



HAL
open science

Focalisation d'un faisceau intense d'électrons relativistes pour la radiographie éclair

Adrien Dudes

► **To cite this version:**

Adrien Dudes. Focalisation d'un faisceau intense d'électrons relativistes pour la radiographie éclair. Physique [physics]. Université de Bordeaux, 2023. Français. NNT : 2023BORD0317 . tel-04429730

HAL Id: tel-04429730

<https://theses.hal.science/tel-04429730>

Submitted on 31 Jan 2024

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE PRÉSENTÉE
POUR OBTENIR LE GRADE DE
DOCTEUR
DE L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX

ECOLE DOCTORALE n°209 : SCIENCES PHYSIQUES ET DE
L'INGENIEUR

Spécialité : Astrophysique, plasmas, nucléaire

Par **Adrien DUDES**

Focalisation d'un faisceau intense d'électrons relativistes pour la
radiographie éclair

Sous la direction de : **Fabien DORCHIES**
Co-directeur : **Claude FOURMENT**

Soutenue le 24 novembre 2023

Membres du jury :

M. Franck GOBET	Professeur à l'université de Bordeaux	LP2I, Gradignan	Président
Mme. Brigitte CROS	Directrice de recherche CNRS	LPGP, univ Paris-Saclay	Rapporteur
M. Rémi MAISONNY	Ingénieur-chercheur CEA	Gramat	Rapporteur
M. Thierry REESS	Maitre de conférences UPPA	SIAME, Pau	Examineur
M. Fabien DORCHIES	Directeur de recherche CNRS	CELIA, Talence	Directeur
M. Claude FOURMENT	Directeur de recherche CEA	CESTA	Co-directeur

*«Plus l'ascension est longue, plus la montée est difficile,
plus grande sera la satisfaction et plus magnifique
sera la vue une fois au sommet.»*
Jigōrō Kanō

Résumé

Focalisation d'un faisceau intense d'électrons relativistes pour la radiographie éclair

La radiographie éclair est une technique d'imagerie utilisée dans le cadre du programme *Simulation* du CEA/DAM. Elle permet de sonder des échantillons très denses en évolution hydrodynamique rapide. Les faisceaux de rayons X nécessaires pour sonder de tels matériaux doivent avoir les caractéristiques suivantes : des photons dont l'énergie est de l'ordre de quelques MeV , une dose délivrée de plusieurs centaines de rad et une durée inférieure à la centaine de nanosecondes. Pour obtenir ce rayonnement X, le CEA/DAM dispose de l'installation expérimentale EPURE dont les premier et troisième axes sont d'ores et déjà en fonctionnement. Le principe repose sur l'interaction d'un faisceau d'électrons relativistes avec une cible de conversion de numéro atomique élevé (ex : tantale) pour produire un rayonnement X de freinage (Bremsstrahlung). Ce faisceau, dont l'énergie est d'environ $20MeV$ avec un courant de l'ordre de $2kA$ durant plusieurs dizaines de nanosecondes, est focalisé sur la cible afin d'obtenir une tache focale millimétrique. Diminuer la taille de cette tache permettrait d'améliorer la résolution des radiographies. L'objectif de la thèse est d'étudier des possibilités pour affiner la focalisation d'un faisceau d'électrons relativistes d'une machine de radiographie éclair. Deux aspects de la focalisation sont étudiés. Le premier concerne la problématique d'émission d'ions de la cible lors de l'irradiation par le faisceau. Ces ions sont en expansion sur le trajet du faisceau d'électrons et peuvent ainsi perturber sa tache focale. Le deuxième aspect explore la possibilité d'employer un plasma pour focaliser un tel faisceau. En effet, un solénoïde qui est très couramment employé pour la focalisation est théoriquement soumis à des effets chromatiques plus importants qu'un plasma de densité électronique inférieure au faisceau. De plus, l'étude de l'interaction faisceau/plasma va permettre d'apporter des données expérimentales dans un régime d'interaction où il y en a très peu.

Mots-clés : faisceau d'électrons, focalisation, plasma, radiographie éclair

Abstract

Focusing an intense and relativistic electron beam for flash radiography

Flash radiography is an imaging technique used at CEA/DAM aiming at studying dense objects in fast hydrodynamic evolution. The X-rays beams required to probe such materials must have the following characteristics : photons with energies of the order of magnitude of a few MeV , a delivered dose of several hundred of rad and a pulse duration less than a hundred of nanoseconds. As part of the *Simulation* program, CEA/DAM has the EPURE installation which is dedicated to produce this radiation. The principle is based on the interaction between an intense beam of relativistics electrons with a high atomic number converter target such as tantalum. The X-rays are generated by Bremsstrahlung. The incoming beam must have a high current ($\approx 2kA$), relativistics electron ($\approx 20MeV$), and last approximately $< 100ns$ to produce the X-rays required by the technique. The dimensions of the electron spot on the converter target are the same order of magnitude as those of the X-ray source. Reducing the size of the X-ray source improves the resolution of X-ray images. The goal of this Ph.D thesis is to investigate ways of improving the focusing of electron beams for flash radiography. Two aspects are examined. The first concerns the emission of ions from the converter target during its irradiation by the electron beam. These ions, expanding in the beam volume, can disturb the focal spot. The second aspect concern the possibility to focus an electron beam thanks to plasma. This latter has theoretically a fewer chromatic aberration than a solenoid, which is commonly used to focus an electron beam in our context. Moreover, the study of the interaction between the electron beam with plasma will bring experimental data in a context where there is a lack of it.

Keywords : electron beam, focusing, plasma, flash radiography

Remerciements

Cette thèse a été réalisée au CEA/CESTA au sein du Laboratoire de Hautes Puissances Pulsées du Service Essais et Physique Expérimentale. Je tiens à remercier le responsable de ce service M. Mouillet et les responsables successifs de ce laboratoire M. Caron et L. Hallo pour m'avoir permis d'accomplir la thèse dans les meilleures conditions.

Je tiens à adresser mes plus sincères remerciements à C. Fourment qui a encadré ma thèse pendant ces trois années. Grâce à toi, j'ai pu enrichir ma connaissance dans la physique expérimentale et numérique et dans le domaine de la physique des faisceaux d'électrons et des plasmas. Ta rigueur, ta bonne humeur et tes précieux conseils m'ont permis d'avancer et d'accomplir ces travaux dont je suis fier. J'adresse également mes remerciements à mon directeur de thèse F. Dorchies qui, malgré le fait qu'il ne soit pas présent au CEA/CESTA, a pu apporter régulièrement son aide et des conseils sur mes travaux.

Je tiens également à remercier les membres du jury qui m'ont fait l'honneur d'évaluer mes travaux : B. Cros et R. Maisonnny qui ont accepté le rôle de rapporteur puis F. Gobet et T. Reess pour avoir été examinateurs.

Ma gratitude s'adresse ensuite aux membres du laboratoire dans lequel j'ai passé mes trois années de thèse et en particulier Alain, Romain et Patrick qui m'ont aidé dans mes expérimentations.

Je souhaite remercier mes deux collègues de bureau sans qui, sans-doute, cette thèse aurait été bien différente.

Tout d'abord, Manon, présente durant la première année, qui a rendu ce début de thèse beaucoup plus sympathique en ces temps de covid. J'ai, avant tout, rencontré une véritable amie et j'espère avoir l'occasion, comme je te le dis depuis deux ans, de passer un peu de temps à *Avignoune* (c'est comme ça qu'on dit, non?).

Il y a eu ensuite, Erwan qui a été présent jusqu'à la fin de ma thèse. Tu as été un super collègue (à prononcer avé l'acceng) mais aussi un adversaire redoutable en basket. Grâce à toi, j'ai pu passer quasiment toute ma thèse à la plage avec tout le sable que tu ramenaï en permanence au bureau en revenant du beach-volley :).

Je tiens également à remercier ma collègue Isia pour ces trois années. On a pu compter l'un sur l'autre durant les périodes difficiles dans nos thèses. Je retiens surtout les super moments passés au laboratoire, en conférence et aussi durant les cours de Rock/Jive.

Je remercie également les personnes en dehors du laboratoire que j'ai pu côtoyer de près ou de loin, en particulier Morgane pour ton soutien et les moments passés au café.

Je remercie mes amis sur qui je sais que je peux compter en permanence, en particulier le *Chips Club*, mon ami d'enfance Suzanne et la *troupe* de Rock/Jive,

Merci à mon grand-père André J, pour avoir accepté la lourde tâche (avec un chapeau) de relire mon manuscrit, sans forcément tout comprendre, afin d'y trouver les coquilles restantes.

Pour terminer, je remercie mes parents, Isabelle et Alain, puis mon frère et ma sœur, Arnaud et Anna, pour leur soutien et pour m'avoir permis de devenir qui je suis aujourd'hui.

Sommaire

Introduction générale	1
Contexte	1
Problématique	3
Objectifs et plan de la thèse	5
1 Le transport de faisceaux d'électrons	7
1.1 Aspects théoriques	7
1.1.1 Définition	7
1.1.2 Caractéristiques	7
1.1.2.1 Énergie	7
1.1.2.2 Courant	9
1.1.2.3 Moments	10
1.1.2.4 Emittance	11
1.1.3 Transport dans différents milieux	14
1.1.3.1 Forces auto-générées	14
1.1.3.2 Coefficient de neutralisation dans un plasma	16
1.1.3.3 Interaction avec une feuille micrométrique	18
1.1.4 Calcul de propagation d'un faisceau d'électrons	22
1.1.4.1 Par l'équation d'enveloppe	22
1.1.4.2 Description cinétique et code <i>Particle-In-Cell / Monte-Carlo</i>	24
1.2 Description d'installations de radiographie éclair	25
1.2.1 Générateur de faisceau ultra-intense d'électrons	26
1.2.2 Accélérateurs de faisceaux d'électrons	28
1.2.2.1 Injecteur	28
1.2.2.2 Sections accélératrices et transport de faisceau	28
1.2.2.3 Focalisation et conversion en X	31
1.2.3 Présentation d'EPURE	32
2 Dispositifs expérimentaux et numériques	35
2.1 L'injecteur FEVAIR	35
2.2 Diagnostics électriques	43
2.2.1 Sonde de courant	43
2.2.1.1 B-dot	43
2.2.1.2 Diagnostic de Position du Faisceau	44
2.2.1.3 Boucle de Rogowski	45
2.3 Diagnostics optiques	47
2.3.1 Principe physique	47
2.3.2 Imagerie	50
2.4 Les moyens de simulations	53
2.4.1 Code d'enveloppe <i>Trajenv</i>	53
2.4.2 Code PIC/MCC <i>LSP</i>	56

2.4.3	Lien entre <i>Trajenv</i> et <i>LSP</i>	62
3	Méthodes pour minimiser le foyer électronique sur la cible de conversion	69
3.1	Bibliographie	70
3.1.1	Pièges à ions à l'aide d'une cellule à induction	70
3.1.2	La <i>Self-biased-target</i>	72
3.1.3	Le nettoyage de surface de la cible de conversion	74
3.1.4	Focalisation dynamique du faisceau d'électrons	75
3.2	La Feuille Barrière d'Ions	78
3.2.1	Bibliographie	78
3.2.2	Étude expérimentale de l'influence d'une Feuille Barrière d'Ions	79
3.2.2.1	Dispositif expérimental	80
3.2.2.2	Résultats	83
3.2.2.3	Élévation de la température de l'IBF et de la cible	88
3.2.3	Conclusion et dimensionnement sur EPURE	93
4	Étude de la propagation d'un faisceau d'électrons de radiographie éclair dans un plasma préformé	95
4.1	Caractéristiques pertinentes du plasma	96
4.2	Dispositif expérimental	102
4.2.1	La chambre d'interaction	102
4.2.2	Agencement des diagnostics du faisceau	108
4.3	Génération du plasma	108
4.3.1	Décharge plasma	109
4.3.2	Diagnostics du plasma	116
4.3.2.1	L'interféromètre micro-ondes	116
4.3.2.2	Le spectromètre de masse	119
4.3.3	Caractérisation du plasma dans un environnement optimal	121
4.4	Résultats	126
4.4.1	Influence des éléments de la chambre d'interaction sur le transport du faisceau	126
4.4.2	Caractérisation du transport du faisceau dans la chambre d'interaction sous vide	133
4.4.3	Interaction faisceau/gaz	140
4.4.4	Interaction faisceau/plasma	147
4.4.4.1	Résultats expérimentaux	147
4.4.4.2	Simulations numériques	153
4.4.4.3	Comparaison expérience-simulation	155
4.5	Conclusion et perspectives	160
	Conclusion générale	163
A	Résolution de l'équation d'enveloppe à l'aide de la méthode Runge Kunta à l'ordre 4	169
B	Méthode de Gauss-Siedel pour la résolution de l'équation de Poisson en 2D	171
C	Images du plasma produit lors de l'étude d'interaction faisceau/plasma	175
	Table des figures	186
	Liste des tableaux	187
	Bibliographie	197

Introduction générale

Contexte

Durant la guerre froide, des négociations s'engagèrent entre les pays du bloc de l'Ouest et de l'Est afin de limiter la course à l'armement et la prolifération des armes nucléaires. Les discussions aboutirent le 10 septembre 1996 avec l'adoption du *Traité d'Interdiction Complète des Essais nucléaires* (TICE) par l'assemblée des Nations-Unies. Ce traité est destiné, entre autres, à interdire aux États signataires tout type d'essais nucléaires quel que soit l'environnement. La France réalisa son premier essai le 13 février 1960 avec la bombe atomique à fission *Gerboise Bleue*. Elle adopta ainsi une posture de dissuasion nucléaire indépendante après les Etats-Unis, l'URSS et le Royaume-Uni. Avant de signer le TICE, la France effectua une ultime campagne d'essais en Polynésie-française entre septembre 1995 et janvier 1996 avec un total de six tirs sur les huit prévus initialement. Elle signa le traité dès son ouverture à la signature le 24 septembre 1996 pour le ratifier le 6 avril 1998. La France lança donc en 1996 le programme *Simulation* afin de pérenniser la dissuasion nucléaire et la fiabilité des armes tout en restant en conformité avec le TICE. Ce programme est conduit par la Direction des Applications Militaires (DAM) du CEA et a permis le développement de trois installations majeures : le Laser Mégajoule [1], le supercalculateur EXA [2] et la machine de radiographie éclair EPURE [3]. Cette dernière pose le contexte de cette thèse de doctorat.

L'installation EPURE (Expérience de Physique Utilisant la Radiographie Éclair) située au CEA/DAM de Valduc est opérationnelle depuis octobre 2014. Elle est exploitée par le CEA/DAM et par le Ministry of Defense du Royaume-Uni grâce au traité TEUTATES qui matérialise la coopération franco-britannique en matière de sécurité et de défense. L'objectif d'EPURE est d'imager l'évolution hydrodynamique de matières nucléaires dans des conditions rencontrées durant la phase pré-nucléaire des armes. Les expériences réalisées sur EPURE permettent de confronter les modèles numériques et ainsi garantir la fiabilité des armes. Le développement de l'installation est assuré conjointement mais les expériences d'hydrodynamique proprement dites sont réalisées séparément.

La radiographie éclair est le principe d'imagerie employé sur EPURE. Elle consiste à sonder l'échantillon à l'aide de rayons X, tout comme une radiographie médicale. La différence avec cette dernière est que l'objet à imager est, à la fois, beaucoup plus dense et en évolution hydrodynamique.

mique rapide. Les faisceaux de rayons X nécessaires pour sonder de tels matériaux doivent avoir les caractéristiques suivantes : des photons dont l'énergie est de l'ordre de quelques MeV, une dose 100 000 fois plus élevée qu'une radiographie pulmonaire et une durée maximale de quelques dizaines de nanosecondes [4]. Pour produire un tel rayonnement, un faisceau d'électrons est focalisé sur une cible de conversion afin de produire ces rayons X par rayonnement de freinage (figure 1).

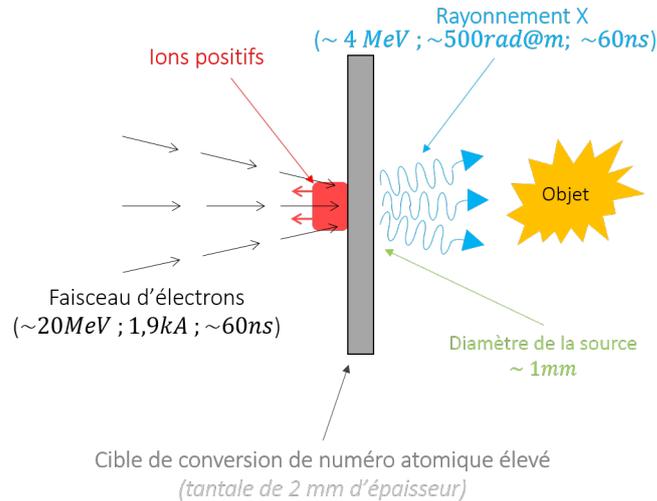


FIGURE 1 – Schéma du principe de production des rayons X dans le cadre de la radiographie éclair. Un faisceau d'électrons est focalisé sur la cible en tantale pour générer des rayons X par rayonnement de freinage. L'émission d'ions de la cible vient perturber la tache électronique sur la cible de conversion.

Pour maximiser la puissance rayonnée, la cible doit avoir un numéro atomique élevé comme le tantale ($Z = 73$) qui est utilisé sur EPURE. Les caractéristiques requises du rayonnement X fixent celles du faisceau d'électrons. En effet :

- la durée d'émission des X est égale à la durée totale d'irradiation du faisceau d'électrons sur la cible,
- l'énergie des photons est un spectre continu dont l'énergie maximale est celle des électrons,
- la dose dépend du courant du faisceau et de l'énergie des électrons. La relation est donnée par une loi empirique [5, 6] :

$$D \propto \int dt I \times E^{2.6-3.0}, \quad (1)$$

avec I le courant du faisceau, E l'énergie des électrons et D la dose. Cette dernière représente l'énergie déposée dans 1 kg d'air à 1 mètre de la source et son unité est le rad à 1 mètre (notée rad@m). Dans cette relation, le coefficient de proportionnalité et la puissance sur l'énergie dépendent du matériau de la cible de conversion.

Les installations de radiographie éclair ont pour objectif d'obtenir une dose de rayon X élevée de plusieurs centaines de rad@m [4]. Les deux stratégies pour y arriver sont d'augmenter l'intensité ou l'énergie du faisceau d'électrons. Cela a conduit au développement de deux familles

d'installations dont le point commun est de générer le faisceau d'électrons dans une diode sous vide.

- La première fournit un faisceau ultra intense ($> 100 \text{ kA}$) d'électrons relativistes de $1 - 10 \text{ MeV}$. Ce type de faisceau ne peut se propager que sur une distance de l'ordre de la diode (quelques cm). En effet, la charge d'espace est tellement élevée qu'elle empêche le faisceau de se propager. La conversion en X se produit au niveau de l'anode. Pour la suite, nous qualifierons cette famille de *Générateur de faisceau ultra-intense d'électrons*.
- La seconde fournit un faisceau intense ($\approx 2 - 3 \text{ kA}$) dont les électrons sont plus relativistes, $\approx 20 \text{ MeV}$. La diode ne peut pas fournir directement un faisceau de 20 MeV . Étant donné que le faisceau peut se propager dans le vide, il est accéléré durant son transport pour atteindre l'énergie nécessaire. Pour la suite, nous qualifierons cette famille d'*Accélérateur de faisceau d'électrons*. A noter que l'énergie des photons produits dans ce type de machine ne doit pas être trop élevée car ils doivent être absorbés en partie par l'échantillon.

Ces faisceaux intenses d'électrons relativistes durent plusieurs dizaines de nanosecondes avec un diamètre de l'ordre du centimètre durant leur propagation, ce qui les rend très spécifiques au domaine de la radiographie éclair.

Problématique

La résolution spatiale de l'image est un paramètre qui définit les dimensions du plus petit détail observable. Ce paramètre dépend du diamètre de la source X au niveau de la cible de conversion et du positionnement de l'échantillon entre la source X et le détecteur (figure 2). Si les différents éléments ont des positions fixes, la résolution spatiale est directement proportionnelle au diamètre de la source X qu'il faut donc minimiser. Or, cette dernière est du même ordre de grandeur que le diamètre de la tache électronique sur la cible [7]. Ainsi, pour améliorer la résolution spatiale des images de radiographie éclair, il faut focaliser au maximum le faisceau d'électrons sur la cible de conversion.

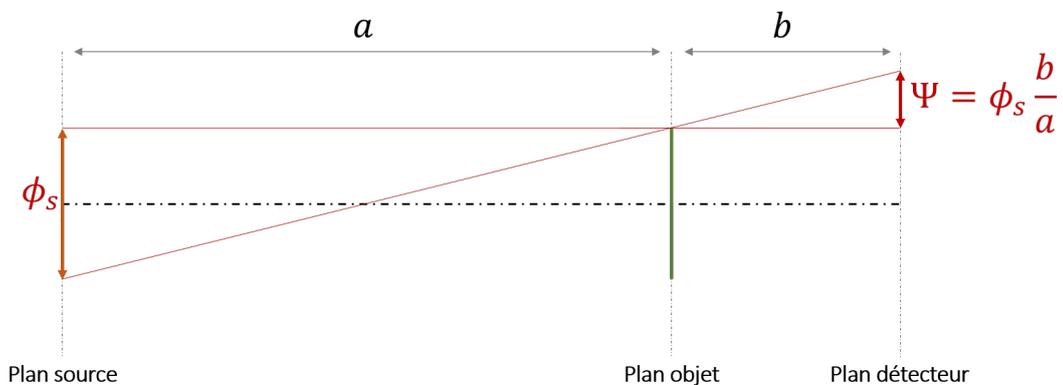


FIGURE 2 – **Résolution spatiale de l'image.** Illustration du lien entre la résolution spatiale (Ψ), le diamètre de la source X (ϕ_s), la distance entre le plan source et le plan objet (a) et entre le plan objet et le détecteur (b).

Cependant, un plasma peut être généré sur la surface de la cible chauffée par le faisceau d'électrons. Les ions positifs du plasma sont accélérés dans le volume du faisceau (figure 1) [8–12]. Cette accélération a pour origine un champ électrique longitudinal qui apparaît entre la cible (à la masse) et le faisceau d'électrons (à un potentiel négatif). La densité de charge positive se propageant dans le volume du faisceau réduit partiellement sa charge d'espace. Ainsi, la répulsion coulombienne est diminuée au sein du faisceau qui est sur-focalisé en amont de la cible [13]. **Le diamètre de la tache électronique à la surface de la cible de conversion augmente donc au cours du temps de manière non-contrôlée à cause de l'émission d'ions [12] ce qui altère la résolution spatiale des radiographies.**

Dans un contexte plus général, un plasma peut faire subir des mécanismes autres que la focalisation à un faisceau de particules chargées. L'accélération de particules par ondes de sillage plasma (PWFA) ou laser (LWFA) [14–16], la production de sursauts gamma en astrophysique [17], et la fusion par confinement inertiel en particulier l'ignition rapide [18–21] et la compression par faisceau d'ions lourds (Heavy Ion Fusion) [22–24] sont parmi ces mécanismes dont les sujets de recherche sont très actifs. Le pouvoir focalisant des gaz ionisés peut être exploité, notamment à l'aide de lentilles plasma, à la condition de savoir générer un plasma plus contrôlé que l'émission d'ions de la cible de conversion. L'étude de la lentille plasma a commencé en 1987 avec P. Chen [25] qui a été le premier à évoquer et théoriser le pouvoir focalisant de ces éléments. Lorsqu'un faisceau d'électrons pénètre dans un plasma quasi-neutre, les électrons de celui-ci sont expulsés de façon à neutraliser partiellement ou totalement la charge du faisceau. L'atténuation ou bien la suppression de cette contribution répulsive favorise la focalisation du faisceau selon les caractéristiques de l'interaction. La phénoménologie plus complète sera présentée dans la section 1.1.3.2 du chapitre 1. En 1990, Nakanishi *et al.* [26] ont réussi à réduire de 20% la taille de la tache électronique d'un faisceau d'électrons relativistes de 0,5 nC à l'aide d'un plasma sur-dense (dont la densité électronique est plus élevée que celle du faisceau). La plupart des études de focalisation d'un faisceau d'électrons par une lentille plasma trouvées dans la bibliographie rentrent dans le cadre des domaines de recherches du PWFA et LWFA [27–29]. Dans ces études, la charge du faisceau d'électrons est en général de l'ordre de $1 \text{ pC} < C < 100 \text{ nC}$, son énergie de plusieurs MeV à plusieurs GeV et une extension transverse millimétrique. La densité électronique du plasma peut varier de 10^{12} cm^{-3} à 10^{19} cm^{-3} et possède également des dimensions millimétriques. Dans le domaine de la radiographie éclair, en particulier dans celle de la famille des *accélérateurs de faisceau d'électrons* (1 – 10 MeV, > 1 kA, 60 ns), la charge du faisceau est de l'ordre de 0,1 mC et son extension transverse de l'ordre du centimètre. Comme nous le verrons dans la section 4.1 du chapitre 4, le plasma doit avoir une extension transverse centimétrique et une densité électronique au maximum $\approx 10^{12} \text{ cm}^{-3}$. Cependant, nous n'avons pas trouvé d'études expérimentales quant à l'emploi d'une lentille plasma dans une telle configuration. Malgré tout, une lentille plasma pourrait être une alternative intéressante aux solénoïdes qui sont couramment utilisés pour focaliser un faisceau d'électrons. En effet, les solénoïdes sont plus soumis à des effets d'aberrations chromatiques que des lentilles plasma sous-dense (dont la densité électronique est

inférieure à celle du faisceau). Nous discutons de l'importance de ces effets sur ces deux éléments lors de l'étude de l'équation d'enveloppe du faisceau dans la section 1.1.4.1 du chapitre 1.

Un plasma de laboratoire est souvent généré dans un gaz qui n'est pas totalement ionisé. Les électrons du faisceau peuvent ioniser par impact les atomes du gaz, modifiant ainsi le plasma dans lequel le faisceau se propage. Il est donc important de bien caractériser l'interaction entre un faisceau d'électrons et un gaz avant d'étudier sa propagation dans un plasma préformé. W. H. Bennett a été parmi les premiers à étudier théoriquement l'interaction entre un faisceau d'électrons et un gaz [30] en 1933. Il a mis en évidence que le faisceau peut se focaliser lorsqu'il est totalement neutralisé en charge. En 1981, Rukhadze *et al.* ont également étudié théoriquement cette interaction [31]. Ils ont montré qu'un faisceau intense d'électrons relativistes (≈ 1 MeV, > 1 kA) peut être soumis à des instabilités si la charge d'espace du faisceau n'est pas totalement neutralisée. Une des premières expérimentations a été réalisée en 1972 par Miller *et al.* [32]. Ils ont fait propager deux types de faisceau d'électrons (1,5 MeV, 3 kA, 60 ns et 350 keV, 25 kA, 30 ns) dans plusieurs gaz entre $1 \mu\text{Torr}$ et 1 Torr (1 Torr = 1,33 mbar). Leurs résultats sont en accord avec les modèles qui prennent uniquement en compte l'ionisation directe du gaz par le faisceau dans le régime où le plasma créé a une densité inférieure à celle du faisceau. Plusieurs études ont eu lieu ces dernières années sur des *générateurs de faisceaux ultra-intenses d'électrons* pour améliorer leur transport en mettant à profit l'interaction faisceau/gaz [33, 34]. Une certaine pression de gaz permet de produire un plasma par ionisation par impact qui peut neutraliser la charge et le courant du faisceau. Ses champs électrique et magnétique propres sont donc écrantés ce qui permet de le propager dans le gaz (cf section 1.1.3.2 du chapitre 1). Dans le contexte de la radiographie éclair, l'interaction faisceau/gaz a notamment été étudiée au Sandia National Laboratory sur le générateur de faisceau ultra-intense d'électrons RITS (Radiographic Integrated Test Stand) [35] ($\approx 4,5$ MeV, > 20 kA, ≈ 60 ns) afin de contrôler la focalisation. Les simulations numériques de Welch *et al.* ont montré, malgré tout, qu'il vaut mieux faire propager le faisceau dans un plasma préformé que dans un gaz pour obtenir une tache focale stationnaire [36]. Cette mise en évidence a donné lieu à des expérimentations sur la propagation d'un faisceau dans un plasma [37, 38]. **Concernant la famille d'installations d'accélérateurs de faisceau d'électrons, aucune étude expérimentale portant sur les lentilles plasma ni même sur l'interaction entre un faisceau d'électrons d'une dizaine de MeV et de quelques kA avec un plasma ou du gaz n'a été réalisée à notre connaissance.**

Objectifs et plan de la thèse

L'objectif de cette thèse est d'étudier des possibilités pour affiner la focalisation d'un faisceau d'électrons de radiographie éclair. Deux aspects de la focalisation sont étudiés. Le premier aspect concerne la problématique d'émission d'ions de la cible lors de son irradiation par le faisceau. Il existe diverses solutions pour pallier la perturbation provoquée par les ions. Nous nous sommes concentrés sur l'une d'entre elles pour laquelle une étude expérimentale et numérique a été réalisée. Le deuxième aspect concerne la focalisation d'un faisceau d'électrons à l'aide

d'un plasma. Nous présenterons une étude expérimentale et numérique sur l'interaction entre un faisceau d'électrons de 3,4 MeV, 2 kA, ≈ 60 ns avec un gaz et un plasma.

Ce manuscrit est divisé en quatre chapitres :

- Le chapitre 1 est dédié à la thématique du transport d'un faisceau d'électrons. Dans une première partie théorique, nous introduirons quelques notions, utiles pour la suite, de la physique des faisceaux d'électrons et du transport dans différents milieux. Nous présenterons également les deux descriptions (Particle-In-Cell et par l'équation d'enveloppe) couramment employées pour traiter du transport d'un faisceau d'électrons. Dans la deuxième partie de ce chapitre, nous aborderons les différentes technologies autour des faisceaux d'électrons de radiographie éclair. Nous terminerons ce chapitre en présentant succinctement l'installation EPURE.
- Le chapitre 2 présente notre dispositif expérimental et les différents diagnostics pour caractériser le faisceau d'électrons. Ce chapitre présente également les moyens de simulations employés dans le cadre de cette thèse.
- Le chapitre 3 traitera la problématique de l'émission d'ions de la cible. Tout d'abord, nous présentons, au travers d'une première partie bibliographique, les différentes techniques étudiées pour pallier la dégradation de la tache électronique sur la cible à cause de l'émission d'ions. Ensuite, nous présentons notre étude expérimentale et numérique basée sur l'emploi d'une *Feuille Barrière d'Ions*. Nous étudions les dimensions de la tache électronique sur une cible lorsqu'un tel élément est placé quelques millimètres en amont. Cette *Feuille Barrière d'Ions*, conductrice et d'épaisseur micrométrique, a la propriété de laisser passer le faisceau tout en stoppant l'expansion des ions.
- Le chapitre 4 concerne l'étude de l'interaction entre un faisceau d'électrons et un plasma. Dans la première partie, nous justifions les caractéristiques pertinentes du plasma pour réaliser cette étude d'interaction. Dans la deuxième et troisième partie, nous présentons respectivement la chambre d'interaction et le système permettant d'y générer le plasma. Cet ensemble doit pouvoir laisser passer le faisceau d'électrons et produire un plasma sur son chemin dont les caractéristiques sont celles retenues dans la première partie de ce chapitre. Dans la dernière partie, nous présentons notre étude expérimentale et numérique.
- Enfin, nous concluons en résumant les principaux résultats et les contributions que nous avons apportées sur les deux études réalisées. Nous discuterons des perspectives à envisager.

Chapitre 1

Le transport de faisceaux d'électrons

Avant de traiter les problématiques soulevées autour de la focalisation d'un faisceau d'électrons de radiographie éclair, il faut traiter de son transport. Ce chapitre est divisé en deux grandes parties. La première est purement théorique et permet d'introduire les notions de la physique des faisceaux de particules chargées utiles pour la suite. Nous traiterons également de certains mécanismes que le faisceau subit habituellement durant son transport dans une machine de radiographie et dans un plasma. Enfin, nous présenterons les deux types de description employés pour l'étudier. La deuxième partie concerne les différentes installations de faisceau d'électrons. Après avoir présenté la technologie des *générateurs de faisceaux ultra-intenses d'électrons*, nous nous concentrerons sur la famille d'installations d'*accélérateurs de faisceau d'électrons* qui est celle utilisée dans le cadre de cette thèse. Nous terminerons ce chapitre en décrivant EPURE succinctement.

1.1 Aspects théoriques

1.1.1 Définition

Un faisceau de particules chargées est une collection de particules dont [39] :

- la dispersion de l'énergie cinétique est faible par rapport à l'énergie cinétique moyenne,
- les particules de l'ensemble se déplacent approximativement dans la même direction.

Pour la suite, nous traitons exclusivement des faisceaux d'électrons. Nous notons la charge de l'électron $q = -e = -1,60219 \times 10^{-19}$ C et la masse $m_e = 9,10953 \times 10^{-31}$ kg. Pour un électron se déplaçant à la vitesse v , nous notons la vitesse réduite $\beta = v/c$ avec $c = 2,99792458 \times 10^8$ m/s la vitesse de la lumière dans le vide. Le facteur de Lorentz est donné par $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$.

1.1.2 Caractéristiques

1.1.2.1 Énergie

Par abus de langage, nous associons une énergie à un faisceau d'électrons alors que c'est chaque électron qui porte une certaine énergie cinétique $(\gamma - 1)m_e c^2$. Un faisceau doit, en géné-

ral, être le plus monochromatique possible. La dispersion d'énergie cinétique est minimisée dès la création du faisceau grâce au design de la *diode* servant à le générer. Nous évoquerons plusieurs exemples de diodes dans la section 1.2. La production des électrons est toujours basée sur la différence de potentiel V_d entre une anode et une cathode d'où ils sont arrachés. Ces électrons atteignent l'anode (qui est soit creuse soit solide selon le type d'installation) avec une énergie cinétique eV_d .

Introduisons la notion de *Potentiel de dépression* qui intervient lors de la propagation d'un faisceau d'électrons. Lorsque ce dernier se propage dans un tube creux, conducteur et relié à la masse, une partie de l'énergie cinétique des électrons est convertie en énergie potentielle. En effet, le faisceau ayant une charge négative, il existe une différence de potentiel entre celui-ci et le tube à la masse. Nous pouvons calculer l'expression de ce potentiel en supposant un faisceau d'électrons monochromatique, homogène, de section circulaire, de rayon r_b se propageant dans un tube conducteur à la masse et de rayon r_p . Le faisceau est parfaitement centré dans le tube et est stationnaire. Un schéma est donné dans la figure 1.1.

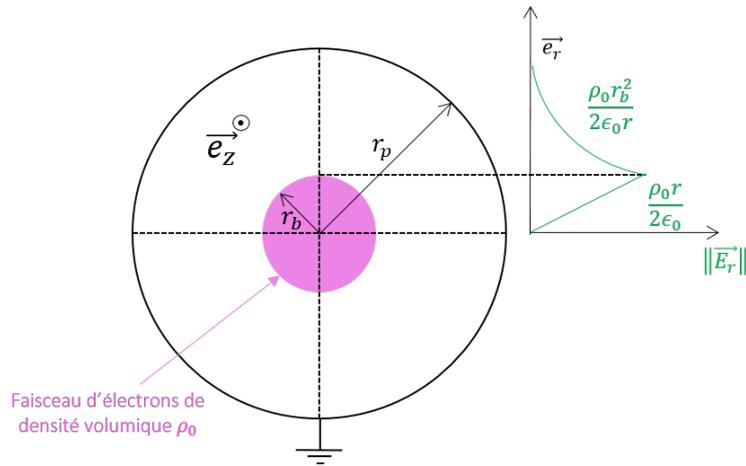


FIGURE 1.1 – **Champ électrique radial d'un faisceau d'électrons infiniment long en \tilde{e}_z se propageant dans un tube creux conducteur à la masse [7].**

En appliquant le théorème de Gauss, et en sachant que $\vec{E} = -\vec{\text{grad}}V$, nous obtenons l'expression du potentiel de dépression :

$$V_p = \frac{\rho_0 r_b^2}{2\epsilon_0} \ln\left(\frac{r_p}{r_n}\right), \quad (1.1)$$

avec $\epsilon_0 = 8,854187 \times 10^{-12} \text{ m}^{-3} \text{ kg}^{-1} \text{ s}^4 \text{ A}^2$ la permittivité du vide et ρ_0 la densité volumique de charge du faisceau d'électrons.

Lorsque le faisceau se propage dans un tube conducteur creux, une partie de son énergie cinétique est convertie en énergie potentielle (qV_p). Il faut donc prendre en compte cette réduction d'énergie cinétique lors de la modélisation du transport du faisceau. Une fois que le faisceau atteint une cible conductrice à la masse, l'énergie potentielle est reconvertie en énergie cinétique

[7]. Il interagit donc avec la cible avec son énergie cinétique initiale.

1.1.2.2 Courant

Le courant d'un faisceau d'électrons $I_b(t)$ quantifie le débit de charge au travers d'une surface perpendiculaire à la direction de propagation. Dans l'idéal, le profil temporel, mesuré à une position z donnée, est un plateau de courant avec un certain temps de montée τ_m et de descente τ_d . Ce profil ne change pas durant la propagation du faisceau si celui-ci ne heurte pas d'obstacle. La valeur du plateau de courant est fixée lors de la génération du faisceau dans la diode. La *Loi de Child-Langmuir* [40, 41] fixe une limite haute à la densité de courant du faisceau. Pour comprendre cette limite, représentons une diode simplifiée par une cathode et une anode plane respectivement au potentiel $-V_0$ et 0. Un schéma est donné dans la figure 1.2. Le potentiel $\phi(z)$ croît linéairement sous vide (Courbe A de la figure 1.2). Lorsque les électrons sont arrachés de la cathode, la charge d'espace négative modifie le potentiel entre les électrodes. Plus le flux d'électrons augmente, plus le champ électrique au niveau de la cathode diminue jusqu'à être nul (Courbe B de la figure 1.2). Le courant du faisceau d'électrons produit ne pourra pas être supérieur.

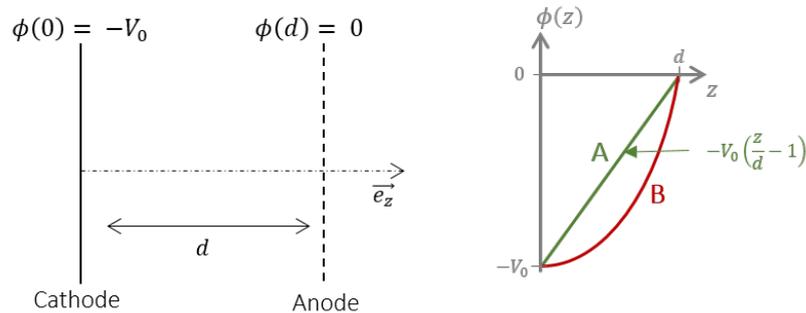


FIGURE 1.2 – **Potentiel entre une cathode et une anode d'une diode simplifiée.** Le potentiel est linéaire quand la diode est sous vide (Courbe A). Un flux limite d'électrons dans la diode réduit à 0 le champ électrostatique au niveau de la cathode (Courbe B)

La loi de Child-Langmuir relie la densité de courant j_z maximale et les caractéristiques de la diode. Pour une diode unidimensionnelle, l'expression pour un faisceau d'électrons non-relativistes est [41] :

$$j_z = \frac{4\epsilon_0}{9} \left[\frac{2e}{m_e} \right]^{1/2} \frac{V_0^{3/2}}{d^2}. \quad (1.2)$$

Dans le cas d'un faisceau d'électrons relativistes, cette loi est donnée par [42] :

$$j_z \approx \left[\frac{2\epsilon_0 m_e c^3}{ed^2} \right] \left[\left(1 + \frac{eV_0}{m_e c^2} \right)^{1/2} - 0.8471 \right]^2, \quad (1.3)$$

avec $0,5 \text{ MV} < V_0 < 10 \text{ MV}$.

1.1.2.3 Moments

Nous introduisons la notion d'*espace des traces* et de *moments* dans cette sous-section. Un faisceau d'électrons est une distribution de particules modélisable par une fonction de distribution de laquelle nous pouvons extraire des *moments*. Chaque moment a une signification physique qui caractérise la distribution.

Soit un faisceau d'électrons se propageant selon l'axe \vec{e}_z en coordonnées cartésiennes. Le mouvement d'une particule est défini par les trois coordonnées spatiales (x,y,z) et par les trois composantes du vecteur vitesse (v_x,v_y,v_z) . Selon le plan (\vec{e}_x,\vec{e}_z) , l'angle qu'à la trajectoire d'une particule par rapport à \vec{e}_z est définie par $x' = dx/dz$. Si nous supposons que $v_x \ll v_z \approx \beta c$, cet angle peut s'exprimer par :

$$x' = \frac{v_x}{\beta c}. \quad (1.4)$$

L'angle y' est défini de la même manière dans le plan (\vec{e}_y, \vec{e}_z) :

$$y' = \frac{v_y}{\beta c}. \quad (1.5)$$

Chaque particule peut être caractérisée par (x,x',y,y') . Nous pouvons représenter toutes les particules de même z dans deux graphiques $(\vec{e}_x,\vec{e}_{x'})$ et $(\vec{e}_y,\vec{e}_{y'})$ appelés *espace des traces*.

L'ensemble des particules du faisceau à un z donné est décrit via la fonction de distribution $f(x,x',y,y')$ dans l'espace des traces à quatre dimensions $(\vec{e}_x,\vec{e}_{x'},\vec{e}_y,\vec{e}_{y'})$. Nous pouvons extraire des moments de cette fonction via cette définition :

$$\langle \alpha \rangle = \iiint \alpha f(x,x',y,y') dx dx' dy dy', \quad (1.6)$$

avec α qui est égal à x,x',y ou y' pour donner un moment d'ordre un, ou bien α qui est égal à un produit de x,x',y,y' pour obtenir un moment d'ordre deux. Donnons plusieurs exemples afin d'illustrer notre propos.

- $\langle x \rangle$ est un moment d'ordre un qui représente la position transverse du centroïde du faisceau selon \vec{e}_x .
- $\langle x' \rangle$ est également un moment d'ordre un qui représente l'angle moyen entre \vec{e}_x et \vec{e}_z .
- $\langle x^2 \rangle$ est, cette fois-ci, moment d'ordre deux. Il s'agit de la définition du rayon *Root-Mean-Square*(RMS) au carré selon \vec{e}_x : $x_{\text{RMS}} = \sqrt{\langle x^2 \rangle}$.
- $\langle x'^2 \rangle$ est également un moment d'ordre deux qui représente l'angle RMS au carré entre \vec{e}_x et \vec{e}_z : $x'_{\text{RMS}} = \sqrt{\langle x'^2 \rangle}$. Nous qualifions ce terme de divergence RMS.
- $\langle xx' \rangle$ est un moment d'ordre deux qui caractérise la corrélation entre x et x' qui apparaît lorsque le faisceau converge ou diverge. Il décrit l'ellipticité de la distribution dans le plan $(\vec{e}_x,\vec{e}_{x'})$.

Ces grandeurs sont notamment employées lors de la définition de l'émittance RMS dans la sous-section qui suit.

