

Applications des faisceaux d'électrons générés par laser

L'intitulé de cette thèse concerne aussi l'étude des applications de ces sources d'électrons. Dans cet objectif, le groupe Sources de Particules par Laser (SPL) travaille à la promotion d'applications mettant en valeur les propriétés originales de cette source d'électrons. L'application à la radiographie γ , à la radiothérapie, à l'étude de la radiolyse de l'eau et à la génération de rayonnement X collimaté et énergétique sont quelques exemples d'utilisation des faisceaux d'électrons développés dans notre laboratoire. Je n'ai effectué que les deux premières applications, cependant, je présente aussi les activités menées par les autres groupes. L'étude de la radiolyse de l'eau par des faisceaux d'électrons ultra-courts est un thème de recherche du groupe de Y.A. Gauduel et le mécanisme de rayonnement X par oscillations bêtatroniques a été mis en évidence dans l'interaction laser-plasma par le groupe d'A. Rousse.

Chaque application permet d'accentuer certaines propriétés de la source d'électrons. L'expérience de radiographie γ submillimétrique nécessite une source d'électrons de petites dimensions et faiblement divergente. La radiothérapie avec le faisceau d'électron tire profit du spectre quasi monoénergétique, de la faible divergence et de l'énergie élevée des électrons. Pour les expériences de radiolyse de l'eau, la brièveté et la collimation du paquet d'électrons sont des caractéristiques essentielles pour améliorer la résolution temporelle du signal. Enfin, la génération de rayonnement X bref par mécanisme bêtatronique nécessite tous les atouts de cette source (énergie des électrons, collimation, brièveté, charge ...). Voici les résultats obtenus dans chacune de ces disciplines.

4.1 Application à la radiographie

Les accélérateurs conventionnels de 20 MeV produisent des faisceaux d'électrons qu'il est difficile de focaliser sur des dimensions plus petites que le millimètre à cause de l'émittance du faisceau d'électrons (Lin, 1998; Haase et al., 2002). Par conséquent, la source de rayonnement γ , obtenue lors de l'émission du rayonnement de freinage des électrons dans un milieu de numéro atomique élevé, a une taille minimale de quelques millimètres. Dans nos conditions, pour l'interaction laser-plasma, le diamètre de la source d'électrons est plus petit que la dimension du laser focalisé (18 μm) et ce faisceau possède

une faible divergence. Ainsi, il est possible de générer une source secondaire de rayonnement ayant elle aussi de petites dimensions.

La radiographie haute résolution d'objets denses possédant des structures fines nous a permis d'estimer la taille de cette source secondaire de rayonnement à quelques centaines de microns. Les propriétés de cette source de rayons γ submillimétrique sont cohérentes avec les simulations Monte-Carlo (Glinec et al., 2004).

Cette source secondaire est prometteuse pour effectuer du contrôle non destructif de la matière dense (Chen et al., 2002) ou encore pour des applications médicales (Kainz et al., 2004) ou dans des domaines de recherche où la dimension transverse de la source γ doit être réduite. Ces expériences ont été réalisées en collaboration avec le CEA DAM Île-de-France.

4.1.1 Radiographie haute résolution

Les conditions expérimentales correspondent aux paramètres optimaux de l'interaction à l'exception de la densité électronique ($n_e = 7.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) qui était légèrement plus élevée que dans les chapitres précédents afin de stabiliser les propriétés du faisceau d'électrons tir à tir. Un spectre électronique typique obtenu pendant cette expérience est représentée en Fig. 4.1. La comparaison à une distribution maxwellienne (exponentiellement décroissante) donne une température électronique de $T = 40 \text{ MeV}$. Lorsque l'on retire les aimants, le profil de dose transverse montre que le signal est compris dans un cône étroit d'ouverture de 1° à mi-hauteur (représenté dans l'insertion de la Fig. 4.1).

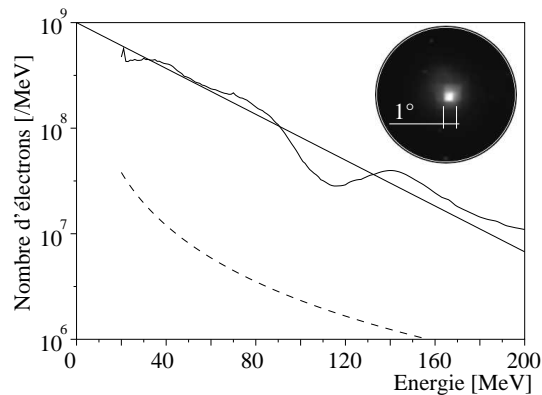


FIG. 4.1: Spectre des électrons représenté par une distribution maxwellienne de température $T = 40 \text{ MeV}$, et profil de dépôt de dose dans le scintillateur en insertion. La courbe en pointillé donne la limite de détection.

Le dispositif expérimental de la mesure est représenté en figure 4.2. Le faisceau d'électrons caractérisé est converti en rayonnement γ dans une cible de conversion de 2.5 mm de tantale, placée à 3 mm du centre de la buse. Le rayonnement de freinage produit durant la diffusion dans la cible est utilisé pour radiographier un objet sphérique creux de 20 mm de diamètre, fait en tungstène, placé à 220 mm de la buse. A l'intérieur, une structure sinusoïdale à symétrie cylindrique est gravée. Ces structures internes sont représentées sur une coupe $A - A'$ de cet objet sur la figure 4.3. Pour la moitié droite (gauche respectivement), chaque oscillation des 6 (5) périodes de la sinusoïde correspondent à une rotation de 11°

(13°) et une amplitude de 1.9 mm (2.4 mm). Le rayon moyen de la sinusoïde par rapport au centre est de 7.85 mm, ce qui donne une épaisseur traversée de 0.67 cm du tungstène suivant l'axe laser (ligne de vue passant par le centre de l'objet). Pour une densité contrôlée de $18.064 \pm 0.015 \text{ g/cm}^3$, cela donne une densité surfacique de 12.1 g/cm^2 selon la ligne de vue. L'axe de révolution de l'objet est choisi perpendiculaire à l'axe laser.

La radiation transmise est atténuée lors de son passage dans l'objet et le rayonnement transmis est ensuite détectée sur une caméra γ composée d'un scintillateur Bismuth-Germanium-Oxyde (BGO) dont la surface est imagée sur une caméra CCD de grande dynamique. Le système imageur est composé d'un miroir plan, d'un objectif de focale 105 mm, d'un tube intensificateur bi-galette de tension maximale 900 V et une CCD de 1300×1340 pixels. La taille de chaque barreau du cristal de BGO ($600 \mu\text{m}$) dans cette matrice carrée de 160 mm de côté limite la résolution du détecteur. Le scintillateur est placé à une distance de 1.6 m de la source d'électrons. Ceci fait un grandissement de 7.3, ce qui correspond à une dimension de barreau de BGO de $80 \mu\text{m}$ dans le plan de l'objet. Le choix de ce grandissement est un compromis entre une résolution spatiale décente et une dose suffisante pour la détection sur la caméra γ . La distance buse-objet est choisie suffisamment grande pour limiter les problèmes de parallélisme qui peuvent rendre flou les détails fins sur la radiographie. Afin de limiter le bruit sur l'image, les électrons sont déviés par un champ magnétique. Ceci permet de limiter le rayonnement généré par les électrons dans un autre matériau que le tantale (en particulier dans l'objet lui-même). Nous avons ajouté une feuille d'aluminium pour diffuser le faisceau d'électrons et améliorer le contraste de l'image. Après plusieurs essais avec des épaisseurs différentes afin d'optimiser le contraste, nous avons finalement choisi d'utiliser 7.5 mm d'aluminium. La combinaison des aimants et de l'aluminium ont assuré une réduction efficace du bruit généré dans l'objet.

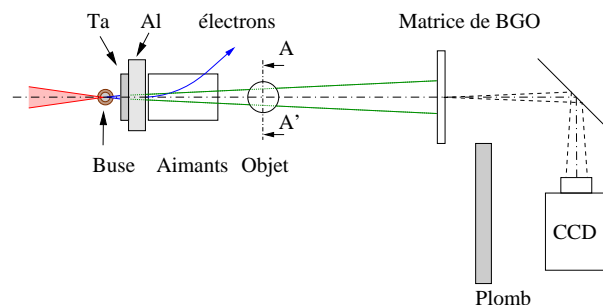


FIG. 4.2: Dispositif expérimental. Les électrons accélérés lors de l'interaction du laser avec le jet de gaz sont ralentis dans la cible de conversion en tantale, ce qui génère le rayonnement γ . Les électrons sont ensuite écartés de l'axe laser par un champ magnétique intense et un filtre diffuseur en aluminium. L'intensité du rayonnement ayant traversé l'objet à radiographier est imagée sur une caméra γ .

