimaté mais l'intensité du signal chute rapidement.

La qualité de l'interaction semble être excellente à basse densité en termes de divergence et de stabilité. Nous avons voulu avoir plus d'information à cette pression et nous avons installé le spectromètre monotir.

2.2.2 Spectres expérimentaux

L'utilisation de ce spectromètre compact monotir permet de visualiser les différences fondamentales sur les deux spectres présentés sur la Fig. 2.4. L'axe laser est représenté en trait pointillé. Les électrons sont déviés vers la droite de cet axe par le champ magnétique et leur position d'impact dépend de leur énergie. Plus l'énergie des électrons est élevée, plus ils seront proches de l'axe laser. Quelques repères en énergie (20, 50, 100 et 200 MeV) sont représentés sur l'axe horizontal. L'axe vertical correspond à la divergence naturelle du faisceau d'électrons. Aucun collimateur n'est utilisé ici et la résolution en énergie est limitée principalement par la divergence du faisceau d'électrons. En particulier, le signal sur l'image Fig. 2.4a est trop divergent pour fournir la moindre information réelle sur l'énergie des électrons. Cependant, le signal semble s'étendre sur une large gamme d'énergie à l'inverse du signal présenté sur l'image Fig. 2.4b. On voit ici, un signal très intense localisé à haute énergie et faiblement divergent. C'est la première observation de spectres d'électrons quasi monoénergétiques par interaction laser-plasma.

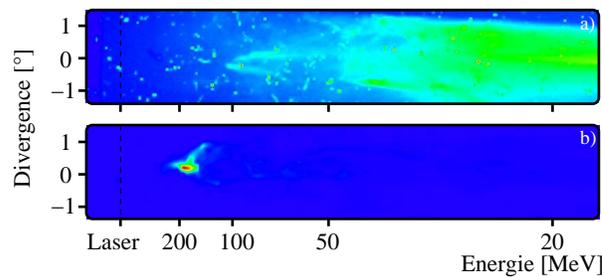


FIG. 2.4: (Couleur) Exemple de spectres obtenus sur le nouveau spectromètre à électrons pour une densité électronique : a) $1.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, b) $6.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Les images sont normalisées indépendamment.

Ce spectre obtenu à la densité $6.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ est représenté sur une échelle linéaire après prise en compte de la dispersion en fonction de l'énergie et du pouvoir d'arrêt dans le scintillateur sur la Fig. 2.5. On observe effectivement un pic d'électrons à $170 \pm 20 \text{ MeV}$ contenant une charge importante (estimée à $0.5 \pm 0.2 \text{ nC}$ dans le pic). La largeur du pic est comparable à la limite de résolution du spectromètre à cette énergie (représentée par la barre horizontale). La deuxième courbe provient d'une simulation PIC qui sera présentée dans la suite.

Des tests ont été faits pour s'assurer que le signal provenait bien d'électrons : lorsque les aimants sont retirés, le signal revient sur l'axe laser ce qui signifie que l'on observe bien des particules chargées. Lorsque l'on place une feuille de plomb de 2 mm devant le Lanex, on obtient un signal diffus, correspondant à des électrons d'énergie supérieurs à 3 MeV diffusés par le matériau.

Des faisceaux d'électrons quasi monoénergétiques ont aussi été mesurés en Grande-Bretagne (RAL) et aux États-Unis (LBNL), et ces résultats majeurs ont été publiés dans le même numéro de la revue *Nature* (Mangles et al., 2004; Geddes et al., 2004; Faure et al., 2004). Depuis, de nombreux laboratoires travaillant sur l'accélération d'électrons par laser ont obtenu des spectres d'électrons avec des structures quasi monoénergétiques.

Ces propriétés sont fondamentales pour pouvoir parler d'applications de faisceaux

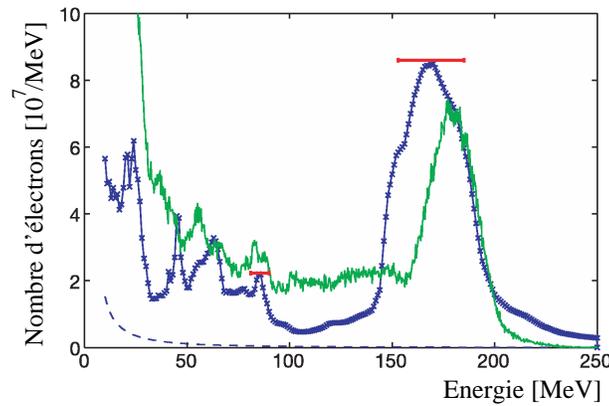


FIG. 2.5: (Couleur) Superposition du spectre expérimental (croix bleues), obtenu à partir de la Fig. 2.4b, et de la simulation PIC correspondante (ligne verte) après 2 mm de propagation. La courbe en pointillés est la limite de détection. Les barres horizontales indiquent la résolution du spectromètre.

d'électrons produits par laser. En effet, il est très difficile de transporter et de refocaliser un faisceau d'électrons dont le spectre est large, à cause du chromatisme des éléments magnétiques. Il est possible de restreindre le spectre en sélectionnant une énergie à l'aide d'un monochromateur mais cela diminue aussi fortement la fluence des électrons. Ici, ce faisceau contient naturellement une charge plus élevée, dans une portion de spectre restreinte et le faisceau est bref et faiblement divergent.

Le terme “quasi monoénergétique” sera utilisé dans ce document pour différencier les propriétés des faisceaux d'électrons obtenus par interaction laser-plasma de ceux obtenus dans les accélérateurs conventionnels, pour lesquels les faisceaux d'électrons “monoénergétiques” ont des largeurs spectrales relatives $\delta E/E$ de l'ordre du pourcent ou inférieures. Ici, la largeur spectrale est limitée par la résolution du spectromètre et vaut $\delta E/E \sim 20\%$.