1.1.2.4 Emittance

A l'image de l'écoulement laminaire d'un fluide, les électrons d'un faisceau peuvent suivre des trajectoires qui ne se croisent pas. Un faisceau laminaire remplit deux conditions [42] :

- toutes les particules de même vitesse longitudinale v_z à une position donnée ont la même vitesse transverse,
- la vitesse transverse d'une particule est proportionnelle à son écart de l'axe de symétrie du faisceau. Dans l'espace des traces $(\vec{e}_x, \vec{e}_{x'})$, les particules sont donc réparties sur une droite.

Ce régime idéal n'existe pas dans la réalité car la diode qui génère le faisceau n'est pas parfaite et est source de dispersion des vitesses transverses. Le faisceau peut toutefois s'approcher de ce régime. Pour quantifier cet écart au régime laminaire, on utilise l'*emittance* noté ϵ . Il existe beaucoup de définitions d'émittance dans la bibliographie. Nous présentons celles qui seront utiles pour la suite.

Parmi ces définitions, il existe l'*emittance RMS* qui emploie les moments d'ordre deux de la distribution de particules (voir section 1.1.2.3). Par définition, l'émittance RMS selon le plan de l'espace des traces $(\vec{e}_x, \vec{e}_{x'})$ est :

$$\epsilon_{x(\text{RMS})} = \sqrt{\langle x^2 \rangle \langle x'^2 \rangle - \langle xx' \rangle^2}, \quad (1.7)$$

avec comme unité le m.rad.

L'émittance RMS dans le plan $(\vec{e}_y, \vec{e}_{y'})$ est définie de la même manière.

$$\epsilon_{y(\text{RMS})} = \sqrt{\langle y^2 \rangle \langle y'^2 \rangle - \langle yy' \rangle^2}. \quad (1.8)$$

Dans la suite de cette section, nous illustrons cette émittance dans le plan $(\vec{e}_x, \vec{e}_{x'})$.

Dans le cas d'un faisceau laminaire, la distribution dans l'espace des traces est une droite. La position des particules dans cet espace suit la relation $x' = Kx$. Lorsqu'un tel faisceau converge ($K < 0$) ou diverge ($K > 0$), la distribution est une droite avec une certaine inclinaison par rapport à l'axe des abscisses (figure 1.3-B-C). Quand nous ne sommes dans aucune de ces deux situations ($K = 0$), le faisceau d'électrons est à un foyer (ou *waist*) et la droite est parallèle à l'axe des abscisses (figure 1.3-A). Dans les trois situations, l'émittance RMS est nulle. En effet,

$$\epsilon_{x(\text{RMS})} = K \sqrt{\langle x^2 \rangle \langle x^2 \rangle - \langle x^2 \rangle^2} = 0. \quad (1.9)$$

Pour un faisceau non laminaire, les particules à une position x donnée n'auront pas la même vitesse transverse v_x . La largeur de la distribution angulaire des électrons $\sqrt{\langle x'^2 \rangle}$ à une certaine côte z_0 dépend de deux termes. Le premier est du à la distribution angulaire des électrons d'un faisceau d'électrons laminaire de largeur $\sqrt{\langle \theta^2 \rangle_{\text{lam}}}$. Le second provient de la distribution angulaire "locale" et aléatoire autour de la distribution laminaire, de largeur $\sqrt{\langle \theta^2 \rangle_{\text{loc}}}$. Une illustration de

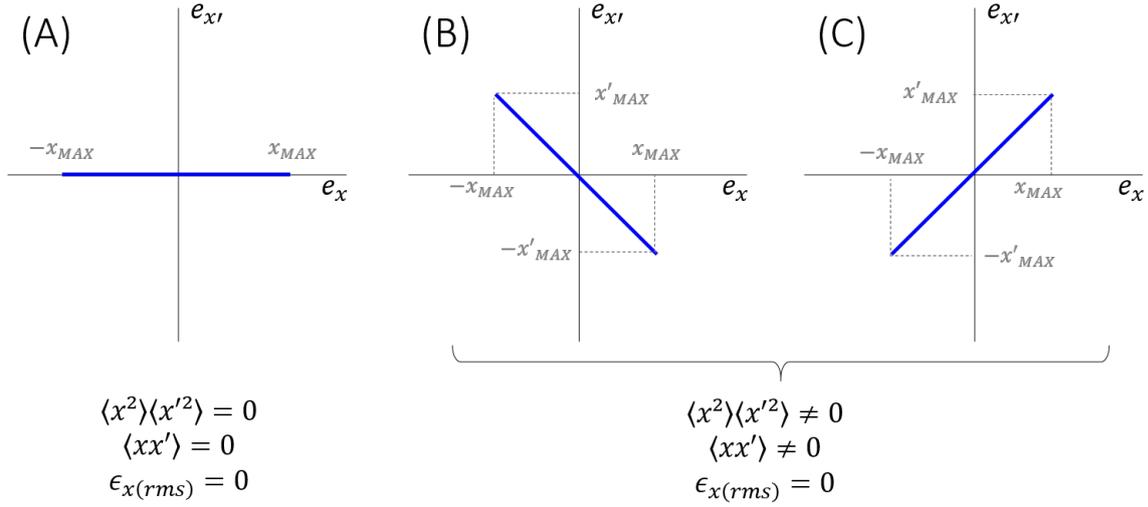


FIGURE 1.3 – Faisceau laminaire axisymétrique dans l’espace des traces ($\vec{e}_x, \vec{e}_{x'}$ à une position \mathbf{z} donnée). (A) Faisceau parallèle à l’axe \vec{e}_z de diamètre $2x_0$. (B) Faisceau convergent. (C) Faisceau divergent.

la distribution angulaire des électrons d’un faisceau est donnée dans la figure 1.4.

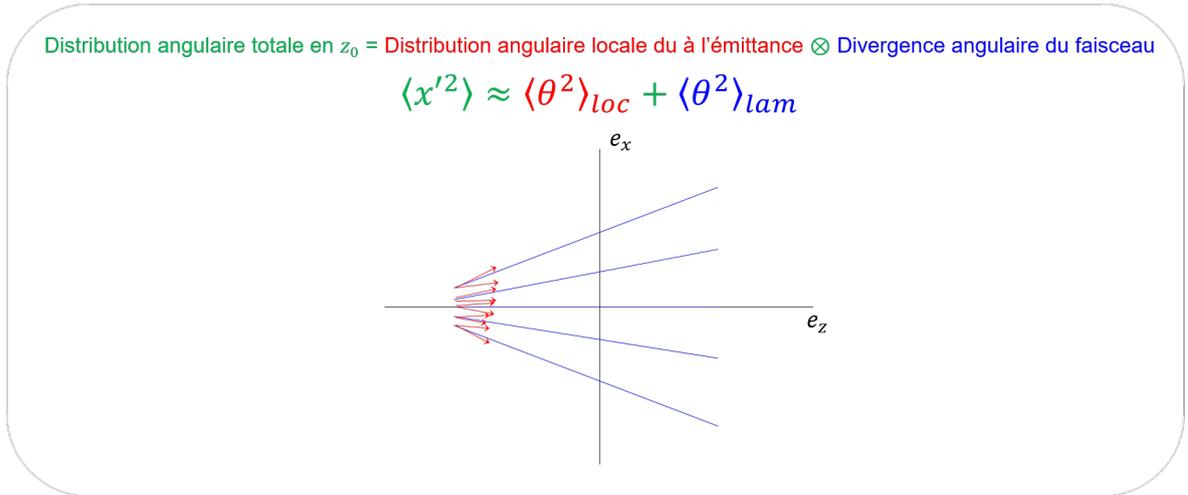


FIGURE 1.4 – Illustration de la distribution angulaire des électrons d’un faisceau ayant une émittance non nulle.

Dans le cas d’un faisceau d’électrons au *waist*, l’émittance RMS selon \vec{e}_x se simplifie comme étant :

$$\epsilon_{x(RMS)} = x_{RMS} \sqrt{\langle \theta^2 \rangle_{loc}}. \quad (1.10)$$

On peut vérifier que l’équation (1.10) reste une bonne approximation lorsque le faisceau converge ou diverge. Cette équation nous permettra d’estimer la distribution angulaire des électrons d’un faisceau ayant une certaine émittance dans la section 1.1.3.3. Elle sera comparée à la distribution angulaire introduite lors de son passage dans une feuille d’épaisseur micrométrique.

Dans l’espace des traces, les électrons d’un faisceau d’émittance non nulle se répartissent sur une certaine surface. Si le faisceau est soumis à des forces linéaires convergentes, le contour qui

englobe toutes les particules dans l'espace des traces est approximé par une ellipse [43]. De plus, cette forme restera elliptique dans le temps si les forces appliquées restent linéaires [42]. Par définition, l'*émittance géométrique* est l'aire de cette ellipse divisée par π [44] :

$$\epsilon_{x(g)} = \frac{\int \int dx dx'}{\pi}, \quad (1.11)$$

$$\epsilon_{y(g)} = \frac{\int \int dy dy'}{\pi}, \quad (1.12)$$

avec $\epsilon_{x(g)}$ l'émittance géométrique selon \vec{e}_x et $\epsilon_{y(g)}$ l'émittance géométrique selon \vec{e}_y à une position z donnée. La figure 1.5 présente une telle distribution.

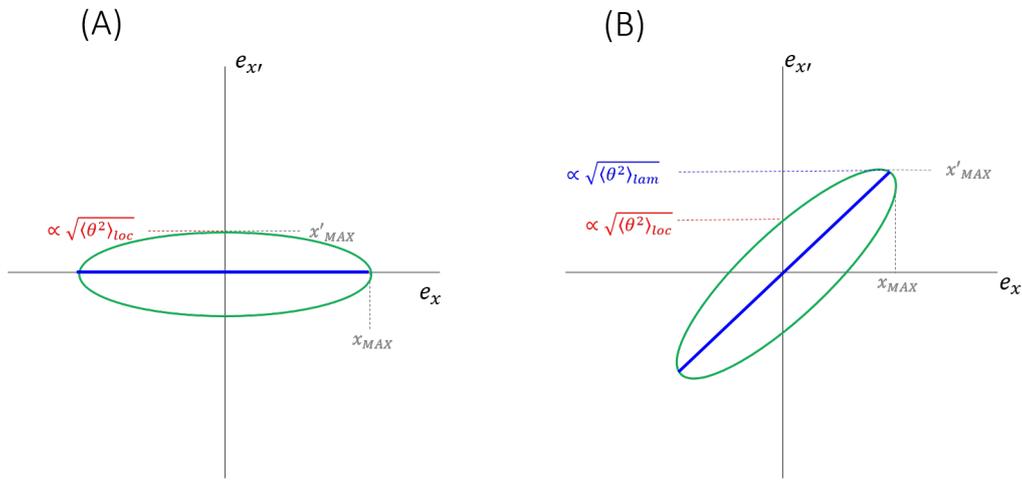


FIGURE 1.5 – **Illustration d'une distribution de particules d'un faisceau ayant une émittance non nulle dans l'espace des traces ($\vec{e}_x, \vec{e}_{x'}$ à une position z donnée).** (A) Faisceau à un foyer. (B) Faisceau divergeant. La courbe verte présente le contour englobant la distribution de particule. Le segment bleu présente un faisceau laminaire équivalent.

Si l'ellipse est droite, les demi grand et petit axes coïncident avec les axes de l'espace des traces. Un exemple est donné dans la figure 1.5. Dans ce cas, l'émittance géométrique se réduit à

$$\epsilon_{x(g)} = x_{MAX} x'_{MAX} [\text{m.rad}], \quad (1.13)$$

avec x_{MAX} le rayon d'enveloppe selon \vec{e}_x et x'_{MAX} la divergence.

Une troisième définition de l'émittance est également utilisée. Elle a été introduite par Lapostolle en 1989 [45]. Dans le cadre de l'*approximation paraxiale*, présentée dans la section 1.1.4.1, et que la distribution des électrons d'un faisceau est homogène dans l'espace réel, alors son enveloppe peut être déterminée le long de sa propagation en résolvant une équation simple, appelée *équation d'enveloppe* (voir section 1.1.4.1). Lorsque le faisceau n'est pas homogène mais possède une symétrie axiale, Lapostolle a montré qu'on peut se ramener au cas d'un faisceau homogène équivalent respectant l'*approximation paraxiale* à condition de considérer que le rayon

d'enveloppe de ce faisceau équivalent vaut $r_b = 2\sqrt{\langle x^2 \rangle}$ et que son émittance géométrique vaut :

$$\epsilon_{(L)} = 4\epsilon_{x(\text{RMS})} = 4\epsilon_{y(\text{RMS})}. \quad (1.14)$$

Pour la suite, nous qualifions ce terme d'*émittance de Lapostolle*.

Toutes ces définitions d'émittance dépendent de la vitesse longitudinale des électrons qui va varier si le faisceau est accéléré durant sa propagation. Ainsi, il est courant de normaliser l'émittance en la pondérant avec le facteur $\beta\gamma$. La grandeur obtenue est une constante du mouvement dans le cadre où l'équation d'enveloppe s'applique. L'émittance de Lapostolle normalisée est :

$$\epsilon_{(L)n} = 4\beta\gamma\sqrt{\langle x^2 \rangle \langle x'^2 \rangle - \langle xx' \rangle^2}. \quad (1.15)$$

1.1.3 Transport dans différents milieux

Dans cette sous-section, nous étudions le transport du faisceau d'électrons dans divers milieux. Tout d'abord, nous traiterons les forces auto-générées que subit le faisceau lors de sa propagation dans le vide. Ensuite, nous introduirons les coefficients de neutralisation en charge et en courant qui jouent sur les forces auto-générées lors de la propagation d'un faisceau dans un plasma. Enfin, nous étudierons la phénoménologie durant l'interaction d'un faisceau d'électrons avec une feuille mince conductrice.

Nous nous plaçons en coordonnées cylindriques et supposons un faisceau d'électrons monochromatique, cylindrique, de rayon d'enveloppe $r_b(z)$ et de longueur infinie sur \vec{e}_z . Les électrons ont une vitesse $v_z \approx \beta c$. La densité électronique n'est pas uniforme sur sa section droite mais suit une symétrie cylindrique ($n_b(r)$). Nous nous plaçons dans un régime stationnaire.

1.1.3.1 Forces auto-générées

Durant sa propagation dans le vide, le faisceau d'électrons est soumis à deux forces auto-générées. Celles-ci sont illustrées dans la figure 1.6. La première \vec{F}_E est répulsive à cause de l'interaction coulombienne mutuelle des électrons. Le champ électrique auto-généré du faisceau n'a qu'une composante radiale ($\vec{E} = E_r \vec{e}_r$) par symétrie. Ainsi, à partir du théorème de Gauss, nous obtenons l'expression de la force de répulsion coulombienne pour $r = r_b$:

$$\vec{F}_E = -e\vec{E} = \frac{e^2}{2\pi\epsilon_0 r_b} \int_0^{r_b} 2\pi r n_b(r) dr \vec{e}_r = \frac{-e}{2\pi\epsilon_0 r_b \beta c} I_b \vec{e}_r. \quad (1.16)$$

avec $I_b = -e\beta c \int_0^{r_b} 2\pi r n_b(r) dr$, le courant total du faisceau d'électrons (qui est négatif dans la convention utilisée ici).

La deuxième force est attractive est a pour origine le champ magnétique auto-généré. Le faisceau d'électrons peut être considéré comme un cylindre parcourue par une densité de courant $\vec{J}(r) = n_b(r)qv_z\vec{e}_z$. Le champ magnétique azimuthal $B_\theta(r)$ résultant agit sur les électrons du faisceau via la force de Lorentz radiale orientée vers l'axe du cylindre. A partir du théorème d'Ampère, nous obtenons pour $r = r_b$,

$$\overrightarrow{F_M} = -e\beta c B_\theta (\vec{e}_z \wedge \vec{e}_\theta) = -\frac{e^2(\beta c)^2 \mu_0}{2\pi r_b} \int_0^{r_b} 2\pi r n_b(r) dr \vec{e}_r = -\frac{-e\beta}{2\pi\epsilon_0 r_b c} I_b \vec{e}_r, \quad (1.17)$$

avec $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ m kg s}^{-2} \text{ A}^{-2}$ la perméabilité du vide.

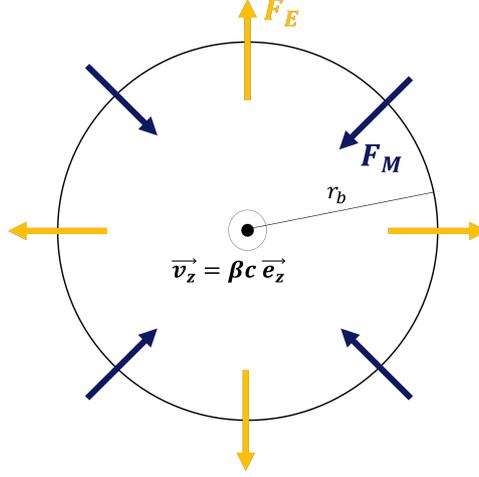


FIGURE 1.6 – **Illustration des forces auto-générées du faisceau d'électrons dans le vide.** La contribution répulsive est due à la force de Coulomb entre les électrons et la contribution attractive est due au champ magnétique azimuthal du faisceau.

Nous notons que $F_M = -\beta^2 F_E$ et donc que :

$$F_E + F_M = \frac{F_E}{\gamma^2} > 0. \quad (1.18)$$

La résultante des forces est toujours positive indiquant qu'un faisceau d'électrons diverge s'il n'est soumis qu'à ces deux forces. Plus les électrons sont relativistes ($\gamma \rightarrow \infty$), plus les deux forces tendent à s'annuler ce qui retarde la divergence du faisceau.

Une troisième force peut être considérée à cause de la dispersion des vitesses transverses dans un faisceau d'électrons. Cette dispersion est modélisée par l'émittance qui contribue à faire diverger le faisceau. Il est courant de considérer l'effet de l'émittance comme une force répulsive radiale équivalente [42] dont l'expression est donnée selon \vec{e}_r :

$$\overrightarrow{F_{\epsilon(L)}}(r_0) = (\gamma m_e \beta^2 c^2) \frac{\epsilon_{(L)}^2}{r_0^3} \vec{e}_r. \quad (1.19)$$

avec $\epsilon_{(L)}$, l'émittance de Lapostolle Ce point de vue de l'émittance est utile dans le cadre de la description du faisceau par *une équation d'enveloppe* (voir section 1.1.4.1) là où un bilan des forces est appliqué.

1.1.3.2 Coefficient de neutralisation dans un plasma

Lorsqu'un faisceau d'électrons traverse un plasma, les forces de répulsion coulombienne et de Lorentz peuvent être atténuées ou annulées. Les coefficients de neutralisation en charge et en courant quantifient cette atténuation. Considérons un plasma infini en \vec{e}_z et \vec{e}_r , quasi-neutre et de densité électronique $n_e = \bar{Z}n_i$ (avec n_i la densité d'ions et \bar{Z} l'état de charge moyen des ions). Le faisceau d'électrons est, cette fois-ci, supposé homogène $n_b(r \leq r_b) = C^{ste}$.

Coefficient de neutralisation en charge

Dans le cas d'un faisceau homogène, la force de répulsion coulombienne est proportionnelle à n_b au niveau de son enveloppe. Deux cas de figure apparaissent lorsque le faisceau pénètre dans un plasma [26].

- Si $n_e < n_b$ (plasma sous-dense), tous les électrons du plasma sont expulsés du volume du faisceau par répulsion coulombienne. La valeur absolue de la charge d'espace dans ce volume est réduite. Le module de la force de répulsion du faisceau $|F_E|$ (voir équation (1.16)) diminue car la densité électronique totale vaut $n_b - \bar{Z}n_i$. Par définition, *le facteur de neutralisation en charge* est :

$$f_e = \frac{\bar{Z}n_i}{n_b} = \frac{n_e}{n_b}. \quad (1.20)$$

La force de répulsion coulombienne dans un plasma peut s'exprimer ainsi :

$$\overrightarrow{F_{E(pl)}} = (1 - f_e) \overrightarrow{F_E}. \quad (1.21)$$

- Si $n_e > n_b$ (plasma sur-dense), une fraction des électrons du plasma est expulsée du volume du faisceau afin de neutraliser totalement sa charge d'espace. Par définition, $f_e = 1$ et $\overrightarrow{F_{e(pl)}} = \vec{0}$.

Coefficient de neutralisation en courant

Au niveau du front de montée du faisceau d'électrons, le champ magnétique azimutal auto-généré varie dans l'espace. Les équations de Maxwell indiquent donc qu'un champ électrique longitudinal est induit. Ce champ électrique suit le déplacement du faisceau. Ainsi, les électrons du plasma vont être accélérés dans le sens opposé au faisceau à cause de ce champ électrique longitudinal : c'est le *courant retour*. Une illustration est donnée dans la figure 1.7.

Dans le cas d'un plasma sur-dense avec une densité électronique strictement supérieure à celle du faisceau, le courant retour peut s'écouler dans le volume de celui-ci. Dans ce cas, le courant retour a une extension radiale $R_p(z,t)$ supérieure au rayon du faisceau $r_b(z)$ avec une intensité totale, notée I_p . Ainsi, le courant total (faisceau + courant retour) passant à travers un disque de rayon r_b est diminué ($I_b - I_p(r_b)$), réduisant le module de la force attractive auto-générée

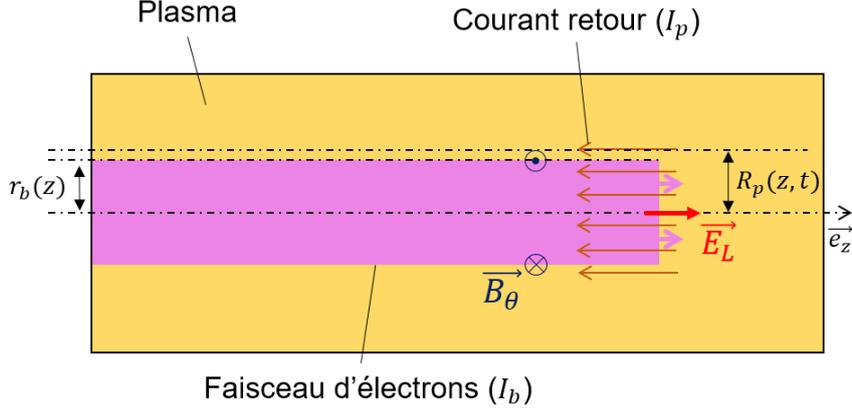


FIGURE 1.7 – **Illustration du courant retour** dans le cas où la neutralisation en charge est totale. \vec{E}_L est le champ électrique longitudinal induit qui accélère les électrons du plasma. Le courant retour a une extension radiale $R_p(z, t)$. Le faisceau a un rayon d'enveloppe constant $r_b(z) \leq R_p(z, t)$.

(équation (1.17)). Par définition, le *coefficient de neutralisation en courant* est :

$$f_m = \left| \frac{I_p(r_b)}{I_b} \right|, \quad (1.22)$$

avec $I_p(r_b)$ la valeur du courant retour à travers un disque de rayon r_b et I_b le courant du faisceau d'électrons de rayon d'enveloppe r_b . L'expression de la force de Lorentz du faisceau dans un plasma est donc :

$$\vec{F}_{M(pl)} = (1 - f_m) \vec{F}_M. \quad (1.23)$$

A noter que, dans le cas d'un plasma sous-dense, il n'y a plus d'électrons du plasma qui peuvent s'écouler dans le faisceau. Le courant ne peut pas être neutralisé dans le volume du faisceau. Nous avons donc $f_m = 0$.

Étudions l'extension du courant retour dans la situation d'un plasma strictement sur-dense. Nous supposons que $|I_p(R_p)| = |I_b|$ et que la densité de courant retour est uniforme. Nous avons donc $I_p(R_p) = |I_b(r_b)| r_b^2 / R_p^2$, et finalement :

$$f_m = \frac{r_b^2}{R_p^2}. \quad (1.24)$$

L'extension radiale du courant retour R_p a trois contributions [46] :

- l'enveloppe du faisceau $r_b(z)$,
- la longueur de London, ou épaisseur de peau magnétique. Il s'agit d'une longueur caractéristique de lissage des discontinuités de courant et de champ magnétique dans un plasma. Cette longueur est aussi la longueur d'onde plasma à 2π près. Elle est donnée par :

$$\lambda_p = \frac{c}{\omega_{pe}}, \quad (1.25)$$

avec ω_{pe} la pulsation de Langmuir du plasma,

- la longueur de Kelvin, ou longueur de diffusion résistive. Cette longueur tire son origine du fait que le plasma a une résistivité non nulle. Celui-ci fait diffuser radialement le courant retour dans le temps. En géométrie cylindre 2D (\vec{e}_r, \vec{e}_z), cette longueur est donnée par :

$$R_D(t) = \sqrt{4Dt}, \quad (1.26)$$

avec $D = \nu\lambda_m$ le coefficient de diffusion du plasma et $\nu = \nu_{ei} + \nu_{en}$ la fréquence de collision de transfert d'impulsion des électrons avec les ions ν_{ei} et les neutres ν_{en} .

Ainsi, en supposant une sommation quadratique de ces trois contributions nous obtenons : $R_p^2(z,t) = r_b^2(z) + \lambda_m^2 + R_D^2(t)$. Les expressions de f_e et f_m sont résumées dans la table 1.1.

TABLE 1.1 – **Coefficients de neutralisation en charge f_e et en courant f_m** des forces auto-générées d'un faisceau se propageant dans un plasma.

	f_e	f_m
$n_b < n_e$	1	$\frac{r_b^2(z)}{r_b^2(z) + \lambda_m^2 + R_D^2(t)}$
$n_b \geq n_e$	$\frac{n_e}{n_b}$	0

1.1.3.3 Interaction avec une feuille micrométrique

Comme nous le verrons dans la suite, le faisceau d'électrons sera amené à interagir avec une feuille mince conductrice. Nous présentons ici la phénoménologie de cette interaction. Les mécanismes de rayonnements seront présentés dans la section 2.3 du chapitre 2.

Lorsqu'un faisceau d'électrons relativistes traverse une feuille mince conductrice, les charges libres de celle-ci se réorganisent pour annuler le champ électrique tangentiel à la feuille, écrantant ainsi la force de répulsion. La feuille n'a aucun effet sur la force attractive du faisceau car elle n'a pas l'épaisseur suffisante pour que le courant retour ait une influence significative. **Ainsi la feuille conductrice a un effet focalisant sur le faisceau.**

Les électrons du faisceau perdent de l'énergie sous forme de collisions et de radiations lors de leur traversée dans la feuille. Le pouvoir d'arrêt collisionnel $\left(\frac{dT_e}{dz}\right)_c$ (Formule de Bethe [47]) et radiatif $\left(\frac{dT_e}{dz}\right)_r$ quantifient la variation d'énergie cinétique T_e de l'électron par unité de longueur. Elles sont souvent représentées en étant normalisées par la masse volumique de la feuille ρ . La figure 1.8 représente les pouvoirs d'arrêts normalisés de l'électron dans le cas d'une feuille d'aluminium, avec $d\xi = \rho dz$ ($\rho = 2,70 \text{ g/cm}^3$). Au premier ordre, un électron possédant une énergie cinétique de 10 MeV se propageant dans une feuille d'aluminium de $10 \mu\text{m}$ d'épaisseur perdra $\approx 5 \times 10^{-3} \text{ MeV}$ de façon collisionnel et $8 \times 10^{-4} \text{ MeV}$ par rayonnement. **Ainsi, un faisceau d'électron ne perd pas significativement d'énergie durant sa propagation dans des**

feuilles micrométriques.

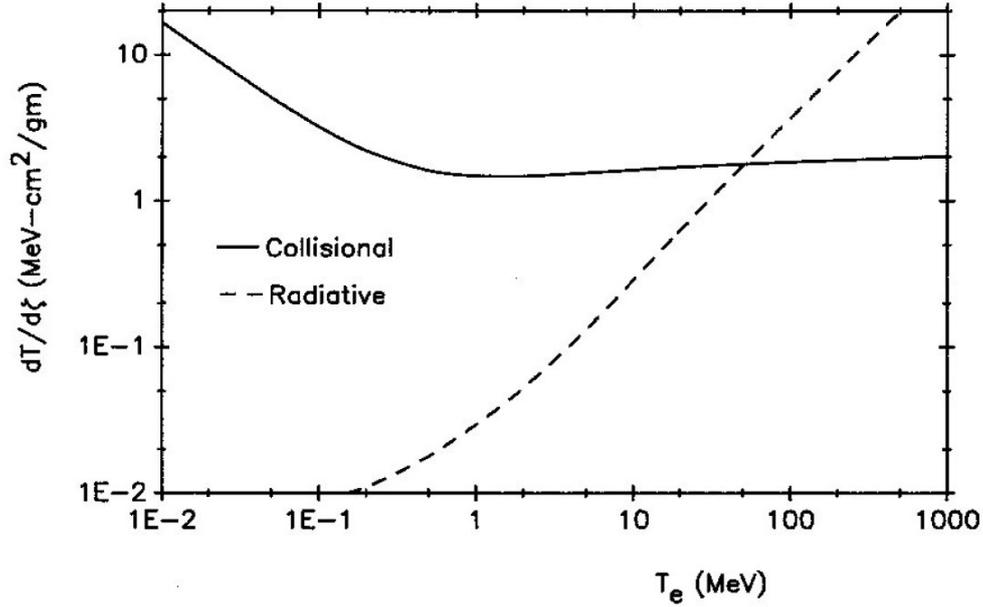


FIGURE 1.8 – Pouvoir d’arrêt normalisé d’un électron dans de l’aluminium en fonction de son énergie cinétique [42]. La perte par collision et par radiation sont représentés.

Malgré tout, les électrons peuvent être déviés du fait des collisions qu’ils subissent dans une feuille micrométrique. La diffusion multiple d’un électron a été étudiée théoriquement dans un premier temps par W. Bothe et E. J. Williams [48, 49] puis par G. Molière [50, 51] dont le modèle, qui a pris son nom, a été validé expérimentalement [52, 53]. D’autres modèles ont été développés [54, 55] dont certains apportant des corrections à celui de G. Molière [56–58]. Nous nous restreignons à une description du modèle de Molière [59] afin de donner un ordre d’idée sur la diffusion angulaire de notre faisceau d’électrons.

La validité du modèle de Molière est donnée pour une diffusion angulaire inférieure à 20° et avec un nombre de collisions subit par l’électron supérieur à $n = 20$. La figure 1.9 représente le domaine de validité de ce modèle en fonction de l’énergie des électrons et de la densité surfacique d’une feuille de carbone, d’aluminium ou de plomb. Par exemple, dans le cas d’une propagation d’un électron ayant une énergie cinétique de 10 MeV dans une feuille d’aluminium, cette dernière doit avoir une densité surfacique comprise entre $\sigma = 3 \text{ mg/cm}^2$ et 10^3 mg/cm^3 (figure 1.9) pour que le modèle soit applicable. En la supposant uniforme, son épaisseur doit donc être comprise entre $\approx 11 \mu\text{m}$ et $\approx 3,7 \text{ mm}$ (avec $\rho = 2,70 \text{ g/cm}^3$). En dessous de cet intervalle, l’électron ne subit pas assez de collisions pour rentrer dans le domaine de validité. Au-delà, l’angle de déflexion moyen est $> 20^\circ$.

Dans ce modèle, le nombre total de collision n que subit l’électron est donné par [59] :

$$\log_{10}(n) = 8,215 + \log_{10} \left[\frac{\sigma}{AZ^{2/3}} \frac{\delta^2}{1,13 + 3,76\delta^2} \right], \quad (1.27)$$

avec $\delta = \alpha Z/\beta$ et $\alpha = 1/137$.

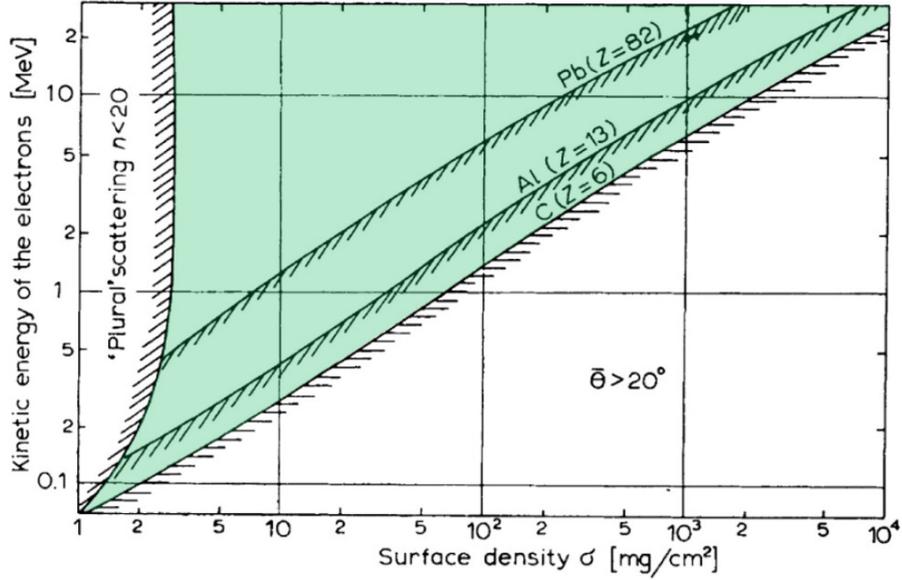


FIGURE 1.9 – **Domaine de validité de la théorie de diffusion multiple de Molière (représenté en vert)**. En abscisse, la densité surfacique de la feuille traversée en mg/cm^2 . En ordonnée, l'énergie cinétique de l'électron en MeV. D'après [59].

La probabilité qu'à un électron d'être diffusé à l'angle θ dans l'angle solide $d\Omega \approx 2\pi\theta d\theta$ ($\theta \approx \sin\theta$ pour $\theta \ll 1$) après avoir traversé une feuille d'épaisseur e est donnée par :

$$W(\theta)2\pi\theta d\theta = \left[2\exp(-\vartheta^2) + \frac{F_1(\vartheta)}{B} + \frac{F_2(\vartheta)}{B} + \dots \right] \vartheta d\vartheta, \quad (1.28)$$

avec $\vartheta = \theta/\chi_c\sqrt{B}$. F_1 et F_2 sont des fonctions tabulées et données dans la référence [59]. En première approximation, ces deux termes sont négligés et la probabilité est donnée par une distribution gaussienne. Le terme χ_c est :

$$\chi_c = \frac{44.8Z}{\left(\frac{T_e + m_e c^2}{m_e c^2} - \frac{m_e c^2}{T_e + m_e c^2} \right)} \sqrt{\frac{\sigma}{A}} \text{ [degree]}. \quad (1.29)$$

B est une constante adimensionnée et tabulée en fonction du nombre de collisions n (table 1.2).

TABLE 1.2 – **Relation entre le nombre de collision n et le paramètre B .**

$\log_{10}(n)$	1	2	3	4	5	6	7	8	9
B	3.36	6.29	8.93	11.49	13.99	16.46	18.90	21.32	23.71

En première approximation, l'écart type de l'angle diffusé est donné par :

$$\sqrt{\langle \theta^2 \rangle_{\text{foil}}} = \sqrt{\int_0^\pi \theta^2 W(\theta) 2\pi\theta d\theta}, \quad (1.30)$$

$$= \chi_c \sqrt{B} \sqrt{2 \int_0^{\pi/\chi_c \sqrt{B}} \vartheta^2 \exp(-\vartheta^2) \vartheta d\vartheta}, \quad (1.31)$$

$$\approx \chi_c \sqrt{B} \sqrt{\int_0^\infty X \exp(-X) dX}, \quad (1.32)$$

$$= \chi_c \sqrt{B}, \quad (1.33)$$

avec le changement de variable $X = \vartheta^2 = (\theta/\chi_c \sqrt{B})^2$. Le changement de bornes dans l'intégrale entre (1.31) et (1.32) est justifié par le fait que les angles θ sont petits devant π .

La quantité $\chi_c \sqrt{B}$ est donc une première approximation de la largeur de la distribution angulaire des électrons. Celle-ci représente la largeur à $1/e$ d'une distribution gaussienne. Dans le cas de l'or et de l'aluminium, la figure 1.10 donne des valeurs de $\chi_c \sqrt{B}$.

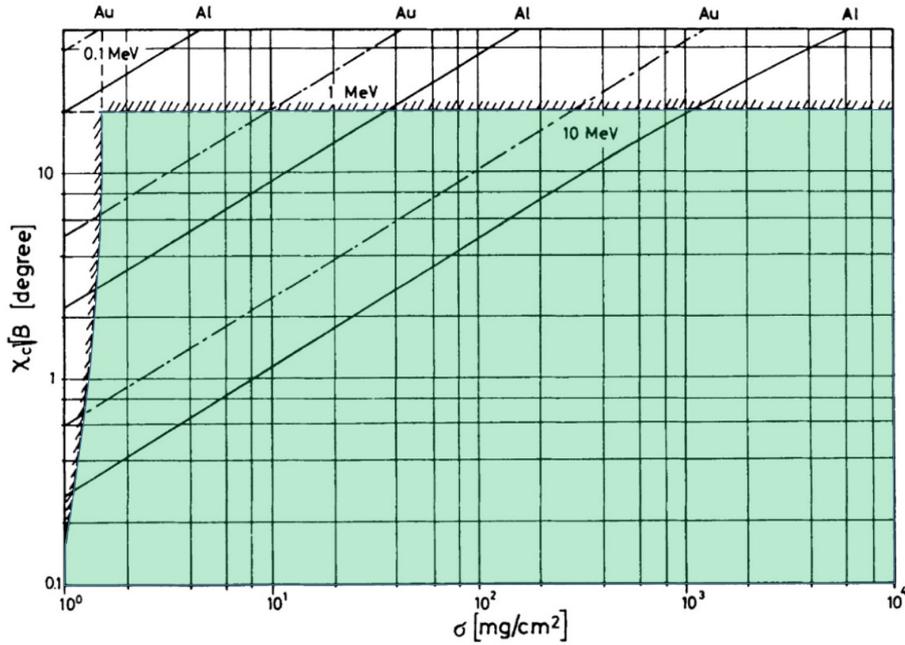


FIGURE 1.10 – Paramètre $\chi_c \sqrt{B}$ en fonction de la densité surfacique de l'aluminium et de l'or. Le domaine de validité est représenté en vert.

Dans le cas d'une feuille d'aluminium homogène avec une épaisseur de $14,8 \mu\text{m}$ (densité surfacique égale à 4 mg/cm^3), les électrons relativistes (10 MeV) auront un angle de déviation moyen de $\sqrt{\langle \theta^2 \rangle_{\text{foil}}} = \chi_c \sqrt{B} \approx 0,63^\circ \approx 10,99 \text{ mrad}$. A titre de comparaison, calculons la largeur de la distribution angulaire $\sqrt{\langle \theta^2 \rangle_{\text{loc}}}$ d'un faisceau uniforme, de rayon d'enveloppe $x_0 = y_0 = 10 \text{ mm}$ ayant une émittance géométrique normalisée de $\epsilon_{x(gn)} = \epsilon_{y(gn)} = 800 \text{ mm.mrad}^1$. L'émittance RMS vaut $\epsilon_{x(\text{RMS})} = 9,73 \text{ mm.mrad}$. A l'aide de l'équation (1.10), la largeur de la distribu-

1. Cette valeur d'émittance est une valeur typique du faisceau d'électrons produit par l'installation FEVAIR (voir section 2.1 du chapitre 2) sur laquelle les expérimentations de cette thèse ont été réalisées.

tion angulaire associée vaut $\sqrt{\langle\theta^2\rangle_{\text{loc}}} = 0,97$ mrad. Cette dernière est donc environ dix fois plus petite que la largeur de la distribution angulaire introduite par la feuille. La largeur de la distribution angulaire totale à la sortie de la feuille est donnée par $\sqrt{\langle\theta^2\rangle_{\text{foil}} + \langle\theta^2\rangle_{\text{loc}}} \approx 11,04$ mrad. Ainsi, l'émittance géométrique normalisée vaut donc $\epsilon_{x(gn)} = \epsilon_{y(gn)} = 9071$ mm.mrad. **Dans cet exemple, une feuille d'aluminium avec une épaisseur d'une dizaine de micromètre a donc une importante contribution à l'augmentation de l'émittance du faisceau.**

1.1.4 Calcul de propagation d'un faisceau d'électrons

Deux descriptions sont couramment employées pour simuler la propagation d'un faisceau d'électrons.

1.1.4.1 Par l'équation d'enveloppe

Dans cette sous-section, toutes les dérivées totales par rapport à z seront notées comme ceci : $\dot{X} = dX/dz$ et $\ddot{X} = d^2X/dz^2$ afin d'alléger les expressions.

Cette description permet d'étudier facilement le transport du faisceau à l'aide de plusieurs hypothèses simplificatrices. La description par l'équation d'enveloppe rentre dans le cadre de l'*approximation paraxiale* [42] :

- la vitesse transverse de chaque électron est bien plus faible que sa vitesse longitudinale $v_r, v_\theta \ll v_z \approx \beta c$. Les électrons ont des trajectoires dont l'angle est $\dot{r} \ll 1$ par rapport à l'axe de propagation \vec{e}_z ,
- toutes les propriétés du faisceau (densité, rayon, émittance,..) varient sur des longueurs bien plus grandes que son rayon.

L'hypothèse d'un faisceau stationnaire complète en général l'approximation paraxiale afin de considérer que nous sommes en régime établi. Dans ce cadre, le faisceau d'électrons peut être décrit uniquement par son enveloppe $r_b(z)$. Nous faisons en plus l'hypothèse que le faisceau est circulaire et de densité électronique homogène. L'approximation paraxiale est utile dans le cadre d'étude du transport du faisceau dans des machines de type *Accélérateurs de faisceau d'électrons* (cf section 1.2.2), là où le faisceau a un rayon centimétrique et se propage sur plusieurs mètres. Le rayon d'enveloppe $r_b(z)$ est régi par l'*équation d'enveloppe* dont le calcul est obtenu par un bilan des forces. En coordonnées cylindriques, cette équation est [42] :

$$\ddot{r}_b = -\frac{\dot{\gamma}\dot{r}_b}{\beta^2\gamma} - \left[\frac{\ddot{\gamma}}{2\beta^2\gamma} \right] r_b - \left[\frac{eB_z(0,z)}{2\beta\gamma m_e c} \right]^2 r_b + \frac{\epsilon_{(L)n}^2}{r_b^3} + \left[\frac{P_\theta}{\beta\gamma m_e c} \right]^2 \frac{1}{r_b^3} + \frac{K}{r_b}. \quad (1.34)$$

Les termes négatifs sur le membre de droite de l'équation (1.34) sont des termes focalisant. Le premier terme prend en compte l'accélération du faisceau via la variation de γ sur l'axe \vec{e}_z . Le deuxième terme représente l'effet d'un champ électrique axial (comme ceux présent dans les cellules accélératrices, cf section 1.2.2.2). Le troisième terme traduit l'effet focalisant qu'à un solénoïde sur l'enveloppe du faisceau sous l'hypothèse de l'approximation paraxiale. La

composante radiale du champ magnétique est calculée en faisant un développement limité à l'ordre 1 ($B_r(r,z) \approx -r \frac{\partial B_z(0,z)}{\partial z}$).