L'image expérimentale obtenue est présentée à droite de la coupe 3D de l'objet (voir Fig. 4.3). La radiographie présentée est corrigée par une image d'inhomogénéité (radiographie sans l'objet) afin de supprimer la trame de la grille de BGO et afin de prendre en compte le lobe d'émission du rayonnement γ . On remarque que tous les lobes sinusoïdaux

sont nettement visibles. A partir de cette mesure, on peut reconstruire le profil radial de l'objet, ce qui est décrit dans le paragraphe suivant.

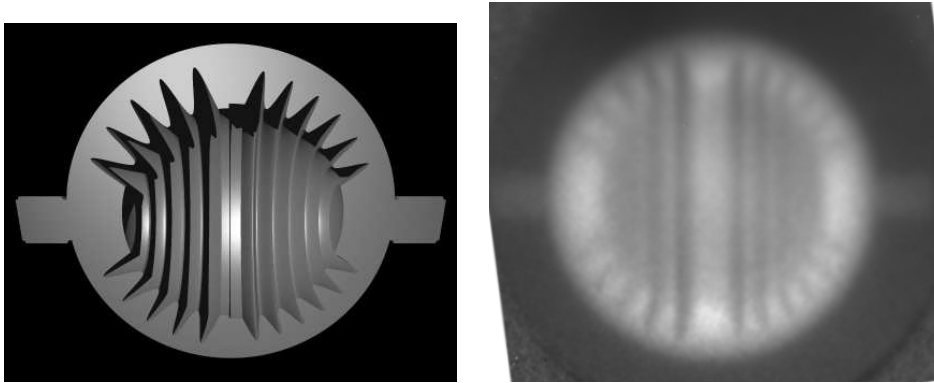


FIG. 4.3: (à gauche) Coupe de l'objet représenté en 3D, révélant la structure interne, (à droite) radiographie de cet objet de 20 mm de diamètre. L'image expérimentale a été corrigée par une image de référence sans l'objet.

4.1.2 Reconstruction du profil interne de l'objet

Cette section contient les informations qui m'ont été transmises par L. Le Dain.

La reconstruction du profil radial de l'objet a été effectuée par le CEA DAM Île-de-France avec leurs outils numériques développés lors de la thèse de J.M. Dinten (Dinten, 1990). Cet objet à symétrie axiale est observé perpendiculairement à l'axe de révolution, conditions adaptées à l'utilisation de la transformée d'Abel classique (Bracewell, 1999). Cette méthode directe est trop sensible au bruit (notamment près de l'axe de symétrie). Une régularisation sur les données est donc introduite dans le processus de reconstruction pour diminuer cette sensibilité au bruit. Elle consiste à empêcher les variations non physiques (car trop brusques) entre des pixels voisins. La figure 4.4 représente le champ de densité reconstruit pour deux types de régularisations différentes. On constate que le profil reconstruit de l'objet reproduit toutes ses structures internes. Un niveau relativement élevé de bruit apparaît au centre de l'objet.

Ensuite, une détection de contour est effectuée sur cette image. L'algorithme effectuant cette opération est décrit ci-dessous :

- Détermination des passages par zéro du Laplacien calculé par approximations polynomiales locales sur une fenêtre de l'image (Qiu et Bhandarkar, 1996; Abraham et al., 2006). La validité de ces contours est donnée par une mesure du contraste.
- Les contours sont extraits, manuellement, par un suivi de ligne de crête (valeurs où le contraste est le plus important).

Afin d'estimer la qualité de la reconstruction, ce contour est comparé au contour théorique de l'objet, obtenu après le contrôle du fabricant. La figure 4.5 montre le contour déroulé, reconstruit à partir du traitement de la radiographie ainsi que le contour théorique. On remarque, grâce à la qualité des données expérimentales et particulièrement au flou réduit, l'excellent accord entre les deux contours. Le contour expérimental est aussi représenté sur l'image de droite de la figure 4.4 par une ligne verte.

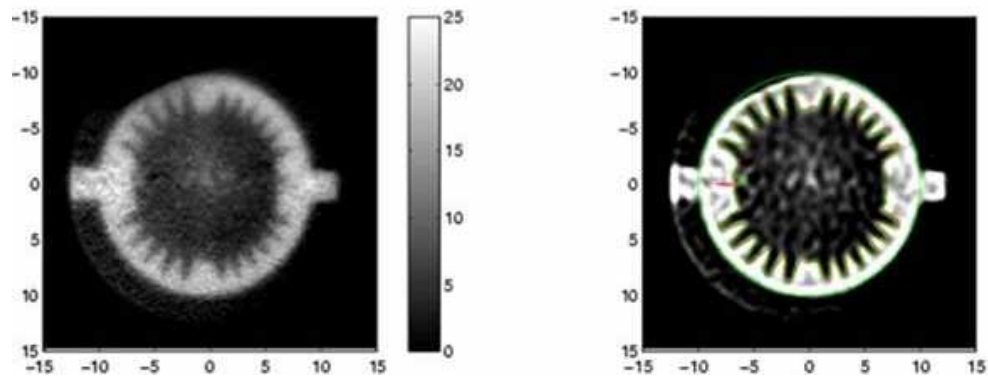


FIG. 4.4: Profil radial de l'objet obtenu par reconstruction à partir de la radiographie de la figure 4.3. Les deux images correspondent à deux paramètres différents de régularisation.

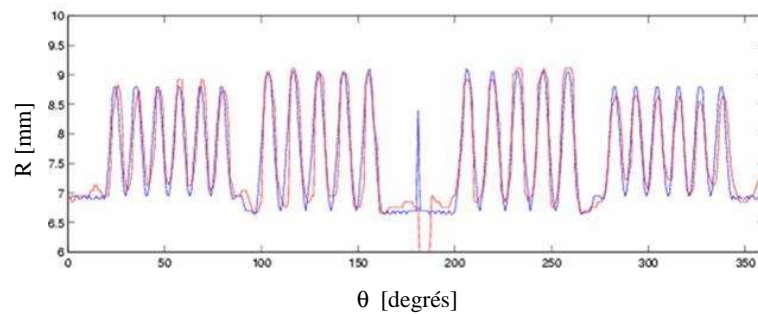


FIG. 4.5: (Couleur) Représentation du contour interne de l'objet. Le repère donne le rayon du contour en fonction de l'angle mesuré à partir du centre de l'objet. (en bleu) contour théorique, (en rouge) contour reconstruit.

4.1.3 Estimation de la taille de la source γ

La bonne résolution de la radiographie de l'objet présenté précédemment n'est possible qu'avec une source secondaire de petite taille. Bien que cette expérience n'ait pas été dimensionnée pour faire une estimation fine de la taille de la source, on peut en avoir une estimation à partir des radiographies et comparer cette valeur à des simulations Monte-Carlo.

Dans ce but, la radiographie d'un objet ayant des bords francs a été faite pour estimer la taille de la source de rayonnement secondaire. Nous avons utilisé une plaque d'acier de 20 mm d'épaisseur dans laquelle des trous carrés ont été usinés. Une photographie de cet objet est montrée en Fig. 4.6. La radiographie des trous les plus petits est présentée à côté. On voit même les lignes horizontales du processus de fabrication apparaître. Ce type d'image est semblable aux images de lames de couteaux utilisées pour estimer la taille de source. Le signal est intégré sur 5 lignes horizontales au niveau du trou central de la radiographie. La taille de la source émettrice s'obtient à partir de la longueur de gradient de ce signal. On calcule en fait la largeur de la dérivée du signal, ce qui donne une taille de source de $450 \pm 15 \mu\text{m}$ en largeur à mi-hauteur.

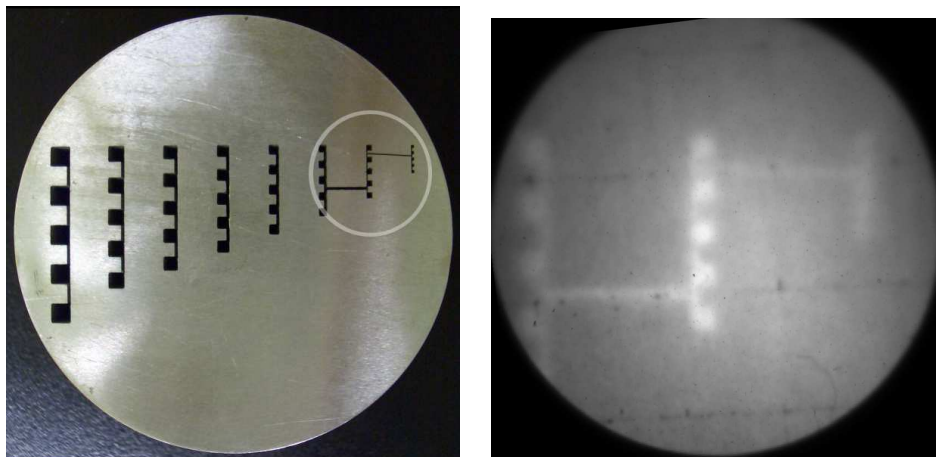


FIG. 4.6: (à gauche) Photographie de la plaque de 20 mm d'acier contenant des trous de section carrée. La radiographie concerne la partie encadrée de cette photographie. (à droite) Radiographie des trous de section 1.0, 0.75 et 0.4 mm servant à la mesure de taille de source γ .