2.2.3 Comparaison aux simulations PIC 3D

Afin de mieux cerner la physique impliquée dans cette expérience, des simulations PIC 3D ont été réalisées au Virtual Laser Plasma Laboratory (Pukhov, 1999) pour les mêmes conditions d'interaction. Le spectre obtenu est superposé au spectre expérimental sur la Fig. 2.5. On y voit un spectre quasi monoénergétique à 175 ± 25 MeV contenant une charge similaire. La divergence du faisceau est aussi de 10 mrad en accord avec les expériences. Cependant, les deux spectres ne sont pas obtenus exactement dans les mêmes conditions : la courbe simulée a été choisie après une distance de propagation de 2 mm dans le plasma.

La figure 2.6 montre le profil d'intensité laser, la densité électronique dans le plan perpendiculaire à la polarisation laser et contenant l'axe de propagation ainsi que l'espace des phases montrant les électrons accélérés. On voit clairement une cavité ionique formée par l'impulsion laser sur le profil de densité électronique. Le scénario observé sur ces simulations peut être résumé de la façon suivante. La force pondéromotrice du laser pousse les électrons vers l'avant, ce qui crée une surdensité électronique à l'avant de l'impulsion et une cavité ionique derrière l'impulsion. Les électrons expulsés radialement s'intersectent

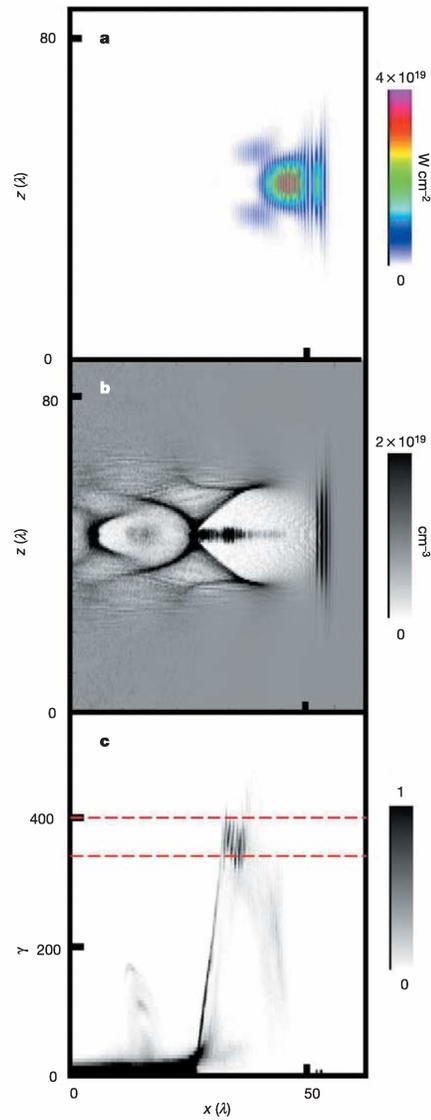


FIG. 2.6: (Couleur) Résultats de la simulation PIC 3D. (a) intensité laser et (b) densité électronique dans le plan perpendiculaire à la polarisation laser et contenant l'axe laser. Le laser se déplace de la gauche vers la droite et s'est propagé sur une distance de 2 mm dans le plasma pour cette représentation. (c) Espace des phases du faisceau d'électrons piégés dans la cavité.

à l'arrière de la cavité. Certains d'entre eux sont piégés dans la structure accélératrice, ce qui forme le cylindre d'électrons au centre. L'espace des phases en Fig. 2.6c montre l'énergie de ces électrons en fonction de leur position. Les plus énergétiques se sont rapprochés du centre de la cavité illustrant le mécanisme de déphasage par rapport à l'onde plasma. L'impulsion laser est confinée à l'avant de la cavité, ce qui réduit son interaction avec les électrons au cours de leur accélération.

On remarque aussi que l'intensité laser à cet instant dans la simulation est 10 fois plus élevée que l'intensité estimée dans le vide. Ceci est dû à l'autofocalisation durant la première partie de la propagation, durant laquelle la dimension transverse du laser devient résonante avec la longueur d'onde plasma $\lambda_p = 14 \mu\text{m}$. Dans le même temps, l'impulsion laser est rétrécie temporellement par l'onde plasma. Finalement, l'impulsion laser ressemble à une bille de lumière qui excite une onde plasma de forte amplitude, créant une cavité dans son sillage. Tandis que l'injection a lieu dans cette structure, la bulle s'allonge sous l'effet de la répulsion des électrons accélérés. L'injection s'arrête lorsque la charge contenue dans la bulle compense la charge de la cavité ionique. Bien qu'injectés à des instants différents, la rotation des électrons dans l'espace des phases rétrécit la largeur spectrale relative, ce qui conduit à cette structure quasi monoénergétique.

2.2.4 Calibration absolue du scintillateur et discussion sur la charge

La mesure de la charge par un ICT soulève des problèmes importants et une détermination indépendante de la charge était nécessaire. J'ai donc travaillé sur la calibration absolue du dispositif de détection pour remonter au nombre d'électrons simplement à partir du nombre de comptes sur la caméra. Cette technique a l'avantage de donner une estimation locale du nombre d'électrons, à l'inverse de l'ICT qui fournit une mesure correspondant à l'intégrale sur une zone mal déterminée. En principe tous les électrons sont censés traverser le coeur de ces appareils. Dans notre expérience, une partie du spectre passe dans la bobine et son influence sur la mesure est inconnue. J'ai considéré deux cas extrêmes où je prends les diamètres interne et externe (respectivement 55 mm et 100 mm) pour estimer l'amplitude du spectre. Par conséquent, la partie du spectre interceptée par l'ICT correspond aux énergies supérieures à 115 MeV et 55 MeV respectivement. Comme la partie du spectre à normaliser n'est pas la même pour une même tension de l'appareil, cette incertitude sur le diamètre effectif de cet appareil conduit à une large barre d'erreur dans la charge du spectre.