Les trois derniers termes sont positifs et représentent les effets défocalisants qui font croître l'enveloppe du faisceau. Le quatrième terme du membre de droite représente l'effet de l'émittance au travers d'une force équivalente (voir l'équation (1.19)). Le cinquième terme prend en compte le moment canonique angulaire du faisceau :

$$P_\theta = \gamma m_e v_\theta - e \frac{r B_z(0,z)}{2} = C^{ste}. \quad (1.35)$$

Ce terme est constant durant la propagation du faisceau. Le faisceau est théoriquement généré au niveau de la diode sans composante de vitesse azimutale d'ensemble. De plus, nous faisons en sorte que le champ magnétique axial soit nul à ce niveau. Nous pouvons ainsi considérer le moment canonique angulaire, et donc ce cinquième terme, nul. Le dernier terme prend en compte les forces auto-générées du faisceau d'électrons au travers de la *pervéance généralisée* K dont la définition est présentée ci-dessous.

La somme du module de la force \vec{F}_E de l'équation (1.16) et de la force \vec{F}_M de l'équation (1.17) donne :

$$F_E + F_M = \frac{e I_b}{2\pi \epsilon_0 c \beta \gamma^2} \frac{1}{r_b}. \quad (1.36)$$

En appliquant le principe fondamental de la dynamique en ne considérant que ces deux forces auto-générées, nous avons :

$$\gamma m_e \frac{d^2 r_b}{dt^2} = F_E + F_M. \quad (1.37)$$

En transformant la dérivée seconde temporelle en dérivée seconde selon z ($((\beta c)^2 \frac{d^2}{dz^2} = \frac{d^2}{dt^2})$), l'équation (1.37) devient tout simplement $\ddot{r}_b = K/r_b$ avec :

$$K = \frac{e I_b}{2\pi \epsilon_0 m_e (\beta c \gamma)^3}. \quad (1.38)$$

Ainsi, le sixième terme de l'équation (1.34) traduit l'effet globalement divergeant du fait que la répulsion coulombienne domine l'attraction du champ magnétique. Dans le cas d'un faisceau se propageant dans un plasma, la pervéance généralisée devient :

$$K_{pl} = [(1 - f_e) - (1 - f_m) \beta^2] \gamma^2 K. \quad (1.39)$$

Dans l'équation paraxiale (1.34) dans laquelle on introduit l'équation (1.39), le terme associé à l'effet d'un plasma (K_{pl}/r_b) est proportionnel à $1/\gamma$ lorsque le plasma est sous-dense ($n_b > n_e \Leftrightarrow 0 < f_e < 1$ et $f_m = 0$). Celui associé à l'effet d'un solénoïde est proportionnel à $1/\gamma^2$. Ainsi, la variation de l'enveloppe du faisceau est plus sensible à l'énergie du faisceau dans le cas d'un solénoïde que dans le cas d'un plasma sous-dense. Deux électrons ayant deux énergies différentes n'auront pas la même trajectoire lors de la traversée de ces éléments. Il s'agit d'*aberrations chromatiques*. Cet effet est théoriquement plus important pour des solénoïdes que lors de la

traversée d'un plasma sous-dense. Ces dernières seraient donc une alternative intéressante pour focaliser un faisceau d'électrons. C'est, entre autres, pour cela que nous étudions la propagation d'un faisceau d'électrons dans un plasma préformé dans le chapitre 4.

1.1.4.2 Description cinétique et code *Particle-In-Cell* / *Monte-Carlo*

La description cinétique est adaptée pour une étude plus détaillée du faisceau d'électrons. En effet, elle consiste à décrire l'évolution temporelle de chaque particule dans l'espace des phases (\vec{r}, \vec{v}) à l'aide d'une *fonction de distribution*. Cette dernière donne la répartition des particules dans cet espace à un instant t donné et obéit à l'*équation de Boltzmann*. Cette équation prend en compte les collisions entre les particules et les interactions avec le champ électromagnétique. Cette description permet ainsi de mieux étudier la dispersion des vitesses transverses dans le faisceau contrairement à la description par l'équation d'enveloppe où cette dispersion est modélisée par le simple terme répulsif qu'est l'émittance. Cependant, la résolution de l'équation de Boltzmann est coûteuse numériquement car la fonction de distribution évolue dans le temps dans un espace à six dimensions (x, y, z, v_x, v_y, v_z) .

Les codes de type *Particle-In-Cell* (PIC) [60–63] sont des alternatives intéressantes même s'ils ne travaillent pas directement avec la fonction de distribution. Ils simulent la dynamique de *macro-particules*² ce qui permet de réduire drastiquement le temps de calcul tout en étudiant la structure interne du faisceau.

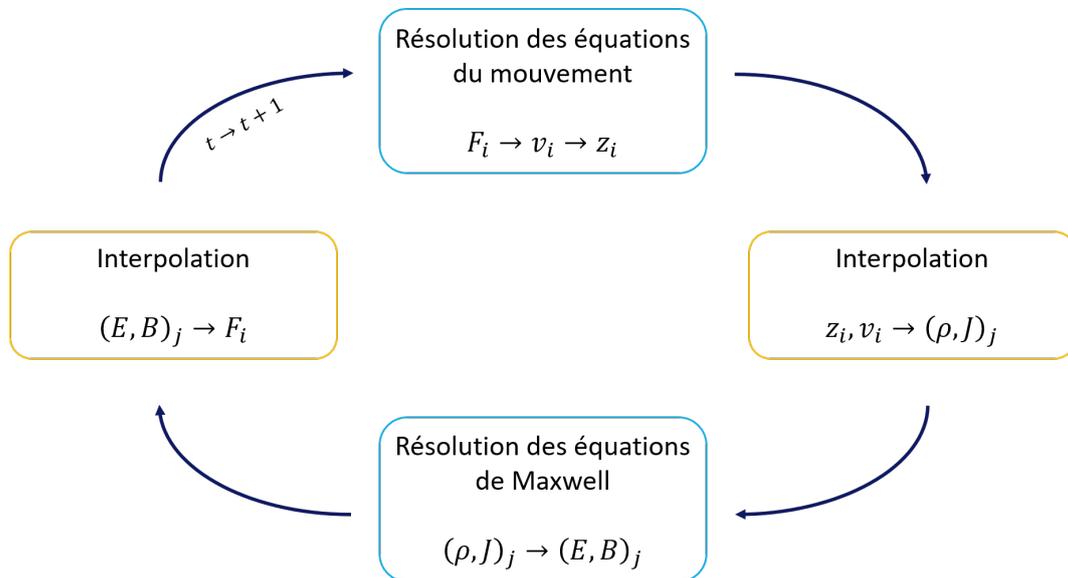


FIGURE 1.11 – **Principe d'un code *Particle-In-Cell***. L'indice i est associé aux macro-particules qui évoluent dans l'espace continu. L'indice j est associé aux cellules où sont calculés les champs électromagnétiques.

Dans cette méthode, l'espace réel est divisé en petites régions appelées *cellules* auxquelles on associe l'indice j . Les macro-particules sont associées à l'indice i et sont caractérisées par leur

2. Une macro-particule est une particule équivalente regroupant une grande quantité de charge ayant toute les mêmes propriétés physiques telles que la position, la vitesse, l'état de charge, etc...

position z_i et vitesse v_i . Les positions et les vitesses de chaque macro-particules sont calculées en intégrant les équations du mouvement dans l'espace continu. A partir de ces grandeurs, les termes sources ρ_i et J_i sont obtenus puis sont calculés au niveau de chaque cellule j par interpolation $(\rho, J)_j$. Ensuite, les équations de Maxwell sont résolues pour obtenir $(E, B)_j$. Enfin, les forces appliquées sur les macro-particules F_i sont obtenues via une nouvelle interpolation. La boucle se répète en résolvant les équations du mouvement sur les macro-particules via ces nouvelles forces.

Les codes PIC modélisent l'interaction entre les macro-particules et le champ électromagnétique. Ils peuvent être complétés d'un modèle *Monte-Carlo* afin de prendre en compte les collisions entre les particules via des processus stochastiques. Les codes PIC/Monte-Carlo sont souvent employés dans le cadre de l'étude de l'interaction entre un faisceau d'électrons et un plasma [64–66]. Dans la section 2.4.2 du chapitre 2.4, nous présenterons plus en détail le code de simulation LSP [62] qui est le code PIC/Monte Carlo utilisé dans le cadre de la thèse.

1.2 Description d'installations de radiographie éclair

Cette section se concentre sur différentes installations de faisceau d'électrons dédiées à la radiographie éclair dans le monde. Deux familles de générateurs de faisceau d'électrons ont été développées pour obtenir une dose de rayon X de l'ordre de la centaine de rad@m. Pour l'atteindre, l'une maximise le courant (*Générateur de faisceau ultra-intense d'électrons*, figure 1.12-A) et l'autre optimise l'énergie des électrons (*Accélérateur de faisceau d'électrons*, figure 1.12-B) (voir équation (1)).

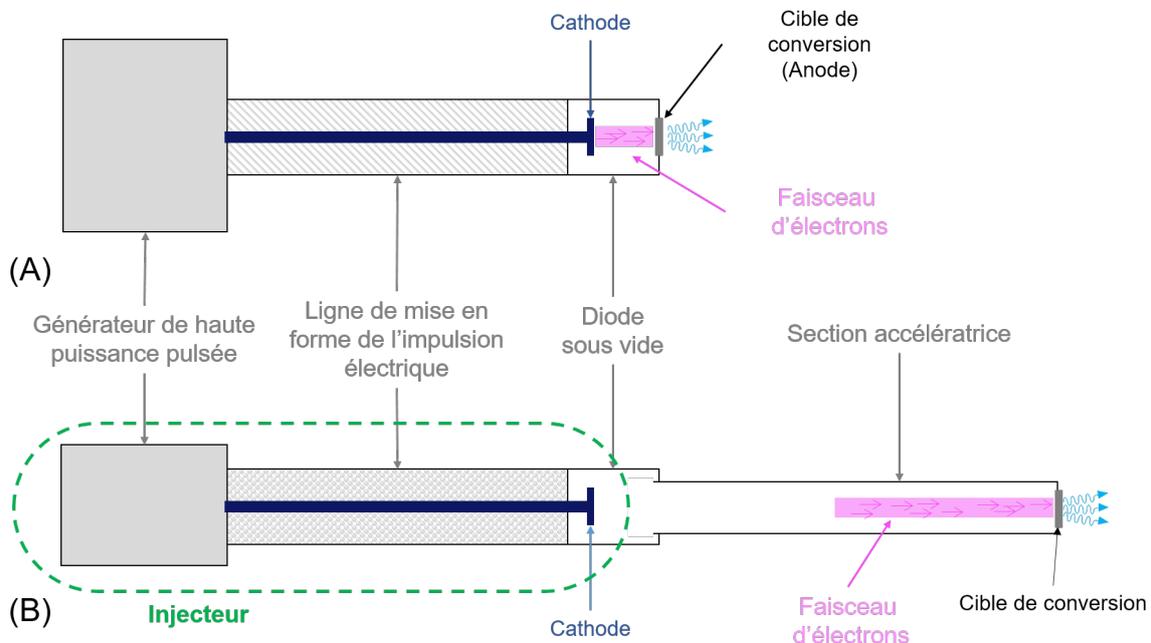


FIGURE 1.12 – Schéma des deux familles de machine de radiographie éclair. (A) Générateur de faisceau ultra-intense d'électrons. (B) Accélérateur de faisceau d'électrons.

Le concept de génération du faisceau reste le même dans les deux cas : un générateur de

haute puissance pulsée délivre un signal de tension à une ligne de *mise en forme* qui délivre un plateau de tension négatif à la cathode d'une diode. La différence de potentiel induite dans cette diode sous vide forme le faisceau d'électrons en arrachant les électrons de la cathode.

Dans la première partie, nous présentons la technologie des générateurs de faisceaux ultra-intenses d'électrons et certaines installations existantes dans le monde. Dans la seconde partie de cette section, nous présentons les accélérateurs de faisceaux d'électrons dont le transport sur plusieurs mètres est possible. C'est durant ce transport dans le vide que l'énergie du faisceau est augmentée jusqu'à la caractéristique voulue (≈ 20 MeV). Nous présenterons les différents éléments de ce type d'installation, allant de la génération jusqu'à la conversion en X. Enfin, dans la troisième partie de cette section, nous présenterons l'installation EPURE.

1.2.1 Générateur de faisceau ultra-intense d'électrons

Ces générateurs fournissent un faisceau ultra-intense dans la gamme du MeV, de la centaine de kA durant une centaine de nanosecondes à l'aide d'un générateur de Marx [67]. Le concept est de charger N condensateurs parallèles sous une tension V_0 puis de les décharger en les connectant en série afin de fournir une impulsion de haute tension NV_0 qui va être mise en forme avant d'être appliquée à la cathode de la diode. Les caractéristiques de la diode donnent un courant très intense (> 100 kA) dont la charge d'espace est telle qu'elle empêche le faisceau de se propager dans le vide au-delà de l'espace de la diode elle-même. Ainsi, quatre types de diodes ont été étudiées pour conserver l'intégrité du faisceau ou le focaliser de manière contrôlée : la diode *Self-Magnetic-Pinch* (SMP) [68], la diode *rod-pinch* [69], la diode *paraxiale* [5] et la diode *immersed B-field* [70].

A ce jour, la diode SMP est celle qui nous semble être la plus utilisée sur ce type d'installations dédiées à la radiographie éclair. Un schéma d'une telle diode est donnée dans la figure 1.13. Elle est optimisée pour neutraliser la charge d'espace du faisceau via l'émission d'ions de l'anode chauffée par ce même faisceau. La force de répulsion auto-générée est donc amoindrie. Le faisceau est focalisé du fait qu'il est soumis à sa force attractive. L'émission des électrons se passe sur le bord de la cathode qui est un cylindre creux. Le faisceau annulaire est focalisé sur la cible de conversion qui sert d'anode. La forme creuse du cylindre est justifiée par l'effet de pointe qui favorise l'émission des électrons. Le générateur MERLIN, développé par le *Atomic Weapon Establishment* (AWE) à Aldermaston au Royaume-Uni utilise ce type de diode pour fournir un faisceau de 7,5 MeV, 200 kA, 60 ns [71] avec une tache focale sur l'anode inférieure à 3 mm [72].

Les éléments qui relient le générateur de Marx à la diode sont assez spécifiques à chaque installation mais ont toujours pour but de modeler l'impulsion de haute tension en une forme de plateau. Il existe notamment la ligne *blumlein*, dont nous évoquons brièvement le concept dans la section 2.1 du chapitre 2. Un autre élément présent dans les générateurs de faisceaux ultra-intenses d'électrons plus récents est l'*Inductive Voltage Adder* (IVA) [73] dont l'objectif est d'augmenter la tension de l'impulsion. Nous présentons ce dispositif qualitativement. Le conducteur qui transporte l'impulsion passe dans un certain nombre de *cavités* (voir figure 1.14).

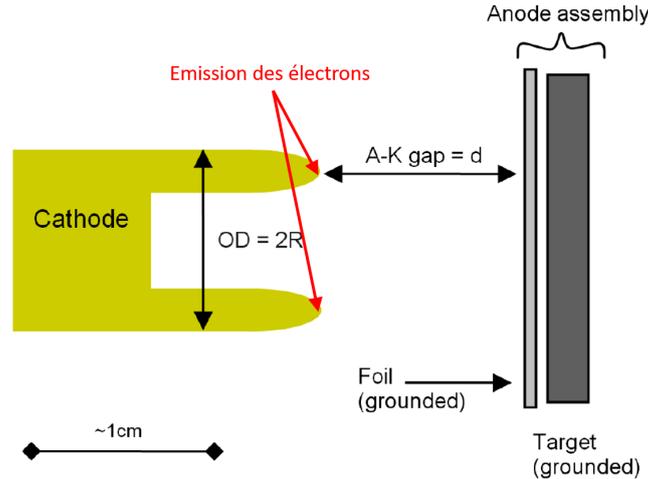


FIGURE 1.13 – Schéma simplifié d’une diode SMP [68]. L’anode est composée d’une feuille (*foil*) en élément léger (aluminium) qui fournit les ions, et d’une cible (*target*) en élément lourd (tantale) qui convertit le faisceau en rayon X.

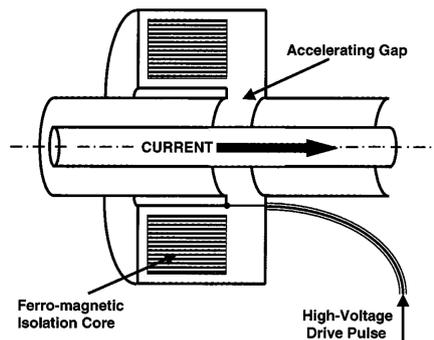


FIGURE 1.14 – Schéma d’une cavité d’un IVA [73].

Ces cavités ont un gap dans lequel une tension V est appliquée par un générateur extérieur. Le côté sous tension du gap est isolé de la masse par une inductance toroïdale sur un temps suffisamment grand devant la durée de l’impulsion se propageant dans le conducteur central. A la sortie de la cavité, la tension de l’impulsion est égale à la somme de sa tension initiale et de celle dans le gap (V). Lorsque l’impulsion traverse N cavités, sa tension augmente d’une valeur de NV . La description détaillée de ces IVA sort du cadre de la thèse. Le lecteur pourra trouver des informations complémentaires dans l’article de I. D. Smith [74]. Entre autres, le générateur de faisceau d’électrons RITS-6 (*Radiographic Integrated Test Stand*) basé au Sandia National Laboratories utilise la technologie de l’IVA et une diode SMP pour fournir un faisceau de 11,5 MeV et 225 kA dont le diamètre de la tache focale est de quelques millimètres [75]. Cette installation a déjà atteint une dose de 400 rad@m pour un diamètre de tache de 2,75 mm [76]. A noter que, durant son développement, divers types de diodes y ont été testés [38, 77, 78].

1.2.2 Accélérateurs de faisceaux d'électrons

Les *Accélérateurs de faisceaux d'électrons* sont composés de deux parties. La première est, bien évidemment, un générateur de faisceau qui est très souvent qualifié d'*injecteur*. Ce terme est justifié par le fait qu'il produit et injecte un faisceau d'électrons dans un tube de propagation bien plus long que la diode. La deuxième partie est la section accélératrice qui a pour but de transporter et d'accélérer le faisceau d'électrons jusqu'à la cible de conversion avec l'énergie voulue.

1.2.2.1 Injecteur

Le générateur de haute puissance pulsée dans un injecteur est souvent qualifié de *Prime Power*. Ses éléments diffèrent en fonction du type de faisceau produit. Donnons deux exemples de Prime Power en présentant le projet DARHT (Dual-Axis Radiography for Hydrodynamic Testing). C'est une installation américaine dédiée à la radiographie éclair située au Los Alamos National Laboratory. Elle est composée de deux dispositifs de radiographie. Les deux axes sont orthogonaux et sont respectivement nommée DARHT-I et DARHT-II [79]. L'injecteur de DARHT-II fournit un faisceau de 3,2 MeV, $> 1,2$ kA durant $2 \mu\text{s}$ à l'aide d'un générateur de Marx de 88 étages dans le prime power [80]. L'injecteur de DARHT-I fournit, quant à lui, un faisceau de 3,8 MeV, 1,7 kA, 60 ns au niveau de sa diode à l'aide d'un prime power composé d'un banc de condensateurs déchargés dans l'enroulement primaire d'un transformateur [81]. L'enroulement secondaire est rattaché à une ligne de transmission qui a pour objectif de mettre en forme l'impulsion électrique. C'est ce même dispositif qui est présent dans l'injecteur FEVAIR que nous présenterons en détail dans la section 2.1 du chapitre 2. La partie de la mise en forme de l'impulsion y sera également détaillée.

Après avoir passé la section de mise en forme de l'impulsion, la ligne de transmission est connectée à la cathode de la diode sous vide. Le courant du faisceau produit dans la diode est donné en première approximation par la loi de Child-Langmuir (1.3). L'énergie cinétique des électrons injectés dans le tube de propagation est égale à la tension appliquée à la cathode ($E_c = -eV_{AK}$) au potentiel de dépression près (voir section 1.1.2.1). La durée de vie du faisceau est de l'ordre de la durée du plateau de tension délivré à la cathode. Le design de la diode doit garantir l'intégrité du faisceau d'électrons. Il ne doit pas diverger dès sa formation après la cathode. Un des tout premiers modèles a été développé par Pierce dans les années 1940 [82]. Il avait présenté une géométrie garantissant des trajectoires rectilignes des électrons dans la diode. Le design et l'amélioration des diodes reste encore un sujet de recherche actif notamment dans le cadre du développement d'injecteurs multi-impulsionnels [83, 84].

1.2.2.2 Sections accélératrices et transport de faisceau

Une fois que le faisceau d'électrons est injecté dans le tube de propagation, il est transporté et accéléré jusqu'à la cible de conversion. L'objectif est d'augmenter l'énergie du faisceau tout en conservant son plateau de courant. Il existe différents types d'accélérateurs comme le bétatron

pulsé [85] ou bien l'accélérateur RF [86]. Pour la radiographie éclair, les accélérateurs à induction linéaire (LIA) sont utilisés. En effet, ils sont les plus adaptés pour accélérer un faisceau intense d'électrons relativistes dans les ordres de grandeur souhaités sans grande perte [87].

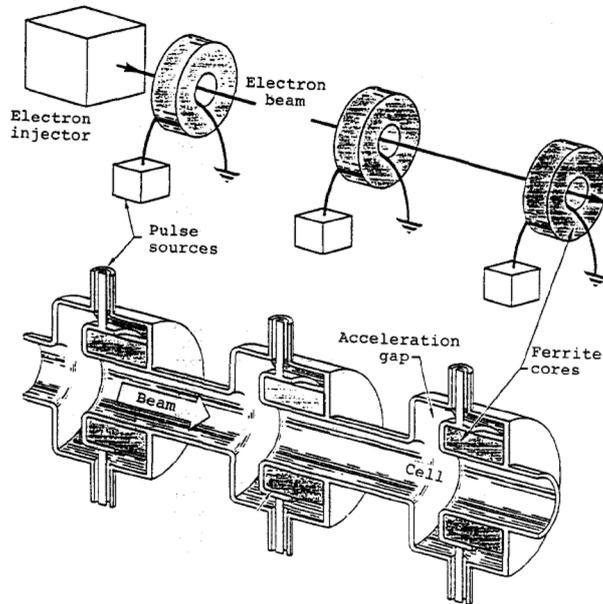


FIGURE 1.15 – Concept d'un accélérateur linéaire à induction (LIA) [87].

Ils fonctionnent comme les IVA à part que l'équivalent du conducteur central est, tout simplement, le faisceau d'électrons. Un schéma d'un LIA est donné dans la figure 1.15. Le premier accélérateur à induction a été développé par Christofilos en 1964 [88]. Six cellules accélératrices de 48 noyaux de Ni Fe chacune ont permis d'obtenir un faisceau d'électrons de $4,0 \pm 0,1$ MeV, 150 A alors qu'initialement leur énergie était de 720 keV au niveau de la diode.

Le premier accélérateur à induction linéaire dédié à la radiographie éclair est l'installation FXR, située au Lawrence Livermore National Laboratory aux USA [89–92]. Il a été mis en service en 1982 et fournissait alors un faisceau d'électrons de 16 MeV et 2,2 kA durant 65 ns. Le faisceau d'électrons avait une énergie de 1,2 MeV à la sortie de l'injecteur puis était accéléré grâce à 48 cellules ajoutant chacune une énergie entre 300 et 350 keV au faisceau. Depuis 2001 [89], des améliorations ont été effectuées pour augmenter l'énergie finale et le courant du faisceau à 17 MeV et 3 kA. FXR peut également fournir deux faisceaux de 8 MeV séparés de 1 à 5 μ s [93]. L'installation peut ainsi travailler en mono impulsion à 17 MeV ou en double impulsion à 8 MeV chacune selon la configuration souhaitée. Un résumé des caractéristiques est donné dans la table 1.3.

Concernant le projet DARHT, les faisceaux produits par les deux injecteurs (présentés dans la section précédente) sont accélérés par 64 cellules accélératrices de type LIA [80, 94]. Dans le cas de DARHT-I, l'énergie finale et le courant du faisceau sont de 19,8 MeV et le courant peut

TABLE 1.3 – **Caractéristiques du faisceau d'électrons et du rayonnement X produit par FXR.** [89] Ce tableau regroupe les valeurs avant et après l'amélioration de l'installation en 2001. La définition du diamètre de la tache focale est le 50%MTF dont la valeur est égale à $\approx 1,6 \times \text{FWHM}$ d'une distribution gaussienne [73].

	Pre-Upgrade	Post-Upgrade
Injector energy	1.2 MeV	2.5 MeV
Final beam energy	16 MeV	17 MeV
Beam current	2.2 kA	3.0 kA
X-ray dose (@ 1 meter)	300 Rad	450 Rad
Spot size (50% MTF)	3.5 mm	3.5 mm
X-ray dose (@ 1 meter) through 0.8-mm collimator	50 Rad	125 Rad
Double pulse beam energy		8.0 MeV
Double pulse beam current		2.5 kA
Double pulse dose per pulse @ 1 meter		>60 Rad
Double pulse spot size (50% MTF)		<5 mm

atteindre 2,9 kA durant 60 ns [95] au niveau de la cible de conversion. A noter que cet axe est mono-impulsionnel contrairement à DARHT-II. En effet, le faisceau fourni après accélération est de 16 MeV et 1,5 kA sur un plateau beaucoup plus long (1,6 – 2 μs). Cette longue impulsion passe à travers un "kicker" qui coupe ce faisceau en 4 impulsions distinctes (figure 1.16). Ce dispositif permet de réaliser de la radiographie multi-temps.

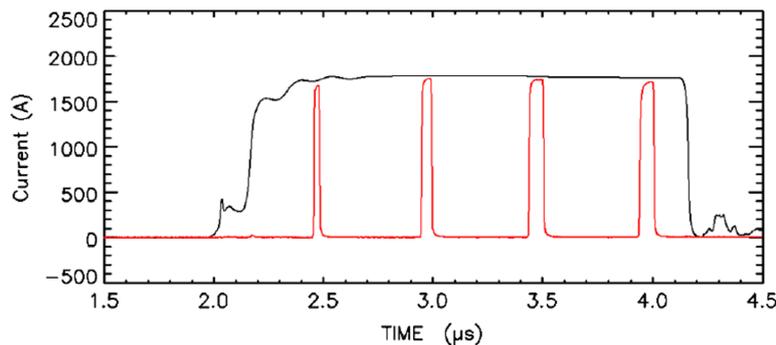


FIGURE 1.16 – **Courant du faisceau d'électrons sur DARHT-II** [79]. La courbe noire le représente avant le kicker ; La courbe rouge le représente après.

Sur le continent asiatique, l'"Institute of Fluid Physics, China Academy of Engineering Physics (CAEP)" a effectué une grande campagne de R&D sur les accélérateurs d'électrons à induction LIA dès les années 1980. Ceci a conduit à la mise en place de plusieurs installations dont LIAXF (*Linear Induction Accelerator X-ray Facility*) qui fournit un faisceau de 10 MeV, 2 kA, 60 ns. L'injecteur associé produit un faisceau de 1 MeV qui est ensuite accéléré grâce à 28 cellules accélératrices apportant chacune ≈ 320 keV. Le diamètre FWHM de la tache électronique est de 6 mm. En 1995, cette installation a été améliorée (LIAXFU) pour produire un faisceau de 12 MeV, 2,7 kA, 60 ns. Le diamètre FWHM de la tache électronique a pu être diminué à 4 mm. Il y a également l'installation DRAGON-I LIA en 2003. Ce dispositif fournit un faisceau d'électrons de 20 MeV, 2,5 kA durant 70 ns, pour obtenir une tache focale de ~ 1 mm (diamètre FWHM) [96]. L'injecteur fournit un faisceau de 3,6 MeV qui est ensuite accéléré par 72 cellules LIA. Par la suite, la machine Dragon-II LIA a été conçue dans le même institut pour fournir trois impulsions de rayons X séparées d'au minimum 300 ns [97]. Les faisceaux d'électrons associés ont une énergie

de $18 \sim 20$ MeV et un courant de ~ 2 kA durant 70 ns.

1.2.2.3 Focalisation et conversion en X

Lorsque le faisceau d'électrons arrive au niveau de la cible de conversion, il est focalisé à l'aide d'un solénoïde parcouru par un courant. Dans le cadre de l'approximation paraxiale, et en supposant que le rayon du faisceau varie peu dans le solénoïde, nous pouvons associer une distance focale équivalente à un solénoïde [43] :

$$V = \frac{1}{f} = \int \left(\frac{eB_z(0,z)}{2\gamma m_e \beta c} \right)^2 dz, \quad (1.40)$$

avec V la vergence du solénoïde. Dans ce cadre, le champ magnétique radial est calculé en faisant un développement limité à l'ordre 1 $\left(B_r(r,z) \approx -r \frac{\partial B_z(0,z)}{\partial z} \right)$.

Une fois que le faisceau (d'énergie incidente E_0) est focalisé sur la cible, les électrons vont rayonner du fait de leur déflexion lors de leur passage à proximité des noyaux des atomes : il s'agit du rayonnement de freinage [98], ou *Bremsstrahlung* en allemand. C'est par ce processus que les rayons X sont fournis dans notre contexte. Un électron émet un rayonnement dont l'énergie se situe entre E_0 et 0 [99]. Par conservation de l'énergie, il décélère. La perte d'énergie cinétique de l'électron via le rayonnement de freinage est caractérisée par le pouvoir d'arrêt radiatif [42] (voir section 1.1.3.3). Un spectre d'émission continu est ainsi formé pour un faisceau d'électrons interagissant avec une feuille de numéro atomique Z .

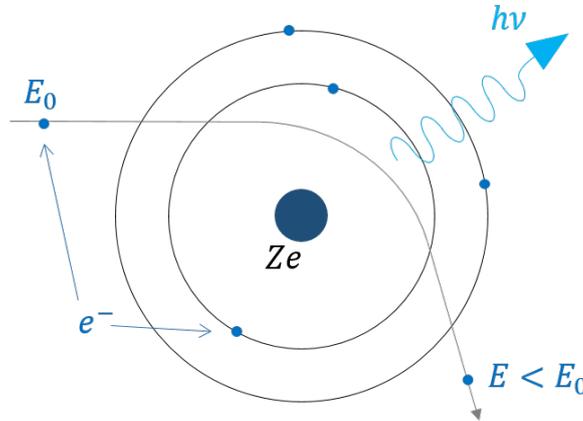


FIGURE 1.17 – Illustration du mécanisme du rayonnement de freinage.

La théorie autour du mécanisme Bremsstrahlung est très complète, le lecteur pourra trouver une revue des différentes expressions analytiques dans l'article de H. W. Koch [100]. L'idée à retenir ici est que, dans le cas de l'interaction d'un électron relativiste avec une cible de numéro atomique Z , la puissance moyenne d'émission est proportionnelle à Z^2 à quelques facteurs correctifs près. Il faut donc privilégier une cible de numéro atomique élevé comme le tantale ($Z = 73$) qui est utilisé dans EPURE par exemple. En terme d'ordre de grandeur, le diamètre typique de la source X est de l'ordre du mm et la dose associée est de l'ordre de plusieurs centaines de rad@m.

A part pour FXR, il n'est pas évident de trouver à la fois toutes les caractéristiques du faisceau d'électrons, du diamètre de la source X et la dose obtenue. Celles de FXR sont reportées dans le tableau 1.3. A noter que DARHT I et II obtiennent une tache focale de ≈ 1 mm FWHM [79] tout comme DRAGON-I LIA en 2003 [96].

1.2.3 Présentation d'EPURE

Pour terminer cette partie et ce chapitre, nous présentons l'installation EPURE située au CEA/Valduc.

Dans le cadre du programme *Simulation* du CEA/DAM, l'installation EPURE a été développée dans le but de faire de la radiographie éclair selon trois axes différents. C'est un projet franco-britannique dont le partage et le développement a été ratifié par le traité TEUTATES le 2 novembre 2010. La configuration triaxiale de cette installation, dont un plan est donné dans la figure 1.18, est unique dans le monde est rentre dans le programme de dissuasion nucléaire des deux pays.

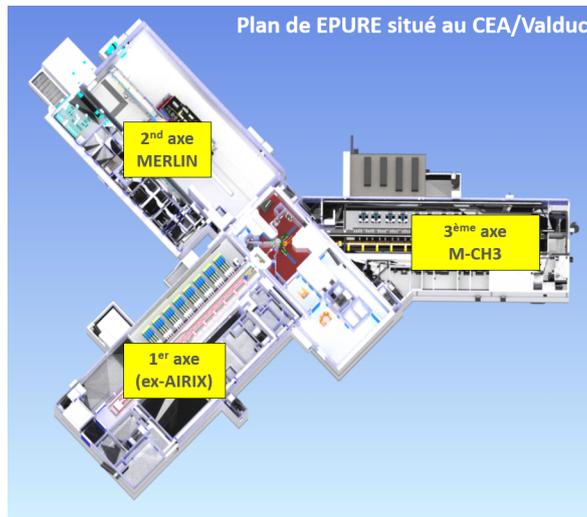


FIGURE 1.18 – Plan de l'installation EPURE.

Le premier axe d'EPURE est en fonctionnement depuis 2014. Cet axe a été développé à l'origine à Moronvilliers (France) sous le nom d'AIRIX et mis en service en 2000. L'injecteur [101] fournit un faisceau reproductible dont les performances maximales sont 4 MeV, 3 kA, 60 ns dont le plateau de tension au niveau de la diode varie au maximum de l'ordre du pour cent. Au bout de la ligne, l'installation délivre un faisceau de 19,2 MeV et 2 – 3 kA durant 60 ns grâce à un accélérateur composé de 64 cellules à induction LIA comme DARHT-I. Le prototype PIVAIR (8 MeV, 3,5 kA, 60 ns) [102], maintenant démantelé, a été conçu avant AIRIX dans le but de mettre au point et de valider les cellules accélératrices LIA développées au CEA. En 2002, la tache focale X produite par AIRIX a été mesurée à $\sim 1,8$ mm (50%MTF).

Le deuxième axe d'EPURE est le générateur MERLIN dont l'installation au centre du CEA/Valduc a démarré en 2020 (figure 1.19). Il a été développé et qualifié à Aldermaston au Royaume-Uni entre 2015 et 2019 avant d'être transféré au CEA/Valduc. L'article de K. Tho-

mas [71] rentre dans le détail de la génération, la mise en forme et l'augmentation de la tension qui est délivrée à la diode SMP.



FIGURE 1.19 – **Vue d'artiste de MERLIN [71]**. Ce générateur de faisceau ultra-intense fournit un faisceau de 7,5 MeV, 200 kA, 60 ns.

Le troisième axe d'EPURE a été mis en service fin 2022. Il est basé sur le même concept qu'AIRIX. L'injecteur associé sera présenté en détail dans la partie *Dispositif expérimental* car il a été utilisé pour les études réalisées dans cette thèse.

Chapitre 2

Dispositifs expérimentaux et numériques

Dans ce second chapitre, nous présentons les différents outils expérimentaux et numériques employés pour répondre aux problématiques posées au début de ce manuscrit. Les deux premières parties du chapitre présentent l’injecteur de faisceau d’électrons FEVAIR et les différents diagnostics utilisés pour caractériser ce faisceau. La dernière partie est dédiée aux moyens de simulation. Nous présenterons le code d’enveloppe *Trajenv* et le code PIC/MCC *LSP*. Nous terminerons cette partie en discutant d’un point de vue pratique le lien entre ces codes.

2.1 L’injecteur FEVAIR

L’injecteur FEVAIR (Faisceau d’Électrons pour la Validation d’un Accélérateur à Induction de Radiographie) était un moyen expérimental présent au centre du CEA/CESTA jusqu’à fin 2021. Une photographie de l’installation est donnée dans la figure 2.1. Dans le cadre de l’installation du troisième axe de radiographie à EPURE, le CEA/CESTA avait pour mission de qualifier le fonctionnement de FEVAIR d’abord seul puis avec quatre cellules accélératrices LIA prototypes. Il a ensuite été déménagé en octobre 2021 au centre du CEA/Valduc pour y devenir l’injecteur du troisième axe d’EPURE. Ce modèle d’injecteur est conçu pour fournir des faisceaux d’électrons reproductibles avec une durée d’impulsion de l’ordre de 60 ns et des valeurs d’énergies et courant stabilisés à $\pm 1\%$ sur cette durée. Les valeurs maximales sont respectivement 4 MeV et 3 kA [103]. A noter que FEVAIR possède plusieurs points de fonctionnement. Celui utilisé dans le cadre de cette thèse est inférieur au point de fonctionnement maximal afin d’avoir un quota de tirs autorisés par les contraintes de radioprotection plus élevé. Le plateau du faisceau d’électrons ainsi utilisé a comme caractéristiques : 3,4 MeV, $\approx 1,88$ kA, ≈ 60 ns.

La structure typique en trois parties d’un injecteur a été présentée synthétiquement dans la section 1.2.2.1 du chapitre 1. Pour rappel, ces trois parties sont un générateur de haute puissance pulsée, une ligne de mise en forme de l’impulsion électrique et une diode. La figure 2.2 illustre ces trois parties via un schéma de FEVAIR. Dans cette section, nous présentons les caractéristiques

de ces éléments.



FIGURE 2.1 – Injecteur FEVAIR.

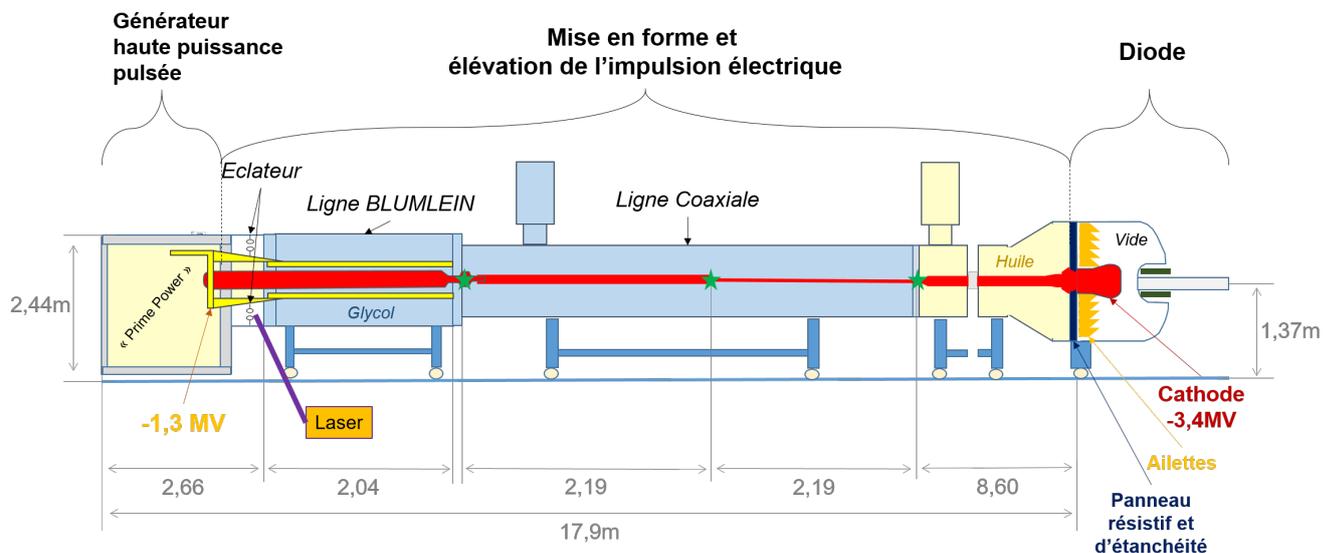


FIGURE 2.2 – Schéma de l'injecteur FEVAIR. L'injecteur est composé d'un générateur de haute puissance pulsée (souvent qualifié de *Prime Power*) qui délivre une impulsion électrique dans une ligne de transmission. Cette dernière met en forme l'impulsion en un plateau de tension négatif pour la délivrer dans une diode où le faisceau d'électrons est produit.

Générateur de haute puissance pulsée

Le générateur de haute puissance pulsée, qualifié de *prime power*, est composé de quatre condensateurs de $0,79 \mu\text{F}$ en parallèle chargé à 89 kV. Ils sont déchargés à l'aide d'un éclateur

dans un transformateur multipliant la tension par 15 à sa sortie. Un schéma est donné dans la figure 2.3.

L'impulsion dure plusieurs dizaines de microseconde avec une amplitude de $\approx 1,3$ MV. Contrairement aux générateurs Marx, celui-ci n'emploie qu'un seul élément actif (l'éclateur) ce qui joue en faveur de la reproductibilité des signaux et de la maintenance de l'installation.

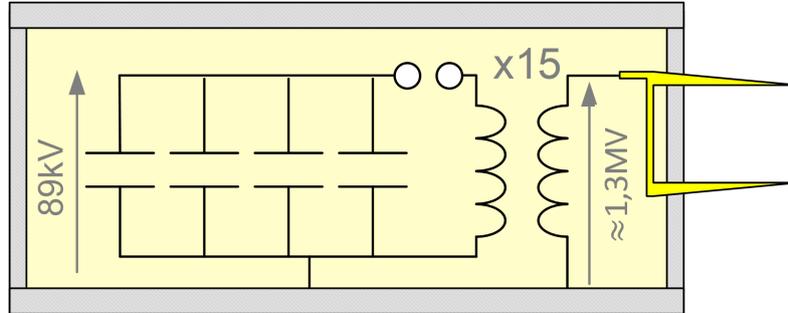


FIGURE 2.3 – Schéma simplifié du "prime power". La zone jaune représente la pièce sous tension en sortie.

Mise en forme et élévation de l'impulsion électrique

L'objectif de cette seconde partie est de former à sa sortie une impulsion de haute tension d'une durée d'environ 60 ns avec un plateau de tension plat de $\approx -3,4$ MV. La partie "mise en forme" de l'impulsion est composée d'une ligne *Blumlein* suivit de *lignes de transmissions élévatrices de tensions* de forme coaxiales. La *ligne Blumlein* est un dispositif capacitif qui est chargé par le générateur de haute puissance pulsée puis déchargée via des éclateurs à gaz amorcés par laser. Contrairement à un simple condensateur, elle ne fournit pas une impulsion brève de forme exponentielle décroissante à sa sortie. Sa géométrie en forme de ligne triaxiale permet de fournir un créneau de haute tension aux éléments qui suivent. Dans notre cas, ce créneau a une valeur de $\approx -1,3$ MV dont le temps caractéristique du plateau est d'environ 80 ns. Nous ne rentrons pas en détail sur le fonctionnement de la ligne Blumlein. Le lecteur pourra se référer par exemple à la référence [104].

Les lignes de transmissions élévatrices de tension suivent la ligne Blumlein. Ce sont en réalité trois lignes coaxiales en série avec des impédances différentes. Le courant dans l'âme étant constant dans les tronçons, il en résulte une augmentation de tension si l'impédance augmente lors d'un passage à la ligne suivante. Les trois passages sont représentés par une étoile verte dans la figure 2.2. L'impédance par unité de longueur d'une ligne coaxiale sans perte est donnée par [105] :

$$Z = \frac{\sqrt{\mu_0 \mu_r / \epsilon_0 \epsilon_r}}{2\pi} \ln \left(\frac{r_0}{r_i} \right), \quad (2.1)$$

avec μ_r et ϵ_r respectivement la perméabilité et la permittivité relative du matériau isolant entre la gaine et l'âme, r_i et r_0 sont respectivement le rayon de l'âme et la gaine.