Cette estimation de la taille de source contient plusieurs sources d'erreur qui peuvent mener à une surestimation de la taille de source réelle.

- Le flou intrinsèque du détecteur ($\sim 170 \mu\text{m}$ dans le plan de l'objet) émousse les gradients du signal, ce qui peut fausser la mesure de la taille de source.
- La surface de cette plaque de 20 mm doit être parfaitement perpendiculaire à l'axe laser, afin de s'assurer d'avoir une arête vive.
- Bien que des aimants et une feuille d'aluminium aient été utilisés, les électrons diffusés peuvent interagir avec l'objet et générer du rayonnement qui ajoute du bruit sur la radiographie.

Quoi qu'il en soit, il faut garder à l'esprit que la qualité spatiale de la source γ peut

être améliorée en rapprochant davantage la cible de conversion de la source ou en diminuant l'épaisseur de cette cible ou encore en utilisant des aimants plus forts afin d'éviter l'utilisation de la feuille d'aluminium.

Des simulations Monte-Carlo ont été effectuées pour estimer les propriétés du rayonnement généré dans la cible de conversion (Glinec et al., 2004). Les simulations dans cet article fournissent le spectre du rayonnement généré et permettent d'évaluer la divergence du faisceau de rayons γ à 3° (largeur à mi-hauteur). La conversion d'énergie cinétique des électrons en rayonnement est de 49% dans la cible en tantale et 3% dans la cible d'aluminium. Ainsi, la contribution de cette feuille d'aluminium au rayonnement peut être négligée.

Pour conclure, cette expérience a permis de générer une source de photons secondaires énergétiques, collimatés dont la taille de source a été estimée à $450 \pm 15 \mu\text{m}$ expérimentalement. La reconstruction fidèle du profil radial de l'objet témoigne d'une résolution élevée de la radiographie initiale.

Pour cette application, un faisceau d'électrons quasi monoénergétique n'est pas nécessaire. En effet, le mécanisme de rayonnement de freinage par sa nature donne un spectre γ très large qui devient peut dépendant des structures spectrales du faisceau d'électrons. Par conséquent les contraintes sur l'interaction sont moins sévères, et la stabilité tir à tir du flash γ est meilleure. Les installations laser 100 TW commerciales actuelles sont compactes et de coûts modérés. De nombreuses disciplines pourraient profiter de ces sources γ de petite taille et extrêmement brèves. Cette opportunité de radiographier des objets denses en mouvement rapide peut être exploitée en aéronautique ou dans le domaine militaire. Étudier le comportement aux temps brefs de structures sous contraintes et visualiser l'évolution de défauts submillimétrique internes intéresse actuellement les ingénieurs en automobile.

4.2 Application à la radiothérapie

Actuellement, 99 % des traitements en radiothérapie sont réalisés avec des rayons X. Pourtant le profil de dépôt de dose pour ce rayonnement n'est pas le mieux adapté. La figure 4.7 montre l'énergie déposée par les différentes particules en fonction de la profondeur dans les tissus. Les protons déposent leur énergie en profondeur, c'est ce qu'on appelle le pic de Bragg. Ces particules sont les mieux adaptées à la radiothérapie car elles minimisent la dose déposée dans les tissus sains mais le coût de production de tels faisceaux par méthode conventionnelle est prohibitif. De plus, la méthode de modulation d'intensité est assez limitée pour les protons à cause des mouvements lents du lourd bras isocentrique. Une alternative séduisante apparaît : des faisceaux de protons peuvent aussi être produits par interaction d'une impulsion laser intense avec une cible solide. Ceci constitue le deuxième thème de recherche du groupe SPL au LOA. L'étude de l'utilisation d'un faisceau de protons issu de l'interaction laser-plasma pour la protonthérapie a déjà été publié (Malka et al., 2004). Parmi les avantages de ce système, on note que le transport de l'impulsion lumineuse jusqu'à la salle de traitement est beaucoup plus simple, que la radioprotection sera localisée après le lieu d'interaction, ce qui diminuera le coût de l'infrastructure et permettra un mouvement plus rapide du bras isocentrique pour tirer le meilleur parti de la protonthérapie modulée en intensité.

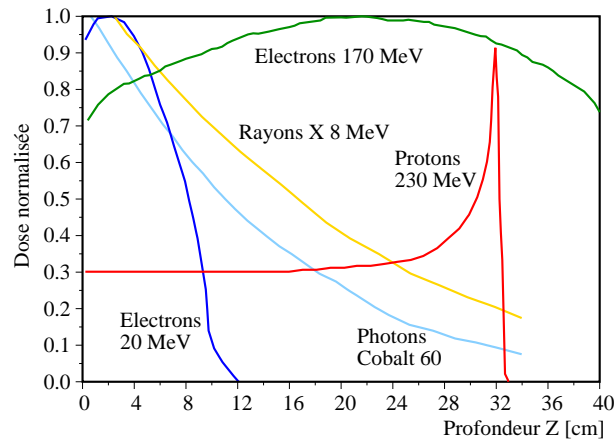


FIG. 4.7: Comparaison du profil de dépôt de dose pour différentes particules.

Néanmoins, actuellement, le traitement par photon est le plus fréquent. Les faisceaux d'électrons issus d'accélérateurs conventionnels de taille suffisamment modeste pour être intégrés dans des hôpitaux (d'énergie caractéristique de 20 MeV) ne permettent pas de traiter des tumeurs situées à des profondeurs supérieures à 10 cm. Des études de faisabilité de thérapie avec des faisceaux d'électrons d'énergie 6-25 MeV, issus de l'interaction laser-plasma (Kainz et al., 2004; Chiu et al., 2004), ont montré que de telles structures peuvent servir d'alternative aux accélérateurs radiofréquences actuels.

Les développements récents en radiothérapie, tels que la radiothérapie par modulation d'intensité ou les techniques de balayage d'un volume par des faisceaux d'ions légers, ont considérablement amélioré les possibilités de conformer le dépôt de dose à un volume cible tridimensionnel tout en épargnant les organes à risque (Oelfke et Bortfeld, 2003; Lomax, 1999). Cette technique de modulation d'intensité combinée à la modulation en énergie du faisceau d'électrons permet d'adapter le dépôt de dose aussi en profondeur (Hyödynmaa et al., 1996; Åsell et al., 1997; Ma et al., 2000; Olofsson et al., 2004; DesRosiers et al., 2000; Yeboah et al., 2002). Cependant, la profondeur maximale des faisceaux d'électrons issus des structures conventionnelles et la mauvaise qualité de la pénombre transverse à ces énergies dissuadent de leur utilisation. Ces inconvénients peuvent être évités si l'énergie des électrons est augmentée à des valeurs plus grandes que 50 MeV. Dans ces conditions, la profondeur de pénétration est meilleure et la pénombre transverse devient plus raide. Par contre, la pénombre longitudinale est elle aussi accrue. Les avantages des faisceaux de haute énergie (dans la gamme 150-250 MeV) pour des applications cliniques ont été récemment envisagées par Yeboah et al. (Yeboah et al., 2002; Yeboah et Sandison, 2002). Les auteurs comparent les performances du traitement de la prostate par radiothérapie modulée en intensité pour un faisceau de photons, de protons ou d'électrons de hautes énergies. Ils montrent que les meilleurs plannings de traitement sont obtenus pour les protons. Cependant, le taux de couverture de la zone de traitement par le faisceau d'électrons de haute énergie est comparable à celui obtenu pour les photons. Plus important, les électrons très énergétiques permettent une bien meilleure protection latérale des tissus normaux comparé au traitement par photons.

Une étude détaillée des propriétés dosimétriques des électrons de haute énergie dans

la gamme 150 - 250 MeV a été publiée (DesRosiers et al., 2000). Les résultats présentés sont calculés pour différentes géométries de faisceau (contre-propagatif, perpendiculaire) pour des électrons issu d'un accélérateur conventionnel. Afin de compléter ces études et de montrer l'intérêt de ces sources compactes pour la radiothérapie, j'ai simulé le dépôt de dose d'un faisceau d'électrons quasi monoénergétique de notre accélérateur laser-plasma. Les profils de dose dans un fantôme composé d'eau sont calculés pour le paquet d'électrons présenté en Sec. 2.2. L'étude est faite pour deux géométries différentes. Dans un cas, on utilise directement le faisceau d'électrons tel qu'il est mesuré à la sortie de l'interaction. Dans l'autre cas, les électrons sont refocalisés dans la cible par des éléments magnétiques pour améliorer le gradient latéral du profil de dose. Une discussion est ensuite faite sur l'applicabilité de ces faisceaux. Ces calculs ont été réalisées en collaboration avec le DKFZ à Heidelberg et cette étude vient d'être publiée (Glinec et al., 2006b).