La figure 2.7 montre l'évolution du signal de l'ICT et du nombre de comptes obtenus sur la caméra CCD en fonction de la densité électronique. Les fluctuations du rapport contribuent aussi à l'incertitude sur la charge mesurée. On remarque immédiatement que les deux courbes ne se superposent pas et que l'ICT surestime les valeurs de la calibration absolue. La calibration absolue donne une charge de 63 pour le spectre analysé précédemment en détail.

De plus, à basse densité électronique, la variation du signal est de deux décades pour la calibration absolue et de seulement une décade pour l'ICT, ce qui révèle probablement une meilleure sensibilité de la calibration absolue. Cet appareil électronique est sans doute sensible aux champs électromagnétiques produits au lieu de l'interaction par le laser, et a été placé le plus loin possible du foyer (~ 50 cm). Afin de bloquer les électrons de faible énergie, des protections en plomb ont été placées autour de l'aimant car les électrons

de basse énergie peuvent être mesurés par l'ICT bien qu'ils n'apparaissent pas sur le scintillateur. Sans gas (simplement avec le laser), le signal de l'ICT chute dans le niveau de bruit. Malheureusement, malgré une attention spéciale accordée à cet ICT, il semble que l'on obtienne une estimation biaisée de la charge. Cet appareil reste probablement sensible aux larges champs électromagnétiques générés par le laser au point d'interaction. Ce comportement de l'ICT est sans doute aussi valable pour de nombreux laboratoires qui utilisent le même système de détection.

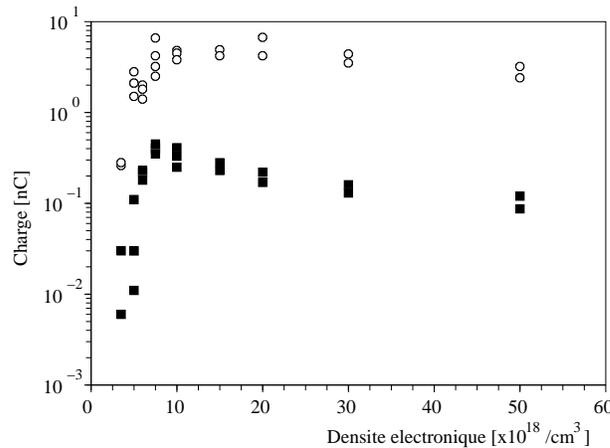


FIG. 2.7: Évolution de la charge en fonction de la densité électronique, mesurée par l'ICT (cercles) et par intégration du nombre de compte de la caméra CCD (losanges pleins). Le signal de la caméra est intégré sur une zone correspondant au grand diamètre de l'ICT. Les deux diagnostics annoncent que la charge est la plus élevée pour la densité optimale obtenue à partir des spectres.

La calibration absolue semble la méthode la plus fiable mais il faut garder à l'esprit les hypothèses que cela implique. Les faisceaux d'électrons issus de l'interaction laser-plasma sont beaucoup plus brefs que ceux des accélérateurs conventionnels utilisés pour la calibration. Cette calibration absolue repose sur l'hypothèse que les résultats de la calibration sur Elyse peuvent être extrapolés à nos conditions expérimentales. Cependant, pour des dépôts d'énergie aussi denses, des niveaux atomiques plus élevés peuvent être excités et les schémas de désexcitation du scintillateur peuvent être différents, ce qui affecterait le rendement lumineux. Nous n'avons jamais constaté de saturation du signal lumineux provenant du scintillateur dans nos conditions expérimentales.

La figure 2.8 montre d'autres exemples de spectres quasi-monoénergétiques pour différentes configurations expérimentales. L'amplitude est déterminée en utilisant la calibration absolue. Les spectres contiennent respectivement une charge de 250 pC ($E > 55$ MeV) et 9 pC ($120 < E < 160$ MeV) pour les courbes a) et b). Cette première image montre que cette calibration donne aussi des charges de plusieurs centaines de picocoulombs, comme annoncé dans la publication (Faure et al., 2004). Même si le signal brut montré en insertion est très fin, le pic est significativement élargi durant la déconvolution à cause d'un manque de résolution vers les hautes énergies. L'utilisation d'un aimant plus dispersif améliorerait la résolution à haute énergie. Néanmoins, l'image b) montre une largeur spectrale de 6% (largeur à mi-hauteur). On remarque aussi la très faible quantité d'électrons de basse énergie pour ce tir.

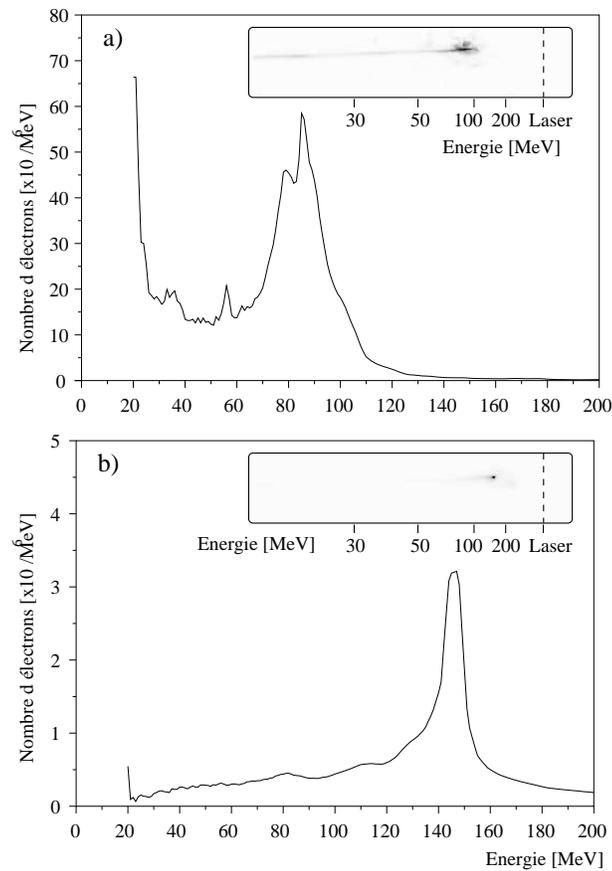


FIG. 2.8: Spectres obtenus après déconvolution des images montrées en insertion. L'amplitude est déterminée par la calibration absolue du détecteur. L'axe des ordonnées diffère suivant les images.