Les deux premières désadaptations d'impédances jouent sur la réduction du rayon de l'âme de la ligne coaxiale tandis que la dernière joue sur le changement de caractéristique du milieu

isolant (réduction de la permittivité relative de $\epsilon_r \approx 37$ (Glycol) à $\epsilon_r \approx 2,3$ (Huile)). Une désadaptation d'impédance entre deux lignes implique une réflexion de l'onde de tension. Les différents rebonds successifs peuvent altérer le plateau de tension initial de 60 ns au niveau de la cathode. C'est pourquoi les lignes élévatrices de tensions mesurent une dizaine de mètres afin d'isoler temporellement ces rebonds du plateau initial (le temps d'aller-retour des rebonds est plus long que 60 ns).

Nous obtenons ainsi au niveau de la cathode, une onde de tension de plusieurs microsecondes dont les soixante premières nanosecondes forment un plateau qui nous intéresse pour le faisceau d'électrons (figure 2.4).

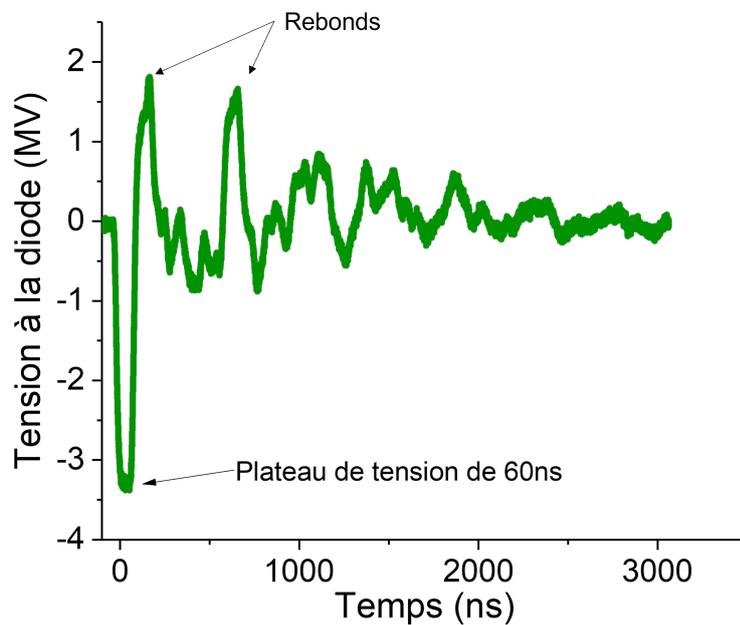


FIGURE 2.4 – Mesure de la tension entre la cathode et l’anode sur FEVAIR pour fournir un faisceau d’électrons de 3,4 MeV. Les différentes réflexions de l’onde de tension sont isolées temporellement du plateau de tension de $-3,4$ MV.

Diode

La diode fournit un faisceau en accélérant des électrons de la cathode vers l’anode à l’aide d’un champ électrique longitudinal. Dans notre cas, l’anode est creuse afin de pouvoir laisser passer le faisceau. Un schéma de la diode est donné dans la figure 2.5(a).

Le faisceau doit être généré sous vide ; c’est pourquoi un panneau d’étanchéité est présent afin de séparer l’huile, qui sert de diélectrique dans la dernière ligne coaxiale, et le vide. Une résistance liquide est contenue dans ce panneau d’étanchéité. Elle a une impédance $Z_{Rliq} \approx 80 \Omega$ et est en parallèle de la diode. Trois raisons justifient la présence d’une telle résistance.

- D’une part, l’impédance de la diode peut varier sur le long terme (jours ou semaines)

avec l'état de surface de la cathode. Cette variation peut altérer la reproductibilité des faisceaux d'électrons sur cette durée. Sachant que l'impédance de la diode est $Z_{\text{diode}} \approx 1,8 \text{ k}\Omega^1$, l'impédance totale (Diode + Résistance liquide) est dominée par celle de la résistance liquide ($Z_{\text{tot}} = \frac{Z_{\text{Rliq}}Z_{\text{diode}}}{Z_{\text{Rliq}}+Z_{\text{diode}}} \approx Z_{\text{Rliq}}$) ce qui permet de minimiser l'importance des fluctuations d'impédance de la diode.

- D'autre part, l'impédance de la résistance liquide est proche de celle de la dernière ligne coaxiale en amont de la cathode. Cette adaptation d'impédance permet d'évacuer par la résistance l'énergie qui n'est pas directement utilisée dans la diode pour générer le faisceau.
- Enfin, la proximité d'un milieu conducteur sous tension, des parois isolantes du panneau et du vide favorise la formation d'un claquage électrique. Cette zone est appelée "jonction triple" [106]. La géométrie de la résistance est calculée pour répartir linéairement les lignes d'isopotentiels sur le rayon du panneau. Des ailettes conductrices (voir figure 2.5(a)) reportent ces lignes d'isopotentielles dans la diode, afin de minimiser les risques de claquages. Des informations complémentaires sont données dans la référence [7].

Concentrons-nous maintenant sur le faisceau d'électrons. Le mécanisme d'émission par cathode froide [109] est celui qui est utilisé sur FEVAIR. Une zone en velours en fibre de cellulose est présente sur la cathode (zone rose de la figure 2.5(a)). Les poils du velours favorisent l'émission des électrons par l'effet de pointe qui amplifie le champ électrique localement. Les électrons sont accélérés par le champ électrique dans la diode [110–112] produisant ainsi un faisceau d'électrons. Le velours est à ce jour le matériau le plus qualifié pour cette tâche du fait :

- de la possibilité de générer un faisceau d'électrons d'une densité de courant élevée ($> 1 \text{ kA/cm}$) à l'aide d'un faible champ électrique ($< 30 \text{ kV/cm}$),
- de la production d'un faisceau d'électrons plus uniforme que d'autres matériaux.

Ce mécanisme d'émission d'électrons est étudié dans le contexte d'injecteur bi-impulsionnel [84, 113].

Une fois le faisceau d'électrons généré, la répulsion coulombienne le fait diverger empêchant une grande partie de celui-ci d'aller dans le tube de propagation (figure 2.5(b)). Un solénoïde, dit d'*extraction* produit un champ magnétique qui canalise ce faisceau en l'extrayant de la diode (figure 2.5(c)). Il est composé de 147 spires parcourues par un courant de l'ordre de 170 A et mesure 49 cm. Il est important de noter que son champ magnétique axial est non nul au niveau de la cathode. C'est pourquoi une bobine dite d'*annulation* est présente au niveau du *gap* (espace entre la cathode et l'anode) afin d'annuler le champ magnétique au niveau de la cathode. Le moment canonique du faisceau d'électrons sera ainsi nul lors de sa génération.

Le champ électrique présent dans la diode est non nul au début du tube de propagation. La figure 2.5(a) montre ces lignes de champs au début du tube, là où se situe l'entrée du solénoïde d'extraction. Ce "champ de fuite" doit être pris en compte lors des simulations du transport du faisceau démarrant à la diode (voir section 2.4.1).

1. $Z_{\text{diode}} \approx 3,4 \text{ MeV}/1,88 \text{ kA}$

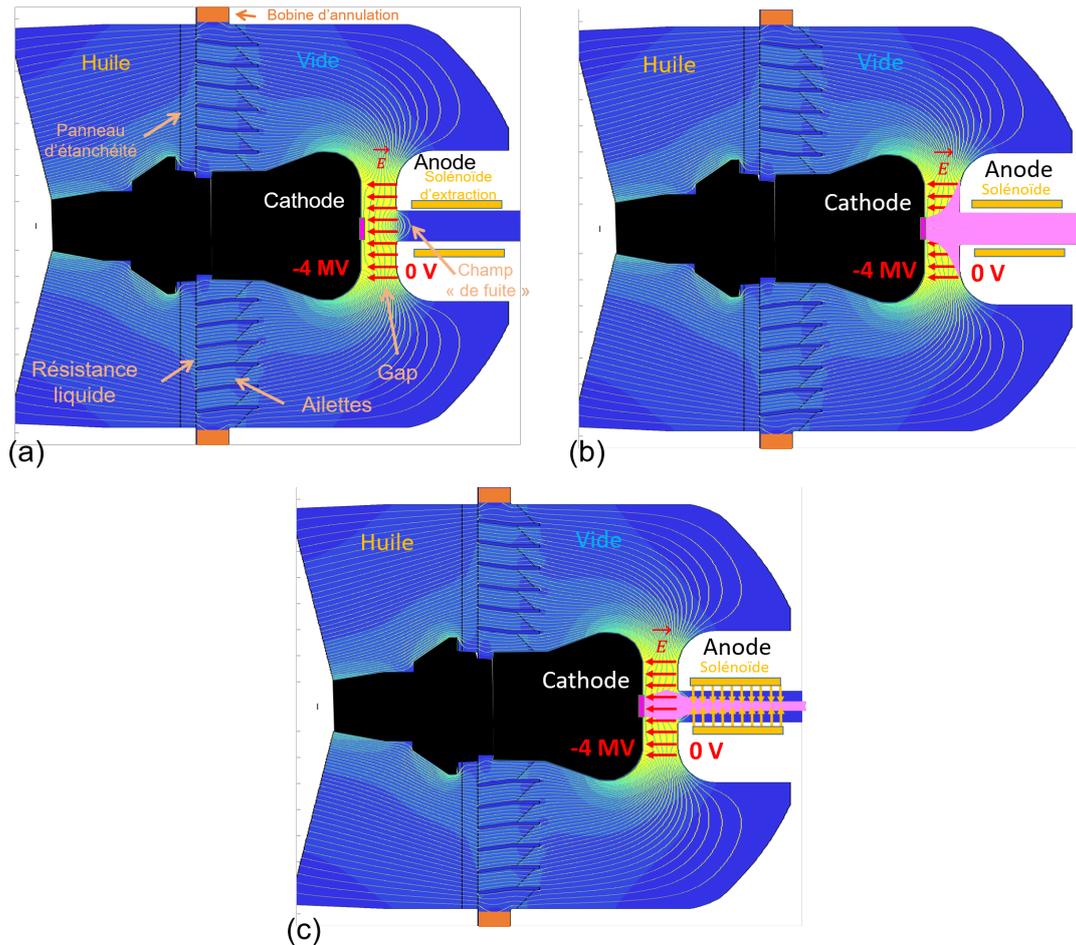


FIGURE 2.5 – Simulation des lignes de champs électriques [107] à l'aide du code électromagnétique OPERA [108]. (a) Représentation des lignes iso-potentielles (lignes jaunes) et indication des différents éléments dans la diode. Les lignes rouges sont une représentation qualitative du champ électrique entre la cathode et l'anode. (b) Représentation qualitative du faisceau d'électrons divergeant après son émission de la cathode (en rose). (c) Canalisation du faisceau d'électrons à l'aide du solénoïde d'extraction. A noter que dans les figures (b) et (c), le faisceau et l'effet du solénoïde ne proviennent pas de la simulation mais ont été rajouté de manière qualitative.

La tension aux bornes de la diode au cours du temps est donnée dans la figure 2.6(a). Un diviseur capacitif [114] a été utilisé pour cette mesure. Le plateau de tension dure ≈ 60 ns et a une valeur de 3,4 MV. A noter qu'en 2018, l'énergie des électrons du faisceau a été directement mesurée sur FEVAIR à l'aide d'un spectromètre à électrons développé au CEA [115]. Le principe de ce diagnostic repose sur la déviation d'une partie du faisceau à l'aide d'un champ magnétique homogène généré par un électro-aimant. Les électrons qui sont dispersés en fonction de leur énergie, rencontrent une nappe de fibres optiques placées dans le plan de dispersion en sortie de la zone de champ. Ainsi, chaque fibre de la nappe correspond à une énergie électronique déterminée par l'intensité du champ magnétique appliqué par l'électro-aimant. Au passage d'un électron dans une fibre, une émission lumineuse est générée (rayonnement Cerenkov) et conduite par la fibre jusqu'à une caméra à balayage de fente qui assure la résolution temporelle. La

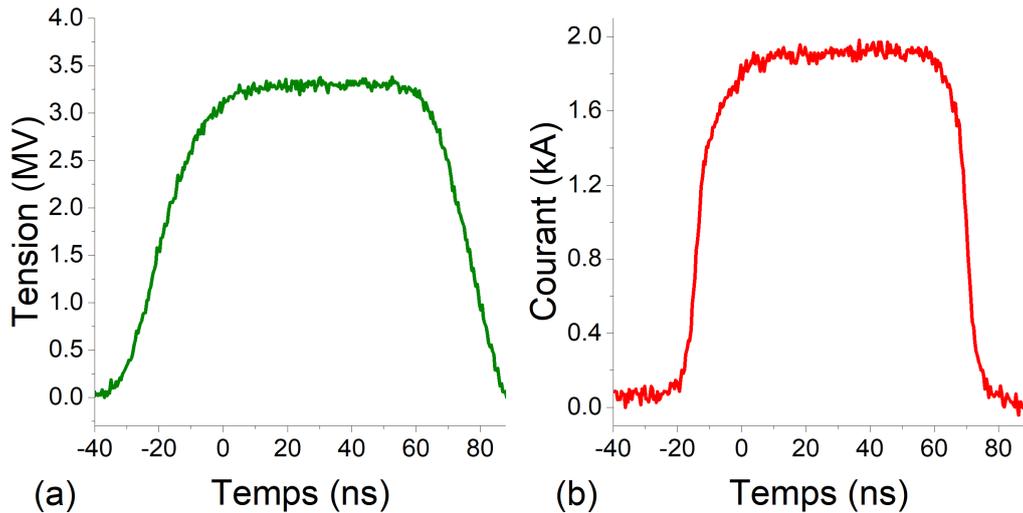


FIGURE 2.6 – (a) Tension aux bornes de la diode. (b) Courant du faisceau d'électrons.

résolution spectrale relative du spectromètre est de 0.1% [115] et la résolution temporelle de la caméra à balayage de fente est de 1 ns. Le résultat est donné dans le figure 2.7 [116]. La durée du plateau d'énergie est définie ici à 98% de la valeur maximale de la courbe et vaut 58,5 ns. Cette mesure permet de calibrer la mesure de tension dans la diode afin de relier l'énergie du faisceau à la valeur de la tension de la diode pour chaque tir.

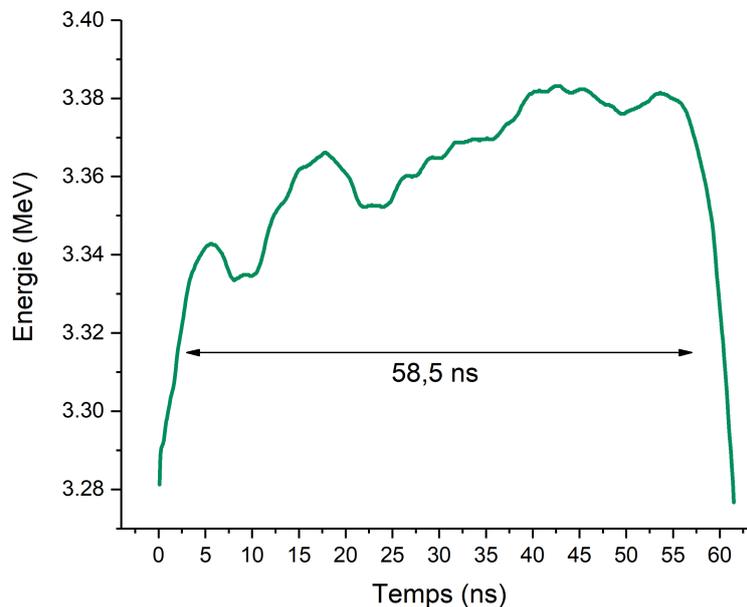


FIGURE 2.7 – Énergie du faisceau d'électrons mesuré à l'aide d'un spectromètre à électrons. La tension de charge dans le prime power est de 89 kV.

La mesure du courant du faisceau est donné dans la figure 2.6(b). Elle a été obtenue à l'aide d'un *DPF* dont le principe est expliqué dans la section 2.2.1.2. Le plateau de courant du faisceau est de 1,88 kA et dure ≈ 60 ns.

L'émittance géométrique normalisée du faisceau d'électrons a été déterminée par la méthode des trois-gradients [117, 118]. Nous présentons brièvement cette technique dans la section 2.4.1.

L'émittance géométrique normalisée du faisceau d'électrons est estimée à $\epsilon_{x(g)n} = \epsilon_{y(g)n} = 8 \times 10^{-4} \text{m.rad}$ avec une incertitude de $\pm 50\%$.

Transport du faisceau

A la sortie de la diode, le faisceau d'électrons se propage dans un tube creux aux parois conductrices et de rayon interne 7,6 cm. Par la suite, nous qualifions ce tube de *tube de propagation*. Le faisceau doit être transporté jusqu'à la chambre d'expérience. La figure 2.8 représente les différents éléments pour le transporter.

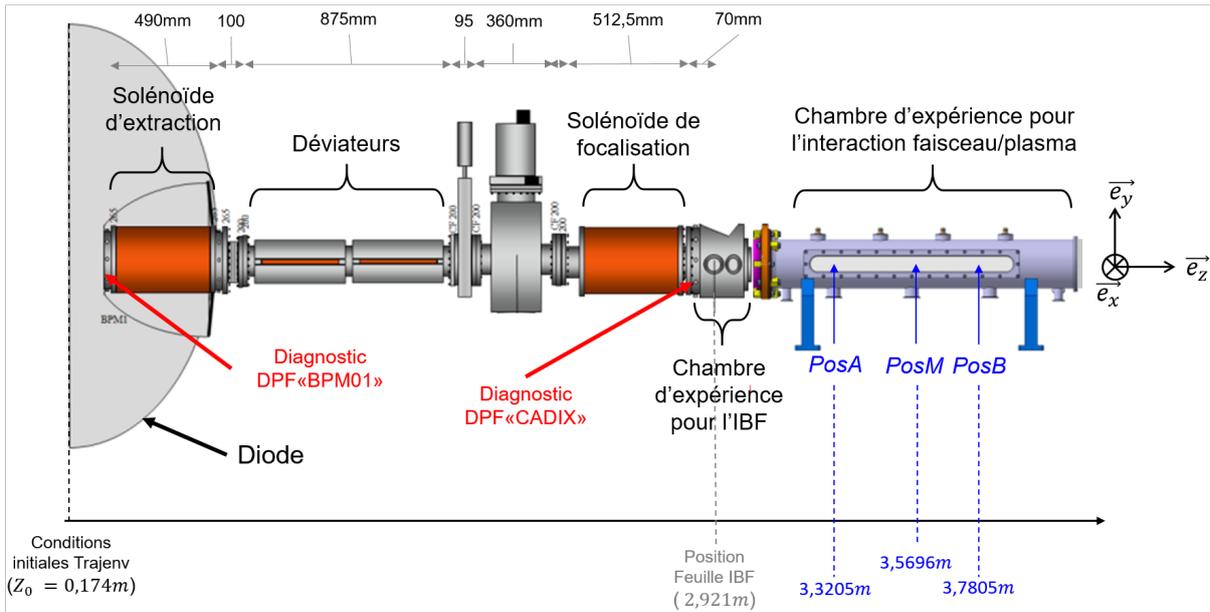


FIGURE 2.8 – Schéma du tube de propagation juste après la diode. Le solénoïde d'extraction a 149 spires et mesure 49 cm. Le solénoïde de focalisation a 218 spires et mesure 34,2 cm.

Tout d'abord, il y a le solénoïde d'extraction présenté précédemment. Il est suivi par deux *déviateurs*. Leur principe est de déplacer la position du centroïde du faisceau à l'aide d'un champ magnétique orienté dans les directions transverses à la propagation du faisceau (B_x, B_y). Ce champ magnétique est produit à l'aide de pistes conductrices à la surface du tube de propagation. Le lecteur pourra trouver des informations complémentaires dans la référence [119]. Durant les expérimentations, ils sont réglés de façon à placer la position du centroïde du faisceau à $\pm 0,5 \text{ mm}$ par rapport à l'axe de symétrie du tube de propagation. Le faisceau pénètre ensuite dans le *solénoïde de focalisation*. Son réglage dépend du type d'expérimentation. Comme énoncé dans l'introduction de la thèse, nous avons réalisé deux expériences avec ce faisceau d'électrons. La première concerne l'interaction avec la feuille barrière d'ions (IBF) (voir section 3.2 du chapitre 3) et la deuxième traite l'interaction faisceau/plasma (chapitre 4). Ces deux études ont été réalisées dans leur propre chambre d'expérience dont l'agencement est présenté dans les sections concernées. Deux diagnostics du faisceau d'électrons sont présents dans le tube de propagation. Ce sont des *Diagnostics de Position du Faisceau* (DPF) et le principe sera expliqué dans la section 2.2.1.2. Ils donnent, à la fois, le profil temporel du courant et la position du centroïde

selon l'axe \vec{e}_x et \vec{e}_y à la côte z où ils sont placés.

2.2 Diagnostics électriques

Dans cette section, nous présentons les diagnostics électriques employés pour caractériser le faisceau d'électrons de FEVAIR.

2.2.1 Sonde de courant

2.2.1.1 B-dot

La B-dot [120] est une boucle conductrice dont une extrémité est reliée à la masse et l'autre directement à un oscilloscope (figure 2.9(a)). Son extension radiale, plus petite que le centimètre, a une influence négligeable sur le potentiel de dépression du faisceau. Elle est caractérisée par une surface et une auto-inductance, notées respectivement S_{Bdot} et L_{Bdot} .

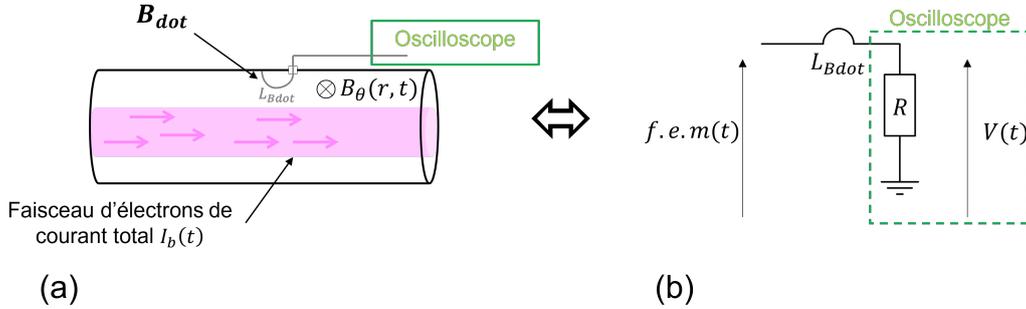


FIGURE 2.9 – Schéma de la B-dot et du circuit électrique équivalent.

Lorsque le faisceau d'électrons arrive à proximité de la B-dot, un flux magnétique variable passe à travers la boucle de courant induisant une force électromotrice ($f.e.m(t)$). Cette dernière est mesurée indirectement sur l'oscilloscope.

La loi de Faraday lie la force électromotrice et le courant $I_b(t)$ du faisceau par

$$f.e.m(t) = -\frac{d}{dt} \iint B_\theta(r,t) dS_{bdot}, \quad (2.2)$$

$$= K \frac{dI_b(t)}{dt}, \quad (2.3)$$

avec K une constante dépendante de la géométrie de la B-dot et de la position du faisceau par rapport à celle-ci.

Le circuit électrique équivalent d'une B-dot peut être modélisé par un simple circuit RL dont la résistance de 50Ω représente l'oscilloscope (figure 2.9(b)).

Le lien entre la force électromotrice et la tension mesurée $V(t)$ est donnée par

$$f.e.m(t) = V(t) + \frac{L_{Bdot}}{R} \frac{dV(t)}{dt}. \quad (2.4)$$

En injectant l'équation (2.3) dans (2.4), nous obtenons l'expression du courant du faisceau en fonction de la tension mesurée. Celle-ci est donné par

$$K \times I_b(t) = \int_0^t V(t') dt' + \frac{L_{Bdot}}{R} V(t). \quad (2.5)$$

Le traitement des signaux se fera numériquement. Nous discrétisons l'équation (2.5) et la multiplions par R/L_{Bdot} afin d'obtenir :

$$\frac{R}{L_{Bdot}} K I_{bn} = \frac{R}{L_{Bdot}} \Delta t \sum_{i=0}^n V_i + V_n, \quad (2.6)$$

avec l'indice n qui représente le temps discrétisé et $\Delta t = 0,1$ ns la période d'échantillonnage de l'oscilloscope utilisé.

L'ordre de grandeur de l'inductance de la B-dot peut être estimé sachant que la longueur totale de la boucle de courant est de l'ordre de 1 cm. Dans ce cas, l'inductance linéique du câble ($1 \mu\text{H/m}$) domine l'inductance géométrique de la boucle, ainsi $L_{Bdot} \approx 10^{-8}$ H. Le coefficient adimensionné $\frac{R}{L_{Bdot}} \Delta t$ est de l'ordre de l'unité. Nous pouvons donc négliger V_n par rapport à $\sum_{i=0}^n V_i$ ce qui mène à

$$I_{bn} \approx K_{Bdot} \sum_{i=0}^n V_i, \quad (2.7)$$

avec $K_{Bdot} = (K/\Delta t)^{-1}$.

Ainsi, le courant du faisceau est directement proportionnel à l'intégrale du signal mesuré sur l'oscilloscope. Une calibration doit être effectuée à l'aide d'un autre diagnostic qui l'est déjà. Cependant, K_{Bdot} dépend de la position du centroïde du faisceau. Le plateau de courant mesuré est donc influencé par la position de ce centroïde qui n'est pas connue a priori. Il est donc difficile d'extraire l'information, à la fois, sur le profil temporel du courant et sur la position du centroïde à partir des signaux produits par une B-dot seule. Le concept de B-dot peut, malgré tout, être mis à profit dans le *Diagnostic de Position du Faisceau*.

2.2.1.2 Diagnostic de Position du Faisceau

Le *Diagnostic de Position du Faisceau* [121], abrégé DPF, est basé sur le principe de la B-dot afin d'obtenir à la fois l'information sur le profil temporel du courant et sur la position du centroïde. Il est composé de huit B-dots placées sur les parois du tube de propagation dans le même plan $z = C^{ste}$.

Les huit B-dots sont réparties en trois catégories afin de fournir trois informations différentes.

- La première fournit le profil temporel du courant en moyennant le signal de quatre B-dots placées à intervalle régulier dans le tube (B-dots vertes de la figure 2.10(a)). Au premier ordre, la contribution du déplacement du centroïde du faisceau autour de l'axe se compense sur les quatre B-dots, et leur moyenne n'est donc sensible qu'à l'intensité. Un exemple de mesure est donné sur la figure 2.6(b).

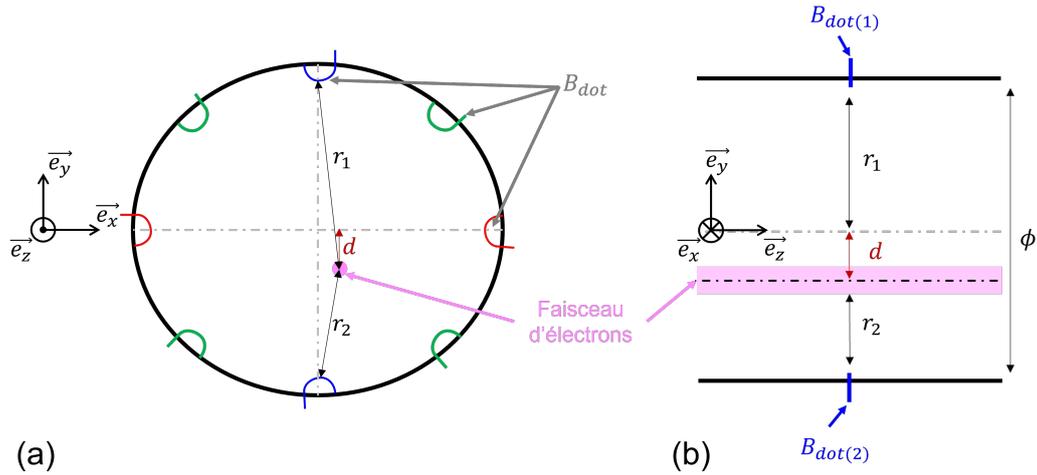


FIGURE 2.10 – (a) Schéma simplifié d'un DPF. (b) Coupe transversale du DPF pour illustrer le calcul de position du centroïde.

- La seconde donne la position du centroïde sur \vec{e}_y à l'aide de deux B-dots placées sur cet axe (B-dots bleues de la figure 2.10(a)). La position du centroïde d sur \vec{e}_y est donnée par :

$$\frac{V_2 - V_1}{V_2 + V_1} \propto \frac{\frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_1}}{\frac{1}{r_2} + \frac{1}{r_1}} = \frac{r_1 - r_2}{r_1 + r_2} \approx \frac{2d}{\phi}, \quad (2.8)$$

avec V_1 et V_2 la valeur du plateau des signaux bruts après intégration. La figure 2.10(b) montre la définition de r_1 , r_2 , ϕ et d . L'approximation donnée dans l'équation (2.8) est valide si la distance du centroïde du faisceau à l'axe de symétrie du tube de propagation est petite devant le rayon de ce dernier. Si ce n'est pas le cas, la mesure donnée par le DPF n'est pas réaliste. L'approximation est valide dans notre cas puisque son centroïde est à $\pm 0,5$ mm de l'axe alors que le rayon du tube de propagation est de 7,6 cm. A noter également que dans le cadre de cette approximation, le coefficient de proportionnalité entre $\frac{V_2 - V_1}{V_2 + V_1}$ et $\frac{2d}{\phi}$ est déterminé à l'aide d'une calibration du diagnostic.

- La troisième donne la position du centroïde sur \vec{e}_x avec le même principe que dans le point précédent.

Ce diagnostic a déjà été calibré avant les expérimentations à l'aide d'un banc de calibration spécialement conçue pour cela au CEA/Valduc. Cette calibration consistait à faire passer un courant dans un conducteur qui traverse le DPF à différentes positions. Le courant et la position du conducteur par rapport au centre du DPF sont connus. La réponse des B-dots est mesurée pour plusieurs configurations ce qui permet de les calibrer. La résolution en position est de $\pm 200 \mu\text{m}$ [122] et l'incertitude sur la mesure de courant est de $\approx 1,5\%$ [123].

2.2.1.3 Boucle de Rogowski

La boucle de Rogowski [124] est un autre diagnostic de mesure du profil temporel du courant. Il s'agit d'un solénoïde toroïdal placé autour du tube de propagation (figure 2.11(a)). Le schéma

électrique équivalent est donnée dans la figure 2.11(b)

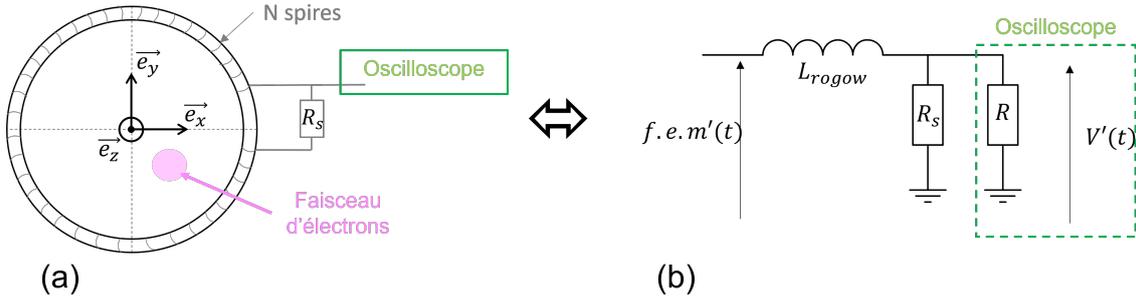


FIGURE 2.11 – (a) Schéma d'une boucle de Rogowski et (b) du circuit électrique équivalent.

Une force électromotrice $f.e.m'(t)$ apparaît entre les bornes du solénoïde lors du passage du faisceau. L'avantage qu'ont les boucles de Rogowski par rapport aux B-dots est que la force électromotrice induite n'est pas sensible à la position du centroïde du faisceau d'électrons.

De la même manière que la B-dot, cette tension permet de remonter au profil du courant. Cette fois-ci la constante de proportionnalité K' entre la force électromotrice et la dérivée temporelle du courant ne dépend ni du temps ni de r .

Une résistance de *shunt* est placée entre les bornes du solénoïde afin de limiter la tension à mesurer sur l'oscilloscope et aussi pour diminuer la résistance totale dans laquelle doit se décharger la boucle. En effet, sa valeur est de $R_s = 0,1\Omega$. L'oscilloscope a une impédance d'entrée de 50Ω . Le courant parcourant la résistance de shunt est 500 fois plus élevé que dans l'oscilloscope que nous pouvons donc négliger dans le schéma. La relation entre $V'(t)$ et la force électromotrice est donc semblable au cas de la B-dot :

$$K' \times I_b(t) = \int_0^t V'(t') dt' + \frac{L_{Rogow}}{R_s} V'(t). \quad (2.9)$$

Estimons l'inductance de la boucle de Rogowski. Les diagnostics utilisés possèdent 53 spires distantes les unes des autres d'1 cm. Le diamètre extérieur de chaque spire est de 0,6 cm alors que celui du tore est de 16,9 cm. Comme pour la B-dot, l'inductance linéique du câble domine l'inductance géométrique du solénoïde : elle est de l'ordre de $L_{rogow} = 10^{-6}$ H. La période d'échantillonnage de l'oscilloscope est cette fois-ci de $\Delta t = 1$ ns. Le terme $R_s \Delta t / L_{rogow}$ qui apparaît lors de la discrétisation de l'équation (2.9) vaut 10^{-4} .

Nous obtenons ainsi,

$$I_{bn} = K_{rogow} \left(10^{-4} \sum_{i=0}^n V'_i + V'_n \right), \quad (2.10)$$

avec $K_{rogow} = L_{rogow} / R_s K'$. Cette fois-ci, la somme peut être négligée² devant V'_n . L'équation devient :

$$I_{bn} = K_{rogow} V'_n. \quad (2.11)$$

2. Sur 60 ns, nous avons $n = 60$ car la période d'échantillonnage est $\Delta t = 1$ ns.

La courbe mesurée est proportionnelle au plateau de courant du faisceau. Le coefficient de proportionnalité peut être obtenu en effectuant un tir de faisceau d'électrons de référence. Cela sera le cas dans le cadre de l'étude de l'interaction entre un faisceau d'électrons et un plasma que nous présentons dans le chapitre 4. Deux boucles de Rogowski sont utilisées et permettent de mesurer le plateau de courant du faisceau juste avant et après son passage dans un gaz ou dans un plasma.

2.3 Diagnostics optiques

Dans cette section, nous présentons les diagnostics optiques employés pour caractériser le profil spatial et temporel du faisceau. Tout d'abord, nous décrivons les processus physiques mis en jeu pour obtenir un rayonnement mesurable par les caméras. Enfin, nous présentons les caméras utilisées et les informations obtenues.

2.3.1 Principe physique

La plupart des diagnostics optiques employés pour caractériser les faisceaux d'électrons de $1 < E < 20$ MeV sont basés sur l'*effet Cerenkov* et le *Rayonnement de Transition Optique* (abrégé RTO) [99]. Nous présentons brièvement ces deux processus physiques dans cette sous-section.

Lorsqu'un électron se propage en mouvement rectiligne uniforme dans un milieu matériel homogène et isotrope, il ne rayonne pas. En effet, le champ électrique de l'électron distord le nuage électronique des atomes voisins. Les atomes se comportent ainsi comme des dipôles élémentaires qui rayonnent lorsqu'ils retournent au repos. Dans cette simple configuration, le champ électromagnétique rayonné est nul à grande distance du fait de l'agencement symétrique des dipôles autour de l'électron (figure 2.12). Cependant, il existe deux configurations où ce n'est pas le cas :

- Lorsque l'électron se propage à une vitesse supérieure à celle de la lumière dans le milieu (effet Cerenkov),
- Lorsque l'électron traverse une interface séparant deux milieux de constantes diélectriques différentes (RTO).

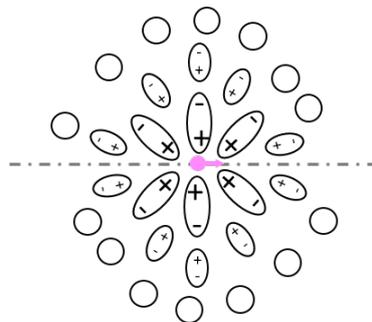


FIGURE 2.12 – Illustration qualitative de l'agencement des dipôles lorsque un électron se propage dans un milieu homogène.

Pour comprendre ces phénomènes, nous devons exprimer l'énergie rayonnée par l'électron par unité d'angle solide $d\Omega$ et de pulsation $d\omega$. Une expression a été exposée dans la thèse d'Éric Merle [99] à grande distance :

$$\frac{d^2W}{d\omega d\Omega} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2\omega^2\sqrt{\epsilon}}{4\pi^2c} \beta^2 \sin^2\theta \left| \int_{-\infty}^{+\infty} e^{i\omega(1-\beta\sqrt{\epsilon}\cos\theta)t} dt \right|^2, \quad (2.12)$$

avec θ l'angle entre le rayonnement de la particule et sa trajectoire et ϵ la permittivité du milieu concerné. L'intégrale dans l'équation (2.12) est toujours nulle sauf dans quelques cas particuliers qui traduisent un rayonnement à l'infini.

le Rayonnement de Transition Optique

Supposons une interface séparant deux milieux de constante diélectrique différentes. Lorsqu'un électron rencontre cette interface à l'instant $t = 0$, le dernier terme de l'équation (2.12) est alors intégré de $-\infty$ à 0 lorsque la particule se situe avant l'interface (milieu $i = 1$) et de 0 à $+\infty$ après l'interface (milieu $i = 2$). Le rayonnement de l'électron dans les deux milieux est alors traité à l'aide de deux équations du type [125] :

$$\left(\frac{d^2W}{d\omega d\Omega} \right)_i = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2\omega^2\sqrt{\epsilon_i}}{4\pi^2c} \beta^2 \sin^2\theta \left| \int_0^{+\infty} e^{i\omega(1-\beta\sqrt{\epsilon_i}\cos\theta)t} dt \right|^2, \quad (2.13)$$

qui deviennent :

$$\left(\frac{d^2W}{d\omega d\Omega} \right)_i = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2\sqrt{\epsilon_i}}{4\pi^2c} \frac{\beta^2 \sin^2\theta}{(1 - \beta\sqrt{\epsilon_i}\cos\theta)^2}. \quad (2.14)$$

Le passage des électrons de chaque côté de l'interface produit des ondes dont la somme cohérente est non nulle ce qui produit un rayonnement à l'infini.

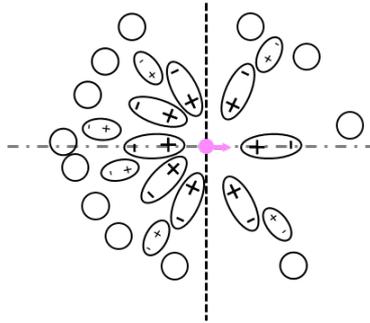


FIGURE 2.13 – Illustration qualitative de l'agencement des dipôles lorsque un électron se propage niveau d'une interface séparant deux milieux homogènes.

D'un point de vue qualitatif, lorsque l'électron se situe à l'interface des deux milieux, la symétrie des dipôles disparaît (figure 2.13). Le rayonnement à grande distance produit par la zone de gauche n'est pas annulé par celui de la zone de droite.

Le calcul du rayonnement à l'infini est détaillé dans la thèse d'Éric Merle [99]. L'intensité de ce rayonnement est maximale sur un cône d'ouverture $\theta = \gamma^{-1}$ à la fois sur la face avant et arrière de l'interface. Un schéma qualitatif des lobes d'émissions est donné dans la figure

2.14(a) tandis qu'un graphique de l'intensité du rayonnement en fonction de l'angle d'émission est donné dans la figure 2.14(b) pour un faisceau d'électrons de 2 MeV. Concernant une incidence oblique, le rayonnement émis par la face avant de l'interface se propage dans la direction de réflexion spéculaire des électrons avec une ouverture angulaire de γ^{-1} (voir figure 2.14(c)). Une interface sous incidence oblique laisse la possibilité de placer les caméras en dehors de l'axe du faisceau. L'intensité du rayonnement dans ce cas fait intervenir le coefficient de réflexion de la lumière sur la face avant. C'est pourquoi les métaux sont souvent utilisés pour le RTO dans cette configuration. Dans les expérimentations présentées dans ce manuscrit, le rayonnement mis en jeu sera exclusivement du RTO lorsqu'il émis de la face avant de l'interface dans la direction de réflexion spéculaire des électrons. En effet, le rayonnement émis par émission Cerenkov n'est détectable que sur la face arrière comme nous le verrons dans la sous-section suivante.

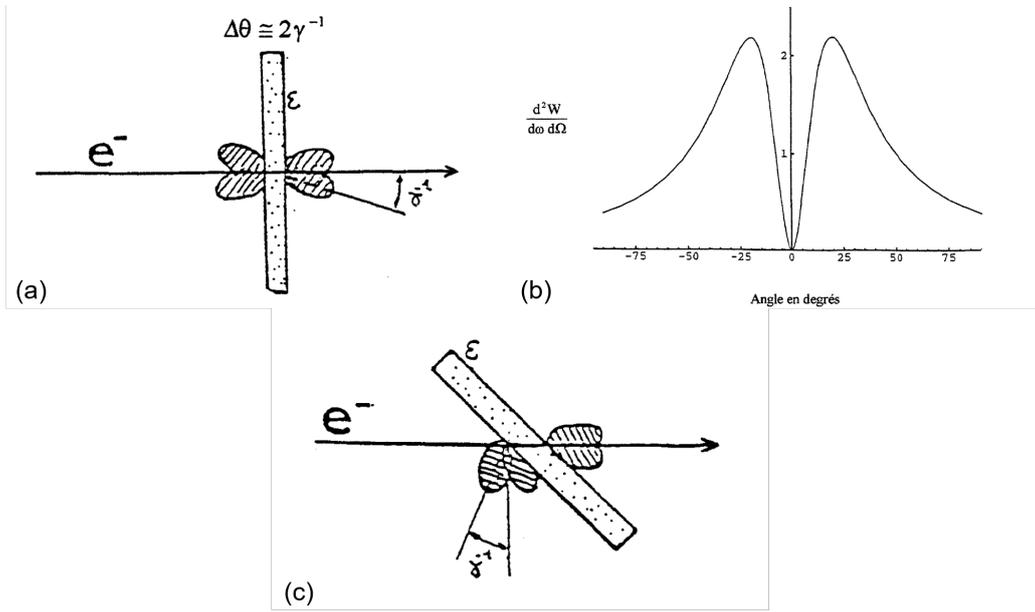


FIGURE 2.14 – **Directivité du rayonnement RTO [99]**. (a) Schéma qualitatif de l'émission sous incidence normale. (b) Intensité du rayonnement en fonction de l'angle d'émission pour un faisceau d'électrons de 2 MeV. (c) Schéma qualitatif de l'émission sous incidence oblique.