4.2.1 Paramètres de la simulation

Le calcul des propriétés dosimétriques des faisceaux d'électrons quasi monoénergétiques produits par interaction laser-plasma est effectué à partir du code Geant4 de simulation Monte-Carlo (*et al*, 2003). On suppose que les électrons de basse énergie peuvent être supprimés. Ceci peut être effectué avec une chicane (un monochromateur) pour sélectionner les hautes énergies. Comme les électrons sont accélérés dans une région de petites dimensions, on considère la source ponctuelle avec une distribution en énergie gaussienne de largeur à mi hauteur de 40 MeV et centrée à 170 MeV. La distribution angulaire initiale est choisie indépendante de l'énergie des électrons et correspond à une gaussienne de largeur à mi-hauteur de 10 mrad. Un total de 10^5 électrons est simulé. Cette valeur est plus faible que le nombre d'électrons mesuré. Ce choix est un compromis entre le temps nécessaire pour effectuer les simulations et les fluctuations statistiques des résultats. Toutes les valeurs de sortie sont normalisées par rapport à la charge incidente. Pour obtenir la dose correspondante à un tir laser dans ces conditions, il faut multiplier la dose normalisée en Gy/nC par la charge du paquet d'électrons. Les simulations suivantes sont faites pour un seul tir mais le système laser peut fonctionner à une cadence de 10 Hz.

Dans les simulations, les électrons se propagent dans le vide jusqu'au fantôme composé d'eau, même si en pratique ils voyageront dans l'air jusqu'au patient. La diffusion dans l'air a été étudiée (DesRosiers et al., 2000). La diffusion d'un faisceau d'électrons à 200 MeV après une propagation de 100 cm dans l'air correspond à une distribution angulaire de 5.4 mrad (largeur à mi-hauteur). Cette valeur surestime la diffusion à plus courte distance. Si on considère qu'une somme quadratique des angles est représentative de la convolution de la distribution initiale avec la diffusion dans l'air, on obtient une divergence de 11.4 mrad à 100 cm de la source d'électrons. Ceci doit être comparé à la divergence initiale de 10 mrad. La conclusion de cet article mentionne que "pour des faisceaux d'énergie inférieure à 200 MeV, la distance ne doit pas être plus grande que 70 cm". Nous négligerons la diffusion dans l'air dans la suite.

La cible dans laquelle le dépôt de dose est calculé fait 40 cm d'épaisseur et sa dimension transverse a été choisie beaucoup plus grande que l'extension transverse du faisceau dans le volume d'eau. La dose est représentée dans un volume de taille 4 cm \times 4 cm \times 40 cm, placé sur l'axe de propagation (Oz), et découpé en 100 \times 100 \times 100 cellules. La géométrie de la simulation est représentée en Fig. 4.8

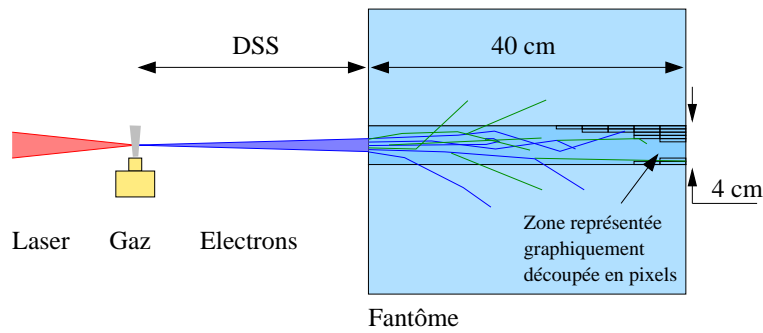


FIG. 4.8: (Couleur) Géométrie de la simulation.

DSS [cm]	15	30	60	100	-30 (focalisation)
Dose maximale [Gy/nC]	61	18	4.7	2.0	20

TAB. 4.1: Dépendance du maximum de dose avec la distance de la source à la surface. La DSS négative correspond à une configuration présentée en Sec. 4.2.3

4.2.2 Irradiation directe

Quatre distances de la source à la surface (DSS) du volume d'eau ont été choisies : 15 cm, 30 cm, 60 cm, 100 cm. Dans la suite, un autre cas est étudié (Sec. 4.2.3) où le faisceau d'électrons est refocalisé par des champs magnétiques et sera nommé DSS = -30 cm. Le paramètre libre de la simulation Monte-Carlo CutRange a été fixé à 100 μm . Il décrit la distance moyenne de propagation des particules secondaires. Des valeurs plus faibles nécessitent plus de temps de calcul. L'influence des neutrons a déjà été étudiée (DesRosiers et al., 2000), où les auteurs concluent que l'efficacité biologique relative doit être augmentée d'un facteur < 1.03 de façon à prendre en compte la production de neutron et la radioactivité. Ceci ne sera pas abordé ici.

Distribution de dose

La figure 4.9 montre les isodoses pour cette source d'électrons issue de l'interaction laser-plasma. Pour chaque simulation, les isodoses suivantes sont représentées : 0.1, 0.2, 0.5, 1, 2, 5, 10, 20, 50 Gy/nC. La distribution de dose montre une structure très allongée, avec un léger étalement latéral à cause de la diffusion des électrons. Dans les 10 premiers centimètres du fantôme, la forme de ces courbes dépend fortement de la distribution électronique initiale. Cette dépendance est atténuée pour des profondeurs plus importantes, lorsque la diffusion électronique conduit à un profil de dose similaire dans toutes les simulations. Cependant, même pour une DSS de 100 cm, ces isodoses restent parallèles à l'axe de propagation. Par exemple, la courbe à 0.1 Gy/nC s'étend au delà de 34 cm longitudinalement sans dépasser 4 cm transversalement. La valeur de dose maximale augmente lorsque la DSS diminue, car l'énergie déposée est concentrée dans un volume plus fin. Ces valeurs sont données dans le tableau 4.1.

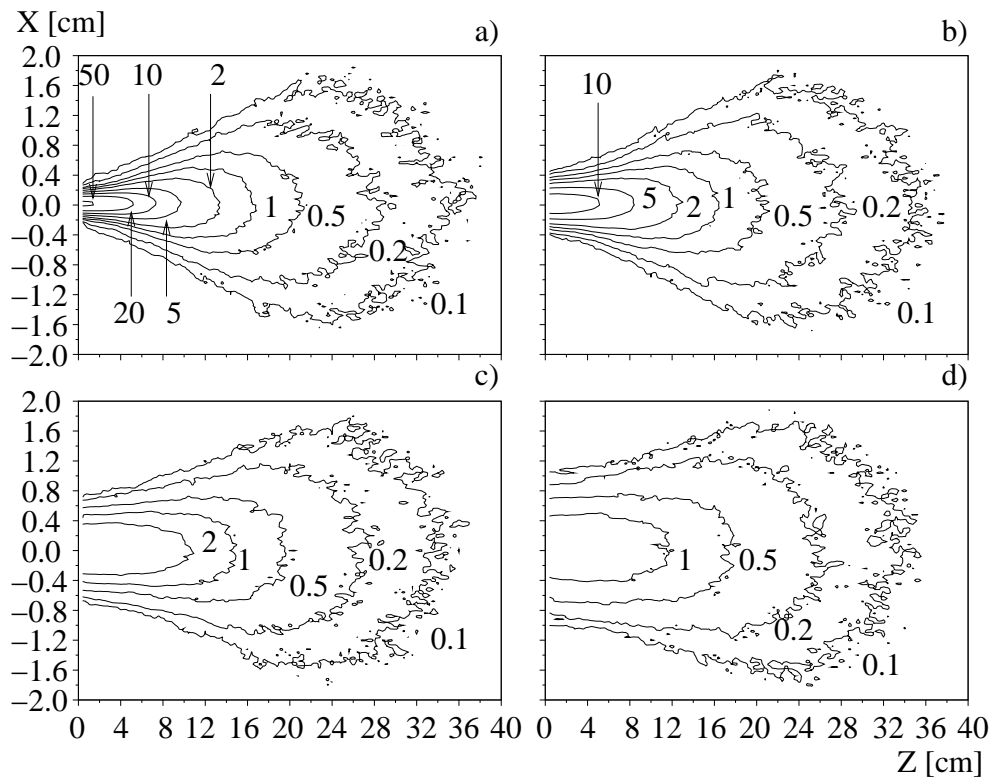


FIG. 4.9: Isodoses pour les niveaux suivants : 0.1, 0.2, 0.5, 1, 2, 5, 10, 20, 50 Gy/nC. La distance de la source à la surface est : a) 15 cm, b) 30 cm, c) 60 cm, d) 100 cm. Les deux axes ne sont pas à la même échelle.