2.3 Régime “quasi monoénergétique” dans une gamme de paramètres restreinte

L’obtention de tels spectres quasi monoénergétiques n’est pas évidente et la gamme de paramètres dans laquelle nous en avons observé est très restreinte (Glinec et al., 2005). Dans cette partie, je montre l’influence des divers paramètres de l’interaction sur les spectres mesurés. Je reconnais que l’élaboration des images suivantes nécessite un choix de ma part parmi l’ensemble des données. Dans un souci d’objectivité, j’ai systématiquement observé toutes les images d’une série correspondant aux mêmes conditions expérimentales. Nous faisons généralement trois images à une même position. J’ai choisi celle qui représentait le mieux les deux autres. Un tel choix est parfois difficile surtout lorsque le signal fluctue beaucoup tir à tir. Je n’ai en aucun cas sélectionné des images avec l’intention de montrer une tendance particulière. Les tendances sont apparues au montage.

Ensuite, comme cela est précisé sur chacune des figures, les images ont été normalisées séparément. Les caméras utilisées sont très sensibles (65536 niveaux) et la représentation graphique est en général limitée à 256 niveaux. Par conséquent, en l’absence de normalisation séparée, de nombreuses images seraient uniformes ou saturées, ce qui réduirait la pertinence des interprétations proposées.

En l’absence de précision, les conditions expérimentales (énergie, durée, longueur focale, densité électronique et longueur d’interaction) sont inchangées. Par contre les séries présentées n’ont pas forcément été réalisées durant la même expérience, ni pendant le même jour. Il n’est donc pas anormal de constater que différentes séries soient en léger désaccord. Par contre, sauf mention contraire, toutes les images d’une figure font partie d’une même série.

2.3.1 Influence de la densité électronique

Comme observé sur la qualité spatiale du faisceau d’électrons, la densité électronique est un paramètre important de l’interaction. La figure 2.9 montre l’évolution des spectres avec la densité du gaz. On retrouve l’image analysée précédemment en deuxième position. A plus basse densité, le spectre est quasi monoénergétique mais la charge contenue dans le pic est dix fois moins élevée. Cette chute rapide de la charge est illustrée sur la figure 2.7 où le signal de l’ICT et du scintillateur sont représentés.

A plus haute densité $n_e = 7.5 - 10 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, on observe une transition où des composantes quasi monoénergétiques se mêlent à l’apparition d’une composante maxwellienne. Cette transition intervient quand la longueur d’onde plasma (10-12 μm) atteint la longueur de l’impulsion (9 μm). Cette plage de densité peut être considérée comme la transition entre le régime de la bulle et le régime de sillage forcé et auto-modulé (voir Sec 1.4). En effet, les images de droite, correspondant à des densités encore plus élevées, ne montrent qu’une composante maxwellienne. Il n’y a pratiquement plus aucune structure. Ceci est typique des spectres obtenus lors du déferlement de la structure accélératrice. Les électrons sont accélérés à des énergies aléatoires et la divergence du signal s’accroît. D’ailleurs, si on compare la divergence avec la distribution du faisceau d’électrons de la figure 2.3, on remarque que l’apparition de structures dans le faisceau n’a pas lieu exactement dans la même gamme de densité. Ces deux séries de mesures n’ont pas été effectuées pendant la même expérience. L’explication de ce léger désaccord vient sans

doute de la variation des conditions expérimentales d’une expérience à une autre.

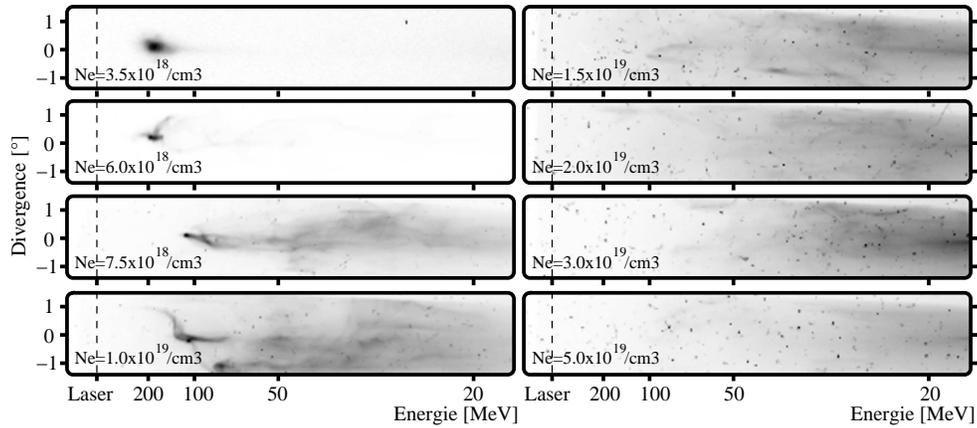


FIG. 2.9: Spectres électroniques en fonction de la densité. Passage d’un spectre de type quasi monoénergétique à une composante maxwellienne lors de l’augmentation de la densité électronique. Les images sont normalisées indépendamment.

On observe aussi que la densité électronique pour laquelle la transition spectrale apparaît (i.e. $n_e = 6.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) correspond aussi à la charge maximale de la figure 2.7. Dans cette zone les fluctuations sont importantes à cause de la sensibilité des effets non-linéaires aux conditions initiales. Les fluctuations tir à tir des propriétés du laser (énergie, durée) sont estimées à 10%, très inférieures aux variations observées expérimentalement.