Émission du rayonnement *Cerenkov*

L'émission Cerenkov [126, 127] se produit lorsqu'un électron se propage dans un matériau transparent d'indice $n = \sqrt{\epsilon}$ à une vitesse supérieure à celle de la lumière dans ce matériau ($v_{e^-} > c/n$). Dans l'équation (2.12), le terme $|\int e^{i\omega(1-\beta\sqrt{\epsilon}\cos\theta)t} dt|^2$ est nul sauf si $1 - \beta\sqrt{\epsilon}\cos\theta = 0$ [99, 125]. Un rayonnement est alors émis lorsque,

$$\cos\theta = \frac{1}{\beta\sqrt{\epsilon}}. \quad (2.15)$$

Cette relation est vraie si $\beta_{\min} > \frac{1}{n}$, c'est-à-dire si l'électron à une vitesse supérieure à celle de la lumière dans ce matériau.

D'un point de vue qualitatif, les fronts d'ondes émis par les atomes voisins de l'électron se propagent moins rapidement que ce dernier. Ils interfèrent de manière constructive (voir figure 2.15). L'interférence se produit dans une direction θ par rapport à la trajectoire de l'électron, formant ainsi un cône de lumière. Pour un électron d'énergie cinétique de 3,4 MeV ($\beta \approx 0,99142$) traversant une feuille de mylar ($n = 1,57$), l'angle d'émission des photons est de $50,8^\circ$. En pratique, les électrons du faisceau changent de direction du fait de la diffusion dans la feuille. De plus, les photons qui sortent de la feuille sont déviés par réfraction et diffusés quand la surface n'a pas un poli de qualité optique. Ces points mènent à un élargissement de l'angle d'émission. Ceci à un intérêt pratique puisque nous pouvons facilement récupérer de la lumière provenant de la face arrière de la feuille sur les caméras sans être placé dans l'angle d'émission Cerenkov théorique de l'équation (2.15). Dans les expérimentations présentées dans ce manuscrit, nous supposons que le rayonnement mis en jeu sera exclusivement l'émission Cerenkov lorsque nous le récoltons sur la face arrière d'une feuille de mylar aluminisé³. En effet, cette feuille est transparente à l'émission Cerenkov et RTO. De plus, l'intensité de cette dernière est négligeable devant l'émission Cerenkov.

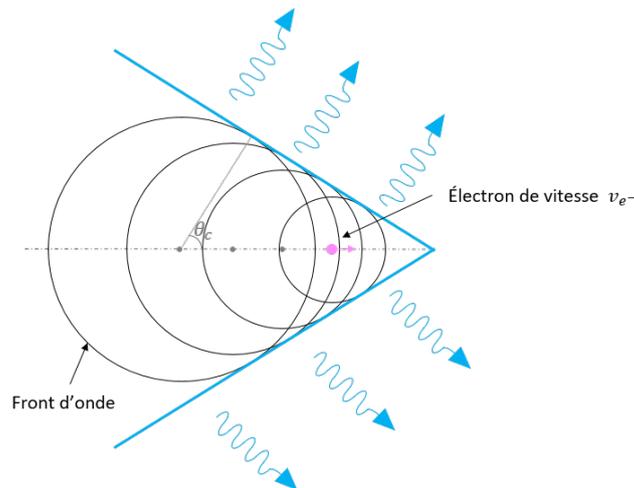


FIGURE 2.15 – Illustration de l'émission Cerenkov.

2.3.2 Imagerie

Deux types de caméras sont utilisées pour diagnostiquer le faisceau. La première est une caméra CCD munie d'un intensificateur de lumière impulsionnel, que nous appellerons pour la suite *caméra ICCD*. La seconde est une caméra à balayage de fente. La première donne une information sur la section droite du faisceau à une position z et un instant t donnés. La deuxième est un diagnostic résolu dans le temps imageant une fente de la section droite du faisceau.

3. Il s'agit d'une feuille de mylar ($\rho = 1,4 \text{ g/cm}^3$) d'épaisseur $6,5 \mu\text{m}$ sur laquelle une fine couche d'aluminium de 50 nm d'épaisseur est déposée

La caméra CCD intensifiée (ICCD)

Le modèle de caméra utilisé est une PIMAX 4 :1024f de Princeton Instruments [128]. Elle fournit des images de 1024×1024 pixels en niveau de gris codés sur 16bits . Elle est composée d'un CCD (*Charged Coupled Device*) refroidie à -20°C précédée par un intensificateur de lumière.

La gamme de longueur d'ondes observée va de $\approx 290\text{ nm}$ à $\approx 750\text{ nm}$. A noter que, dans les deux expérimentations, il y a un hublot en verre qui permet d'observer l'intérieur de la chambre d'expérience. Il coupe la propagation des UV ($\lambda \lesssim 300\text{ nm}$) agissant ainsi comme un filtre passe-haut. Ainsi, la caméra image essentiellement dans le visible.

La raison de la présence d'un intensificateur de lumière est que nous souhaitons capturer la section droite du faisceau à "un instant donné". Comme le faisceau dure une soixantaine de nanosecondes, il est nécessaire d'avoir un temps d'exposition de quelques nanosecondes. Une simple caméra CCD récolterait un signal beaucoup trop faible et, surtout, ne peut pas être pilotée sur des temps de quelques nanosecondes.

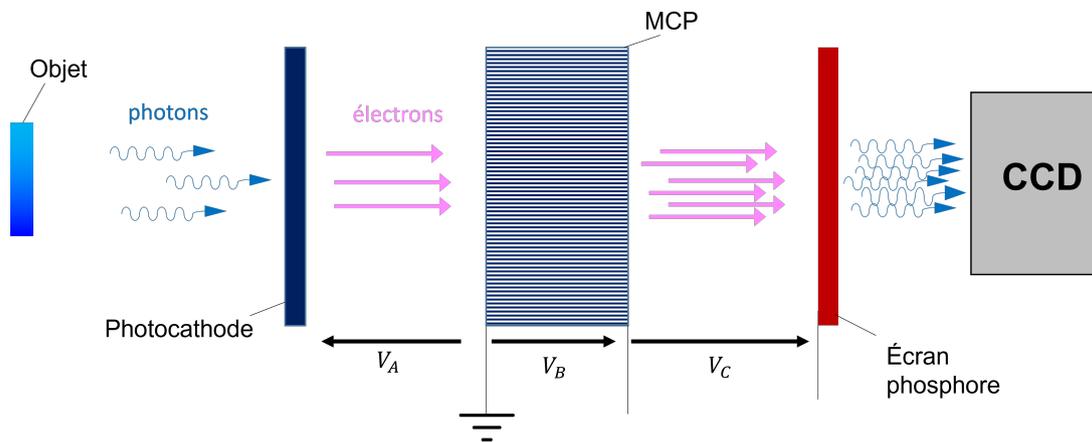


FIGURE 2.16 – Schéma du principe d'une caméra CCD intensifiée.

L'intensificateur de lumière est schématiquement représenté dans la figure 2.16. Il est composé de trois éléments.

- Tout d'abord, d'une photocathode qui convertit les photons de l'objet à imager en photoélectrons.
- Ensuite, d'une galette de micro-canaux (MCP) [129] permettant de multiplier le nombre d'électrons (amplification en cascade). Les électrons produits sur les parois des micro-galettes conductrices sont accélérés grâce à la tension V_B .
- Enfin, d'un écran en phosphore pour convertir les électrons en photons.

Le signal ainsi intensifié est envoyé sur le CCD pour être numérisé. La polarité de la tension entre la photocathode et la MCP (noté V_A sur la figure 2.16) commande la transmission des photoélectrons. C'est par la commutation de cette tension que l'image est exposée ou pas. La rapidité des composants électroniques actuels permet d'obtenir des temps de commutation de l'ordre de la nanoseconde.

Un exemple d'image provenant de la caméra ICCD est donnée dans la figure 2.18(a). Nous

avons mesuré la section droite du faisceau à une côte z donné à l'aide d'une feuille de graphite de $25 \mu\text{m}$ d'épaisseur placée à cet endroit. Un jeu de miroir a permis de récolter le rayonnement RTO représentatif de la section droite du faisceau 5 ns après le début du plateau de courant. Cet instant que nous indiquons pour chaque mesure de la caméra ICCD est soumis à une incertitude de $\pm 5 \text{ ns}$ ⁴.

La caméra à balayage de fente (CBF)

Le modèle de caméra utilisé est le modèle *C13140-01A* de *Hamamatsu Photonics K.K.* [130]. Elle image de 200 nm à $\approx 850 \text{ nm}$ mais, tout comme nos caméra ICCD, sa gamme d'observation est réduite à cause d'un hublot en verre présent dans les deux expérimentations. La figure 2.17 illustre le fonctionnement d'une CBF.

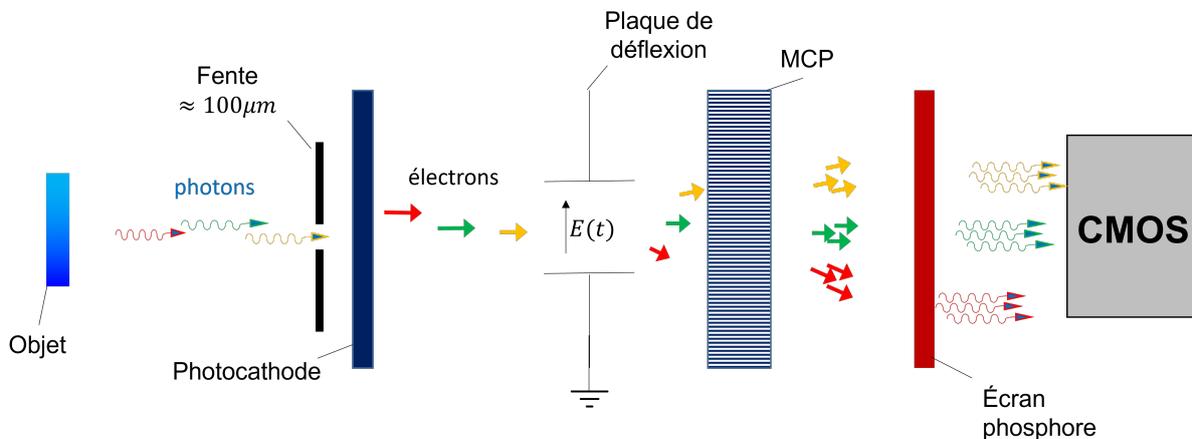


FIGURE 2.17 – Schéma du principe d'une caméra CBF.

La particularité d'une CBF est qu'elle image une ligne de l'objet de manière continue sur une certaine durée ($\approx 100 \text{ ns}$ dans notre cas). Elle permet de compléter la caméra ICCD qui ne donne qu'une image à un instant donné. La caméra va fournir une image dont un axe représente le temps et l'autre une dimension physique de l'objet. La lumière ayant passé la fente impacte la photocathode. Les photoélectrons émis vont être déviés par un système de déflection, composé de deux électrodes entre lesquelles un champ électrique croissant dans le temps est appliqué. La déviation des électrons augmente donc avec le temps. Ensuite, ces électrons atteignent la galette de micro-canaux pour amplification avant d'être convertis en photons pour être collectés par le capteur CMOS. Un exemple est donné dans la figure 2.18(b). Le faisceau imagé est le même que celui de 2.18(a). La caméra ICCD montre un faisceau avec une section droite de forme circulaire à $5 \pm 5 \text{ ns}$ après le début du plateau de courant. L'émission RTO récolté par la caméra CBF complète cette information en montrant que le diamètre est stationnaire durant la durée

4. En réalité, nous indiquons à la caméra à quel instant elle peut imagier par rapport au moment où le laser déclenche la ligne Blumlein (temps zéro de FEVAIR). Pour repérer l'instant initial du plateau de courant du faisceau sur le radiateur, nous ajustons ce paramètre de délai de façon à déterminer pour quel instant n nous imageons une section droite tel qu'à $n - 1$ nous n'imagesons rien. Du fait que nous ayons effectué cette mesure toutes les 10 ns , l'instant initial du plateau de courant est estimé avec une incertitude de $\pm 5 \text{ ns}$. Les autres instants mentionnés dans les figures sont aussi soumis à cette incertitude.

du plateau de courant. Ainsi la combinaison des images montre que le faisceau présente une section droite stationnaire. A noter que le halo à droite du signal principal sur la figure 2.18(b) est qualifié de signal fantôme dont l'origine est discutée dans la section 4.4.3 du chapitre 4.

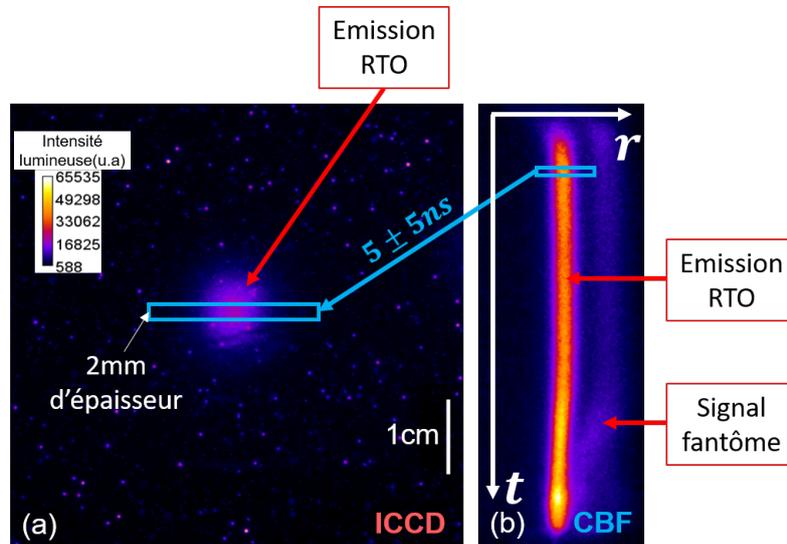


FIGURE 2.18 – Exemple d’une image provenant de la caméra ICCD et de la caméra CBF. (ICCD) Section droite imagé durant un temps d’exposition de 5 ns. L’image démarre à 5 ± 5 ns après le début du plateau de courant du faisceau d’électrons. (CBF) Le temps de balayage total est de 100 ns. La fente a une ouverture de $100 \mu\text{m}$ ce qui permet d’imager le radiateur sur une largeur de 2 mm compte tenu de l’imagerie utilisé.

2.4 Les moyens de simulations

Dans cette section, nous présentons les moyens de simulation utilisés dans le cadre de cette thèse. Ils sont basés sur les deux descriptions de faisceaux d’électrons présentées dans la section 1.1.4 du chapitre 1. Cette section est divisée en trois parties. Dans un premier temps, nous nous concentrerons sur le code d’enveloppe *Trajenv* puis, dans un second temps, sur le code *Particle-In-Cell/Monte-Carlo* (PIC/MCC) LSP. Dans ces deux premières parties, nous présentons le code en question puis nous l’illustrons au travers d’un exemple. Dans les deux cas, cet exemple représente la propagation du faisceau d’électrons dans la ligne FEVAIR. Dans la troisième partie, nous discuterons de l’accord entre les deux exemples et de la façon de basculer entre ces deux codes. Nous justifierons pourquoi il est parfois nécessaire de travailler à la fois avec *Trajenv* et LSP lors de nos études numériques.

2.4.1 Code d’enveloppe *Trajenv*

Un code d’enveloppe consiste à calculer l’enveloppe d’un faisceau d’électrons suivant son axe de propagation dans l’**approximation paraxiale** (voir section 1.1.4.1 du chapitre 1). *Trajenv* est un code d’enveloppe développé au CEA/DAM [119, 131, 132]. Il a été conçu dans le but de dimensionner l’accélérateur de faisceau d’électrons AIRIX en simulant le transport du faisceau

dans le vide.

Il ne résout pas directement l'équation d'enveloppe (1.34) mais utilise, à la place, un formalisme matriciel de transport des moments d'ordre deux et du centroïde du faisceau. Dans cette sous-section, nous expliquons son fonctionnement puis son utilisation au travers d'un exemple illustrant la propagation du faisceau d'électrons dans la ligne FEVAIR.

Trajenv travaille en coordonnées cartésiennes. Les directions transverses sont définies selon \vec{e}_x et \vec{e}_y . Pour rappel, un faisceau est une distribution de particules, chacune caractérisée par x , x' , y , y' à une position z_0 donnée, de laquelle nous pouvons extraire des *moments* qui ont été présentés dans la section 1.1.2.3 du chapitre 1. Nous devons définir une matrice qui regroupe les moments qui seront évalués. Tout d'abord, posons la matrice,

$$\sigma_{\mathbf{xx}} = \begin{bmatrix} \langle x^2 \rangle & \langle x'x \rangle \\ \langle xx' \rangle & \langle x'^2 \rangle \end{bmatrix}. \quad (2.16)$$

A noter que $\text{Det}(\sigma_{xx}) = \epsilon_{x(\text{RMS})}^2$, soit le carré de l'émittance RMS dans le plan (x, x') (voir équation (1.7)). Nous pouvons ainsi définir de la même manière les matrices σ_{yy} , σ_{xy} et σ_{yx} et les regrouper dans une plus grande matrice σ_{z_0} définie par :

$$\sigma_{z_0} = \begin{bmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} \end{bmatrix}_{z_0}. \quad (2.17)$$

Celle-ci regroupe tous les moments d'ordre deux du faisceau à une position z_0 . Pour calculer les moments du faisceau à une position $z_1 > z_0$, il faut calculer la matrice σ_{z_1} . Mouton *et al.* [119] montrent qu'une matrice de transfert \mathbf{M} est adaptée pour faire le lien entre σ_{z_0} et σ_{z_1} lorsque le faisceau est soumis à des forces de confinement linéaire entre z_0 et z_1 .

Dans ce cas, le lien entre σ_{z_0} et σ_{z_1} est :

$$\sigma_{z_1} = \mathbf{M}\sigma_{z_0} {}^t\mathbf{M}, \quad (2.18)$$

avec ${}^t\mathbf{M}$, la transposée de la matrice de transfert. Les références [119, 132] rentrent dans le détail du formalisme matriciel et donnent plusieurs exemples de matrices (permettant de modéliser un solénoïde, une feuille mince,...)

Discutons de la configuration d'un cas de simulation Trajenv. Ce dernier travaille avec les grandeurs RMS du faisceau d'électrons. Cependant, les résultats qui sont donnés à la sortie du code ne sont pas ces grandeurs. Le code fournit pour tout z :

- le double des rayons RMS ($2x_{\text{RMS}}, 2y_{\text{RMS}}$), qui représentent respectivement le rayon d'enveloppe sur \vec{e}_x et \vec{e}_y ,
- la pente sur l'enveloppe $X'(2X_{\text{RMS}}), Y'(2Y_{\text{RMS}})$ sur \vec{e}_x et \vec{e}_y (qualifié aussi d'angle d'enveloppe).

Ce sont ces mêmes grandeurs que nous devons renseigner dans les conditions initiales (voir le tableau 2.1). Après la déclaration des conditions initiales, nous devons indiquer la position et les

TABLE 2.1 – Conditions initiales du cas de la figure 2.19.

1.000E+00	! masse d'une particule (mo)
-1.000E+00	! charge d'une particule ($ q_0 $ où q_0 charge électron)
3.400E+06	! energie cinetique T (en eV)
1.880E+03	! courant de faisceau Ib (en A)
0.000E+00, 0.000E+00, 0.000E+00, 0.000E+00, 1.74000E-01	! centroïde (x,x',y,y',z)
2.280E-02	! rayon 2Xrms (en m)
5.520E-02	! pente en 2Xrms, noté $X'(2X_{rms})$ (en rad)
8.000E-04	! emittance geometrique normalisee (xx') (en m.rad)
2.280E-02	! rayon 2Yrms (en m)
5.520E-02	! pente en 2Yrms, noté $Y'(2Y_{rms})$ (en rad)
8.000E-04	! emittance geometrique normalisee (yy') (en m.rad)

caractéristiques des différents éléments que le faisceau rencontrera (solénoïde, feuille mince,...). Pour un élément donné, il suffit de renseigner sa position, son type (solénoïde, feuille,...) et les caractéristiques associées s'il en possède (rayon, courant lorsqu'il s'agit d'un solénoïde, ...). Les caractéristiques des éléments individuels présents sur AIRIX et FEVAIR sont déjà préconfigurées, ce qui facilite l'élaboration des cas de simulations.

Illustrons un cas Trajenv en présentant la propagation du faisceau d'électrons dans l'injecteur FEVAIR. Le faisceau est supposé parfaitement centré et la propagation s'effectue dans un tube de 7,6 cm de rayon sur 4 m. Le faisceau est injecté à la côte $z = 0,174$ m (l'anode creuse) et les conditions initiales sont données dans le tableau 2.1. Ces dernières ont été établies par la méthode des *trois gradients* [42] lors d'un essai réalisé sur l'injecteur FEVAIR en 2018. Cette expérience consiste à mesurer la dimension du faisceau à l'aide d'un radiateur Cerenkov placé dans le tube de propagation à $z = 2,129$ m pour plusieurs valeurs de courant dans le solénoïde d'extraction. Ensuite, un programme nommé *CI* [133] détermine les conditions initiales du faisceau à partir des données expérimentales recueillies. Il calcule l'enveloppe du faisceau en testant diverses conditions initiales de façon à retrouver les dimensions sur la cible mesurée expérimentalement. Ce programme s'appuie sur une routine de minimisation. Il est important de noter que les conditions initiales obtenues et la dynamique du faisceau à proximité de l'anode sur Trajenv ne sont pas physiques puisque l'approximation paraxiale n'est pas respectée (l'enveloppe du faisceau varie rapidement par rapport à sa longueur de propagation). Malgré tout, elles permettent d'avoir une représentation réaliste de l'enveloppe du faisceau à partir du solénoïde d'extraction, là où l'approximation paraxiale est valide.

La figure 2.19 présente le résultat de la simulation Trajenv de l'enveloppe du faisceau dans l'injecteur FEVAIR. Le faisceau est canalisé par le solénoïde d'extraction et est ensuite focalisé à l'aide d'un second solénoïde. Il rencontre une feuille de mylar aluminisé qui le focalise. L'avantage de Trajenv est qu'il est très rapide puisqu'il fournit les résultats en quelques secondes. De plus, la configuration des cas est relativement facile sachant que les différents éléments modélisant les pièces sont renseignés dans une bibliothèque. Cependant, les sources du code ne nous sont pas accessibles. Si nous souhaitons étudier le transport du faisceau avec une charge d'espace écrantée dans ce même cadre, nous devons résoudre l'équation d'enveloppe du faisceau (1.34) avec la pervéance généralisée du plasma K_{pl} . C'est ce que nous avons fait lors de *la détermination*

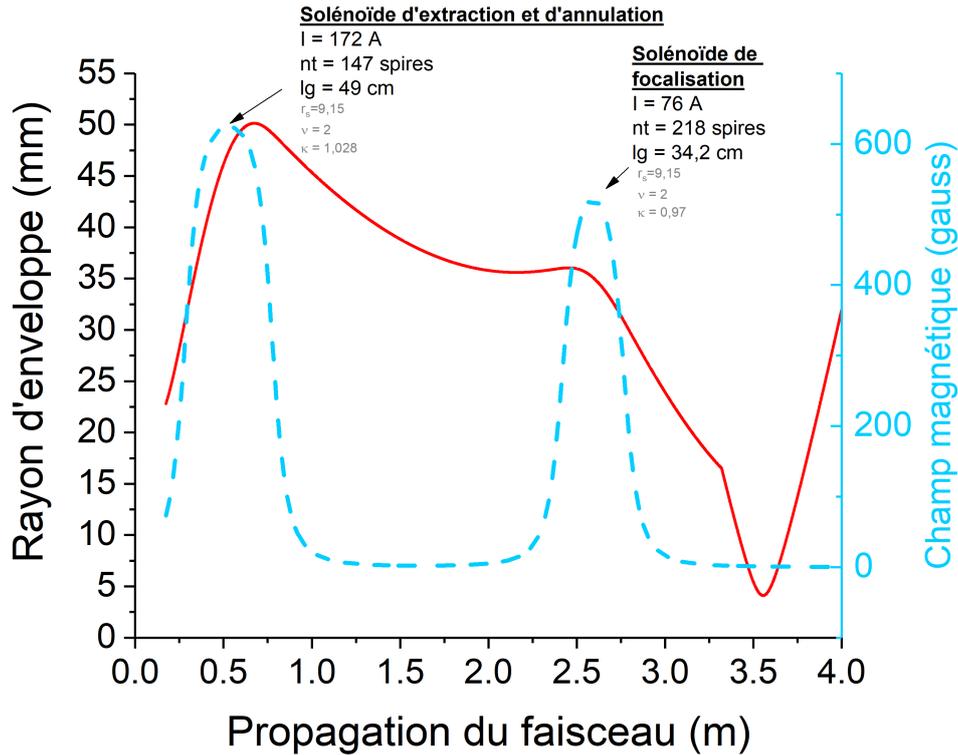


FIGURE 2.19 – Calcul du rayon d’enveloppe du faisceau d’électrons durant sa propagation dans le tube de propagation FEVAIR à l’aide de Trajenv. Les conditions initiales du faisceau sont renseignées dans le tableau 2.1.

des caractéristiques pertinentes d’un plasma dans la section 4.1 du chapitre 4. La méthode de résolution de l’équation d’enveloppe est donnée dans l’annexe A.

2.4.2 Code PIC/MCC LSP

LSP (Large Scale Plasma) est un code dont le développement a démarré en 1995 par Orbital ATK (maintenant sous le nom Northrop Grumman Innovation Systems) [134] afin d’être commercialisé en 2002. C’est un code électromagnétique en trois dimensions de type *Particle-In-Cell*(PIC) rédigé en C. Le principe d’un code PIC est présenté dans la section 1.1.4.2 du chapitre 1. LSP peut aussi être utilisé en une ou deux dimensions dans un système de coordonnées cartésiennes, cylindriques ou bien sphériques. Il fonctionne avec une interface utilisateur, nommé *Glsp*, qui permet de créer le cas de simulation tout en le visualisant en trois dimensions. Des algorithmes avec un schéma numérique explicite ou implicite sont disponibles afin de calculer le champ électromagnétique et l’avancement des particules. D’autres algorithmes y ont été implémentés pour simuler certains processus physiques (e. g. le mécanisme d’ionisation d’espèces neutres, le chauffage de surface ou bien l’émission d’un faisceau d’électrons secondaires dans le régime de Child-Langmuir (voir section 1.1.2.2 du chapitre 1)). La propagation d’électrons dans des matériaux est également considérée à l’aide de modèles (qualifiés de *method* dans le code). Il y a notamment un modèle de diffusion multiple et un modèle de traitement Monte-Carlo. Le traitement Monte Carlo utilise les tables de section efficaces fournies par le programme XGEN

(faisant partie de la suite de codes ITS (Integrated Tiger Series) développés par Halbleib *et al.* en 1992 [135]).

Présentons les différents éléments permettant de créer un cas LSP. Après avoir défini le système de coordonnées et le nombre de dimensions, des *objets* sont définis afin de décrire le système à simuler. Ce sont des solides géométriques dont les caractéristiques sont les dimensions physiques et le type de milieu (*medium* dans LSP). Le *medium* est une liste de propriété physique qui contient, par exemple, la constante diélectrique et la température initiale. Parmi les propriétés importantes d'un *medium*, il y a la *method* qui indique comment sera traitée le transport d'une particule chargée dans l'*objet* en question.

Une grille de simulation doit être définie pour la résolution des équations de Maxwell. Elle a la particularité d'être divisible en *régions* dans lesquelles nous pouvons attribuer un certains nombres de processeurs pour la simulation. Les *régions* forment l'espace qui sera simulé (espace de simulation).

Les conditions aux frontières de l'espace de simulation sont définies de deux manières.

- La première en définissant des *objets* conducteurs sur le bord de l'espace de simulation. Ceci impose des conditions de champs électromagnétiques nulles sur la frontière. Dans ces *objets*, nous employons en complément une *method* qui impose l'absorption des particules lorsqu'elles le pénètrent.
- La deuxième à partir d'une liste de *boundaries* prédéfinies. De cette liste, nous utiliserons la condition aux frontières *outlet* pour laquelle les ondes électromagnétiques et les particules chargées sont totalement transmises en dehors de l'espace de simulation sans aucune réflexion. Cette condition permet de simuler le fait que le tube de l'accélérateur continue au-delà de l'espace de simulation et donc le fait qu'il n'y ait pas réflexions sur ce bord.

Nous devons également définir une limite de temps de simulation. Elle sera souvent de l'ordre d'une centaine de nanosecondes dans nos cas. Le pas de temps est définie à l'aide de la condition CFL (Courant - Friedrichs - Lewy [136]) donnée par :

$$\Delta t = c_m \frac{\Delta x}{c}, \quad (2.19)$$

avec Δt le pas de temps de la simulation, Δx la plus petite taille de maille, c la vitesse de la lumière dans le vide et c_m la condition CFL que nous devons renseigner qui doit être positive et inférieure à 0,9 pour une simulation 2D cylindrique. Plus le paramètre c_m est petit, plus le pas de temps de la simulation est petit mais le temps de calcul sera plus long. Pour toutes les simulations présentées dans la thèse, ce paramètre vaut $c_m = 0,7$.

Les caractéristiques des particules à définir sont leur masse, leur charge et leur numéro atomique lorsqu'il s'agit d'un atome ou d'un ion. C'est durant la définition des particules que nous pouvons renseigner comment elles seront traitées :

- Le schéma numérique employé pour traiter leur transport (explicite ou bien implicite).
- La façon de traiter l'interaction entre les différentes particules définies. Nous pouvons

renseigner un fichier contenant, entre autres, les sections efficaces de collisions entre les particules.

- Lorsque celles-ci forment un plasma, quel sera le modèle employé : à l'aide des équations cinétiques, fluides ou bien les deux en même temps. Dans ce dernier cas, il faut indiquer une condition pour basculer d'un modèle à l'autre. Dans le chapitre 4, nous simulerons le plasma à l'aide du premier modèle évoqué : des macroparticules sont simulées et subissent des collisions binaires.

Enfin, l'extraction des observables se fait à l'aide de deux types de diagnostics :

- les *Probes* qui donnent l'évolution temporelle d'une observable à un z donnée,
- les *Diagnostics Output* qui sortent des grandeurs dépendantes des variables d'espace à des instants donnés (par exemple, les composantes du champ électrique \vec{E} représentées en tout point de l'espace \vec{e}_r, \vec{e}_z).

Dans la suite de cette section, nous illustrons le fonctionnement de LSP à l'aide d'un cas de transport de faisceau d'électrons dans le vide. Nous simulons le passage du faisceau d'électrons dans le solénoïde de focalisation de la ligne FEVAIR. Nous présentons en détail l'agencement du modèle de simulation et quelques résultats. Les résultats seront simplement commentés car une discussion complémentaire de ce cas aura lieu dans la section suivante (section 2.4.3).

L'objectif est d'étudier le transport d'un faisceau d'électrons de densité électronique homogène à l'injection, d'énergie $E = 3,4 \text{ MeV}$ et de courant $I_b = 1,88 \text{ kA}$ dans un tube de propagation sous vide sur 2 m. La géométrie est axisymétrique 2D en coordonnées cylindriques (\vec{e}_r, \vec{e}_z) . Le tube de propagation est creux et a un rayon de 7,6 cm. Ses parois sont des conducteurs parfaits. Nous simulons le demi-espace $r > 0$ entre $z = 0 \text{ cm}$ et $z = 200 \text{ cm}$. Les vitesses et les champs électromagnétiques sont définis en 3D. Les conditions aux frontières sont un *outlet* en $z = 0 \text{ cm}$ puis une paroi parfaitement conductrice en $z = 200 \text{ cm}$ et en $r = 7,6 \text{ cm}$. Les mailles dans le plan (\vec{e}_r, \vec{e}_z) sont des carrés de 0,025 cm de côté.

Un champ magnétique a été ajouté de façon à simuler le solénoïde de focalisation de FEVAIR. Nous renseignons sur LSP le champ magnétique axial à l'aide de l'équation suivante [119] :

$$B_z(r, z) = K \frac{\mu_0 n_t I_s}{2l_g} \left(\frac{l_\beta}{(|l_\beta|^\nu + r_s^\nu)^{\frac{1}{\nu}}} - \frac{l_\alpha}{(|l_\alpha|^\nu + r_s^\nu)^{\frac{1}{\nu}}} \right), \quad (2.20)$$

avec $I_s = 76 \text{ A}$ le courant circulant dans le solénoïde considéré, $n_t = 218$ le nombre d'enroulements, $l_g = 34,2 \text{ cm}$ la longueur totale du solénoïde, $r_s = 7,6 \text{ cm}$ le rayon d'un solénoïde mince équivalent, $l_\alpha = z_m - z - l_g/2$, $l_\beta = z_m - z + l_g/2$ et $z_m = 182,1 \text{ cm}$ la position du centre du solénoïde. $\kappa = 0,97$ et $\nu = 2,0$ sont des paramètres de corrections qui sont ajustés par comparaison avec des valeurs expérimentales pour modéliser le solénoïde de focalisation [131]. LSP calcule ensuite le champ magnétique radial à l'ordre 1 : $B_r(r, z) \approx -r \frac{\partial B_z(0, z)}{\partial z}$.

Une feuille de mylar aluminisé a été placée en $z = 182,1 \text{ cm}$. Il s'agit d'un *objet* cylindrique dont le *medium* décrit les propriétés du mylar mais avec la propriété conductrice pour prendre en

compte l'effet focalisant de l'aluminium. Nous souhaitons simuler l'effet focalisant et la diffusion angulaire introduite par une telle feuille d'épaisseur de $6,5 \mu\text{m}$. Cependant, il n'est pas possible de définir un *objet* avec une telle épaisseur auquel cas toutes les mailles devraient avoir cette taille⁵. L'épaisseur de l'*objet* sera donc la taille des mailles choisies (en l'occurrence $250 \mu\text{m}$). Pour pallier ce problème d'épaisseur, nous utilisons une *method* qui traite la diffusion des particules via la méthode de diffusion multiple de Molière [50]. Dans cette *method*, il y a un paramètre d'épaisseur équivalente qui renseigne sur quelle longueur effective les équations sont appliquées dans l'*objet* (voir figure 2.20). Nous définissons ce paramètre à $6,5 \mu\text{m}$. A noter qu'il y a donc une erreur sur les conditions de champs nuls autour de la feuille puisque le milieu conducteur est définie sur la maille entière. Sachant que la taille des mailles est de $250 \mu\text{m}$ et que l'épaisseur de la feuille est de $6,5 \mu\text{m}$, les conditions de champs nul sont déplacées de $243,5 \mu\text{m}$. Cette erreur reste acceptable puisque l'espace de simulation est de l'ordre du mètre.

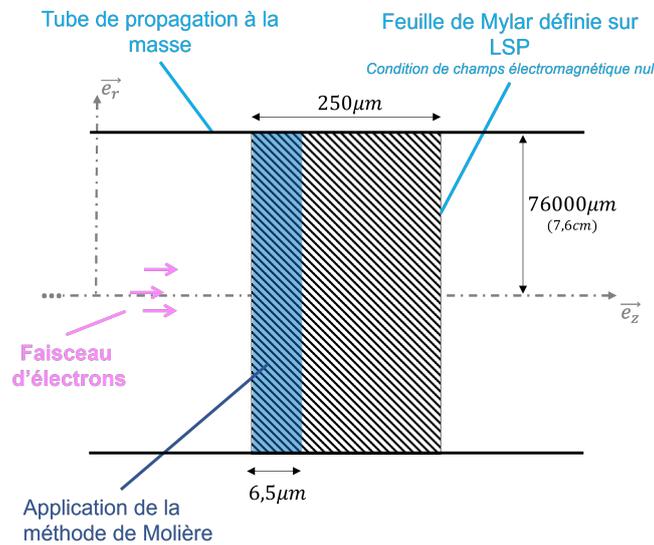


FIGURE 2.20 – Illustration de la géométrie d'une feuille de mylar sur LSP. La représentation n'est pas à l'échelle. L'objet en tant que tel est défini sur une maille entière (zone hachurée) tandis que le modèle de diffusion de Molière est appliqué dans la zone bleue.

Le module *injection* permet d'introduire des électrons de manière uniforme sur le plan $z = 0$ entre $r = 0$ et $r = r_0 = 3,8844 \text{ cm}$. Au-delà de r_0 , il n'y a aucun électron injecté. Une grandeur calculée par LSP est le rayon RMS (R_{RMS}) qui est relié au rayon d'enveloppe par $R_{\text{env}} = \sqrt{R_{\text{RMS}}}$ dans le cas d'un faisceau circulaire et homogène à un z donné. Nous conservons cette définition lorsque nous évoquons le terme de "rayon d'enveloppe" dans le contexte des calculs LSP, y compris lorsque la densité électronique dans le faisceau n'est plus homogène.

L'angle d'émission des macroparticules est défini au travers de deux éléments. Le premier est l'angle moyen d'émission d'un faisceau neutre équivalent. Cet angle est défini au travers d'une distance focale f qui représente la distance que devrait parcourir ce faisceau pour converger en un point. En pratique, cette distance focale est calculée à l'aide des conditions initiales sur

5. ou bien il faudrait définir une *grille* spécifique à la feuille rendant l'élaboration du cas difficile à cause de la gestion des frontières entre les *grilles*.

l'enveloppe (r_0, r'_0) et est donnée par :

$$f = \pm \frac{r_0}{|\tan(r'_0)|}, \quad (2.21)$$

avec r'_0 l'angle moyen des particules, situées sur l'enveloppe en r_0 , par rapport à \vec{e}_z et rapportées dans le plan (\vec{e}_z, \vec{e}_r) . A noter que $f > 0$ pour un faisceau convergeant et $f < 0$ pour un faisceau divergeant. L'angle initial est de $r'_0 = 10,074$ mrad soit une distance focale de $f = 385,543$ cm. A cette étape, nous avons $v_\theta = 0$.

Le second élément qui fixe l'angle initial de chaque macroparticule est l'émittance du faisceau d'électrons. Celle-ci est donnée via une énergie thermique $k_b T_0$. Cette dernière représente une température équivalente d'une distribution gaussienne des vitesses transverses (v_r, v_θ) des particules injectées. Le lien avec l'émittance est [43] :

$$\epsilon_{(L)n} = 2r_0 \sqrt{\frac{k_b T_0}{m_e c^2}}. \quad (2.22)$$

avec $\epsilon_{(L)n}$ l'émittance Lapostolle normalisée.

Le profil temporel du faisceau d'électrons est donné dans la figure 2.21. La vitesse axiale des électrons injectés suit un certain profil temporel. Le profil croît linéairement sur les premières 40 ns pour atteindre la valeur de $\beta = 0,9914$ ($E \approx 3,4$ MeV) durant 60 ns (voir figure 2.21(a)). Le courant injecté en $z = 0$ suit également un profil temporel. Il croît linéairement sur 20 ns pour atteindre la valeur de 1,9 kA pendant 60 ns (voir figure 2.21(b)). Le paramètre d'entrée à renseigner est une densité de courant dont la valeur est $c_I = I_b / \pi r_0^2 = 39,66067 A/cm^2$.

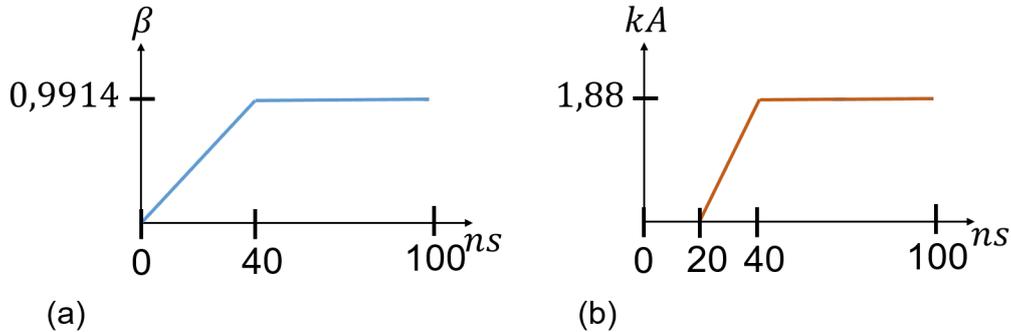


FIGURE 2.21 – Illustration du profil temporel de courant et de vitesse renseigné sur LSP. (a) Vitesse axiale des électrons. (b) Courant.

Les résultats sont illustrés dans les figures 2.22(a)-(b)-(c). La figure 2.22(a) représente le rayon d'enveloppe du faisceau à la côte $z = 77$ cm. Nous constatons que l'enveloppe du faisceau est stationnaire durant le plateau. La figure 2.22(b) représente le rayon d'enveloppe du faisceau au cours de sa propagation à $t = 40$ ns (courbe verte) et $t = 80$ ns (courbe rouge). Nous constatons que la feuille de mylar aluminisé focalise le faisceau lors de sa traversée. En effet, l'effet répulsif de la charge d'espace du faisceau est écranté car le champ électrique radial est tangentiel à la surface, et donc nul au voisinage de la feuille conductrice. Le faisceau n'est donc soumis qu'à sa

force focalisante lors de son passage au travers de la feuille (voir section 1.1.3.3 du chapitre 1). A $t = 80$ ns, le rayon du foyer est de 7,36 mm avec une densité électronique de $4 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$. A noter que la densité électronique initiale est de $1,5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. La densité électronique dans le faisceau à un z donné reste homogène sauf au foyer.

L'avantage de LSP est qu'il permet d'obtenir une description du détail du faisceau (profil de la section droite, répartition des vitesses,..). De plus, il ne nécessite pas de satisfaire à l'approximation paraxiale et de ne considérer que des forces linéaires radialement. Enfin, il contient un module pour traiter les collisions. Le prix à payer est le temps de calcul. L'ordre de grandeur des temps de calculs de toutes les simulations LSP présentées dans ce manuscrit est de plusieurs heures. Il est souvent suffisant d'employer des codes d'enveloppes lors de simples simulations comme celle présentée à l'instant. En effet, l'enveloppe du faisceau est stationnaire durant le plateau de courant et il présente une section droite uniforme avant sa focalisation. Une approche via l'approximation paraxiale suffit dans la première moitié de la simulation. Ainsi, dans la section suivante, nous discutons de la possibilité de combiner Trajenv et LSP afin de simuler la propagation d'un faisceau sur plusieurs mètres puis de s'attacher aux détails du faisceau quand l'approximation paraxiale n'est plus valide (forte focalisation) ou que la physique incluse dans Trajenv n'est plus suffisante.