Profils de dose longitudinal et transverse

Le profil de dose intégré transversalement est montré en Fig. 4.10. Cette courbe est la même pour toutes les simulations présentées ici, car le spectre et la distribution angulaire des électrons sont inchangés. Elle représente le profil longitudinal de dose que l'on obtiendrait si on effectue une série de tirs rapprochés pour irradier de façon uniforme un volume cible. Cette courbe présente un pic large à environ 20 cm de profondeur. Pour une tumeur située profondément (20 cm par exemple), ce faisceau d'électrons assure une meilleure protection des tissus sensibles en comparaison aux faisceaux de photons conventionnels, pour lesquels le pic de dose se situe dans les 5 premiers centimètres. Le contrôle de l'énergie centrale de ce faisceau d'électrons permettrait de placer la position de ce pic dans la tumeur à traiter. Ce pic est la conséquence de plusieurs facteurs :

- Le pouvoir d'arrêt des électrons augmente fortement aux faibles énergies, donc à la fin de leur parcours.
- Les particules secondaires sont principalement émises dans la direction de propagation du faisceau d'électrons et ces particules déposeront leur énergie un peu plus profondément dans le milieu.
- Le flux des électrons devient moins laminaire à mesure que la distance augmente. La trajectoire des électrons devient incurvée et perd de sa directionalité aux distances élevées. Ainsi, à cause de son déplacement transverse, l'électron dépose en moyenne plus d'énergie en profondeur que le dépôt de dose calculé dans un cas unidimensionnel.

Comme le parcours moyen des électrons est plus long que la longueur du volume d'eau, on obtient du signal de dose dans tout le volume du fantôme.

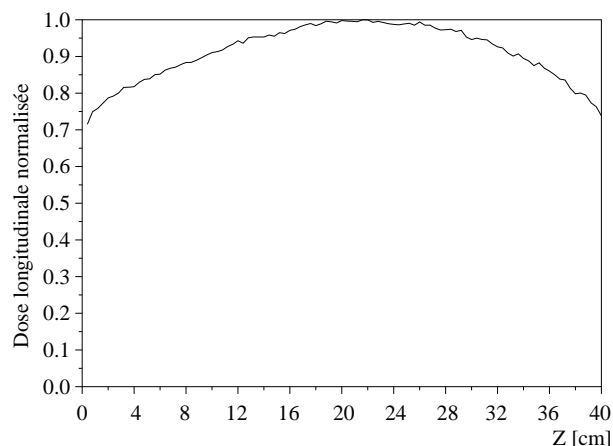


FIG. 4.10: Courbe de dépôt de dose intégrée transversalement.

La figure 4.11 montre les profils de dose le long de l'axe central et les profils transverses à 10 cm de profondeur pour les différentes DSS. A cause de la diffusion, les électrons s'écartent de l'axe central, ce qui explique la chute du signal sur la Fig. 4.11a. Ensuite, la diffusion coulombienne est principalement responsable de la forme quasi-gaussienne des profils transverses. La longueur de gradient transverse à différentes profondeurs est donnée dans le tableau 4.2. Dans cette section, la longueur de gradient transverse est définie comme la distance entre 90% et 20% du maximum de dose à une profondeur

DSS [cm]	15	30	60	100	-30 (focalisation)
Distance longitudinale					
$R_{90\%}$	1.4	2.1	2.6	3.1	4.3
$R_{20\%}$	6.8	9.8	16	18	11
Longueur de gradient transverse					
à $z=1$ cm	0.10	0.18	0.36	0.57	0.17
à $z=5$ cm	0.16	0.23	0.40	0.63	0.18
à $z=10$ cm	0.36	0.41	0.53	0.73	0.35
à $z=15$ cm	0.65	0.67	0.77	0.97	0.61

TAB. 4.2: Distance longitudinale et longueur de gradient transverse pour un seul tir. $R_{90\%}$ et $R_{20\%}$ représentent la profondeur de 90% et 20% du maximum de dose respectivement, le long de l'axe de central. La longueur de gradient transverse est définie comme la distance radiale entre 90% et 20% du maximum de dose à une profondeur donnée. La DSS négative correspond à une configuration du faisceau d'électrons qui sera étudiée en Sec. 4.2.3. L'unité est le centimètre.

donnée, pour un seul tir. La largeur des profils transverse s'accroît avec la profondeur mais aussi avec la DSS. On voit aussi que ce faisceau d'électrons peut délivrer une dose élevée avec une faible pénombre profondément dans les tissus.

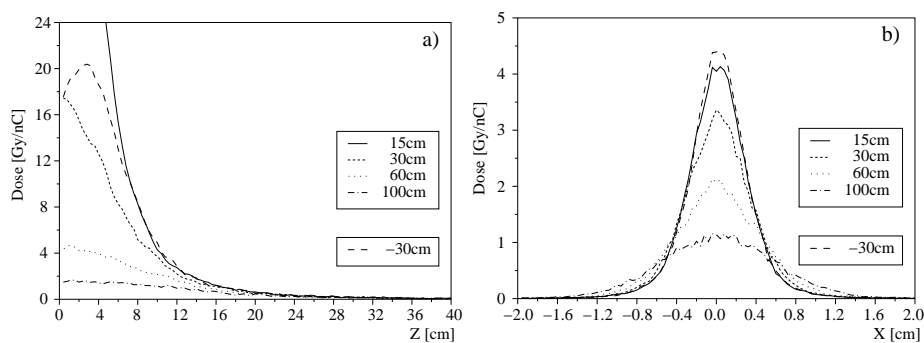


FIG. 4.11: Profils de dose pour toutes les simulations : a) longitudinal le long de l'axe de propagation, b) transverse à une profondeur de 10 cm.

Les valeurs dans le tableau 4.2 ne peuvent être comparées directement à celles de l'article de DesRosiers *et al*, où leurs simulations correspondent à des irradiations plus larges. Ceci explique pourquoi nous avons évité l'utilisation du terme "pénombre" dans cette section et utilisé le terme "longueur de gradient" à la place. Le facteur numérique nécessaire pour simuler la pénombre pour une irradiation plus large sera présenté en Sec. 4.2.4

Lorsque la distance du volume cible augmente, la distribution latérale des électrons à sa surface s'élargit. En pratique, la taille du bras isocentrique utilisé en médecine et la protection des radiations provenant du lieu d'interaction empêchent d'utiliser les DSS les

plus courtes. Il est intéressant d'étudier une configuration du faisceau d'électrons différente qui donnerait des profils de dose similaires pour des distances plus éloignées du lieu d'interaction. En utilisant un système magnétique (typiquement à base de triplet de quadripôles), il est possible de refocaliser un faisceau d'électrons. Ceci est développé dans la partie suivante.

4.2.3 Faisceau d'électrons convergent

On suppose qu'un champ magnétique d'un système compact est appliqué sur le faisceau d'électrons afin de le refocaliser plus loin. Un schéma des éléments nécessaires est montré en Fig. 4.12. Dans ces conditions, les électrons de basse énergie peuvent être éliminés par un monochromateur compact de 20 cm de long (optionnel), le faisceau d'électrons peut être refocalisé par un triplet de quadripôles de 20 cm de long et des protections peuvent être ajoutées autour du lieu d'interaction. Un système plus compact qui combine le monochromateur et le système de focalisation a déjà été présenté pour un faisceau de protons (Fourkal et al., 2003). Cette idée peut être étendue aux électrons. La géométrie de ce système ne sera pas abordée ici. Le laser se propage jusqu'au lieu d'interaction. Les radiations dangereuses sont produites après le lieu d'interaction de telle sorte que la radioprotection n'est nécessaire qu'à partir de cet endroit. Ce système doit être petit pour tenir dans une salle de traitement. La géométrie de la radioprotection ne sera pas abordée ici non plus. Les études menées dans la section précédente sont encore valables si le faisceau d'électrons est refocalisé en dehors du volume d'eau. Mais il est maintenant aussi possible de le focaliser à l'intérieur du fantôme.

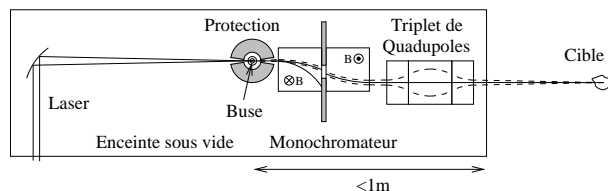


FIG. 4.12: Schéma d'un accélérateur laser-plasma monoénergétique. La laser est focalisé en utilisant une parabole hors-axe dans un jet de gaz pour accélérer les électrons. Le faisceau d'électrons est filtré (par un monochromateur) et refocalisé (par un triplet de quadripôles) en dehors de l'enceinte sous vide.