Des simulations PIC 3D équivalentes effectuées pour différentes densités permettent de reproduire la tendance des résultats expérimentaux (Malka et al., 2005b). Les résultats sont résumés en figure 2.10. Une impulsion laser de 30 fs à mi-hauteur et d’énergie 1 J est focalisée dans une tâche focale de $21 \mu\text{m}$ de diamètre à mi-hauteur. Les simulations ont été effectuées pour 2.5 mm de propagation pour 3 densités électroniques $3, 6$ et $12 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Le spectre à $6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ correspond à celui de la figure 2.5 en échelle logarithmique. A plus basse densité électronique ($3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$), les simulations montrent qu’un faisceau quasi monoénergétique se forme à une énergie plus basse car le champ accélérateur de l’onde plasma est plus faible. Au bout de 2.5 mm de propagation, les électrons atteignent 100 MeV, valeur non optimale limitée par la longueur du plasma. A l’inverse, dans la simulation à haute densité électronique ($12 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$), un faisceau d’électrons quasi monoénergétique se forme au début de la propagation, après 1 mm. La longueur d’onde plasma est plus courte et les électrons atteignent la limite de déphasage plus rapidement. Le pic du spectre s’élargit à partir de cet instant vers une distribution d’énergie quasi thermique. A la fin de la simulation, le spectre est devenu maxwellien, sans trace de la structure quasi monoénergétique transitoire.

2.3.2 Influence de la durée d’impulsion

Nous pouvons aussi faire varier les paramètres laser et étudier l’influence sur les spectres. Ici, nous modifions la distance entre les réseaux du compresseur. Par conséquent, la durée d’impulsion s’allonge et l’intensité maximale diminue (puisque l’énergie contenue dans l’impulsion reste inchangée). On constate sur la figure 2.11 une dégradation

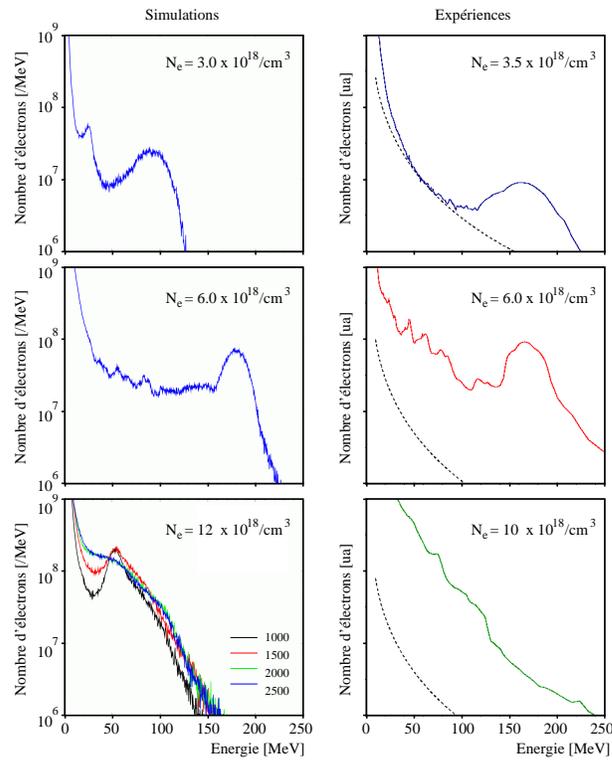


FIG. 2.10: (Couleur) Comparaison des spectres électroniques expérimentaux et simulés pour différentes densités électroniques. La courbe en pointillé représente la limite de détection.

puis une disparition rapide du signal dès que l’on s’éloigne des conditions optimales de l’interaction. Pour une durée de 40 fs, le faisceau d’électron est plus divergent et contient plusieurs surintensités spectrales. Il est probable que les électrons accélérés interagissent aussi avec le champ électrique du laser, ce qui dégrade les propriétés du faisceau.

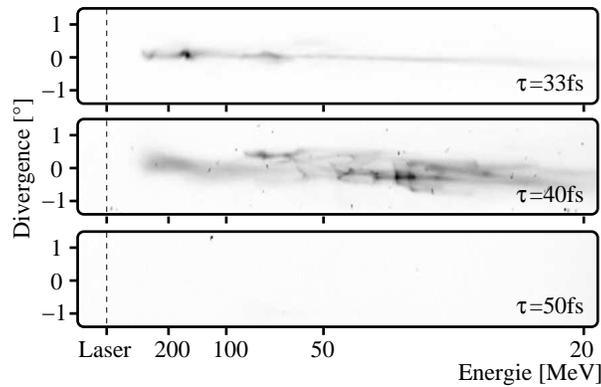


FIG. 2.11: Spectres électroniques en fonction de la distance entre les réseaux. Ceci modifie la durée d’impulsion et l’intensité maximale. Les images sont normalisées indépendamment.

Il n’est pas évident de déterminer à partir de cette observation si la disparition du signal provient essentiellement de la baisse d’intensité ou de l’allongement de l’impulsion. Le premier cas mène à une diminution de l’influence des phénomènes non-linéaires tels que l’auto-focalisation, ce qui peut empêcher la génération d’une onde plasma de forte amplitude et éventuellement supprimer l’injection de particules. L’allongement de la durée d’impulsion est à comparer à la période plasma qui vaut 45 fs pour cette densité électronique ($n_e = 6.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$). Comme la durée d’impulsion reste comparable à la longueur d’onde plasma, il semble plus fortement probable que ce soit la perte d’intensité qui explique cette chute brutale du signal. Afin de confirmer, nous avons aussi fait varier uniquement l’énergie du laser (et donc seulement son intensité) en conservant la durée d’impulsion constante.