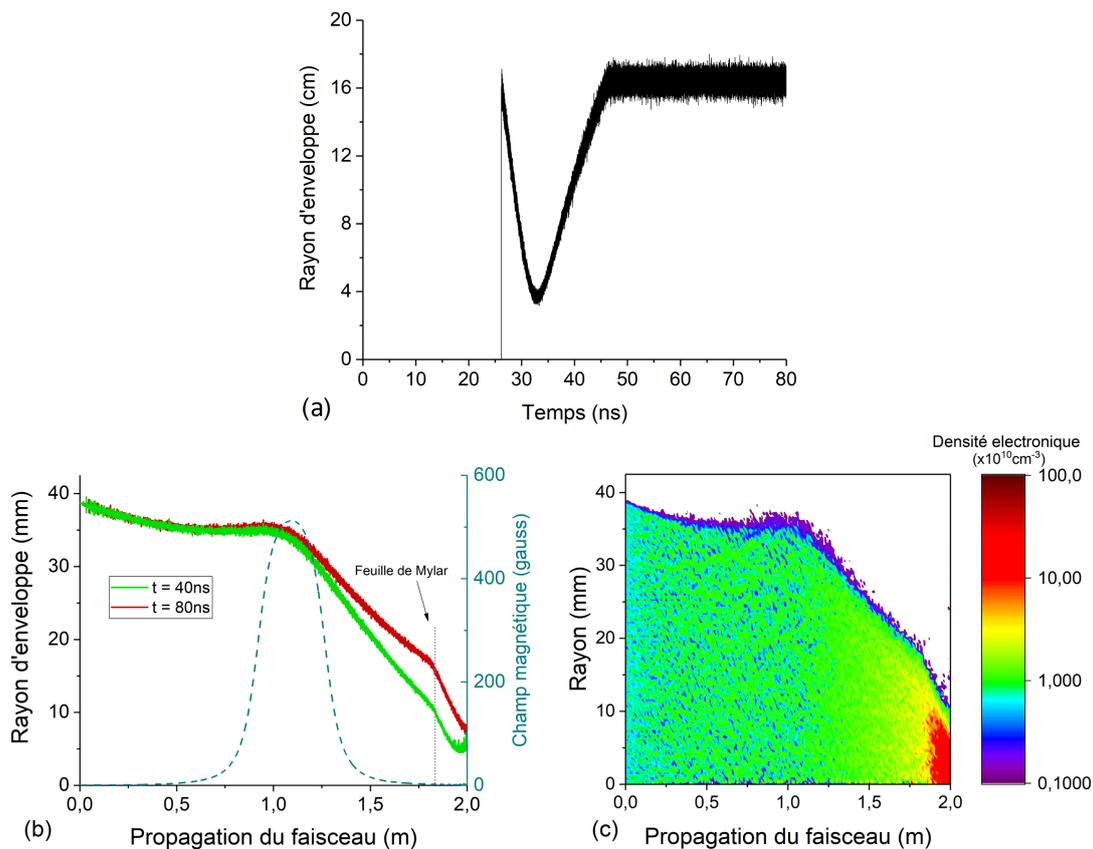


FIGURE 2.22 – Présentation de quelques résultats de la propagation du faisceau d'électrons dans un tube de propagation. (a) Rayon d'enveloppe au cours de sa propagation. (b) Densité électronique selon l'axe de propagation à $t = 80$ ns. (c) Évolution temporelle du rayon d'enveloppe à $z = 77$ cm.

2.4.3 Lien entre *Trajenv* et *LSP*

Les simulations de l'interaction faisceau/plasma (chapitre 4) et de la feuille barrière d'ions (chapitre 3) seront réalisées à l'aide de LSP. La simulation de l'entièreté de la ligne, allant de la diode jusqu'à la chambre d'expérience, n'est pas réalisable dans le cadre de cette thèse à cause du temps de calcul conséquent et des outils de calculs à disposition. Nous devons donc restreindre la taille de l'espace de simulation LSP, et utiliser *Trajenv* afin de déterminer des conditions initiales à renseigner à l'entrée de celui-ci. Tout d'abord, nous présentons comment faire le lien entre les paramètres d'entrées de LSP et de *Trajenv*. Enfin, nous comparons les résultats sur deux exemples.

Rayon, angle d'enveloppe et émittance

Pour avoir des simulations comparables, le faisceau d'électrons dans LSP doit avoir des caractéristiques respectant l'approximation paraxiale et doit être soumis à des forces linéaires en r , ce qui suppose que le faisceau est homogène à z donné.

Déterminons le lien entre le rayon initial de LSP (r_0) et *Trajenv* ($2X_{\text{RMS}}, 2Y_{\text{RMS}}$). Tous les cas LSP que nous étudions dans cette thèse ont une géométrie axisymétrique 2D en coordonnées cylindriques. Le faisceau injecté en z_0 a donc un profil circulaire. Par conséquent, il est nécessaire de travailler avec un faisceau circulaire sur *Trajenv* ($2X_{\text{RMS}} = 2Y_{\text{RMS}}$). Dans les deux cas, nous avons vu que toutes ces grandeurs sont des rayons d'enveloppe. Ainsi, le lien est donc :

$$r_0 = 2X_{\text{RMS}} = 2Y_{\text{RMS}}. \quad (2.23)$$

De même, le lien concernant la pente initiale sur l'enveloppe est :

$$r'_0 = X'(2X_{\text{RMS}}) = Y'(2Y_{\text{RMS}}). \quad (2.24)$$

Cette pente initiale est renseignée sur LSP au travers d'une distance focale à l'aide de l'équation (2.21).

Sur *Trajenv*, les émittances à renseigner selon \vec{e}_x et \vec{e}_y sont les émittances de Lapostolle normalisées :

$$\epsilon_{(L)n}^{\text{Trajenv}} = 4\beta\gamma\sqrt{\langle x^2 \rangle \langle x'^2 \rangle - \langle xx' \rangle^2}, \quad (2.25)$$

$$= 4\beta\gamma\sqrt{\langle y^2 \rangle \langle y'^2 \rangle - \langle yy' \rangle^2}. \quad (2.26)$$

Sur LSP, l'émittance à employer pour le calcul de la température (voir équation (2.22)) doit être l'émittance de Lapostolle normalisée. Ainsi, le lien entre les grandeurs des deux codes est :

$$\epsilon_{(L)n}^{\text{LSP}} = \epsilon_{(L)n}^{\text{Trajenv}}. \quad (2.27)$$

Quelques exemples

Nous simulons un cas identique sur LSP et Trajenv. Soit un faisceau d'électrons injecté dans un tube de propagation de 7,6 cm ayant des parois conductrices. Il n'y a aucun champ électromagnétique extérieur. Le faisceau possède un rayon initial de 2 cm avec un angle qui forme initialement sa trajectoire par rapport à l'axe de symétrie du tube de $X'(2X_{\text{RMS}}) = Y'(2Y_{\text{RMS}}) = -26,51$ mrad (Sur LSP, $f = 75,425$ cm). Dans les deux codes, l'émittance de Lapostolle normalisée vaut 800mm.mrad ($k_b T_e = 209,475$ eV). Le faisceau injecté sur LSP a une densité électronique uniforme sur son rayon.

Nous étudions deux configurations. Dans les figures 2.23(a)-(b)-(c), il possède des caractéristiques proches de celle d'AIRIX après accélération (19,8 MeV, 1,88 kA) tandis que dans les figures 2.23(d)-(e)-(f), ce sont des caractéristiques telles qu'on retrouve sur FEVAIR (3,4 MeV, 1,88 kA). Nous constatons que dans le cas $E = 19,8$ MeV, il y a un très bon accord entre les deux codes sur le rayon d'enveloppe au cours de sa propagation. À noter que le profil de la densité électronique n'a pas une forme de plateau à $z = 75$ cm, pouvant signifier que des forces de répulsion coulombienne peuvent s'appliquer sur le faisceau. Cet effet ne semble pas important puisqu'un accord avec Trajenv est observé ici. Dans le cas $E = 3,4$ MeV, nous observons un léger désaccord sur l'enveloppe à partir de ≈ 50 cm après l'injection. Après 1 m de propagation, l'écart relatif du rayon d'enveloppe entre les deux courbes est de $\approx 10\%$. Les fluctuations du plateau de densité électronique à $z = 60$ cm pourraient expliquer ce désaccord puisque nous ne sommes plus dans une situation de profil uniforme (voir figure 2.23(f)), comme supposé dans Trajenv. En effet, l'effet de la charge d'espace du faisceau a une contribution plus importante sur sa propagation à 3,4 MeV qu'à 19,8 MeV. Du fait qu'un accord soit obtenu à 19,8 MeV, nous soupçonnons que l'origine du désaccord soit la charge d'espace. La figure 2.24 présente l'enveloppe du faisceau simulé par LSP et Trajenv dans le même cas que les figures 2.23(d)-(e)-(f) avec, cette fois-ci, un courant de $1,88\ \mu\text{A}$ (situation d'une charge d'espace négligeable). Un excellent accord est obtenu sur l'enveloppe du faisceau traduisant que la charge d'espace est bien responsable dans les simulations lorsque le faisceau a un courant de 1,88 kA.

Pour rappel, la mesure de l'émittance géométrique normalisée du faisceau sur FEVAIR a été obtenue par la méthode des trois-gradients via Trajenv sur une expérience où l'énergie des électrons était de 3,4 MeV, et où on peut penser que le calcul du rayon d'enveloppe dans Trajenv n'est pas tout à fait correct. Une incertitude de 50% est associée à cette valeur. Nous nous permettons donc de modifier l'émittance sur LSP de façon à obtenir un accord avec Trajenv. Nous constatons qu'en augmentant l'émittance à $\epsilon_{(L)n}^{\text{LSP}} = 1130\text{mm.mrad}$, nous obtenons cet accord sur la propagation du faisceau. La figure 2.25 présente cet ajustement. À noter que nous aurions peut-être pu ajuster le courant du faisceau pour obtenir cet accord, mais nous avons préféré conserver la valeur du courant telle qu'elle a été mesurée. Pour la suite, les simulations LSP avec un faisceau de 3,4 MeV sont effectuées avec cette émittance.

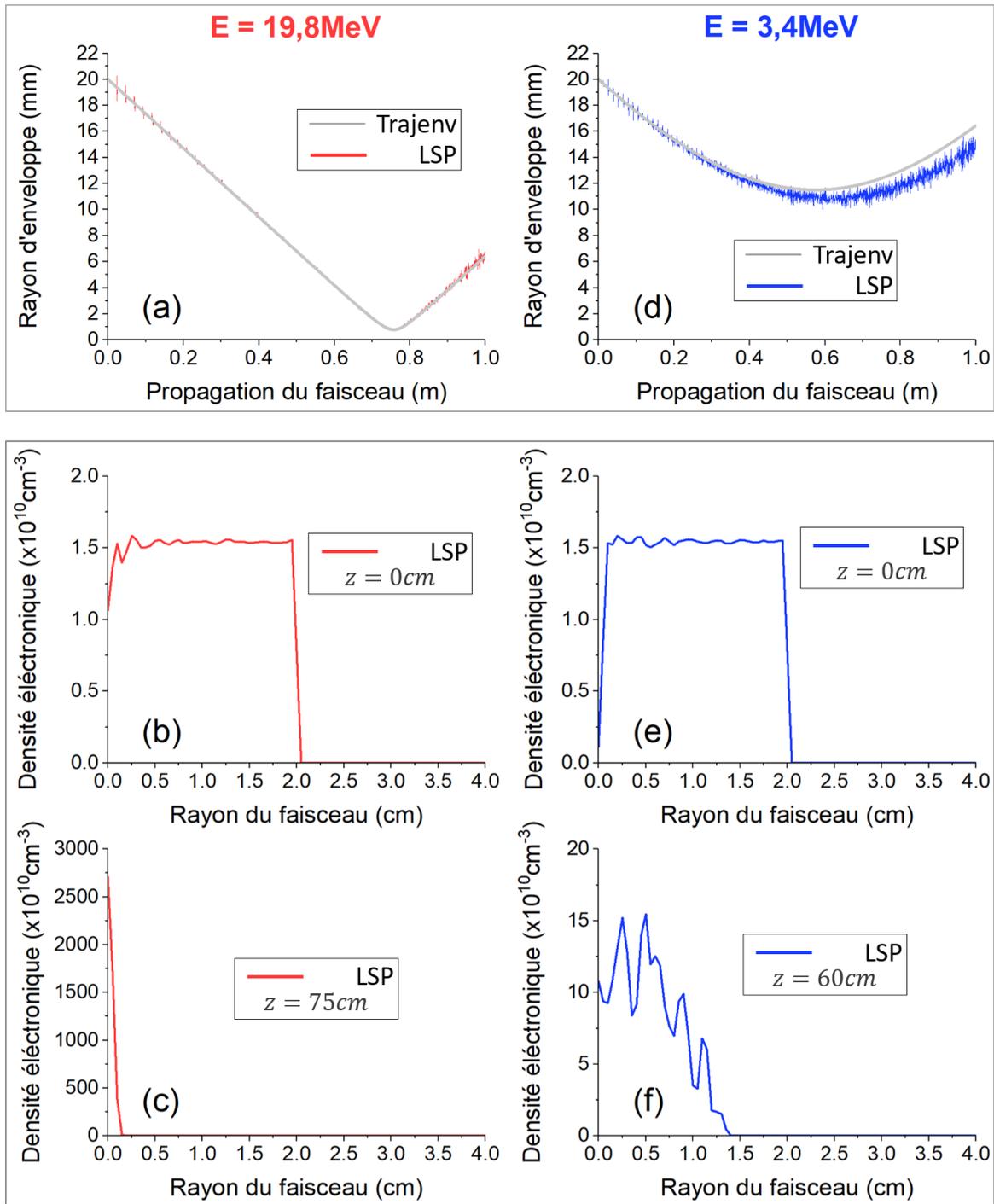


FIGURE 2.23 – Comparaison du rayon d’enveloppe d’un faisceau d’électrons entre LSP et Trajenv avec les mêmes conditions initiales. L’émittance de Lapostolle normalisée est 800 mm.mrad et le courant est $1,88 \text{ kA}$. (a) Énergie du faisceau à $19,8 \text{ MeV}$. (b) et (c) Profil transverse du faisceau respectivement à $z = 0 \text{ cm}$ et $z = 75 \text{ cm}$. (d) Énergie du faisceau à $3,4 \text{ MeV}$. (e) et (f) Profil transverse du faisceau respectivement à $z = 0 \text{ cm}$ et $z = 60 \text{ cm}$.

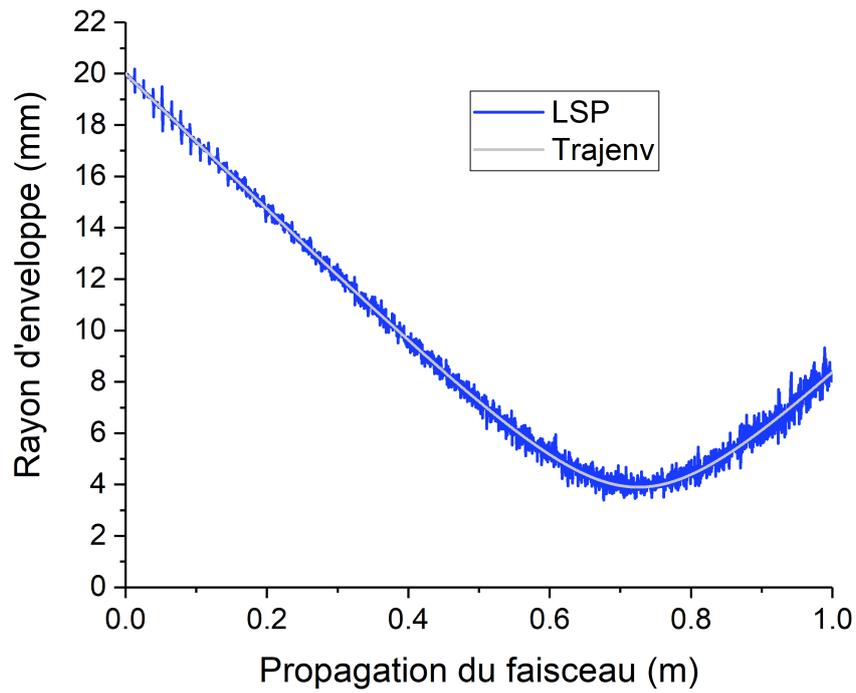


FIGURE 2.24 – Comparaison du rayon d’enveloppe d’un faisceau d’électrons entre Trajenv et LSP avec un courant de $1,88 \mu\text{A}$. L’émittance de Lapostolle normalisée est 800 mm.mrad et l’énergie du faisceau est $3,4 \text{ MeV}$.

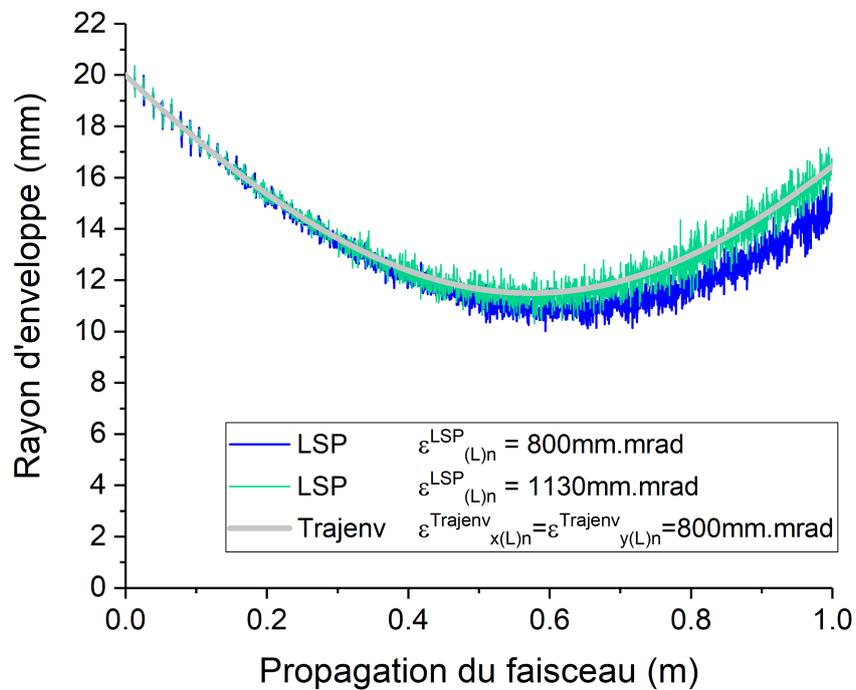


FIGURE 2.25 – Comparaison du rayon d’enveloppe d’un faisceau d’électrons entre Trajenv et LSP avec deux valeurs d’émittances. Le courant et l’énergie du faisceau sont respectivement $1,88 \text{ kA}$ et $3,4 \text{ MeV}$.

Afin de conclure cette partie, nous pouvons illustrer l'accord entre LSP et Trajenv durant la propagation du faisceau d'électrons dans la ligne FEVAIR. Nous reprenons le cas Trajenv qui simule la ligne FEVAIR (présentée dans la section 2.4.1). Nous testons l'accord entre les deux simulations en simulant la seconde moitié de la ligne ($z > 1,5$ m) sur LSP. Ce cas a été présenté dans la section 2.4.2. L'enveloppe du faisceau dans les deux codes est représentée dans la figure

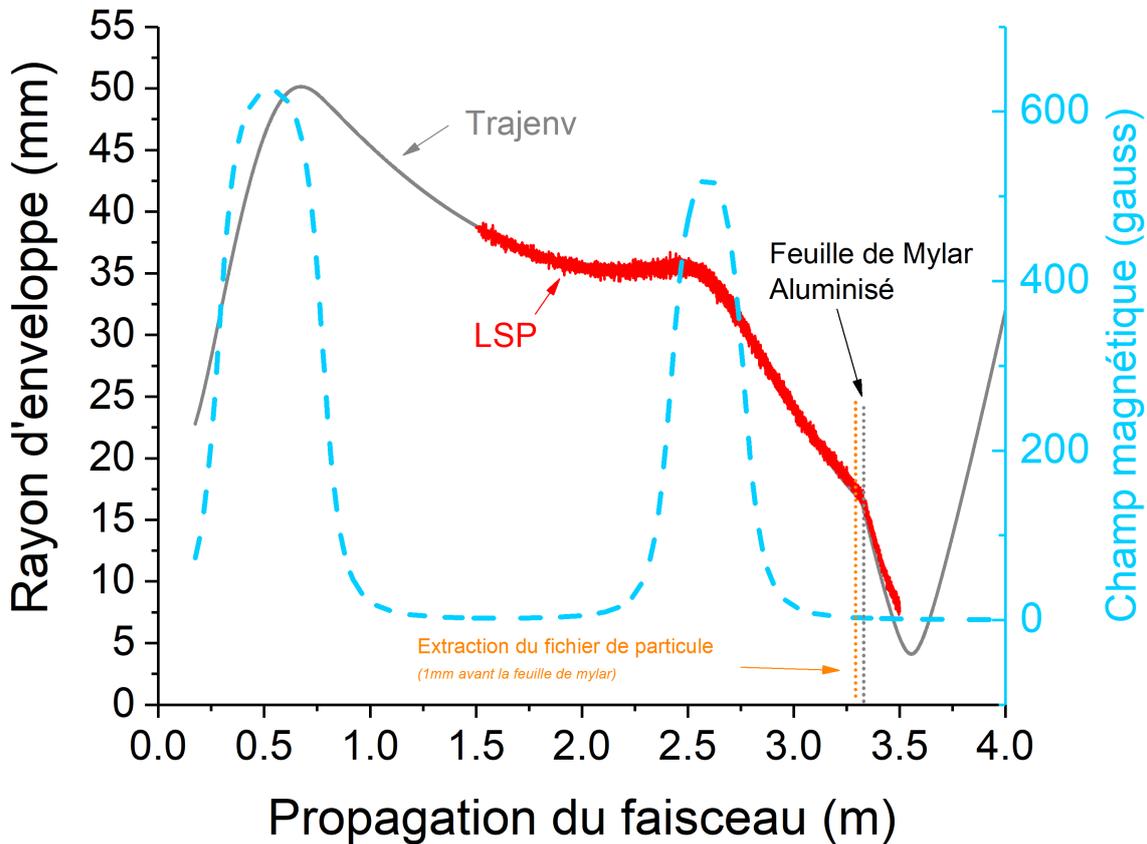


FIGURE 2.26 – Comparaison entre LSP et Trajenv lors de la simulation de l'enveloppe du faisceau sur la ligne FEVAIR.

2.26. Le faisceau d'électrons a une densité uniforme sur sa section droite. Ce cas représente la propagation du faisceau d'électrons dans l'injecteur FEVAIR jusqu'à l'arrivée dans la *chambre d'interaction* pour les expérimentations présentées dans le chapitre 4. La feuille de mylar aluminisé se situe à l'entrée de cette chambre. Nous constatons un bon accord entre LSP et Trajenv avant la feuille de mylar aluminisé. Des désaccords apparaissent après cette feuille pour plusieurs raisons. D'une part, le traitement au niveau de cet élément est différent dans les deux outils de simulations. D'autre part, la variation rapide de l'enveloppe du faisceau par rapport à sa longueur de propagation à cet endroit tend à invalider l'approximation paraxiale. De plus, des forces non linéaires peuvent apparaître au niveau de foyer du faisceau lorsque celui-ci est très focalisé, ce que ne prend pas en compte Trajenv. Ainsi, nous utiliserons LSP à partir de la feuille de mylar aluminisé.

Il est commode de ne pas faire démarrer une simulation LSP dans une zone où le champ magnétique du solénoïde est non nul. Cette raison vient de la conservation du moment canonique p_θ .

Il est généralement supposé nul car nous admettons que le faisceau est initialement généré dans un champ magnétique nul sans vitesse azimutal au niveau de la diode (voir équation (1.35)). Ces deux contributions deviennent non nulles lorsque le faisceau pénètre dans un champ magnétique mais la somme reste nulle. Si le faisceau est directement injecté dans un champ magnétique non nul, il faudrait l'injecter avec une distribution de vitesse azimutale spécifique ce qui complique l'élaboration du cas. Ainsi, dans le cadre des simulations réalisées dans le chapitre 4, nous simulons une seule fois la propagation du faisceau sur LSP à partir de $z = 1,5$ m jusqu'à la feuille de mylar aluminisé. Les conditions initiales à la côte $z = 1,5$ m sont données par Trajenv. Ensuite, nous extrayons les données du faisceau juste avant la feuille de mylar à l'aide d'un *fichier de particules*. Ce fichier sera les conditions initiales du faisceau à l'entrée de la chambre d'interaction dans ce cadre.

Chapitre 3

Méthodes pour minimiser le foyer électronique sur la cible de conversion

Dans ce troisième chapitre, nous étudions la problématique de la dégradation du foyer d'un faisceau intense d'électrons relativistes lorsqu'il est focalisé sur une cible de conversion. Des ions sont produits sur la surface de cette cible durant son irradiation par le faisceau. Ils ont pour conséquence d'altérer les dimensions de la tache électronique sur la cible de conversion. Les premières études de ce mécanisme ont démarré à la fin des années 1990. Welch et Hughes [12] ont été les premiers à étudier numériquement ce phénomène en 1998. Ils ont montré que le faisceau chauffe la cible de conversion et fait désorber des éléments de sa surface en quelques nanosecondes. Les ions positifs sont accélérés dans le volume du faisceau à cause de sa charge d'espace menant à une sur-focalisation de ce dernier en amont de la cible. Le faisceau se dé-focalise rapidement après avoir atteint ce minimum menant à une augmentation non-contrôlée de la taille de la tache électronique sur la cible de conversion. Par la suite, Vermare *et al.* [13] ont mis en évidence ce mécanisme expérimentalement en 1999 à l'aide d'un faisceau d'électrons de 1 MeV et 1 kA d'une durée de 60 ns sur une cible de SiO_2 . Ils ont observé une réduction des dimensions de la tache électronique sur la cible au cours du temps par imagerie Cerenkov¹ à cause du processus évoqué par Welch et Hughes. Des simulations PIC complémentaires ont été réalisées en supposant une émission de protons de la cible dans le régime de Child-Langmuir. En employant ce modèle d'émission, un accord qualitatif est obtenu avec l'expérience. La même année, une étude similaire a été réalisée sur l'installation PIVAIR (7,2 MeV, 3 kA) avec une cible de mylar aluminisé [137]. Un accord est obtenu entre les résultats expérimentaux et les simulations numériques lorsque, dans ces dernières, les ions émis de la cible ne sont pas majoritairement des protons mais plutôt des constituants de la cible (e.g. Al^+) produits par la vaporisation de celle-ci. Une autre étude a été réalisée sur DARHT-I (19,8 MeV, 1,7 kA, 60 ns) en 2003 avec différents types de cibles [10]. Cette fois-ci, le modèle d'émission employé dans les simulations PIC (LSP dans cet article) permettant d'obtenir un accord avec les données expérimentales est différent. Les ions sont émis de la cible une fois que la température de celle-ci augmente de 400 K. Les espèces émises sont

1. Le rayon RMS passe de ≈ 15 mm à $\lesssim 5$ mm entre les temps 25 ns et 40 ns

des protons et des ions de masse "modérée" (O^+ , OH^+ , H_2O^+). Le courant total de l'émission est dans le régime de Child-Langmuir, avec 40% du courant dans les protons et le reste dans les espèces plus lourdes. Les auteurs suggèrent que la source d'ions est due à la désorption thermique de polluants adsorbés en surface (notamment de l'eau). Les molécules sont ensuite ionisées puis accélérées par le faisceau. Compant-La-Fontaine [11] a montré numériquement, que dans le cas de la machine AIRIX (19,16 MeV, 2 kA, 60 ns) [103] où une cible de tantale sur laquelle est déposée une feuille d'aluminium de $20 \mu\text{m}$ est présente, l'intensité du faisceau de proton I_{H^+} émis devrait atteindre au maximum 1/4 du courant de Child-Langmuir $I_{H^+}^{CL} = 9 \text{ A}$ tandis que l'intensité du faisceau d'ions aluminium I_{Al^+} serait égal à ce régime $I_{Al^+}^{CL} = 1,6 \text{ A}$.

Au travers de ces études, nous notons que l'émission d'ions dépend des caractéristiques du faisceau et de la cible. Deux processus peuvent être sources d'ions :

- d'une part, l'ionisation d'espèces désorbées de la surface de la cible (fournissant des ions légers tel que H^+ , O^+ , ...),
- d'autre part, la vaporisation de la cible à cause du chauffage du faisceau (fournissant des ions venant directement du matériau de la cible).

Dans la bibliographie, il est courant de considérer le "pire cas" dans des études numériques en supposant une émission de protons dans le régime de Child-Langmuir. En effet, les ions les plus gênants pour le faisceau d'électrons sont les plus légers car ils sont accélérés plus efficacement par le champ électrique que les autres éléments plus lourds.

Dans ce chapitre, nous explorons diverses méthodes qui ont été employées pour contrer l'effet des ions sur les dimensions de la tache électronique. La première partie est une étude bibliographique sur les différentes méthodes étudiées au cours de ces trente dernières années. La seconde partie présente un test expérimental et une étude numérique d'une de ces méthodes portant sur l'installation, en amont de la cible de conversion, d'une *Feuille Barrière d'Ions*. Cette dernière a pour objectif de stopper l'expansion des ions tout en laissant passer le faisceau d'électrons en conservant une augmentation acceptable de son émittance. L'objectif est d'observer l'influence d'une telle feuille sur les dimensions de la tache électronique en faisant varier son épaisseur et sa distance à la cible.

3.1 Bibliographie

3.1.1 Pièges à ions à l'aide d'une cellule à induction

Une méthode pour réduire l'influence des ions a été proposée par McCarrick *et al.* en 1998 [138]. Elle consiste à réaliser un "piège à ions" à l'aide d'une cellule à induction. Le schéma d'un tel dispositif est donné dans la figure 3.1. Durant la focalisation du faisceau d'électrons sur la cible, le courant retour induit sur les parois conductrices ne suivra pas le chemin habituel $A + B$ à cause de la grande inductance du noyau en ferrite. Le courant retour passera plutôt par la résistance de shunt R pour suivre le chemin $A + C$ ce qui fait apparaître une tension $I_{beam}R$ à travers le *gap*. Un puits de potentiel apparaît au niveau de ce *gap* ce qui permet de piéger les ions

positifs (voir figure 3.2). Le potentiel au niveau du gap est la somme du potentiel du faisceau et de la cellule.

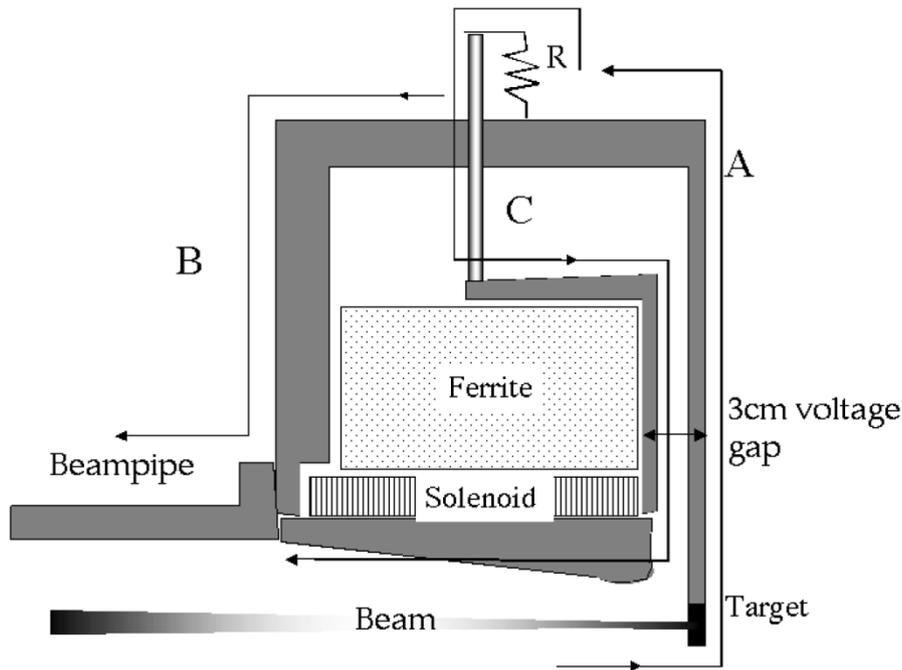


FIGURE 3.1 – Schéma d'une cellule à induction pour piéger les ions émis de la cible [138].

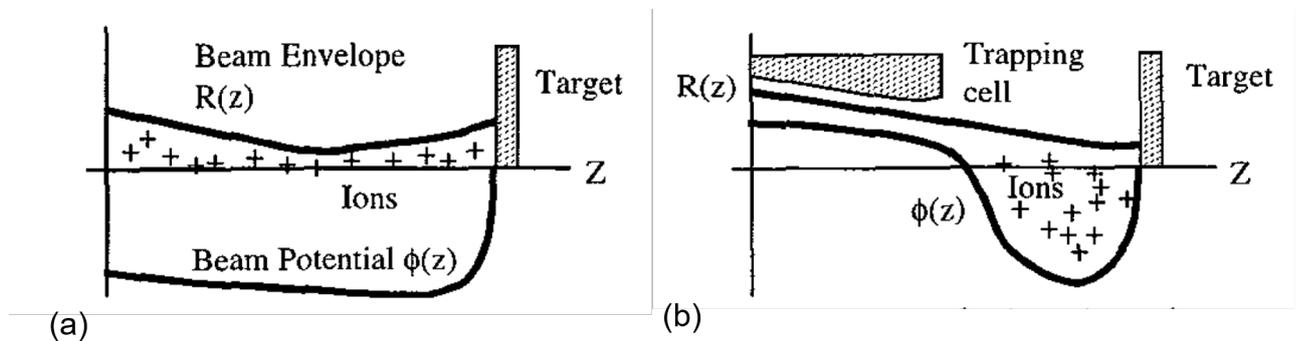


FIGURE 3.2 – Illustration qualitative de la répartition des ions positifs émis de la cible [139]. (a) Cas non-piégré. (b) Cas piégé.

Des simulations numériques à l'aide d'un code PIC ont été effectuées l'année suivante [139] pour tester ce dispositif. Un faisceau d'électrons de 20 MeV et 2 kA est focalisé sur une cible. Le rayon d'enveloppe du foyer est de $\lesssim 0,5$ mm. Un faisceau de protons est émis de la cible 1 ns après le début du plateau de courant avec une intensité égale à celle du régime de Child-Langmuir. Une tension de 400 kV est appliquée aux bornes du gap. Les résultats sont donnés dans les figures 3.3(a), 3.3(b) et 3.3(c) : la simulation montre que le rayon du faisceau sur la cible est contrôlé et n'augmente pas dans le temps. Il faut noter cependant que cette étude numérique ne prend pas en compte l'émission d'électrons secondaires de la cible ni l'expansion d'un plasma venant de la cible vaporisée et qui peut remplir le gap. Les deux phénomènes peuvent porter du courant

directement à travers le gap est donc annuler la tension à ses bornes. Nous n'avons pas trouvé de traces plus récentes sur l'étude de cette méthode qui semble être restée une idée théorique.

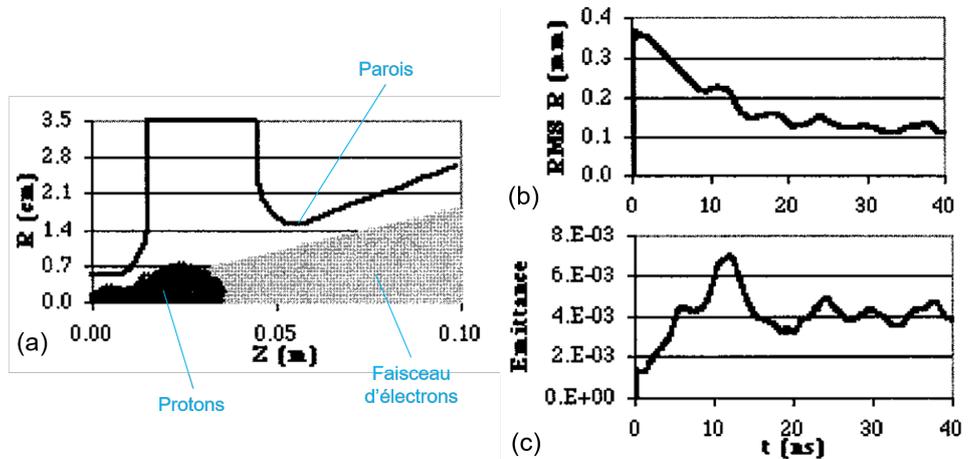


FIGURE 3.3 – Résultats de la simulation PIC d'une cellule à induction pour piéger les ions [139]. (a) Géométrie du système avec le faisceau d'électrons, de protons, et les électrodes du gap. (b) Rayon RMS en mm du faisceau d'électrons sur la cible. (c) Emittance en cm.rad du faisceau d'électrons sur la cible.

3.1.2 La *Self-biased-target*

La *self-biased target* est une autre méthode qui a été testée expérimentalement par Kwan *et al.* en 1997 [140]. Lorsque le faisceau dépose de la charge sur la cible, le courant s'écoule en suivant vers la masse. Une résistance entre la cible et la masse permettrait de faire apparaître un potentiel négatif sur la cible et donc pouvoir confiner les ions axialement [141] (voir figure 3.4).

L'expérimentation a été effectuée à Los Alamos National Laboratory sur l'Integrated Test Stand (ITS) qui fournissait un faisceau d'électrons de 5,6 MeV et 4 kA. La cible de conversion était du cuivre d'épaisseur 0,76 mm. La figure 3.5 présente l'évolution du diamètre de la tache X sur la cible au cours du temps lorsque une résistance de 145 Ω (courbe rouge) et 6 Ω (courbe violette) sont utilisées. Dans ce dernier cas, le diamètre augmente drastiquement après ≈ 40 ns tandis qu'il reste constant lorsque la résistance plus élevée est utilisée. A noter que la résistance de 145 Ω fait apparaître un potentiel estimé à 350 kV sur la cible. Des simulations ont été effectuées et ont montré que la raison de l'augmentation tardive du diamètre de la tache électronique, lorsque $R = 6 \Omega$ (courbe violette), était due au temps nécessaire pour ioniser la cible (14 ns) et pour former une colonne d'ions suffisamment longue (3 cm en 28 ns). Malgré les résultats encourageant de cette méthode, aucune étude supplémentaire n'a été publiée à notre connaissance. Une raison est probablement la difficulté d'installation d'un tel système dans une machine de radiographie éclair où la cible, qui doit être compacte et immobile, est amenée à être renouvelée à chaque tir. Il faut se garantir à la fois que la cible est isolée de la masse et qu'elle puisse supporter une différence de potentiel de plusieurs centaines de kV.

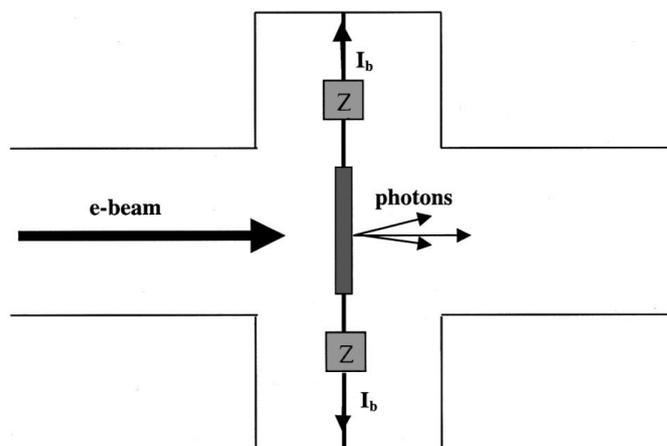


FIGURE 3.4 – Schéma d’une cible dans le cadre de l’étude la méthode de la *self biased target* [141].

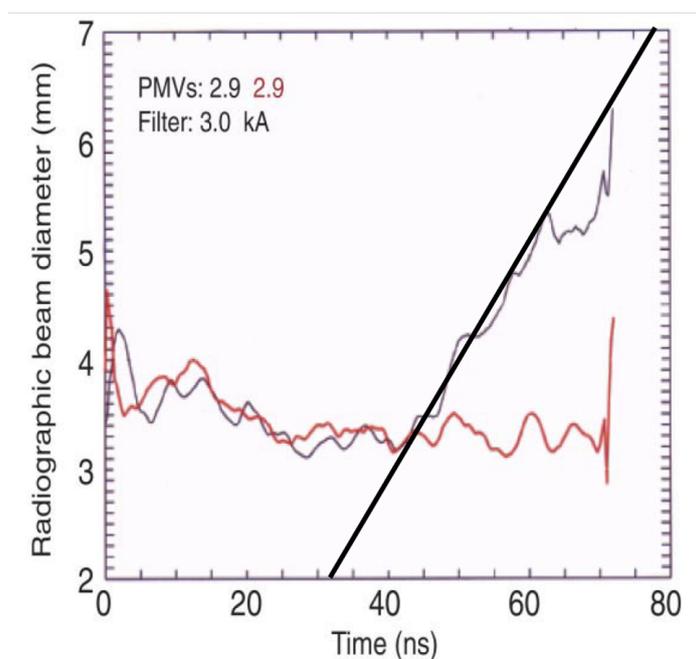


FIGURE 3.5 – Diamètre en mm de la source de rayon X (tache X) située en aval de la cible de conversion [140]. (rouge) $R = 145 \Omega$. (violet) $R = 6 \Omega$

3.1.3 Le nettoyage de surface de la cible de conversion

Une troisième méthode consiste à désorber un maximum d'espèces de la surface de la cible de conversion avant que le faisceau d'électrons l'atteigne. En effet, pour des machines de radiographie éclair, ce sont les polluants les plus légers et adsorbés en surface qui ont un effet le plus délétère sur le faisceau. Ce nettoyage de surface préalable permet de supprimer la source de particules susceptibles de s'ioniser, de se propager dans le faisceau et de le neutraliser en charge. En 2002, Chen *et al.* [142] ont étudié expérimentalement cette méthode sous deux versions différentes. Les auteurs ont effectué un nettoyage de surface en irradiant la cible à l'aide d'un laser ou d'un faisceau d'électrons. Ils montrent bien l'intérêt d'un tel système pour réduire l'effet des ions sur la tache électronique du faisceau sur la cible dans les deux cas. Plus la cible a un historique de nettoyage en amont, plus les ions auront un effet négligeable. Une étude plus récente a été publiée en 2020 par Trunev *et al.* [143] dans laquelle est étudiée la faisabilité d'un pré-nettoyage de la cible à l'aide d'un premier faisceau d'électrons. Les deux faisceaux d'électrons sont les mêmes et sont produits par l'installation LIU-2 [144] (1,5 MeV, 1,2 kA, 350 ns). Le premier faisceau, servant à nettoyer, n'est pas focalisé sur la cible tandis que le deuxième l'est sur ≈ 1 mm. Le temps séparant ces deux tirs est de quelques minutes. Les figures 3.6(a) et 3.6(b) présentent des images de la tache électronique sur la cible de conversion (tantale de 0,4 mm d'épaisseur) à différents instants. La figure 3.6(a) est un cas où il n'y a pas eu de pré-nettoyage tandis que 3.6(b) l'est. Les images montrent que le faisceau n'est plus focalisé après 160 ns lorsque la cible n'est pas traitée en amont. Une amélioration significative apparaît lorsqu'elle est traitée puisque la tache est présente jusqu'à 200 ns. La raison de la dé-focalisation après 200 ns est probablement due à la formation et la propagation d'ions tantale dans le volume du faisceau. Comme pour les deux autres méthodes, nous n'avons pas trouvé d'études similaires. La raison est probablement la très basse pression nécessaire pour réaliser ce nettoyage. Celle-ci est de $\approx 10^{-10}$ mbar dans la chambre de la cible dans cette expérimentation. Cette pression semble être suffisamment basse pour qu'il n'y ait pas adsorption d'impuretés sur la cible de conversion. Les auteurs ont constaté que l'effet du nettoyage persistait durant plusieurs heures. Une telle pression est difficile à mettre en place notamment sur les axes 1 et 3 d'EPURE où elle est de 10^{-6} mbar.