La largeur du spectre des électrons provoque des aberrations chromatiques lorsqu'on le refocalise, i.e. des électrons d'énergies différentes ne sont pas refocalisés à la même distance. Premièrement, il est possible de réduire la largeur spectrale avec le monochromateur. Deuxièmement, la largeur du spectre est éventuellement plus faible car la mesure est limitée par la résolution du spectromètre. Nous avons mesuré d'autres spectres encore plus étroits (voir Fig. 2.8). Dans cette dernière simulation présentée ici, on néglige les aberrations chromatiques qui dépendent aussi de la géométrie du système magnétique utilisé. Un système magnétique achromatique a déjà été étudié (Raischel, 2001). Le faisceau d'électrons est paramétré pour se focaliser à la position $z = 30$ cm en l'absence de fantôme. Le grandissement est -1, ce qui signifie que la distribution spatiale à la surface du fantôme est la même que dans le cas 30 cm divergent. Le faisceau d'électrons se propage

toujours dans le vide.

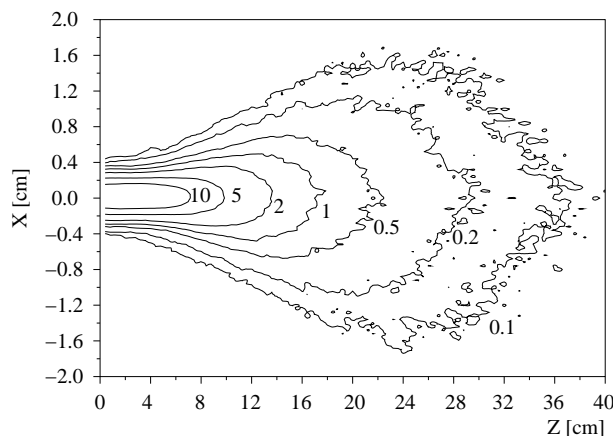


FIG. 4.13: Isodoses pour un faisceau d'électrons focalisé à la position $z = 30$ cm dans un volume d'eau avec une divergence de 10 mrad (largeur à mi-hauteur). Les deux axes ne sont pas à la même échelle.

Comme attendu, la dose maximale est plus élevée quand les électrons sont refocalisés dans la cible. On obtient une dose maximale de 20 Gy/nC (voir le tableau 4.1). La position de ce maximum est maintenant déplacé de 2.9 cm à l'intérieur du fantôme. La dose déposée à cette position est plus élevée que dans le cas divergence (14 Gy/nC à 2.9 cm). La figure 4.1 la montre aussi la dose sur l'axe central pour cette simulation. On remarque que les deux courbes démarrent au même niveau de dose. Sur les 6 premiers centimètres, la focalisation est capable de compenser l'élargissement dû à la diffusion des électrons. Le flux des électrons est plus concentré le long de l'axe, comme montré dans le tableau 4.2. Par conséquent, la dose le long de l'axe central ne décroît pas aussi vite que dans le cas divergent, mais révèle maintenant un pic en profondeur dans le fantôme. Ainsi, la distribution de dose longitudinale et transverse est similaire aux valeurs obtenues dans le cas divergent pour une DSS de 15 cm.

Dans cette configuration, la longueur de gradient transverse évolue plus lentement que dans le cas divergent de 30 cm (voir le tableau. 4.2) et les courbes isodoses restent parallèles à l'axe central durant les 6 premiers centimètres (comparer Fig.4.13 et Fig. 4.9b). Ceci assure un meilleur contrôle de l'exposition des tissus à risques dans le voisinage de la zone de traitement. La distribution angulaire affecte principalement la forme des isodoses. L'effet de la divergence initiale est estompé après une courte propagation dans le milieu. Cette diffusion diminue aussi l'impact des aberrations chromatiques.

4.2.4 Discussion

L'utilisation d'un unique paquet d'électrons peut être utile en chirurgie stéréotactique de lésions subcentimétriques, pour des profondeurs inférieures à 10 cm car le dépôt d'énergie est très concentré localement autour de l'axe central. Mais en général, le traitement d'une zone nécessite de nombreux tirs espacés pour couvrir tout le volume.

A partir des résultats présentés ci-dessus pour un seul tir laser, il est possible d'étudier l'adéquation de la distribution de dose pour des champs d'irradiation plus larges tels

que ceux utilisés en médecine habituellement. Dans la suite, on discute du potentiel du traitement de zones plus larges point par point à partir de ces faisceaux d'électrons de haute énergie accélérés par laser. Le but est d'atteindre un profil de dose homogène dans le volume cible et des gradients raides aux bords de la zone à traiter afin d'épargner les tissus sains et les organes à risque. Il faut donc avoir une pénombre la plus faible possible en profondeur. On rappelle que pour un unique faisceau d'électrons, nous avons obtenu un dépôt de dose transverse quasi-gaussien, dont la déviation standard à une profondeur donnée sera notée σ . Cette déviation standard s'obtient à partir du tableau 4.2 en divisant la longueur de gradient transverse par 1.33. Ceci implique qu'afin d'obtenir un profil latéral de dose homogène à une profondeur donnée, en superposant plusieurs tirs identiques régulièrement espacés, nous devons nous assurer que :

- l'intervalle qui sépare deux spots consécutifs soit plus faible que le σ du profil de dose pour un seul tir,
- l'extension transverse de la zone de traitement dépasse 3.5 fois le σ du profil de dose pour un seul tir.

Dans ces conditions, on obtient une répartition de dose homogène (au sens clinique) sur l'extension transverse du volume cible.

Comme la valeur de σ augmente avec la profondeur, le profil de dépôt de dose longitudinal ne sera pas homogène. On s'attend à ce que la dose suivant l'axe de propagation chute plus rapidement sur les bords de la zone de traitement que dans la partie centrale. Cet effet peut être aussi observé dans l'article de DesRosiers *et al* pour des champs d'irradiation de rayon 1 cm et 5 cm.

On peut estimer, pour une profondeur donnée, la taille du champ nécessaire pour obtenir un profil latéral de dose homogène et aussi la largeur de la pénombre latérale 90%-20% correspondante. Cette notion de pénombre correspond à la convolution de la distribution transverse gaussienne avec une fonction de Heaviside (pour reproduire l'extension semi-infinie de la zone à traiter). On obtient sa valeur en multipliant σ par le facteur de convolution 2.12. On obtient un σ d'environ 0.31 cm pour une DSS de 30 cm à une profondeur de 10 cm, ce qui mène à une pénombre transverse d'environ 0.65 cm à condition que les dimensions de la zone de traitement aient une rayon supérieur à 1.1 cm. Ces estimations sont en accord avec les résultats de DesRosiers *et al*, bien que leur étude ait été effectuée pour un faisceau collimaté d'électrons de hautes énergies ayant un étalement transverse initial plus fin que notre faisceau expérimental. Ils obtiennent, par exemple, une pénombre latérale de 0.69 cm à une profondeur de 10 cm en utilisant des électrons à 200 MeV. Cette analyse montre aussi que l'on peut obtenir des pénombres latérales à partir de distributions de dose pour des faisceaux d'électrons scannés latéralement qui soient similaires à celles des faisceaux de photons de 15 MeV.

Voici une estimation de la vitesse du traitement. Pour un champ d'irradiation de 5 cm \times 5 cm, ceci fait un total de 256 positions sur une grille dont le pas est 0.31 cm entre deux tirs consécutifs. On fait l'hypothèse que la charge du faisceau peut être diminuée et contrôlée afin de délivrer à chaque position la dose nécessaire en une seule fois, conformément au planning de traitement (typiquement 1.8 - 2.2 Gy). Dans ces conditions, l'irradiation durerait 26 secondes en travaillant à 10 Hz. Le contrôle du dépôt de dose peut se faire à l'aide du monochromateur en sélectionnant plus ou moins d'électrons ou en ajustant les paramètres d'interaction.

Le profil de dose pour une DSS de 100 cm est aussi intéressante d'un point de vue

clinique : cela permet un dépôt de dose important en profondeur dans le volume (1 Gy/nC) avec un dépôt d'énergie modéré à l'entrée du fantôme (maximum de 2 Gy/nC). La distance entre deux spots consécutifs s'allonge ($\sigma = 0.55$ cm), ce qui rend le traitement encore plus rapide, mais la pénombre latérale pour un volume semi-infini devient aussi plus large (1.2 cm à une profondeur de 10 cm). Cette configuration est adaptée s'il n'y a pas de tissus sensibles dans le voisinage de la région à traiter.

La même étude peut être menée pour le faisceau d'électrons refocalisé. La différence principale vient de la diminution de la largeur de gradient transverse de la distribution de dose à 10 cm. Afin d'obtenir une couverture homogène sur la tumeur, l'intervalle entre deux positions consécutives doit être réduit. A l'inverse, le gros avantage est que les gradients sur les bords sont plus raides. En particulier, on obtiendrait une pénombre latérale de 0.55 cm pour un traitement par scanning avec le faisceau d'électrons convergent contre 0.65 cm pour le faisceau d'électrons divergent à une profondeur de 10 cm.