2.3.3 Influence de l’énergie laser

Nous avons fait une série de tirs en variant uniquement l’énergie du laser en gardant les réseaux du compresseur à l’optimum pour minimiser la durée de l’impulsion laser. Nous contrôlons l’énergie soit en décalant le passage de l’impulsion laser infrarouge par rapport au pompage du cristal du troisième étage, soit tout simplement en éteignant certains des laser de pompe. Cette opération ne modifie pas la tâche focale puisque le troisième étage est stabilisé en température par cryogénie. Les résultats sont montrés en fonction de l’énergie du laser et de la densité électronique sur la figure 2.12. L’énergie laser qui est donnée sur le graphique correspond à la mesure effectuée en sortie de troisième étage, avant le compresseur.

On remarque pour commencer que l’énergie des électrons semble s’étendre au delà de 200 MeV sur quelques images. On voit même du signal passer de l’autre côté de l’axe laser ! En fait, cet axe est déterminé en moyennant le barycentre du paquet d’électrons sans

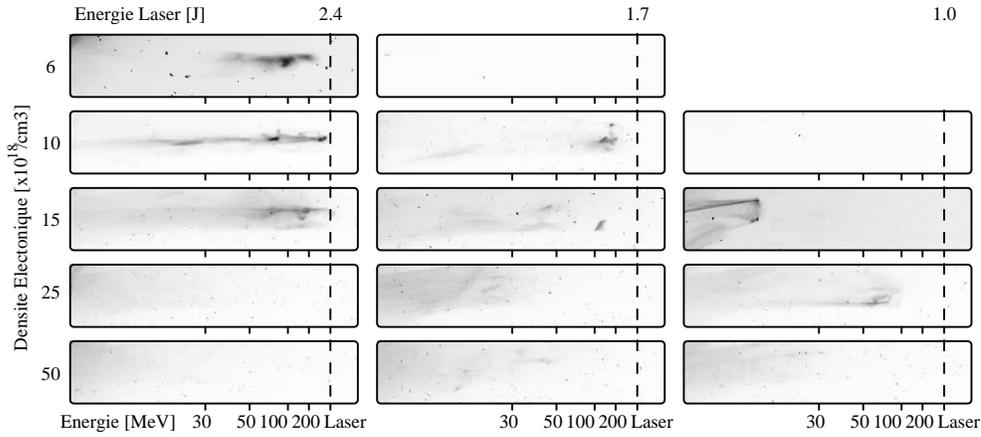


FIG. 2.12: Spectres électroniques en fonction de l'énergie laser et de la densité électronique. Les images sont normalisées indépendamment.

champ magnétique. La position d'impact des électrons fluctue tir à tir, ce qui contribue à l'incertitude sur l'énergie des électrons. Lors de cette expérience les conditions expérimentales étaient moins favorables et les fluctuations du pointé du faisceau d'électrons étaient plus importantes qu'à l'accoutumée.

Néanmoins, ce graphique permet d'avoir plusieurs résultats pertinents. Premièrement, il confirme les résultats précédents : si on observe l'évolution du spectre en fonction de l'énergie laser à $n_e = 6.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (suivant la première ligne), on constate que le signal disparaît rapidement dès que l'énergie laser diminue. Cela illustre l'importance de l'intensité laser dans l'interaction. Deuxièmement, lorsque l'on diminue l'énergie laser, il est possible d'obtenir à nouveau des électrons énergétiques à condition d'augmenter aussi la densité électronique. C'est un résultat saisissant qui peut être attribué au rôle de l'autofocalisation dans ce processus pour atteindre une intensité élevée. Si on se réfère à l'équation 1.39, le rapport P/P_c varie comme $n_e I_0$: lorsque l'intensité diminue, il faut augmenter la densité électronique pour compenser et rétablir le signal électronique. Néanmoins, bien que l'on observe à nouveau des électrons, leur énergie est plus faible lorsque l'énergie laser est plus faible (à densité électronique constante).

Dans l'autre direction, la diminution de l'énergie maximale des électrons lorsque la densité électronique augmente (à énergie laser constante) peut s'interpréter par la variation de la longueur de déphasage. Comme expliqué au chapitre 1, la longueur de déphasage correspond à l'estimation de la distance où le faisceau d'électrons reste dans la partie accélératrice et focalisante de l'onde. Dans le cadre de la théorie linéaire bidimensionnelle, cette distance s'écrit :

$$L_{deph}^{2D} \sim \gamma_p^2 \lambda_p / 2 \quad (2.1)$$

Application numérique

Les hypothèses de cette formule ne sont pas respectées (cas bidimensionnel perturbatif), mais ces expressions linéaires sont pratiques expérimentalement pour dimensionner les expériences. Voici un ordre de grandeur de la longueur de déphasage. Pour les mêmes conditions expérimentales que précédemment, la longueur de déphasage est de l'ordre de $L_{deph}^{2D} \sim 1.9 \text{ mm}$ pour une densité électronique de $6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, ce qui est comparable à la longueur du jet de gaz et à la longueur de Ray-

leigh du laser. Cette distance chute à 0.5 mm pour une densité de $15 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Ceci s'accorde avec la disparition des structures quasi monoénergétiques transitoires observées sur les simulations numériques présentées en Sec. 2.3.1 après une courte distance de propagation.

2.3.4 Influence de l'ouverture de l'optique de focalisation

D'après les études réalisées avant mon arrivée en thèse, il semblait que les paraboles de distance focale élevée donnaient de meilleurs résultats (en termes de qualité spatiale et d'énergie des électrons). Avec ce nouveau spectromètre il était intéressant de vérifier les études antérieures. Nous avons donc utilisé des paraboles hors axe de focale différente $f = 100 \text{ cm}$, 50 cm et 30 cm . Les caractéristiques associées sont données dans le Tableau 2.1. En particulier, les waists des paraboles de 100, 50 et 30 cm sont à comparer à la longueur d'onde plasma ($14 \mu\text{m}$).

Longueur focale [cm]	100	50	30
w_0 [μm]	18	9	6
a_0	1.3	2.6	4.4
Z_r [mm]	1.2	0.3	0.14

TAB. 2.1: Waist w_0 , potentiel vecteur normalisé a_0 et distance de Rayleigh Z_r associés aux différentes optiques de focalisation.