FIGURE 3.6 – Série d’image du foyer du faisceau sur la cible de 0 à 260 ns avec un temps d’exposition de 20 ns [143]. (a) La cible de tantale de 0,4 mm n’est pas pré-nettoyée par un premier faisceau d’électrons. (b) La cible de tantale de 0,4 mm est pré-nettoyée par un premier faisceau d’électrons.

3.1.4 Focalisation dynamique du faisceau d’électrons

Une quatrième méthode consisterait à corriger le déplacement du foyer au cours du temps à cause de l’émission d’ions de la cible. La possibilité de corriger temporellement ce déplacement en faisant varier temporellement le champ magnétique d’un solénoïde où l’énergie du faisceau a été évoquée par Y. Chen *et al.* en 1998 [145]. Les auteurs ont étudié numériquement ces méthodes à l’aide d’un faisceau de 20 MeV, 6 kA et $\epsilon_{g(n)} = 1200\pi$ mm.mrad. Les ions considérés sont des protons ou des ions carbone dont le courant est égal à celui du régime de Child-Langmuir. Ils ont étudié une manière de corriger le déplacement du foyer en utilisant un champ magnétique variable dans le temps (figure 3.7(a)-(b)). Celui-ci a une valeur initiale de 6350 G permettant de focaliser le faisceau dans un rayon de 0,5 mm. La possibilité de compenser le déplacement du foyer en faisant varier l’énergie du faisceau d’électrons dans le temps a également été explorée (figure 3.7(c)-(d)). Dans ces figures, les courbes pleines représentent l’évolution du rayon du faisceau sur la cible lorsque aucune correction n’est appliquée. Comme attendu, le rayon de la tache électronique augmente au cours du temps et, ce, plus rapidement dans le cas de l’émission de protons qui sont plus légers et s’éloignent plus vite de la cible que les ions carbone. Les courbes en pointillées présentent les meilleures corrections trouvées par les auteurs pour chaque situation. A noter que les corrections appliquées sont linéaires par simplicité. Comme nous pouvons le constater sur les figures 3.7(a) et 3.7(c), aucune correction n’a été trouvée pour empêcher complètement l’augmentation de la tache électronique au cours du temps lorsqu’il s’agit de protons. Dans le cas des ions carbone dans le régime de Child-Langmuir, il faudrait faire varier le champ magnétique du solénoïde de focalisation à une vitesse de -14 G/ns ou bien augmenter l’énergie du faisceau de 40 kV/ns. Cependant, les auteurs ajoutent que ces variations sont difficilement réalisables du

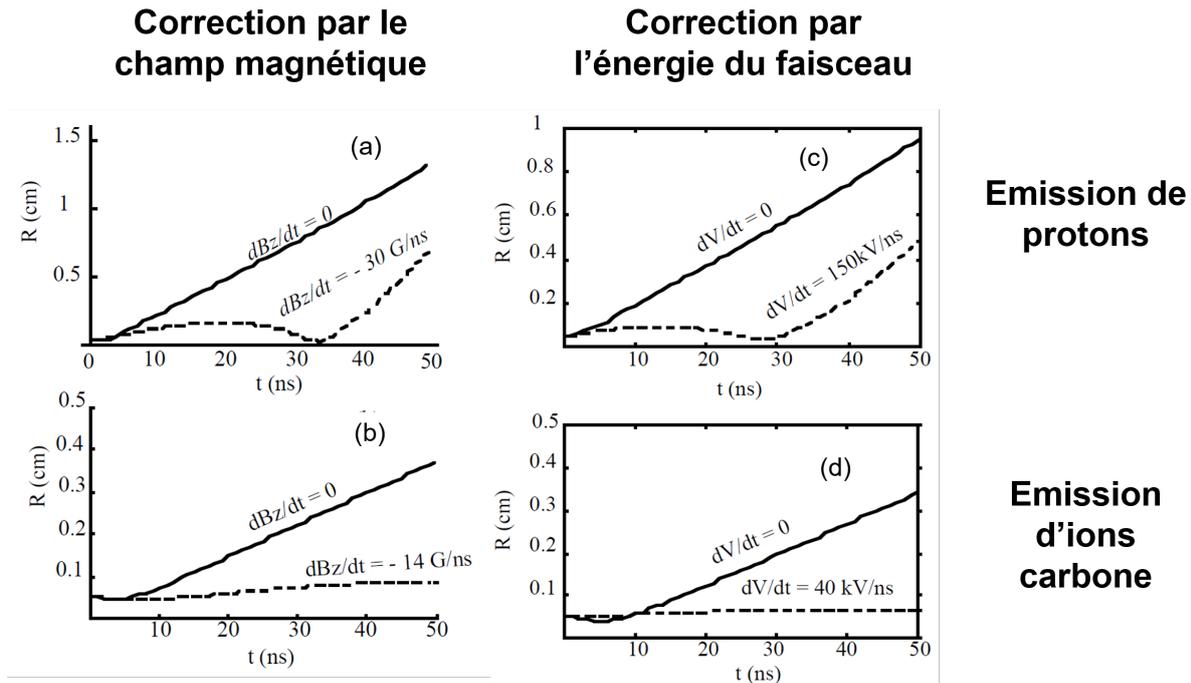


FIGURE 3.7 – Evolution temporelle du rayon du faisceau d'électrons sur la cible de conversion [145]. (a) (c) Emission de protons. (b) (d) Emission d'ions carbone.

fait des limitations techniques.

Plus récemment, Trunev *et al.* ont étudié numériquement cette méthode en 2019 avec un faisceau de 2 MeV, 2 kA et 200 ns [146]. Dans leur article, les auteurs présentent une étude où ils simulent l'émission d'ions d'une cible de tantale lorsque ce faisceau d'électrons est focalisé sur un rayon de < 1 mm. Le faisceau d'électrons est un plateau de courant avec un temps de montée de 1 ns. Le faisceau est stationnaire ≈ 5 ns après le début du plateau de courant. Après ce délai, des ions sont émis de la cible avec une certaine valeur de courant et un temps de montée de 2 ns. Les espèces considérées sont soit des protons dans le régime de Child-Langmuir, ou bien des ions carbone (C^+) ou tantale (Ta^+ et Ta^{3+}) faiblement ionisés. Avec le modèle d'émission de protons, le faisceau est affecté 1 – 2 ns après qu'il soit focalisé. Les ions tantale affectent, quant à eux, le faisceau quelques dizaines de nanosecondes plus tard. La faisabilité d'une correction en agissant sur le courant circulant dans le solénoïde de focalisation est étudiée. La variation de courant à appliquer doit être de -300 A tours/ns pour que le rayon double au lieu de quadrupler (voir figure 3.8) dans le cas de l'émission de protons. Cependant, ce champ magnétique transitoire ne pourrait pas pénétrer à travers les parois conductrices du tube de propagation. C'est pourquoi ils recommandent d'installer une bobine de faible inductance à l'intérieur de la chambre de la cible de conversion.

Conclusion sur ces méthodes

Les différentes méthodes présentées dans cette section semblent intéressantes théoriquement même si les études ne sont pas totalement abouties. Des simulations complémentaires pourraient

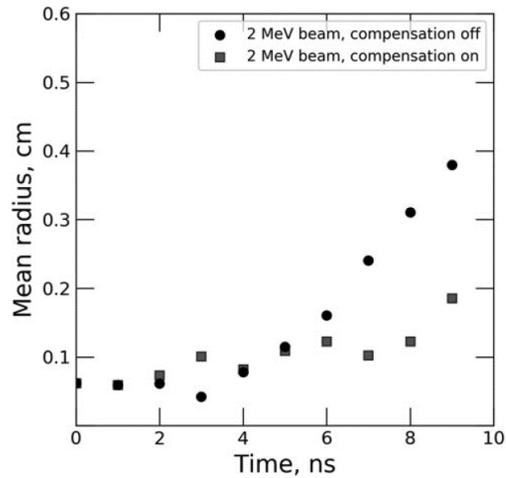


FIGURE 3.8 – Rayon moyen du faisceau sur la cible en fonction du temps [146]. (carré) Compensation de -300 A tours/ns . (cercle) Compensation coupée.

être réalisées sur le *piège à ions* en prenant en compte l'émission d'électrons secondaires de la cible et l'expansion du plasma afin de se garantir de la faisabilité d'un tel système. Concernant la *focalisation dynamique du faisceau*, certaines corrections ont été déterminées numériquement mais la mise en pratique semble difficile du fait des limitations techniques. Le *nettoyage en surface de la cible* et la *self-biased-target* ont montré des résultats expérimentaux encourageant mais leur mise en œuvre est difficile à mettre en place, notamment dans des installations existantes et opérationnelles, comme EPURE, où l'intégration est difficilement imaginable. Dans la section suivante, nous nous proposons d'étudier une autre méthode basée sur l'emploi d'une *Feuille Barrière d'Ions*. Cette technique est plus facile à mettre en place et a déjà montré des résultats encourageants.

3.2 La Feuille Barrière d'Ions

Dans cette section, nous étudions expérimentalement la possibilité d'atténuer la perturbation du foyer du faisceau d'électrons sur la cible de conversion en employant une *Feuille Barrière d'Ions* (abrégée IBF pour Ion Barrier Foil). L'IBF est une feuille fine positionnée quelques centimètres en amont de la cible, et dont le rôle est de bloquer la propagation des ions vers l'amont du faisceau, tout en étant perméable au faisceau d'électrons. Dans un premier temps, nous faisons une revue bibliographique sur cette technique. Dans un second temps, nous présentons une expérimentation que nous avons réalisé sur l'injecteur FEVAIR. Enfin, nous présentons quelques simulations PIC afin de quantifier en particulier l'élévation de la température de l'IBF et de la cible.

3.2.1 Bibliographie

En 2000, Kwan *et al.* [141] ont étudié numériquement cette possibilité à l'aide du code PIC nommé *Merlin* [147]. Ils ont simulé un faisceau d'électrons de 20 MeV, 1,4 kA focalisé sur une cible de tantale de 2 mm d'épaisseur. Le diamètre du faisceau d'électrons sur cette cible est de 2,0 mm. Une IBF (feuille de béryllium de 500 μm d'épaisseur) est placée soit à 1 ou à 2 cm en fonction des cas avant la cible et est connectée électriquement à cette dernière. La déviation angulaire et la perte en énergie du faisceau au passage de l'IBF sont négligées. Les auteurs font émettre de la cible des protons dans le régime de Child-Langmuir. Les protons se déplacent vers l'amont du faisceau et neutralisent sa charge d'espace. Ils sont confinés spatialement car ils sont à la fois stoppés par l'IBF et aussi piégés par le puit de potentiel entre l'IBF et la cible. L'effet de l'IBF est clairement visible sur le diamètre de la tache électronique. Celle-ci reste égale à 1,25 mm tandis qu'elle diverge lorsque l'IBF n'est pas présente après ≈ 20 ns. Ils ne constatent pas de différences lorsque l'IBF est située à 1 ou 2 cm de la cible.

En 2007, Compant-La-Fontaine [11] a réalisé une étude numérique similaire en se concentrant sur la machine AIRIX. L'IBF est du graphite pyrolytique dont le positionnement et son épaisseur résultent de compromis. En effet, la distance entre l'IBF et la cible ne doit pas être trop courte sinon l'énergie déposée par le faisceau sur l'IBF serait suffisante pour qu'elle émette des ions à son tour. Elle ne doit pas non plus être trop grande car le faisceau se propagerait sur une trop longue colonne d'ions. La distance d retenue dans cette étude est de 2,3 cm. Concernant l'épaisseur e , elle ne doit pas être trop grande au risque de faire dévier significativement les électrons du faisceau, mais suffisante pour stopper l'expansion des ions. L'énergie des protons au niveau de l'IBF est d'environ 300 keV et leur longueur de pénétration dans une feuille de carbone (qualifié de *range*) est d'environ 2 μm . Dans cette étude, l'auteur travaille donc avec des feuilles dont l'épaisseur vaut $e = 5$ ou 100 μm . La figure 3.9 donne l'évolution de la taille de la tache X à une position fixe en fonction du courant parcourant le solénoïde de focalisation pour différent cas. Le cas "sans IBF ni ions" est le cas idéal vers lequel il faut tendre. Le cas "no foil" montre l'effet délétère des ions. En comparant le cas à $I(B_{\text{foc}}) = 460$ A sans IBF et le cas $I(B_{\text{foc}}) = 470$ A avec IBF, une feuille de 100 μm d'épaisseur réduit de 30% le rayon de la tache X. Dans le cas d'une feuille d'épaisseur de $e = 5$ μm , les simulations montrent que la diffusion multiple introduit par la feuille ne fait pas

augmenter les dimensions de la tache électronique. De plus, les dimensions de la tache X sont quasiment les mêmes que le cas idéal (sans ions ni IBF).

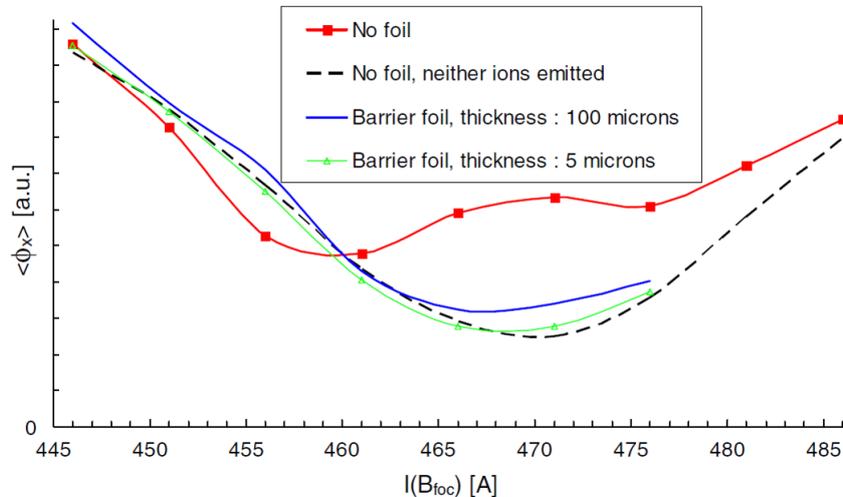


FIGURE 3.9 – Rayon de la tache X $\langle \Phi_x \rangle$ pour différentes configurations [11].

3.2.2 Étude expérimentale de l'influence d'une Feuille Barrière d'Ions

Une expérience a été tentée sur AIRIX qui semblait encourageante mais qui souffrait de trois handicaps majeurs [46] : Un barillet était utilisé en guise de porte-cible ce qui ne permettait pas d'étudier différentes positions de l'IBF par rapport à la cible. De plus, les feuilles minces utilisées (graphite pyrolytique de $100 \mu\text{m}$ d'épaisseur) étaient trop fragiles pour survivre aux opérations de montage, transport et mise en place du barillet. Également, la cible de conversion devait être placée perpendiculairement au faisceau, ce qui entraînait une pollution accrue de l'accélérateur par les débris. En conséquence, et au vu des performances atteintes par AIRIX sans IBF, l'étude n'a pas été poursuivie.

Malgré tout, plusieurs raisons nous ont mené à reprendre cette étude :

- Les expériences de propagation de faisceau dans un gaz à basse pression réalisées pendant la thèse de T. Lahens [7] montrent qu'il est primordial, dans l'hypothèse d'une installation de radiographie éclair multi-impulsion, de bloquer la propagation de la plume de plasma générée par la première impulsion vers l'amont de l'accélérateur, pour préserver les caractéristiques des impulsions suivantes.
- L'installation FEVAIR, n'ayant pas les mêmes contraintes qu'AIRIX ou EPURE, nous permet d'étudier plusieurs positionnements de l'IBF.
- Nous pouvons aussi y tester des IBF de faible épaisseur très fragiles.
- Nous travaillons avec des feuilles de graphite pyrolytique flexible qui sont beaucoup plus résistantes mécaniquement que celles utilisées sur AIRIX.

Nous avons donc réalisé une étude expérimentale sur FEVAIR en utilisant un porte-cible dédié et en observant la tache électronique sur une cible à l'aide du *Rayonnement de Transition Optique* (voir section 2.3.1 du chapitre 2). Nous avons fait varier l'épaisseur e de l'IBF ainsi

que sa distance d à la cible. Cette expérience nous permet à terme de dimensionner une IBF adaptée aux axes 1 et 3 d'EPURE même si elle a été réalisée sur un faisceau de plus basse énergie (3,4 MeV),

3.2.2.1 Dispositif expérimental

Pour cette étude, nous travaillons avec le faisceau d'électrons produit par l'injecteur FEVAIR. Ses caractéristiques sont données dans la figure 2.6. Le schéma du dispositif expérimental est donné dans la figure 3.10.

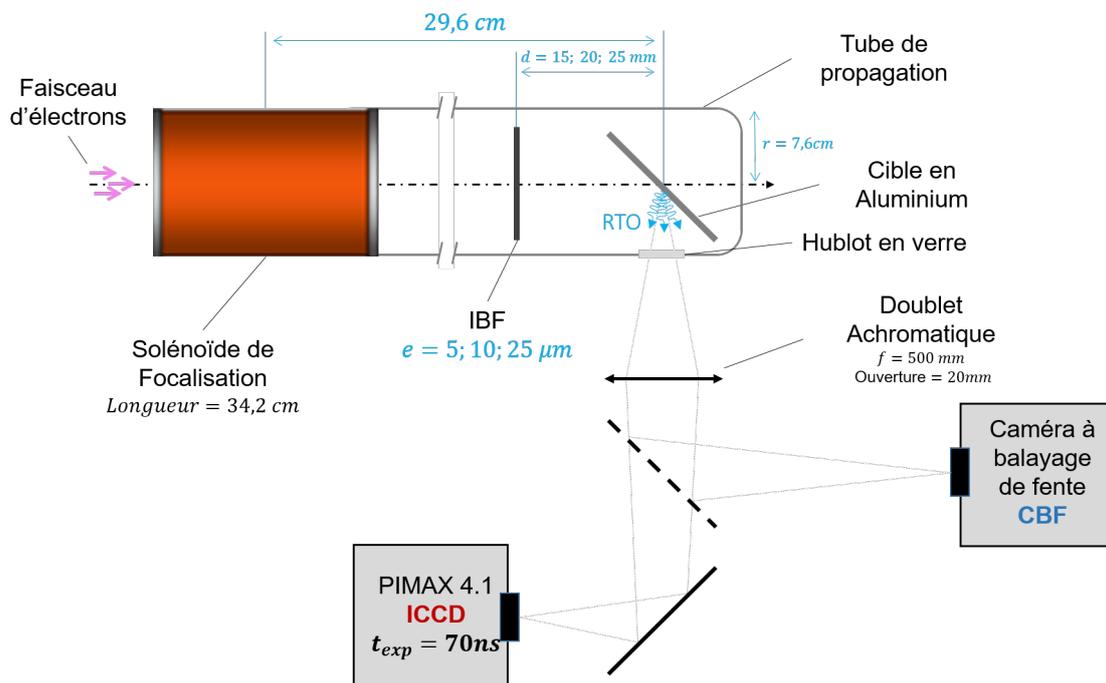


FIGURE 3.10 – Schéma du montage expérimental.

L'IBF

Le matériau retenu pour l'IBF est le graphite pyrolytique. Ce choix est motivé pour trois raisons. D'une part, il possède un numéro atomique faible. Il faut en effet minimiser l'augmentation de l'émittance par diffusion angulaire à sa traversée ce qui accroît la dimension de la tache électronique. D'autre part, ce matériau est conducteur ce qui permet d'éviter l'accumulation de la charge sur l'IBF et donc l'apparition d'un champ électrostatique pouvant perturber la propagation du faisceau. Enfin, ce matériau est peu propice à l'adsorption en surface de polluants (eau, hydrocarbures,...) limitant ainsi l'émission d'ions de l'IBF. Nous travaillons avec des feuilles de graphite pyrolytique cristallin (HOPG) d'épaisseur $e = 5$ ou $10 \mu\text{m}$ et une feuille de graphite pyrolytique flexible d'épaisseur $e = 25 \mu\text{m}$.

La cible en aluminium

Nous n'utilisons pas de cible en tantale puisque le nombre de tirs de faisceau d'électrons aurait été considérablement limité pour raison de radioprotection et de production de débris. A la place, nous utilisons une feuille mince en aluminium de $10\ \mu\text{m}$ d'épaisseur (l'émission d'ions est essentiellement produite à la surface, et la nature de la cible a une influence minime sur l'émission). Cette cible est orientée à 45° par rapport à l'axe de propagation du faisceau et elle est située 29,6 cm après le centre du solénoïde de focalisation. Si la cible en aluminium reste intègre durant son irradiation par le faisceau, elle émettra un rayonnement RTO (voir section 2.3 du chapitre 2). En effet, une condition pour que le processus d'émission RTO soit satisfaite est une interface plane entre le vide et l'aluminium. Lors de l'irradiation de la cible par le faisceau, de l'énergie est déposée dans la feuille, qui sera vaporisée. La surface de la cible ne reste pas intègre au cours de l'impulsion, dégradant le processus d'émission RTO. En revanche, si la température à la surface de la cible est suffisante, il y aura une émission lumineuse thermique. L'émission lumineuse produite par la cible en aluminium est récoltée à l'aide de deux caméras (voir la figure 3.10). La première est une caméra ICCD PIMAX 4 :1024f et la seconde est une caméra CBF. Leur principe est exposé dans la section 2.3.2 du chapitre 2. Pour les deux caméras, la résolution spatiale est de $35\ \mu\text{m}$, le champ d'observation de 4 mm et le grandissement optique de 3,9. Les caméras ne sont pas calibrées en intensité ; les échelles absolues sont arbitraires, mais la réponse des caméras est linéaire. Notons que, durant l'expérience, un filtre *Kodak Wratten # 58* [148] était placé devant la caméra ICCD. C'est un filtre passe bande de 505nm à 560nm (valeur à mi-hauteur).

Concernant le porte-cible, il permet de supporter à la fois l'IBF et la cible (voir figure 3.11). Il est conçu pour régler la distance de l'IBF par rapport à la cible (qui est fixe) entre $d = 5$ et $d = 45$ mm. Quelques tests à $d = 40$ mm ont révélé que la taille du foyer était déjà trop dégradée (augmentation de 80%, avec une IBF de $10\ \mu\text{m}$ d'épaisseur). La raison est que la diffusion multiple introduite par la feuille fait croître l'émittance du faisceau (voir section 1.1.3.3 du chapitre 1). Cette augmentation est d'autant plus importante que le rayon du faisceau en entrée de l'IBF est grand. En effet, selon l'équation (1.10), l'accroissement de l'émittance apportée par une dispersion angulaire donnée est d'autant plus grande que le rayon du faisceau est grand. Un faisceau moins focalisé sur l'IBF aura un accroissement d'émittance plus important (ce qui est le cas à $d = 40$ mm par rapport aux distances inférieures). L'émittance contribue à agrandir les dimensions de la tache électronique sur la cible, et cet effet est d'autant plus prononcé que la cible est éloignée de l'IBF. Pour la suite, nous limitons la variation entre $d = 15$ mm et $d = 25$ mm.

Réglage des solénoïdes d'extraction et de focalisation

A l'aide de plusieurs tirs de faisceau d'électrons, nous avons déterminé que les dimensions de la tache électronique sur la cible sont minimales lorsque les courants dans le solénoïde d'extraction et de focalisation sont respectivement $I_{\text{ext}} = 165$ A et $I_{\text{foc}} = 148$ A. Comme l'IBF est une feuille conductrice qui a un effet focalisant sur le faisceau (voir section 1.1.3.3 du chapitre 1), nous avons

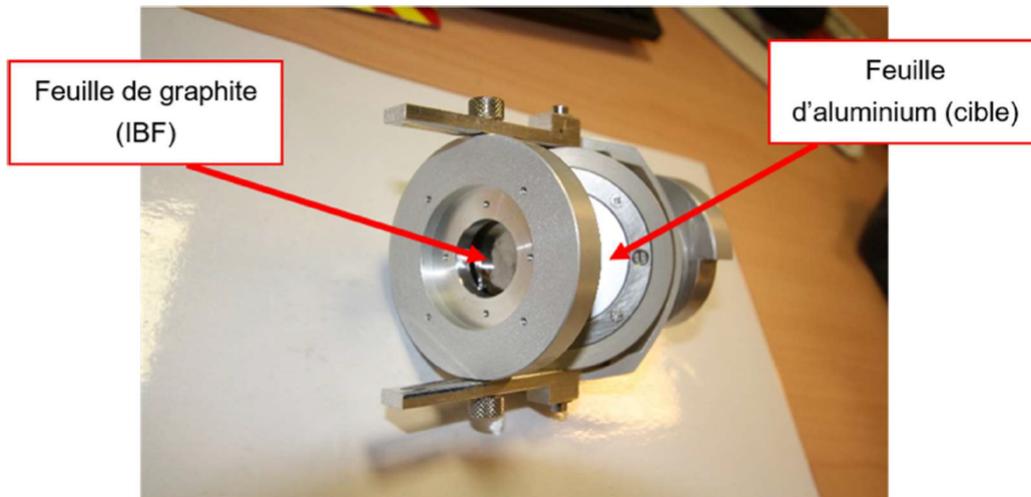


FIGURE 3.11 – Photographie du porte cible.

dû réduire l'intensité dans le solénoïde de focalisation à 146 A pour conserver la position de la tache électronique sur la cible lorsqu'une IBF est utilisée. Les cas expérimentaux présentés dans la suite sont donc réalisés avec cette dernière valeur de courant lorsque l'IBF est présente et à 148 A lorsqu'elle est absente.

3.2.2.2 Résultats

Camera ICCD, intégrée en temps

La figure 3.12 présente deux images brutes provenant de la camera ICCD. Chaque image a un temps d'exposition de 70 ns afin d'intégrer l'émission lumineuse sur toute la durée de l'impulsion électronique. La figure 3.12(a) est un cas où il n'y a pas la feuille IBF tandis que 3.12(b) présente un cas où une IBF avec $d = 20$ mm et $e = 5 \mu\text{m}$ est utilisée. L'échelle de couleur utilisée est la même sur les deux images. Les points brillants répartis uniformément correspondent à du bruit déposé par du rayonnement X dur qui atteint la caméra malgré le blindage au plomb qui la protège. Nous constatons que l'émission lumineuse produite par le faisceau sur la cible en aluminium est bien plus intense lorsque l'IBF est présente.

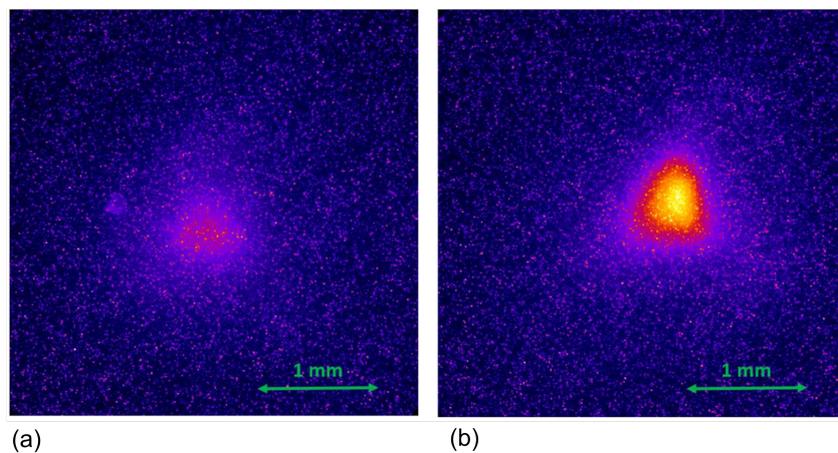


FIGURE 3.12 – Images brutes provenant de la caméra ICCD avec une durée d'exposition de 70ns. (a) Cas sans IBF (b) Cas avec une IBF de $d = 20$ mm et $e = 5 \mu\text{m}$.

La figure 3.13 indique le protocole du traitement appliqué aux images provenant de la caméra ICCD pour extraire un profil spatial de chaque tache. L'exemple de la figure 3.13 provient de l'image brute présentée dans la figure 3.12(b). L'image a une taille de 1024×1024 pixels. Tout d'abord, un filtre médian à 2 dimensions et de 5 pixels de côté est appliqué à toute l'image pour atténuer le bruit des X durs. Dans un second temps, un fond moyen est mesuré sur quatre zones carrées, situées dans les coins de l'image, de taille 100×100 pixels. Le fond est ensuite soustrait uniformément à toute l'image. Afin de comparer les configurations testées, nous avons mesuré l'intensité lumineuse du maximum ainsi que la largeur à mi-hauteur du signal. Pour cela, nous avons tracé le profil de chaque tache, moyenné sur 21 pixels autour du centroïde de l'image. Ce centroïde est calculé comme un barycentre pondéré par le contenu de chaque pixel.

La figure 3.14(a) montre des profils obtenus pour trois feuilles de graphite ayant des épaisseurs différentes, toutes installées à la distance $d = 15$ mm de la cible (la plus petite distance entre l'IBF et la cible étudiée). Un cas de référence sans IBF est aussi présenté. La figure 3.14(b) montre des profils obtenus pour les trois distances d avec une épaisseur $e = 5 \mu\text{m}$ constante. Dans les deux situations, nous constatons que l'émission lumineuse est la moins importante quand l'IBF n'est pas présente. L'intensité du pic central croît quand l'épaisseur de la feuille

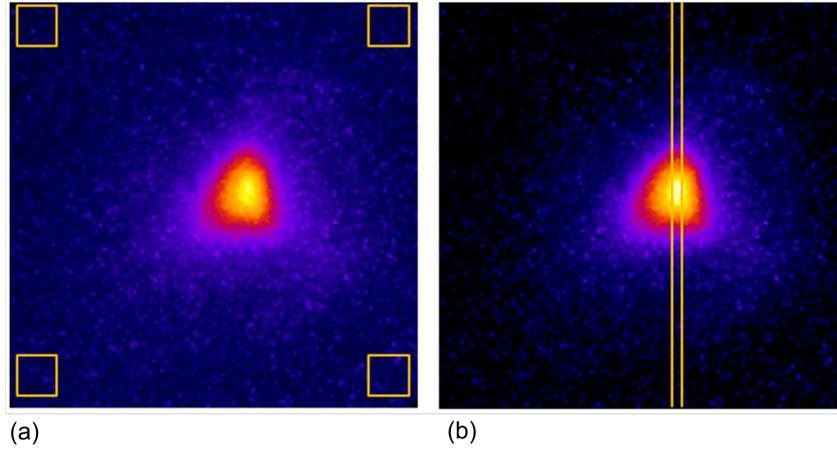


FIGURE 3.13 – **Protocole du traitement appliqué aux images provenant de la caméra ICCD.** (a) Image obtenue après application d'un filtre médian. Les carrés jaunes représentent les zones utilisées pour le calcul du fond moyen à soustraire. (b) Image après soustraction du fond uniforme. Le rectangle jaune représente la zone utilisée pour tracer le profil.

diminue pour une distance d fixe. Elle croît également quand la distance diminue à épaisseur e fixe. Ces observations sont assez contre-intuitives puisque nous nous attendions à recueillir la même intensité totale plus ou moins répartie sur la largeur en fonction de l'élargissement de la tache. Cette observation montre bien qu'il existe plusieurs processus d'émission lumineuse et que leur contribution n'est pas directement proportionnelle au nombre d'électrons. Comme nous le verrons dans la suite, le diagnostic balayé en temps permettra de distinguer ces différents processus.

La figure 3.14(c) et la figure 3.14(d) montrent respectivement la largeur à mi-hauteur et l'intensité maximale normalisée au cas sans IBF en fonction de la distance d pour différentes épaisseurs e d'IBF. Sur ces deux figures, la ligne noire représente la mesure du cas sans IBF. Le comportement est identique pour les trois épaisseurs étudiées. Pour une épaisseur donnée, l'émission lumineuse de la tache croît et sa largeur à mi-hauteur diminue lorsque la distance entre l'IBF et la cible diminue. C'est pour cette raison que nous n'étudions pas l'influence de l'IBF pour $d > 25$ mm. Au-delà de cette distance, les caractéristiques de la tache électronique sur la cible sont plus dégradées que sans IBF. Le meilleur cas est lorsque $e = 5 \mu\text{m}$ et $d = 15$ mm. La largeur à mi-hauteur FWHM est réduite de 30% et l'intensité maximale multiplié par 3,6 par rapport au cas sans IBF. En revanche, pour le cas le plus défavorable, la largeur à mi-hauteur a quasiment doublée et l'intensité maximale est plus faible que sans IBF.

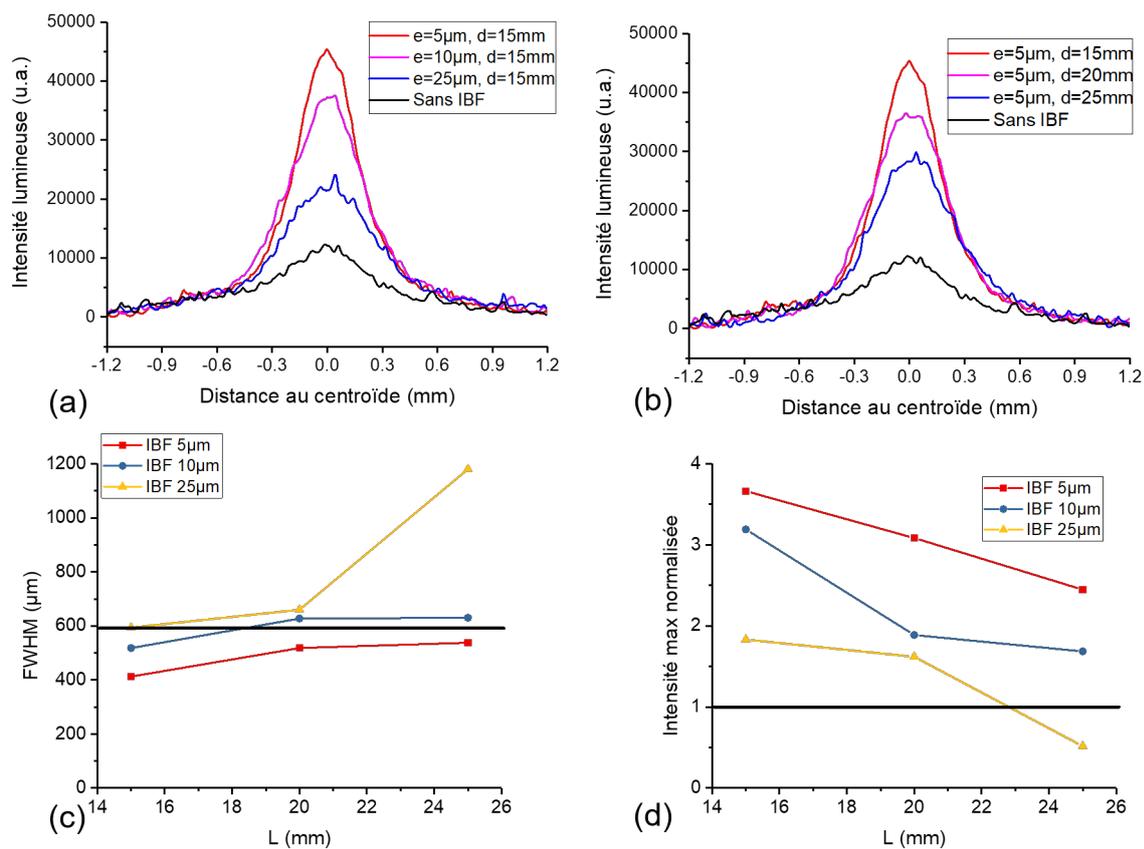


FIGURE 3.14 – **Résultats de plusieurs configurations.** (a et b) Profils spatiaux des images intégrées en temps avec et sans IBF. (a) Plusieurs épaisseurs e étudiées avec une distance $d = 15 \text{ mm}$ fixe. (b) Plusieurs distances d étudiées avec une épaisseur $e = 5 \mu\text{m}$ fixe. (c) Pleine largeur à mi-hauteur pour des profils spatiaux en fonction de la distance d . (d) Intensité maximale normalisée au cas sans IBF en fonction de la distance d . La ligne noire montre la mesure du cas sans IBF.

Image 1D balayée en temps (caméra CBF)

Étudions l'évolution de l'intensité lumineuse en fonction du temps pour diverses configurations à l'aide d'une caméra CBF. Nous imageons le diamètre vertical de la tache électronique au cours du temps puisqu'il est entièrement situé dans le plan objet de l'imagerie (au contraire de la direction horizontale qui est pour moitié derrière ce plan objet et pour moitié devant).

La figure 3.15 présente l'image produite par la caméra CBF lorsqu'il n'y a pas de feuille IBF. L'émission RTO montre que le faisceau est correctement focalisé sur les trente premières nanosecondes. Ensuite, elle s'éteint au centre de la tache et s'écarte considérablement sur les bords. Nous notons une largeur totale d'environ 3 mm à la fin de l'impulsion. Deux raisons peuvent expliquer l'extinction de l'émission RTO au centre. D'une part, elle peut être due à la vaporisation de la cible menant à une dégradation de la surface plane adaptée pour une telle émission. D'autre part, l'élargissement du faisceau au cours du temps réduit la quantité d'électrons susceptibles de produire du RTO au centre de l'image. L'élargissement de la tache est une signature de l'effet sur-focalisant des ions au cours du temps, et est responsable de l'émission RTO qui s'écarte de l'axe. Nous notons qu'une autre émission est présente au centre de la tache qui persiste bien après l'impulsion. Ce comportement montre que cette émission est de nature thermique provenant de la zone qui a été chauffée par le faisceau focalisé pendant la première partie de l'impulsion.

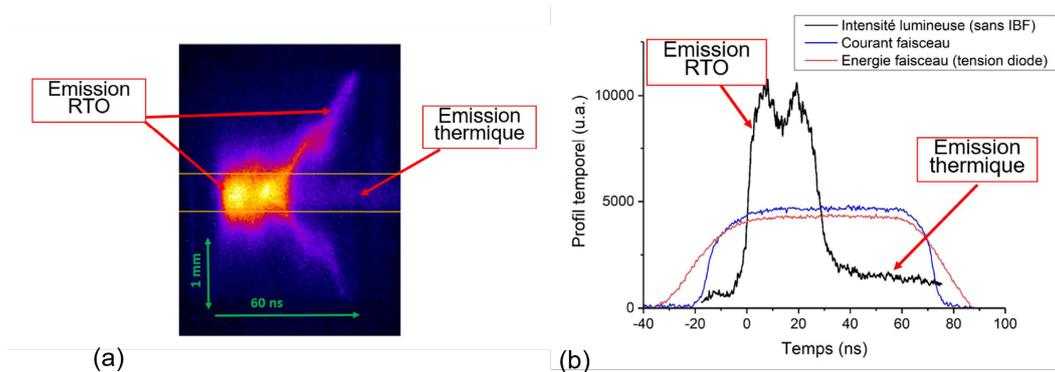


FIGURE 3.15 – **Résultat provenant de la caméra CBF dans le cas où il n'y a pas d'IBF.** (a) Image brute de la CBF. L'axe temporel est horizontal et le temps s'écoule de gauche à droite. L'axe spatial est vertical. Les deux traits jaunes délimitent la zone sur laquelle est extrait le profil temporel de ce tir. (b) Profils temporels de l'émission lumineuse, du courant et de l'énergie du faisceau.

Les figures 3.16(a)-(b)-(c) présentent plusieurs images provenant de la CBF. Il s'agit respectivement d'un cas sans IBF (3.16(a)), avec une IBF d'épaisseur $e = 25 \mu\text{m}$ (3.16(b)) et $e = 5 \mu\text{m}$ (3.16(c)), placée à $d = 20 \text{ mm}$ de la cible. Pour ces trois cas, le profil d'émission lumineuse en fonction du temps est donné dans la figure 3.16(d). Pour $e = 25 \mu\text{m}$, l'émission lumineuse est moins intense et plus large que sans IBF au début de l'impulsion (voir figure 3.16(b) et courbe bleue de 3.16(d)). La raison est l'augmentation d'émittance créée par diffusion angulaire lors de la traversée de la feuille. Au début de l'impulsion, le cas $5 \mu\text{m}$ est plus intense que sans feuille indiquant que le faisceau est plus focalisé. Cela peut être dû soit au fait que pour le tir de réf-

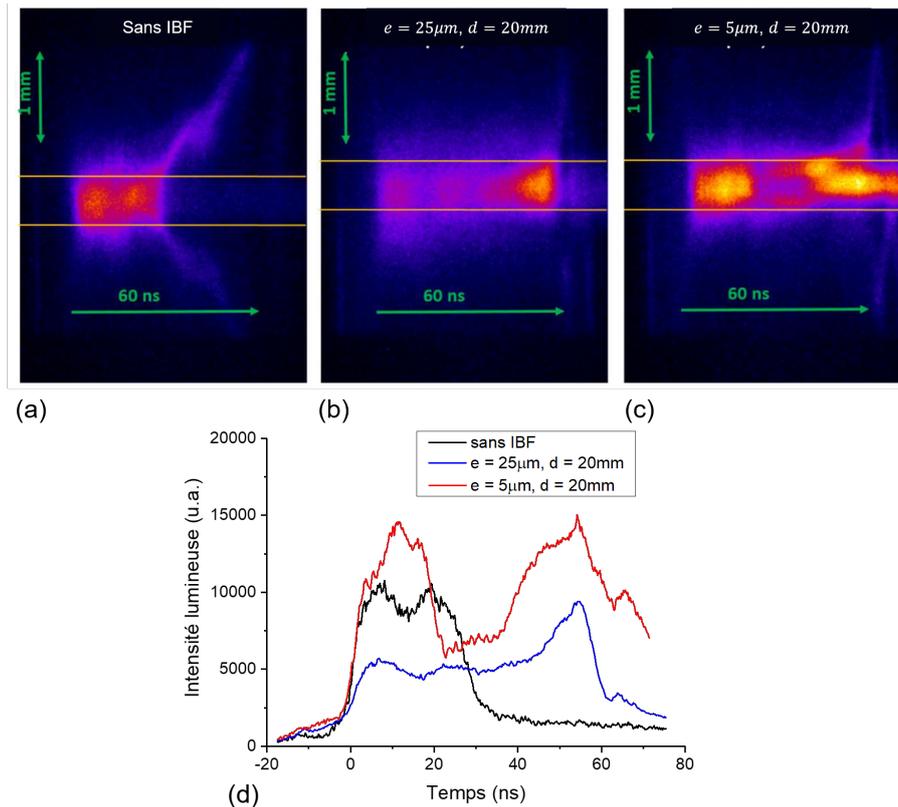


FIGURE 3.16 – Images provenant de la camera CBF pour plusieurs configurations de feuilles. (a,b,c) Images brutes. (d) Profil temporel de l'émission lumineuse pour les trois cas. L'intensité lumineuse est moyennée entre les deux traits jaunes présents sur les images des trois cas respectifs. Ce profil est issu des zones délimitées par les deux lignes jaunes sur chaque image correspondante.

rence le courant de focalisation n'était peut-être pas complètement optimum (notre incertitude de réglage était de 1 A), soit à l'effet focalisant de l'IBF en tant que feuille conductrice. Au milieu de l'impulsion, l'intensité lumineuse décroît fortement pour le cas sans IBF et pour le cas $e = 5\mu\text{m}$. Pour ces deux configurations, le faisceau est initialement très focalisé sur la cible ce qui détériorerait la surface de celle-ci expliquant la diminution de l'émission RTO. Nous ne notons pas d'élargissement RTO pour le cas $e = 5\mu\text{m}$ contrairement à la situation où il n'y a pas d'IBF. A la fin de l'impulsion, nous observons une émission thermique croissante pour les deux cas où l'IBF est présente. La cible chauffe au centre pendant toute la durée du plateau de courant ce qui montre que le faisceau électrons reste focalisé pendant cette durée. Ce n'est pas le cas lorsqu'il n'y a pas d'IBF puisque l'émission thermique décroît dès la deuxième moitié de l'impulsion.