Un point important de la discussion concerne la forte dose délivrée par un unique paquet d'électrons. Par exemple, dans le cas focalisant de 30 cm, on a une dose maximale de 10 Gy en un seul tir (20 Gy/nC et 0.5 nC/tir). Les valeurs obtenues pour un seul tir sont fortement supérieures à la dose appliquée habituellement durant un traitement (typiquement 1.8 à 2.0 Gy). Ensuite, il est possible de contrôler et de réduire davantage le nombre d'électrons accélérés en ajustant les paramètres d'interaction (énergie laser, durée d'impulsion, densité électronique), comme cela a été observé dans le chapitre 2. Par exemple, en diminuant la densité électronique à $3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, nous avons obtenu un faisceau d'électrons ayant les mêmes qualités spectrales mais avec une charge encore dix fois plus faibles. Le défi majeur actuel est la stabilisation du faisceau d'électrons tir à tir. Ceci constitue maintenant un des principaux axes de développement des différents groupes travaillant sur l'accélération d'électrons par laser. Comme la fluence est très élevée, des études sont aussi nécessaires pour déterminer si les effets biologiques dépendent de la durée du paquet d'électrons.

Les faisceaux d'électrons de haute énergie produits lors de l'interaction laser-plasma peuvent avoir un potentiel clinique, au moins pour les cas traités par faisceaux de photons énergétiques. Comme cette source d'électrons est pulsée, la radiothérapie pourrait même être combinée à un système de détection de mouvement des tissus et ainsi améliorer la stabilité de l'irradiation. La radiothérapie adaptative fait l'objet de plusieurs études actuellement en médecine.

Pour conclure, la distribution de dose d'un pinceau d'électrons énergétiques accélérés par laser montre son intérêt pour la radiothérapie. Radialement, le profil de dose est étroit et longitudinalement, la distance de pénétration de ces électrons dépasse la profondeur maximale des accélérateurs conventionnels de 20 MeV. Une telle installation laser est beaucoup plus simple d'utilisation car la radioprotection ne se situe qu'après le point d'interaction et le transport de la lumière ne pose pas de problème. Cette installation compacte tient dans une salle de traitement. La manipulation du faisceau d'électrons et le traitement point par point pourront se faire en insérant la parabole et la buse dans un bras isocentrique.

4.3 Application à la femtolyse¹ de l'eau

L'interaction d'un faisceau d'électrons avec la matière induit des dommages moléculaires souvent irréversibles. Ainsi, les effets délétères d'un rayonnement ionisant représentent le point central de la section précédente dédiée à la destruction de cellules cancéreuses. Au cours de leur interaction avec les milieux biologiques, les rayonnements ionisants (photons ou particules) induisent des transformations physico-chimiques précoces. Celles-ci mettent en jeu, dans la fenêtre temporelle $10^{-14} - 10^{-10}$ s, des mécanismes radicalaires ultra-rapides qui s'avèrent être responsables de dommages moléculaires, cellulaires et tissulaires majeurs observés aux temps longs (seconde, jour, mois). La compréhension de ces processus primaires nécessite des études spectroscopiques à haute résolution temporelle (Gauduel et Rossky, 1994; Gauduel et al., 2000).

Avec des largeurs à mi-hauteur de 3 à 10 ps (Kozawa et al., 1999; Wishart, 2001; Belloni et al., 2005), les caractéristiques temporelles de sources d'électrons pulsées obtenues à partir d'accélérateurs conventionnels Linac représentent une réelle limitation à l'étude des mécanismes radicalaires ultra-rapides. De nouvelles potentialités apparaissent avec les faisceaux d'électrons produits par interaction laser-plasma et dont la durée est inférieure à 100 fs. L'étude en temps réel de mécanismes radicalaires induits par l'interaction de particules relativistes avec des milieux d'intérêt biologique devient accessible. Les connaissances acquises ces dernières années sur la femtochimie radicalaire de basse énergie (< 10 eV) en phase liquide (Gauduel et al., 1998, 2000) s'avèrent essentielles pour aborder la femtochimie des hautes énergies (\sim MeV). Le projet Femtolyse de l'eau « le solvant de la vie » et de biomolécules développé au LOA s'inscrit dans cette perspective.

Les premiers travaux ont été initiés avant mon arrivée en thèse. Je présente néanmoins un bref résumé de quelques résultats (Gauduel et al., 2004; Brozek-Pluska et al., 2005) concernant le développement de la femtochimie des hautes énergies en phase liquide, avec l'apport de faisceaux d'électrons générés à partir d'un laser TW.

Afin de mieux comprendre les dommages précoces induits par des rayonnements particulaires ionisants sur des molécules d'eau, des mesures d'absorption résolues en temps ont été effectuées. L'un des objectifs est d'aborder les couplages électron secondaire-trou aqueux impliqués dans les mécanismes de formation du radical OH et de l'ion hydronium (proton hydraté). Le radical OH, par son haut pouvoir oxydant, exerce un rôle majeur en radiobiologie, radiothérapie et dans les processus d'apoptose radio-induits.

Le dispositif expérimental est présenté en Fig. 4.14. Une parabole hors-axe (*a*) de distance focale 30 cm a permis de générer une source d'électrons d'énergie inférieure à 15 MeV (*b*) dans un jet de gaz de densité électronique 1×10^{19} cm⁻³. Le spectre (*c*) est représenté par une distribution maxwellienne de température 4.5 ± 0.5 MeV. Afin de supprimer l'influence du rayonnement laser et afin de limiter la perturbation du milieu aqueux par la densité d'électrons de basse énergie (< 2 MeV), une plaque de cuivre de 1 millimètre d'épaisseur (*d*) était insérée entre la source d'électrons et la cuve d'eau (*e*). La distribution angulaire du faisceau d'électrons était mesurée sur un pile de films radiochromiques entre lesquels des plaques de cuivres permettaient de ralentir les électrons et de sélectionner la gamme d'énergie observée.

Une sonde infrarouge de durée 30 fs, centrée à 820 nm et ayant une largeur spectrale de 40 nm à mi-hauteur permet d'analyser la transition s-p d'électrons secondaires arrachés

1. traduction de Femtolysis, qui est une contraction de **Femto**second radiolysis

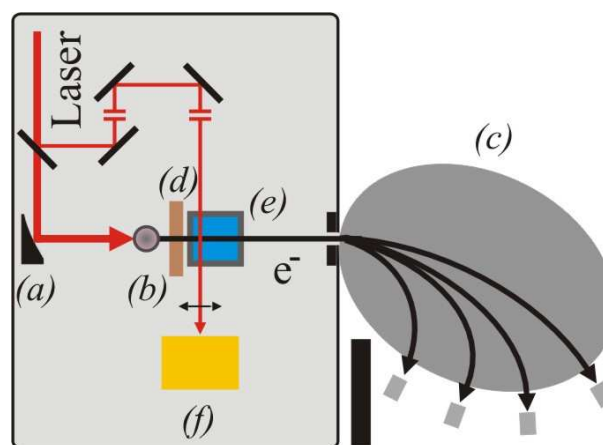


FIG. 4.14: (Couleur) Dispositif expérimental pour l'expérience de radiolyse. Le faisceau d'électrons excite les molécules d'eau à 294 K. La variation d'absorption d'une impulsion laser de 30 fs est mesurée sur une caméra haute dynamique. Le délai entre l'excitation et la lecture est contrôlé par une ligne à retard.

des molécules d'eau par les électrons relativistes, et stabilisés par des interactions avec ces molécules. L'électron hydraté, avec une configuration de type « s », représente le radical élémentaire de l'eau le plus réducteur. La compréhension de ses couplages précoces avec le radical OH et l'ion hydronium H_3O^+ fait l'objet de recherches développées dans le cadre du projet Femtolyse.

L'intensité du faisceau sonde de 30 fs (largeur à mi-hauteur) était inférieure à $10^{-3} \text{ J cm}^{-2}$ afin de négliger l'excitation directe du milieu. Le signal est mesuré sur une caméra CCD de grande dynamique (16 bits) (f). Une ligne à retard assure le contrôle du délai entre le faisceau d'électrons et le signal d'absorption. L'avantage majeur de l'interaction laser plasma, outre la courte durée initiale du paquet d'électrons, est la parfaite synchronisation entre l'excitation par le paquet d'électrons et la lecture par la sonde infrarouge. L'absorption du faisceau sonde est représentée sur la figure 4.15. Cette courbe est obtenue en comparant le signal mesuré en présence du faisceau d'électrons et sans électrons sur la ligne de vue interceptée par un pixel. On voit un signal d'absorption qui atteint un maximum 3.5 ps après l'excitation et qui décroît sur des échelles de temps plus longues.