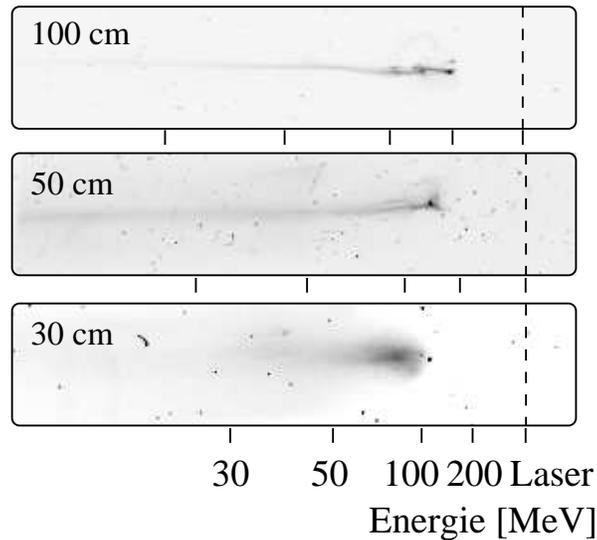


FIG. 2.13: Évolution des spectres électroniques en fonction de l'optique de focalisation. Les repères en énergie diffèrent sur chaque image. La densité électronique est de $5.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ pour la parabole 30 cm et $6.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ pour les deux autres. Les images sont normalisées indépendamment et n'ont pas été obtenues le même jour.

La figure 2.13 montre les spectres obtenus pour différentes paraboles à densité similaire. Pour chaque système de focalisation, le signal a été optimisé en position de focalisation et en densité électronique. Les images de cette figure n'ont pas été obtenues le même jour car un changement de parabole nécessite du temps pour aligner et optimiser le signal. Par conséquent, l'axe des énergies sur les spectres diffère pour les trois paraboles à cause des modifications apportées au dispositif expérimental pour des raisons d'encombrement.

On remarque que l'énergie maximale des électrons est plus faible pour la parabole la plus courte (30 cm). Les paraboles de 50 et 100 cm donnent des spectres aux propriétés similaires. Clairement, l'accélération est moins efficace lorsque l'on focalise fortement et la divergence du faisceau est plus importante. Les raisons précises de ce comportement sont en cours d'étude. Différentes pistes sont suivies. Premièrement, l'éventualité de tirer dans un préplasma a été écartée. Aucun préplasma, signature du niveau de l'émission spontanée amplifiée, n'est observé avec la parabole de 30 cm par ombroscopie. Tous les tirs se font donc dans un profil de densité électronique similaire. Une autre possibilité réside dans la longueur d'interaction. Dans le cas linéaire, une impulsion laser plus courte que la longueur d'onde plasma ne peut pas rester autofocalisée à cause de la surdensité électronique à l'avant de l'onde plasma (Sprangle et al., 1990). Des études sont en cours pour savoir si l'accélération pourrait être limitée à une distance plus courte pour la parabole de 30 cm et pour laquelle l'accélération aurait alors lieu dans le gradient de densité du gaz. Ces conditions non-optimales pour cette parabole peuvent être à l'origine des différences de spectre.

La figure 2.14 montre l'évolution du profil spatial du faisceau d'électrons pour les paraboles de 100 cm et 30 cm lorsque l'on varie la densité électronique. La deuxième ligne reprend les images de la figure 2.3. Le faisceau d'électrons est structuré pour les deux paraboles à $20 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Tandis que la stabilité et la qualité spatiale s'améliorent pour la longue parabole à plus basse densité, la parabole de 30 cm ne montre aucune amélioration.

2.4 Stabilité

Lors de l'utilisation de la parabole de 50 cm, décrite dans la section précédente, nous avons étudié la stabilité du faisceau d'électrons avec et sans champ magnétique. Les variations exprimées ici sont les écarts-type par rapport à la moyenne.

2.4.1 Statistiques du pointé du faisceau d'électrons

Pour chaque expérience, nous devons estimer l'axe moyen du faisceau d'électrons sans champ magnétique afin d'avoir un point de repère pour déterminer l'axe des énergies sur les spectres enregistrés. Pour cela, on mesure la position moyenne du profil de dose sur le scintillateur à basse densité électronique, lorsque le faisceau d'électrons est très collimaté et stable. Les fluctuations autour de cette position moyenne permettent d'avoir une idée de l'incertitude sur l'axe des énergies. Ici, nous nous sommes placés à une densité électronique de $3.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

Les 10 images de la figure 2.15 montrent les fluctuations du faisceau dans une fenêtre de 0.1 rad soit environ 6° . On remarque qu'il n'y a en général qu'une seule structure très

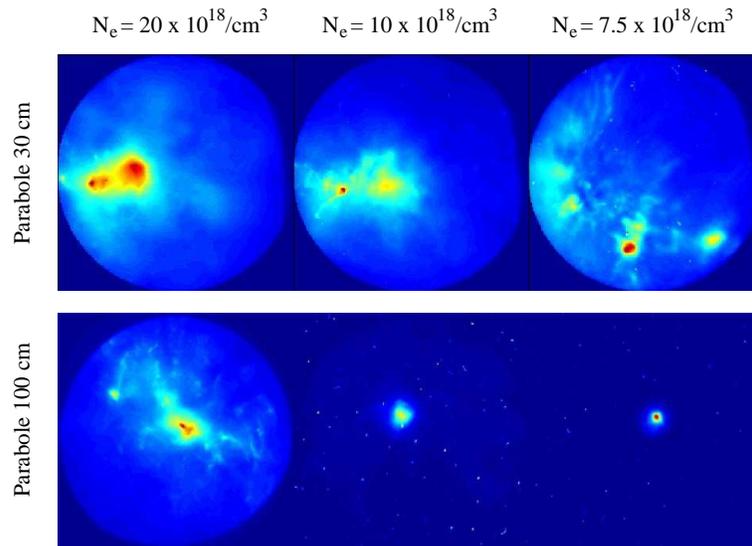


FIG. 2.14: (Couleur) Profil transverse du faisceau d'électrons pour la parabole de 30 cm (en haut) et la parabole de 100 cm (en bas) en fonction de la densité électronique. Le scintillateur est placé perpendiculairement à l'axe laser et les aimants sont retirés. L'échelle des couleurs de chaque image est déterminée séparément. Les deux séries de mesures pour chacune des paraboles n'ont pas été effectuées le même jour.