L'analyse de ce signal est assez complexe car l'excitation et la mesure se font suivant des axes perpendiculaires. C'est à dire que le paquet d'électrons continue à se propager dans le volume d'eau pendant que la lecture progresse. Ainsi, le signal mesuré contient la réponse individuelle d'absorption à des instants différents. On mesure en fait la convolution de la réponse unique d'un échantillon et des fonctions de réponse du dispositif de mesure. En estimant les fonctions de réponse du paquet d'électron et de la ligne de mesure, le signal d'absorption de l'échantillon unique après son excitation peut être obtenu par déconvolution.

L'amplitude du signal d'absorption permet de remonter à la densité moyenne d'électrons solvatés produits. Le rendement radiolytique primaire $G_{e_{hyd}^-}$ a été estimé à 6.8 ± 0.5 molécules / 100 eV à l'instant 3.5 ps (Brozek-Pluska et al., 2005). Ce rendement s'exprime par unité de dose dont le dépôt est estimé à 15.5 ± 1 Gy sur l'axe de lecture par méthode Monte-Carlo. Les auteurs insistent sur le fait que ce rendement est supérieur

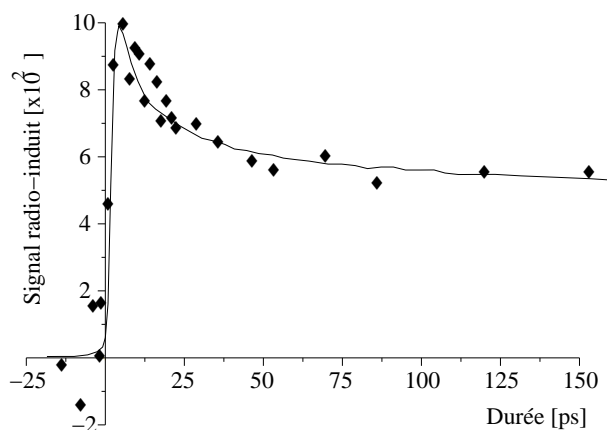


FIG. 4.15: Signal d'absorption pour différentes positions de la ligne à retard. Chaque point correspond à la moyenne sur plusieurs tirs.

aux prédictions des modèles stochastiques de la radiolyse de l'eau (Pimblott et La Verne, 1998; Muroya et al., 2002) pour lesquels les données sont extrapolées depuis des échelles de temps plus longues. Les systèmes quantiques mis en jeu aux temps courts sont plus complexes que ceux jusqu'alors utilisés pour décrire l'évolution de ce radical élémentaire à très fort pouvoir réducteur.

Ces données expérimentales préliminaires semblent montrer qu'une prise en compte de nombreux systèmes quantiques évanescents est nécessaire pour reproduire les courbes d'absorption aux très courts temps. Les trajectoires d'ionisation des molécules d'eau aboutissant à l'hydratation d'électrons secondaires et à la formation de radicaux OH utiles en radiothérapie prennent naissance à l'intérieur de grappes néoformées dans le régime préthermique ($\sim 10^{-13} - 10^{-12}$ s).

Des études complémentaires sont nécessaires pour fixer l'ensemble des paramètres libres de tels systèmes. Néanmoins, les aspects innovants du projet Femtolyse pour la radiobiologie et ses applications éventuelles en radiothérapie résident dans la synergie entre les expériences de femtochimie radicalaire des hautes énergies et les prédictions spatio-temporelles des grappes d'ionisation issues de simulations numériques impliquant des méthodes de la chimie quantique.

4.4 Application à la génération de rayonnement X (mécanisme bêtatron)

L'accélérateur laser-plasma permet de générer une source de rayonnement X très colimaté, large bande et énergétique (keV). La génération de ce rayonnement repose sur les oscillations du paquet d'électrons autour de l'axe central du canal ionique creusé par le laser. Tout simplement, des électrons soumis à une accélération rayonnent (Jackson, 1925, p662). Les champs électriques qui incurvent la trajectoire des électrons sont tellement forts que ce rayonnement s'étend jusqu'à la gamme des rayons X (quelques keV, longueur d'onde subnanométrique). Je précise qu'en section 3.1, nous avons étudié les oscillations du barycentre du paquet d'électrons. Même en l'absence de ces oscillations

du barycentre, cela n'exclut pas les oscillations individuelles des électrons.

Le mécanisme de génération de rayonnement synchrotron a été étudié dans le cadre de l'interaction laser-plasma (Whittum et al., 1990; Esarey et al., 2002; Kiselev et al., 2004). Cette radiation a été mesurée au Laboratoire d'Optique Appliquée par l'équipe d'A. Rousse (Rousse et al., 2004; Ta Phuoc et al., 2005). Cette source de rayonnement X est différente des autres sources existantes : la génération d'harmoniques d'ordre élevé est limitée à des radiations de l'ordre de 10 nm. La génération de rayonnement des sources K- α permet d'atteindre des longueurs d'onde subnanométriques mais leur émission dans 4π stéradians limite les applications.

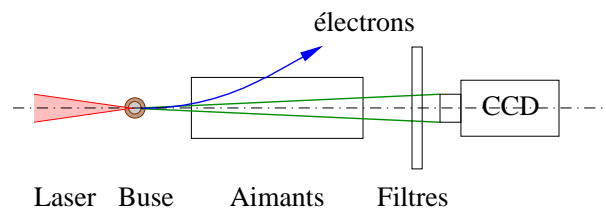


FIG. 4.16: Dispositif expérimental pour la mesure de rayonnement X par mécanisme bêtatronique.

Le dispositif expérimental est présenté en figure 4.16. Après l'interaction, les électrons sont écartés de l'axe par un champ magnétique (0.3 T sur une distance de 20 cm). Un filtre en béryllium coupe le rayonnement d'énergie inférieure à 1 keV. Le profil du rayonnement est mesuré directement sur l'axe par une caméra CCD pour les rayons X, placée à 50 cm du lieu de l'interaction. La sensibilité de la caméra limite l'observation du rayonnement X à des énergies inférieures à 10 keV. La divergence du rayonnement X est estimée à 50 mrad (largeur à mi-hauteur) sur cette gamme spectrale. Le spectre de cette radiation est estimé en plaçant différents filtres devant la caméra. Des mesures ont été effectuées avec 25 μm de béryllium (1-10 keV), en y ajoutant soit un filtre de 40 μm d'aluminium (4-10 keV) soit un filtre de 25 μm de cuivre (6-10 keV). Ceci est représenté sur la figure 4.17. En prenant en compte la forme du spectre, les auteurs estiment le nombre de photons à plus de 10^8 par tir. Cette valeur est obtenue à la densité électronique optimale pour la génération de rayonnement synchrotron, soit $n_e = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ dans 3 mm d'hélium. Cet optimum est corrélé aux qualités de la source d'électrons. En dessous de cette densité, le nombre d'électrons accélérés chute rapidement, ce qui fait décroître le signal d'émission X. A plus forte densité électronique, le signal X décroît aussi car la qualité du faisceau d'électrons se dégrade : le nombre d'électrons à haute énergie diminue, la divergence du faisceau d'électrons augmente.

Dans les structures conventionnelles, ce rayonnement est généré lors du passage du faisceau d'électrons dans un onduleur, composé d'une série d'aimants de polarité alternée. Mais les forces exercées sur les électrons dans l'interaction laser-plasma sont beaucoup plus fortes que celles du champ magnétique des aimants. Ainsi, les oscillations sont plus courtes et le spectre d'émission X s'étend à plus haute énergie. La compacité de ce système est un atout. Le nombre de photons émis dépend aussi du nombre d'oscillations effectuées dans la structure et l'allongement de la longueur d'interaction sera nécessaire pour accroître davantage l'intensité du rayonnement.

Une telle source permettra d'élargir les expériences de diffraction X résolue en temps

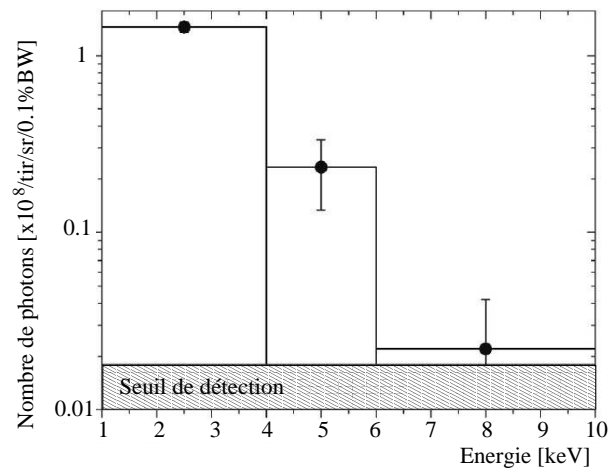


FIG. 4.17: Spectre du rayonnement X en utilisant différentes combinaisons de filtres.

(expériences de type pompe-sonde), les expériences d'absorption et de spectroscopie X. L'application de ce faisceau d'électrons pour l'amplification cohérente de rayonnement X (XFEL) est actuellement envisagée. Enfin, la génération de rayonnement X par diffusion Thomson sur une deuxième impulsion laser est aussi étudiée au laboratoire.