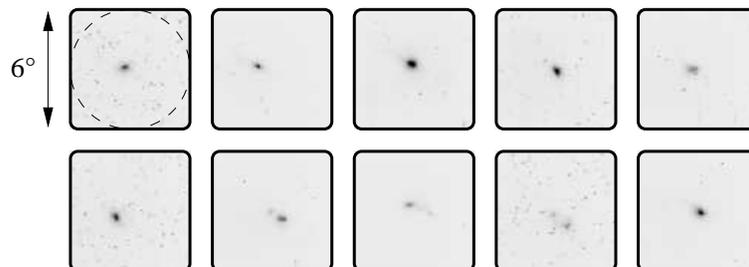


FIG. 2.15: Fluctuations du pointé du faisceau d'électrons sur le scintillateur pour 10 tirs dans les mêmes conditions, sans champ magnétique. Les images sont normalisées à la même table des niveaux de gris.

étroite. La divergence du faisceau d'électrons, défini par le cône dont l'ouverture vaut la largeur à mi-hauteur du profil de dose, est en moyenne de 8 ± 3 mrad et le pointé bouge de 6 mrad tir à tir. De même, à partir de ces images, on peut estimer les variations de charge dans ces conditions. On obtient pour cette faible densité électronique une charge moyenne de 300 ± 130 pC (calibration absolue).

2.4.2 Stabilité du spectre

En utilisant ensuite le champ magnétique des aimants pour dévier les électrons, nous avons mesuré les fluctuations du spectre électronique. L'image 2.16 représente les 10 tirs effectués à cette même densité électronique. Les fluctuations du pointé sont représentées sur la première image par des barres d'erreurs. Bien que sur ces images, le signal soit plus intense vers les hautes énergies, aucun ne peut être qualifié de quasi monoénergétique. La présence d'un signal à faible énergie rend le spectre maxwellien.

Cependant, le faisceau reste relativement stable. Parfois des structures à haute énergie peuvent apparaître sur les images de droite. La charge contenue dans le faisceau reste elle aussi relativement stable 200 ± 80 pC dans la gamme spectrale interceptée (au dessus de 20 MeV). Cette valeur est inférieure à la charge mesurée sans champ magnétique conformément aux attentes.

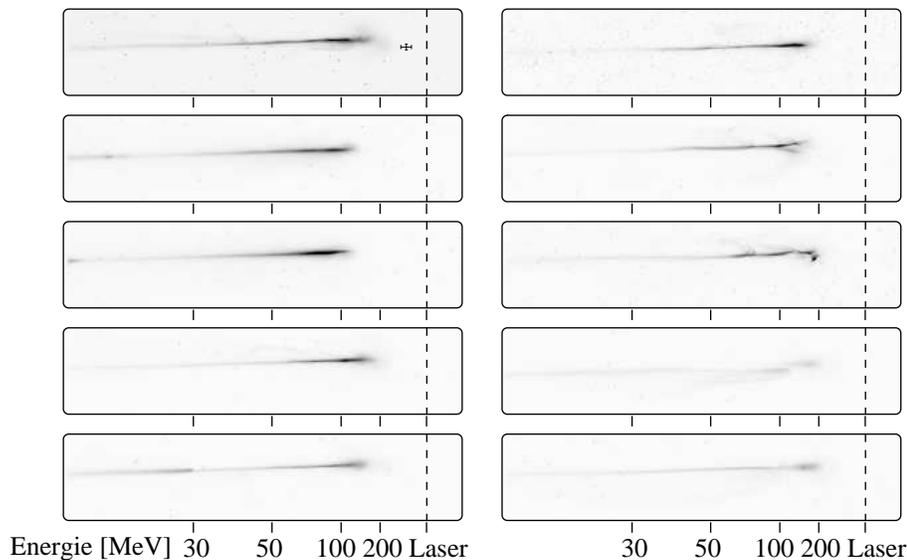


FIG. 2.16: Fluctuations du spectre électronique pour 10 tirs dans les mêmes conditions expérimentales. Les images sont normalisées à la même table de niveaux de gris.

Dans ce chapitre, une amélioration notable du spectre des électrons a été observée : dans les conditions d'interaction optimales, un faisceau d'électrons quasi monoénergétique de faible divergence a été mesuré. Ceci a été réalisable grâce à l'utilisation d'un nouveau spectromètre qui fournit toute l'information spectrale en un seul tir.

Les différentes séries présentées dans ce manuscrit introduisent et illustrent certains paramètres importants de l'interaction : la longueur de déphasage des électrons, l'import-

tance de l'autofocalisation. Il a aussi été mis en valeur que la génération de structures quasi monoénergétiques correspond à une gamme de paramètres restreinte. La modification de la densité électronique, l'allongement de la durée d'impulsion laser ou la diminution de son énergie suffisent à faire disparaître les structures du spectre. Une étude de la stabilité du faisceau d'électrons permet de caractériser les fluctuations du pointé du faisceau dans les meilleures conditions de l'interaction. Nos travaux ont eu lieu au meilleur des performances de l'installation laser pour effleurer ce nouveau régime, zone de transition où les fluctuations sont importantes. On peut donc espérer qu'avec des installations plus puissantes, ce régime soit plus facilement accessible, dans une gamme de paramètres plus larges avec une meilleure stabilité. C'est d'ailleurs une raison pour laquelle des installations laser de catégorie PétaWatt sont en construction actuellement dans le monde entier.