3.2.2.3 Élévation de la température de l'IBF et de la cible

Nous venons de voir que l'emploi d'une IBF permet de "conserver" la focalisation du faisceau pendant toute sa durée. Ceci semble indiquer que les feuilles minces testées sont efficaces pour bloquer les ions de la cible, et qu'elles-mêmes n'émettent pas d'ions en quantité suffisante pour dégrader significativement le transport du faisceau d'électrons. Afin de vérifier cette hypothèse, nous quantifions l'élévation de la température de l'IBF et de la cible lorsque le faisceau les traverse. Pour cela, nous utilisons le code PIC/MCC LSP.

La géométrie du système à simuler est axisymétrique 2D en coordonnées cylindriques (\vec{e}_r, \vec{e}_z) . Le tube de propagation dans lequel le faisceau se propage est creux et a un rayon de 7,6 cm. Ses parois sont des conducteurs parfaits. Nous simulons la propagation du faisceau d'électrons de la côte $z = 2$ m (échelle identique que dans la figure 2.8) à la cible $z = 2,921$ m. Il est focalisé par le *solénoïde de focalisation* (voir figure 2.8 du chapitre 2) parcourue par 146 A et dont le centre est positionné à la côte $z = 2,625$ m. Les mailles sont des carrés de 0,025 cm de côté. Nous simulons le demi-espace $r > 0$ entre $z = 2$ m et $z = 2,921$ m. Les conditions aux frontières sont respectivement un *outlet* en $z = 2$ m (voir section 2.4.2 du chapitre 2) et une paroi parfaitement conductrice en $z = 2,921$ m (la cible). L'élévation de la température de la cible (en aluminium) et de l'IBF (en graphite) est relevée à l'aide du compilateur *KELVIN_DEPOSITION*. Celui-ci calcule la température à la surface de l'*objet* à partir de l'énergie perdue par les électrons du faisceau lors de leur traversée (via des tables de pertes d'énergie tabulées [134]) et de la capacité thermique massique du matériau considéré².

Le faisceau d'électrons a une énergie de 3,4 MeV et un courant de 1,88 kA. Son profil temporel est donné dans la figure 2.21 du chapitre 2. Pour avoir une bonne idée de l'élévation de la température sur les deux éléments, nous devons focaliser le faisceau d'électrons sur la cible avec un rayon de l'ordre de 600 μm . Un premier calcul réalisé avec Trajenv nous permet d'avoir une idée sur le rayon d'enveloppe (≈ 5 cm) et la pente ($\approx -5,9$ mrad) à renseigner en entrée de l'espace de simulation. Nous ajustons ensuite ces paramètres sur LSP pour avoir un foyer proche de 600 μm sur la cible lorsqu'elle n'émet pas d'ions. Durant l'élaboration du cas LSP, nous avons constaté que l'émittance du faisceau augmente lors sa focalisation par le solénoïde, rendant impossible l'obtention d'un foyer de ≈ 600 μm . Par manque de temps, nous n'avons pas pu étudier en détail ce phénomène qui n'a pas été rencontré dans les autres simulations présentées dans la thèse. Nous ne pensons pas que cela soit dû au champ magnétique du solénoïde calculé dans l'espace de simulation. La carte de champ a été obtenue via un développement limité à l'ordre 1 (la composante radiale est linéaire sur le rayon). Nous soupçonnons en revanche que cela soit dû à la variation importante du rayon du faisceau (≈ 5 cm $\rightarrow \approx 1$ mm sur 40 cm) dans le volume du solénoïde (de rayon 7,6 cm). Nous devons donc également ajuster le paramètre de l'émittance du faisceau pour obtenir un foyer raisonnablement bon sur la cible. Ainsi, nous

2. Concrètement, nous renseignons respectivement dans le *medium* de l'IBF et de la cible les caractéristiques du graphite et de l'aluminium. Nous choisissons également la *method 1* dans les deux *medium*. Celle-ci traite le transport des électrons à l'aide de la théorie de diffusion multiple de Molière (voir section 1.1.3.3 du chapitre 1) et des tables de pertes d'énergie tabulées [134].

injectons un faisceau d'électrons de rayon d'enveloppe 5 cm avec une pente de $-5,88$ mrad et une émittance de Lapostolle normalisée de 530 mm.mrad. Son foyer est de $840 \mu\text{m}$ sur la cible (voir figure 3.17(a)). La figure 3.17(b) illustre le fait que l'émittance croît au cours de sa propagation. Sa valeur est de ≈ 800 mm.mrad au niveau de la cible.

Les caractéristiques globales (énergie et courant) et les dimensions du foyer sont finalement proches des valeurs expérimentales. Nous pouvons étudier l'élévation de la température de manière qualitative.

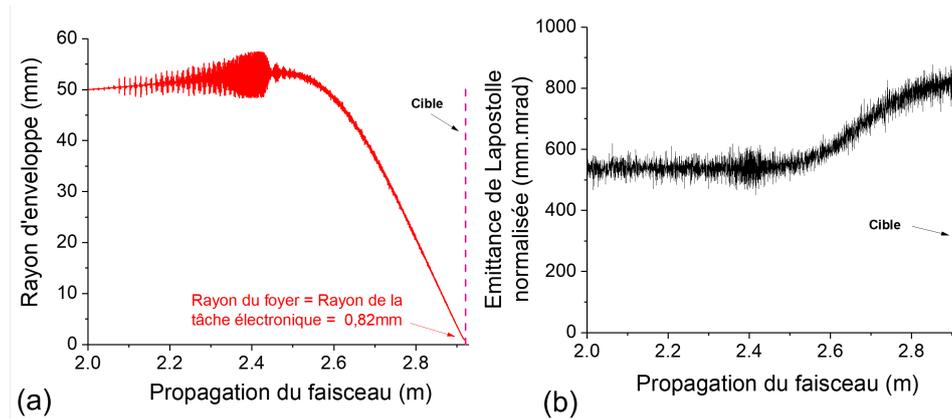


FIGURE 3.17 – **Simulation LSP de la propagation du faisceau d'électrons sans émission d'ions de la cible et sans IBF.** (a) Rayon d'enveloppe du faisceau à 60 ns après le début du plateau de courant. (b) Emission de Lapostolle normalisée à 60 ns après le début du plateau de courant.

Lorsque la cible est irradiée par le faisceau, sa température augmente. Sur LSP, elle a une température initiale de 300 K. Dès lors qu'elle atteint 700 K, elle émet un faisceau de protons dans le régime de Child-Langmuir. La figure 3.18 présente les résultats de la simulation LSP lorsque ce modèle d'émission d'ions est ajouté. Le foyer du faisceau d'électrons a reculé de 2 cm à cause de cette émission (courbe bleu de la figure 3.18(a)). La densité de protons étant légèrement plus faible que celle du faisceau d'électrons, ce dernier est partiellement neutralisé en charge le faisant sur-focaliser. Cependant, le rayon du foyer déplacé augmente par rapport au cas sans ions et, ce, malgré le pouvoir focalisant de la charge ionique. Ceci est dû à l'augmentation d'émittance qui se produit lors du passage du faisceau d'électrons dans le nuage de protons (voir figure 3.18(b)). La température maximale de la cible dépasse 1600 K à la fin du plateau de courant.

La figure 3.19 présente les résultats de la simulation lorsqu'une IBF est ajoutée à $d = 15$ mm avant la cible. Son épaisseur est de $e = 25 \mu\text{m}^3$. L'expansion des ions est stoppée par l'IBF. La tache électronique sur l'IBF est de 2,58 mm. Sur la cible, la tache est beaucoup plus petite que dans le cas précédent. Celle-ci a un rayon de 1,36 mm et le foyer du faisceau n'a reculé que de $\approx 0,5$ cm grâce à l'effet de l'IBF. En conséquence, la cible chauffe significativement plus que lorsque l'IBF n'est pas présente. En effet, le volume occupé par les ions ne s'étend que sur 15 mm sur l'axe de propagation du faisceau ce qui implique que l'effet sur-focalisant sur le faisceau

3. La feuille est déclarée par le même principe que celui présenté dans la figure 2.20

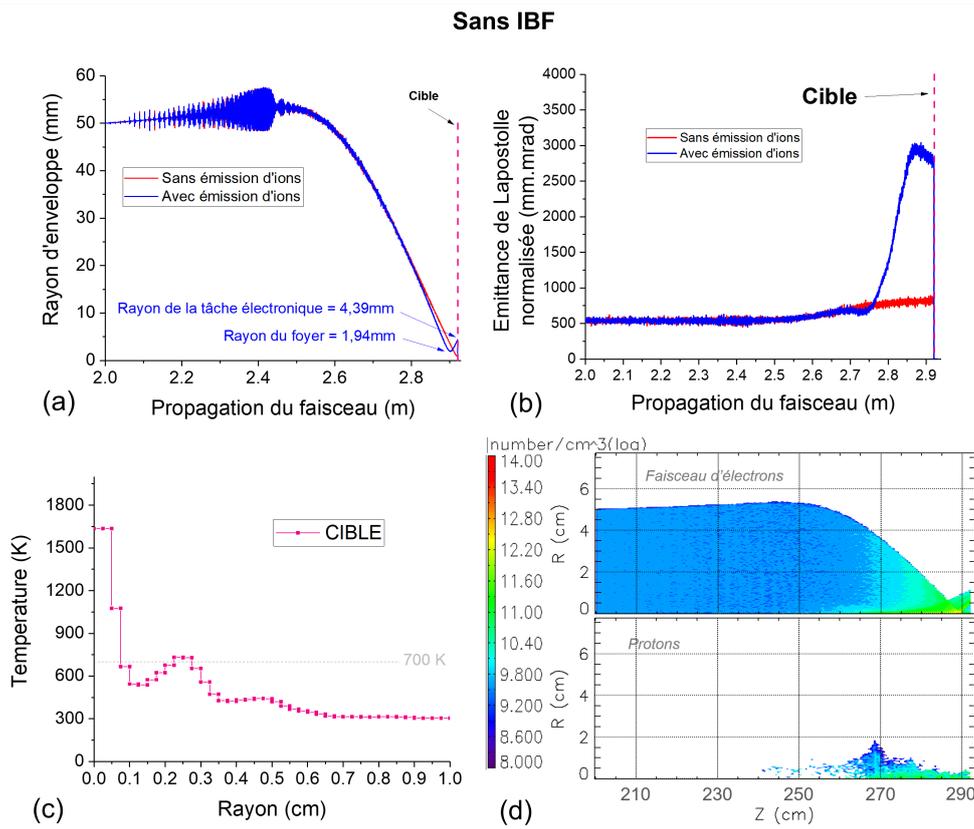


FIGURE 3.18 – Simulation LSP de la propagation du faisceau d'électrons avec émission d'ions de la cible et sans IBF. La cible est un *objet* conducteur qui émet des protons dans le régime de Child-Langmuir après une élévation de température de 400 K. (a) Rayon d'enveloppe du faisceau 60 ns après le début du plateau de courant. (b) Emittance de Lapostolle normalisée 60 ns après le début du plateau de courant. (c) Température de la cible en fonction du rayon 60 ns après le début du plateau de courant. (d) Densité des particules 60 ns après le début du plateau de courant.

est réduit. La température maximale de la cible est proche de 6000 K. La température de l'IBF dépasse le seuil d'émission de 700 K. En effet, elle atteint au maximum ≈ 1600 K et elle dépasse le seuil de 700 K sur un rayon de 0,25 cm. Nous constatons que la présence de cette IBF et des ions sur 15 mm contribue à faire augmenter l'émittance de Lapostolle normalisée à 1300 mm.mrad ce qui est environ 2 fois inférieur à la valeur atteinte après la traversée du long nuage ionique lorsque l'IBF n'est pas présente. Sa présence a donc un effet notable sur la qualité du faisceau.

Les figures 3.20(a)–(e) présentent la comparaison entre deux situations où une IBF d'épaisseur $5 \mu\text{m}$ est placée à 15 mm et 25 mm. Dans la situation où l'IBF est à 25 mm de la cible, sa température est moins élevée que lorsqu'elle est positionnée à $d = 15$ mm. Elle dépasse quand même le seuil critique d'émission de 700 K entre $r = 0,275$ cm et $r = 0,375$ cm. Sur cette configuration, le faisceau est moins concentré sur l'IBF (son rayon d'enveloppe est de 4,18 mm) ce qui mène à une température plus faible. Cependant, nous constatons trois inconvénients à positionner l'IBF à 25 mm plutôt qu'à 15 mm. D'une part, elle fera accroître l'émittance du faisceau d'autant plus qu'elle est éloignée de la cible du fait que le faisceau est moins focalisé à cette côte (voir

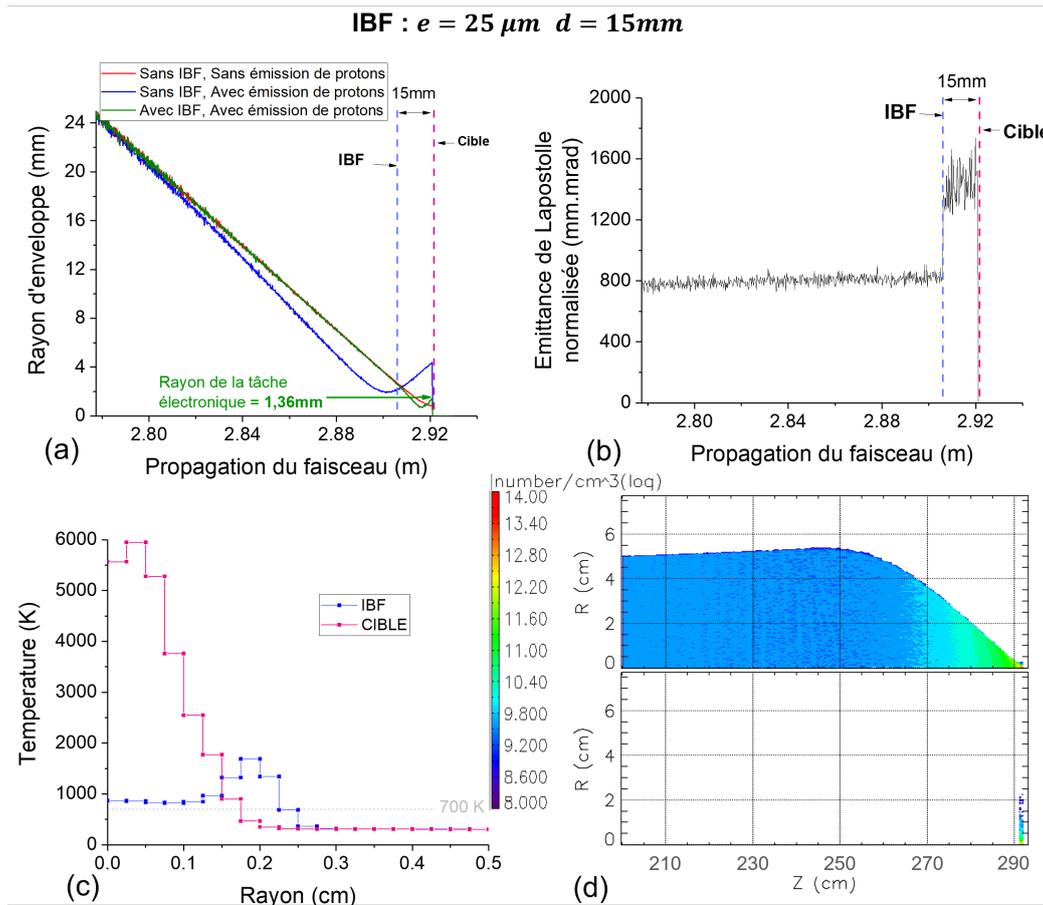


FIGURE 3.19 – Simulation LSP de la propagation du faisceau d'électrons avec émission d'ions de la cible et IBF. L'IBF est située 15 mm avant la cible et a une épaisseur de $25 \mu\text{m}$. La cible est un *objet* conducteur qui émet des protons dans le régime de Child Langmuir après une élévation de température de 400 K. (a) Rayon d'enveloppe du faisceau 60 ns après le début du plateau de courant. (b) Emittance de Lapostolle normalisée 60 ns après le début du plateau de courant. (c) Température de la cible en fonction du rayon 60 ns après le début du plateau de courant. (d) Densité des particules 60 ns après le début du plateau de courant.

équation (1.10)). D'autre part, une IBF plus éloignée contraindra le faisceau à se propager dans un volume d'ions plus important ce qui est source d'augmentation supplémentaire d'émittance. Enfin, l'effet de la sur-focalisation introduit par les ions se produira plus tôt dans la propagation et donc mènera à des dimensions de la tache électronique sur la cible plus grande. Dans la figure 3.20(e), son rayon sur la cible a 1 mm de plus que lorsque l'IBF est à 15 mm. Ces deux situations montrent bien le compromis que nous avons quant au positionnement de l'IBF par rapport à la cible. Une IBF suffisamment éloignée de la cible est moins susceptible d'émettre des ions mais entraîne une dégradation du faisceau et de sa tache électronique sur la cible par l'augmentation de l'émittance. Nous avons observé expérimentalement que 15 mm semble donner les meilleurs résultats sur la taille et la stabilité du foyer électronique, même si les simulations LSP indiquent que le seuil d'émission à 700 K est largement dépassé. Cela pourrait s'expliquer par la faible densité de polluants adsorbés en surface du graphite pyrolytique.

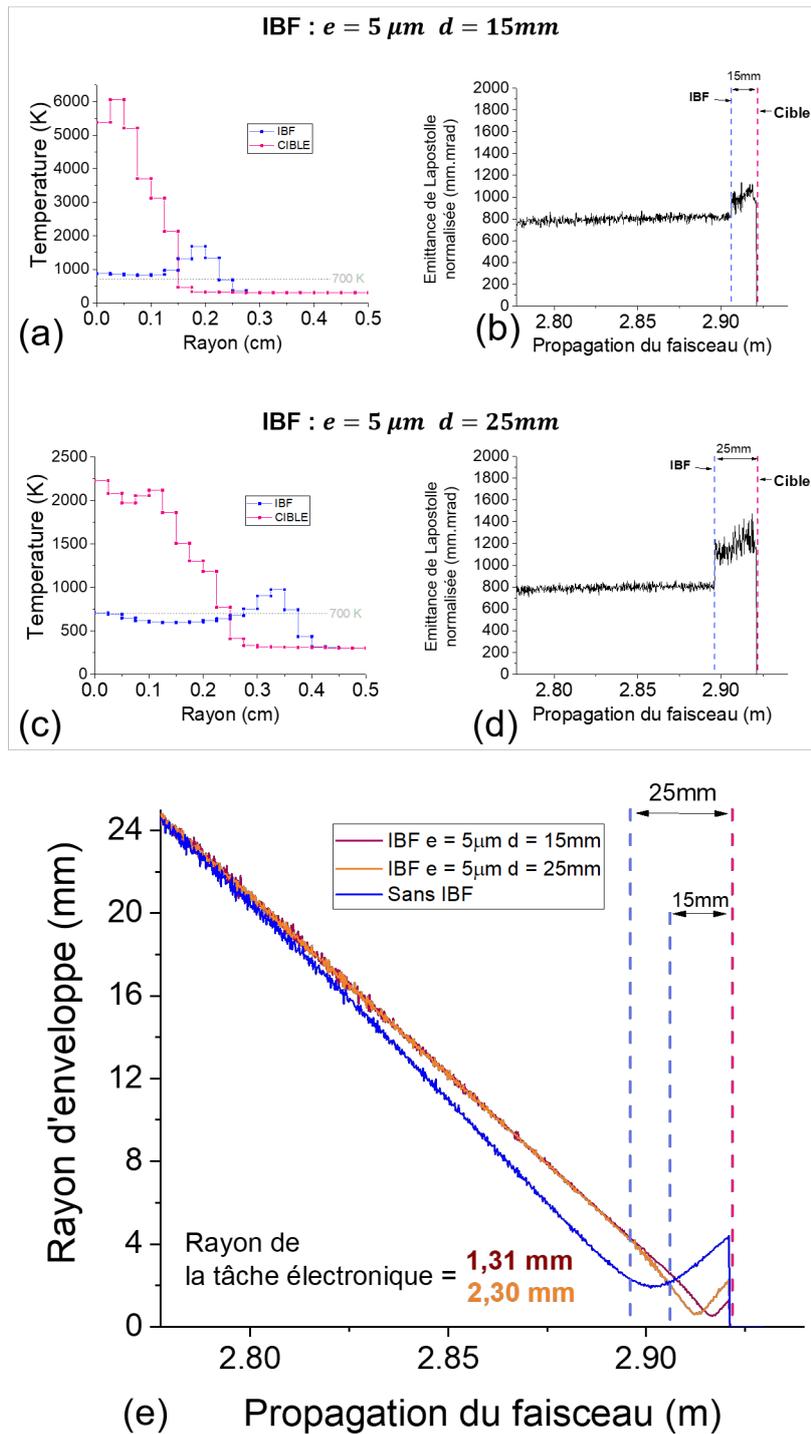


FIGURE 3.20 – Simulation LSP de la propagation du faisceau d’électrons avec émission d’ions de la cible et une IBF présente à deux positions. (a et b) L’IBF est située 15 mm ou 25 mm avant la cible et a une épaisseur de $5 \mu\text{m}$. La cible est un *objet* conducteur qui émet des protons dans le régime de Child-Langmuir après une élévation de température de 400 K. (c et d) L’IBF est située 25 mm avant la cible et a une épaisseur de $5 \mu\text{m}$. La cible est un *objet* conducteur qui émet des protons dans le régime de Child-Langmuir après une élévation de température de 400 K. (e) Rayon d’enveloppe du faisceau selon les deux situations. Le cas sans IBF est aussi représenté pour comparaison.

3.2.3 Conclusion et dimensionnement sur EPURE

La Feuille Barrière d'Ions (ou IBF) est une fine feuille conductrice permettant de bloquer l'expansion des ions de la cible de conversion et limiter la dégradation de la tache électronique sur celle-ci. Nous avons réalisé une expérience sur l'injecteur FEVAIR afin d'étudier l'influence d'une IBF en graphite pyrolytique sur les dimensions de la tache électronique sur une cible en aluminium. Nous avons observé expérimentalement que le faisceau était correctement focalisé sur la cible seulement durant la première moitié du plateau lorsque l'IBF est absente. Au contraire, l'emploi d'un tel objet (distant de la cible entre 15 et 25 mm) permet d'obtenir un foyer stationnaire sur la cible durant toute la durée du plateau de courant. Son épaisseur e et sa distance à la cible d doivent être limitées autant que possible à cause de l'accroissement d'émittance dû à la diffusion angulaire provoquée par les collisions dans l'IBF. Cependant, la distance d ne doit pas être trop faible au risque de présenter un faisceau trop focalisé sur l'IBF qui émettrait des ions. Dans notre expérience, les meilleurs résultats ont été obtenus avec l'IBF la plus fine ($e = 5 \mu\text{m}$) à la position la plus proche de la cible qu'il nous a été possible de tester ($d = 15 \text{ mm}$). A cette position, l'émission d'ions de l'IBF est soit absente ou bien n'influence pas significativement la propagation du faisceau. L'utilisation d'une telle feuille serait a priori intéressante sur EPURE pour améliorer la source X. Cependant, l'emploi d'une IBF avec ces caractéristiques serait difficile sur EPURE du fait de sa fragilité. Nous avons observé expérimentalement qu'une épaisseur de feuille de $25 \mu\text{m}$ n'est pas optimale mais reste avantageuse par rapport à ne pas utiliser d'IBF. Les simulations LSP ont montré que le seuil de température d'émission d'ions théorique ($\Delta T = 400 \text{ K}$) est dépassé lorsqu'une telle IBF est placée à une distance de 15 mm de la cible. Le modèle de simulation pourrait être amélioré, notamment en prenant en compte la faible adsorption d'impureté de surface du graphite. Ceci permettrait de comparer quantitativement l'émission d'ions de la cible en aluminium et de l'IBF.

Comme énoncé dans le début de cette sous-section, un barillet porte-cible est présent sur EPURE. Il permet de remplacer les cibles en tantale sans remettre l'installation à la pression atmosphérique et donc de réaliser successivement plusieurs tirs de faisceau d'électrons. La surface amont du barillet se situe 15 mm en amont du centre de la cible de conversion, ce qui est la distance optimale testée lors de l'expérimentation. Une feuille de $25 \mu\text{m}$ en graphite pyrolytique flexible pourrait donc être placée devant chaque cible du barillet des axes 1 et 3 d'EPURE. Nous pouvons évaluer si ses caractéristiques sont toujours avantageuses pour un tel faisceau (19,2 MeV, 2 kA, $\approx 60 \text{ ns}$). Pour des électrons de 19,2 MeV, le pouvoir d'arrêt collisionnel du graphite est à peine 10% plus élevé qu'à 3,4 MeV [149], nous ne nous attendons donc pas à provoquer d'émission ionique significativement plus importante depuis l'IBF.

A l'aide du modèle de Molière, nous évaluons, dans les deux cas, la largeur de la distribution angulaire $\sqrt{\langle \theta^2 \rangle_{\text{foil}}}$ introduite par la feuille de graphite en première approximation. Au niveau de l'IBF, le faisceau de 3,4 MeV a un rayon d'enveloppe de $x_0 = y_0 = 3,3 \text{ cm}$ (soit un rayon RMS $\approx 2,3 \text{ cm}$). La largeur de la distribution est donc $\sqrt{\langle \theta^2 \rangle_{\text{foil}}} = 1,88^\circ$. Pour un faisceau de 19,2 MeV avec le même rayon d'enveloppe au niveau de l'IBF, la largeur est de $\sqrt{\langle \theta^2 \rangle_{\text{foil}}} = 0,36^\circ$.

En réalité, c'est le terme $\gamma\beta\sqrt{\langle\theta^2\rangle_{\text{foil}}}$ qui intervient pour évaluer la contribution de la feuille dans l'augmentation de l'émittance normalisée. Ce terme vaut respectivement $14,26^\circ$ et $13,88^\circ$ pour un faisceau de $3,4\text{ MeV}$ et $19,2\text{ MeV}$. Au final, ces calculs indiquent que pour la même épaisseur d'IBF, la distribution angulaire introduite par la feuille attendu est très similaire à $3,4$ et $19,2\text{ MeV}$, et on s'attend à retrouver sur EPURE un avantage à l'utilisation d'une IBF similaire à celui observé sur FEVAIR.

Chapitre 4

Étude de la propagation d'un faisceau d'électrons de radiographie éclair dans un plasma préformé

Dans ce chapitre, nous réalisons une étude expérimentale et numérique sur l'interaction entre le faisceau intense d'électrons relativistes de FEVAIR (3,4 MeV, 1,9 kA, 60 ns, $\epsilon_{x(g)n} = \epsilon_{y(g)n} = 800 \text{ mm.mrad}$) et un plasma *préformé*. Le qualificatif *préformé* indique qu'il est généré avant que le faisceau l'atteigne via un système indépendant de ce dernier. Deux raisons nous motivent à réaliser cette étude. D'une part, des plasmas sous-denses ($n_e < n_b$) sont théoriquement moins soumis à des effets d'aberrations chromatiques que des solénoïdes (voir section 1.1.4.1 du chapitre 1). Une lentille plasma pourrait être une alternative intéressante pour focaliser le faisceau sur la cible de conversion. D'autre part, aucune étude expérimentale basée sur la propagation d'un faisceau dans un plasma ou dans un gaz n'a été réalisée à notre connaissance avec une machine de type *accélérateurs de faisceaux d'électrons* (voir section 1.2.2 du chapitre 1). L'expérimentation et l'analyse numérique à venir dans ce chapitre sont donc un point de départ pour une étude ultérieure de faisabilité d'une lentille plasma.

Une étude numérique a été publiée en 2003 par A. G. Sgro et T. J. T. Kwan [150] sur la propagation d'un faisceau dont les caractéristiques sont proches de celles de FEVAIR dans un plasma. Les simulations ont été effectuées à l'aide du code PIC *Merlin* [147]. L'objectif était d'étudier la propagation d'un tel faisceau dans un plasma généré par une cible chauffée par de précédents faisceaux. Présentons brièvement ces simulations. Les caractéristiques du faisceau d'électrons sont 5,5 MeV, 3,8 kA ($n_b = 2,52 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$) avec un rayon et un angle d'enveloppe initial de 1 mm et 0 rad. Le plasma est supposé complètement ionisé et les collisions sont négligées. Parmi les cas étudiés, nous en présentons deux où la densité électronique du plasma (n_e) est uniforme : un cas sous-dense ($n_b/n_e = 4$) et un cas sur-dense ($n_b/n_e = 1/4$). Lorsque le plasma est sous-dense ($n_b/n_e = 4$), le champ électrique du faisceau expulse les électrons du plasma laissant le faisceau se propager dans une colonne d'ions positifs. Ces derniers confinent le faisceau permettant

de se propager sans diverger. Ce régime est le ion-focused-regime (IFR) très bien décrit par H. L. Buchanan [151]. Dans le cas sur-dense ($n_b/n_e = 1/4$), le faisceau est totalement neutralisé en charge et en courant ce qui lui permet de se propager en trajectoire balistique. Les auteurs observent que le faisceau se propage dans le plasma sans subir de perturbation significative sur les premiers 5 cm, puis son rayon diverge à cause de l'instabilité à *deux faisceaux* [42].

Il est également important d'évoquer les travaux de T. Lahens qui a réalisé une expérience de propagation d'un faisceau d'électrons dans un plasma d'hélium sur FEVAIR (3,4 MeV, 1,9 kA, 60 ns) durant sa thèse au CEA CESTA entre 2016 et 2019 [7]. Le plasma a été généré via un système de décharge luminescente continue sous une pression de gaz de 5×10^{-2} mbar sur une longueur de 50 cm. La densité électronique a été mesurée à 10^9 cm^{-3} à l'aide d'un interféromètre micro-ondes. Il n'y a pas eu de différences significatives sur les caractéristiques du faisceau après avoir traversé ce plasma et le gaz seul sous la même pression. En effet, le degré d'ionisation du plasma n'était pas assez élevé pour que l'ionisation du gaz par le faisceau soit négligeable.

L'objectif de notre étude est de faire propager le faisceau d'électrons produit par l'installation FEVAIR dans un plasma ayant un degré d'ionisation suffisamment élevé tel que le gaz seul n'ait peu d'influence sur le transport du faisceau. Nous devons concevoir une chambre d'interaction pouvant accueillir du gaz et un système capable d'amorcer un plasma dans ce même gaz. Cette chambre doit être installée dans la ligne de propagation de FEVAIR sans qu'elle détruise l'intégrité du faisceau lorsque qu'elle est vide. Une fois la chambre d'interaction installée, nous souhaitons, d'une part, observer et caractériser la modification du transport du faisceau en fonction du milieu traversé (gaz ou plasma) et, d'autre part, étudier l'évolution temporelle du transport durant la durée du faisceau. Une étude numérique via le code PIC/MCC *LSP* permettra de compléter et d'interpréter les données.

Ce chapitre est divisé en quatre parties. Tout d'abord, nous justifions les conditions pertinentes de pression, de densité électronique et des dimensions du plasma pour réaliser cette étude d'interaction. Ensuite, nous présentons la chambre d'interaction et l'agencement des diagnostics pour caractériser le faisceau d'électrons dans celle-ci. Par la suite, nous présentons le système permettant de générer le plasma dans la chambre d'interaction et les diagnostics pour le caractériser. Des mesures dans un environnement considéré comme *optimal* seront présentées. A noter qu'elles ont été réalisées après la campagne expérimentale sur l'interaction entre le faisceau et le plasma. La raison est que ce dernier n'a pu être autant caractérisé à ce moment-là par manque de temps. Enfin, avant de conclure, nous présenterons et interpréterons les résultats expérimentaux et numériques de cette campagne expérimentale.

4.1 Caractéristiques pertinentes du plasma

Nous travaillerons avec un plasma d'hélium pour cette expérimentation. D'une part, l'hélium est un gaz relativement peu cher et inerte. D'autre part, la simulation sur *LSP* est rendue plus simple par rapport à d'autres gaz de numéro atomique plus élevé. En effet, nous n'avons pas à

nous occuper de la chimie de l'hélium, ce qui ne serait pas le cas d'un gaz polyatomique comme l'air par exemple (proportion des différents éléments, gestion des espèces ionisés, ...). De plus, le mécanisme d'ionisation est pris en compte et est plus facile à traiter dans le cas de l'hélium grâce à l'emploi de tables de section efficaces en couche K uniquement.

Sachant que le faisceau aura un rayon initial de l'ordre du centimètre ($r_b(0) \approx 1$ cm) à l'entrée de la chambre d'interaction, le rayon du plasma devra être au moins deux fois plus grand ($\approx 2r_b(0) - 3r_b(0)$) pour qu'il englobe tout le faisceau. Sa longueur devra être au moins d'une dizaine de centimètres ($\approx 10r_b(0) - 20r_b(0)$) pour étudier suffisamment la propagation du faisceau dans celui-ci. Une longueur de 50 cm serait trop élevée car le faisceau risque d'impacter les parois de la chambre d'interaction au cours de sa propagation, comme dans le cas de l'expérimentation de T. Lahens [7], ce qui avait une influence sur sa propagation.

Maintenant que nous avons déterminé l'ordre de grandeur des dimensions physiques du plasma, attardons-nous sur ses autres caractéristiques. Dans un premier temps, nous déterminons un intervalle intéressant de densité électronique pour cette étude à l'aide d'une description de la réponse collective du plasma. Dans un second temps, nous déterminons la pression maximale du gaz dans lequel le plasma est généré en étudiant les collisions entre les électrons du faisceau et les éléments neutres.

Densité électronique

Lorsque le faisceau d'électrons pénètre dans un plasma, ce dernier se réarrange à cause du champ électromagnétique du faisceau. La réponse collective du plasma (écranant partiellement ou totalement la charge d'espace et le courant du faisceau) peut être décrite par une approche paraxiale via les facteurs de neutralisation en charge et en courant (voir section 1.1.3.2 du chapitre 1). Cette description est suffisante pour déterminer les ordres de grandeurs limites de la densité électronique. De plus, ce travail nous permettra de fixer des ordres de grandeurs de la densité électronique du faisceau lorsqu'il est focalisé par notre plasma et de la longueur typique du déplacement du foyer.

Nous résolvons l'équation d'enveloppe du faisceau (1.34) lorsqu'il se propage dans un plasma uniforme sous différentes densités électroniques. Nous nous plaçons en coordonnées cylindriques et travaillons avec le faisceau d'électrons de FEVAIR en supposant une section droite circulaire. Son rayon d'enveloppe et son angle d'enveloppe sont fixés respectivement à $r_b(z = 0) = 1$ cm et $r'_b(z = 0) = 0$ rad. La densité électronique initiale du faisceau est donc $n_b(z = 0) = 1,27 \times 10^{11}$ cm⁻³. Le plasma est uniforme dans toutes les directions. Son extension va de $z = 0$ cm à $z = 20$ cm et est infini suivant les directions transverses. Il n'y a pas de champ magnétique axial modélisant un solénoïde. L'équation d'enveloppe à résoudre se résume à :

$$\frac{d^2 r_b(z)}{dz^2} = \frac{\epsilon_{x(g)}^2}{r_b^3(z)} + \frac{K_{pl}}{r_b(z)}, \quad (4.1)$$

avec K_{pl} la pervéance généralisée du plasma donnée dans l'équation (1.39). Pour la résoudre, nous utilisons la méthode du Runge-Kunta d'ordre 4 (voir annexe A). Les termes f_e et f_m qui

modélisent le plasma sont calculés à l'aide des expressions données dans le tableau 1.1.

Nous résolvons l'équation (4.1) dans deux cas :

Le premier cas traite d'un plasma sous dense ($n_e < n_b$). Le faisceau y est partiellement neutralisé en charge ($0 < f_e < 1$) et il n'y a aucun courant retour qui s'écoule dans celui-ci ($f_m = 0$). Le rayon d'enveloppe est donné dans la figure 4.1 avec une densité électronique du plasma de $5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. De par la définition des facteurs de neutralisation, la focalisation du faisceau dépend uniquement de la densité électronique du plasma. Son rayon d'enveloppe est alors stationnaire. Le foyer a un rayon de 1,196 mm avec une densité électronique maximale de $8,86 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$. La condition sur la densité électronique pour laquelle un plasma sous-dense est focalisant est :

$$K_{pl} < 0 \Leftrightarrow (1 - f_e) F_E + F_M < 0 \Leftrightarrow n_e > n_b/\gamma^2. \quad (4.2)$$

Dans notre exemple, la densité électronique initiale du faisceau est de $n_b(0) = 1,27 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ ce qui donne $n_b(0)/\gamma^2 = 2,2 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$. Cette dernière valeur fixe l'ordre de grandeur de limite basse à la densité électronique du plasma pour notre étude : 10^9 cm^{-3} .

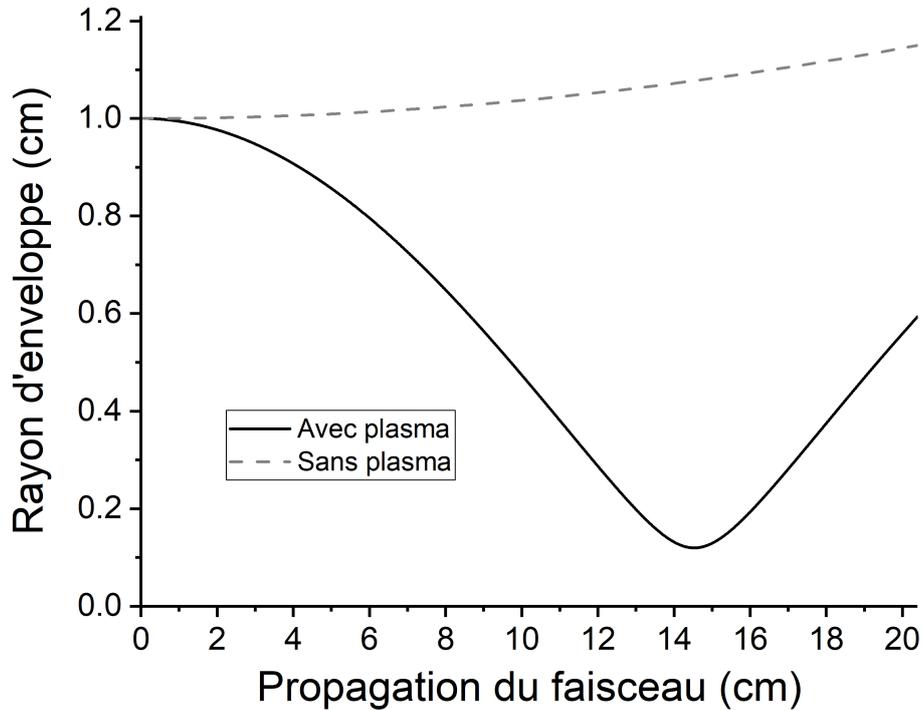


FIGURE 4.1 – **Rayon d'enveloppe du faisceau d'électrons dans le cas d'un plasma sous dense.** La courbe noire représente l'enveloppe lors de sa propagation dans un plasma de densité électronique de $n_e = 5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ tandis que la courbe grise représente le cas sans plasma.

Le deuxième cas traite d'un plasma sur-dense ($n_e > n_b$). Un courant retour circule dans le volume du faisceau ($0 < f_m < 1$) puisque la charge d'espace est totalement neutralisée ($f_e = 1$). Pour rappel, le facteur de neutralisation en courant décroît dans le temps (voir tableau 1.1) à cause du terme de diffusion résistif ($\sqrt{4Dt}$) dont le coefficient de diffusion est $D = \nu\lambda_m^2$. Pour illustrer cet effet, nous travaillons un plasma d'hélium avec une température électronique de $T_e = 1 \text{ eV}$. Son degré d'ionisation est de $n_e/n_e + n_n = 2\%$ et le gaz est sous une pression de

$P = 10^{-3}$ mbar. La densité électronique est donc de $n_e = 5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$.

Nous devons attribuer une valeur au coefficient de diffusion D . Pour cela, déterminons la fréquence de collision totale ν que subit un électron du plasma. La distribution des vitesses des électrons du plasma dans un espace à trois dimensions est une Maxwellienne de laquelle nous extrayons la vitesse la plus probable :

$$v_{\text{TH}} = \sqrt{\frac{2k_b T_e}{m_e}}. \quad (4.3)$$

Nous estimons le libre parcours moyen (lpm) d'un électron dans un gaz d'hélium en prenant la valeur de la section efficace de collision pour un électron d'énergie incidente de 1 eV. Celle-ci est quasiment constante autour de 1 eV et est donnée par $\sigma_{\text{eff}} \approx 6 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$ [152]. Nous obtenons donc :

$$\text{lpm} = \frac{1}{n_n \sigma_{\text{eff}}}, \quad (4.4)$$

avec $n_n = 2,4 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ la densité d'atome d'hélium.

La fréquence de collision électron/neutres est donc :

$$\nu_{\text{en}} = \frac{v_{\text{TH}}}{\text{lpm}} = 0,859 \times 10^6 \text{ s}^{-1}. \quad (4.5)$$

La fréquence de collision électron/ions est donnée par la formule de Spitzer [42] :

$$\nu_{\text{ei}} = \frac{n_e q^4 \log(\Pi)}{32 \sqrt{2\pi m_e \epsilon_0^2} (k_b T_e)^{3/2}}, \quad (4.6)$$

$$= 8,555 \times 10^6 \text{ s}^{-1}, \quad (4.7)$$

avec le paramètre plasma :

$$\Pi = 12\pi \frac{(\epsilon_0 k_b T_e / e^2)^{3/2}}{n_e^{1/2}}. \quad (4.8)$$

La fréquence de collision totale que subit un électron du plasma est donc

$$\nu = \nu_{\text{en}} + \nu_{\text{ei}} = 9,414 \times 10^6 \text{ s}^{-1}. \quad (4.9)$$

Sachant que l'épaisseur de peau magnétique est $\lambda_m = c/\omega_{\text{pe}} = 7,515 \text{ mm}$, nous obtenons un coefficient de diffusion résistif de $D = 531,657 \text{ m}^2/\text{s}$.

Un exemple de la propagation du faisceau dans un tel plasma est donné dans la figure 4.2. La diffusion résistive fait croître le rayon du courant retour dans le temps. Par conséquent, la valeur du courant total (faisceau + courant retour) dans un disque de rayon $r_b(z)$ augmente au cours du temps ce qui a tendance à faire diminuer f_m . Cela implique que le module de la force attractive auto-générée augmente dans le temps ce qui a pour effet de faire reculer le foyer du faisceau. Le foyer, dont la densité électronique du faisceau est de l'ordre de $5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ et son rayon de 0,5 mm, s'est déplacé de 2,3 cm. Ce calcul dans ces conditions montre que l'enveloppe

du faisceau du faisceau va varier significativement dans le temps. Ces conditions ne sont donc pas idéales pour une hypothétique focalisation sur une cible de conversion puisque la tache focale ne serait pas stationnaire.

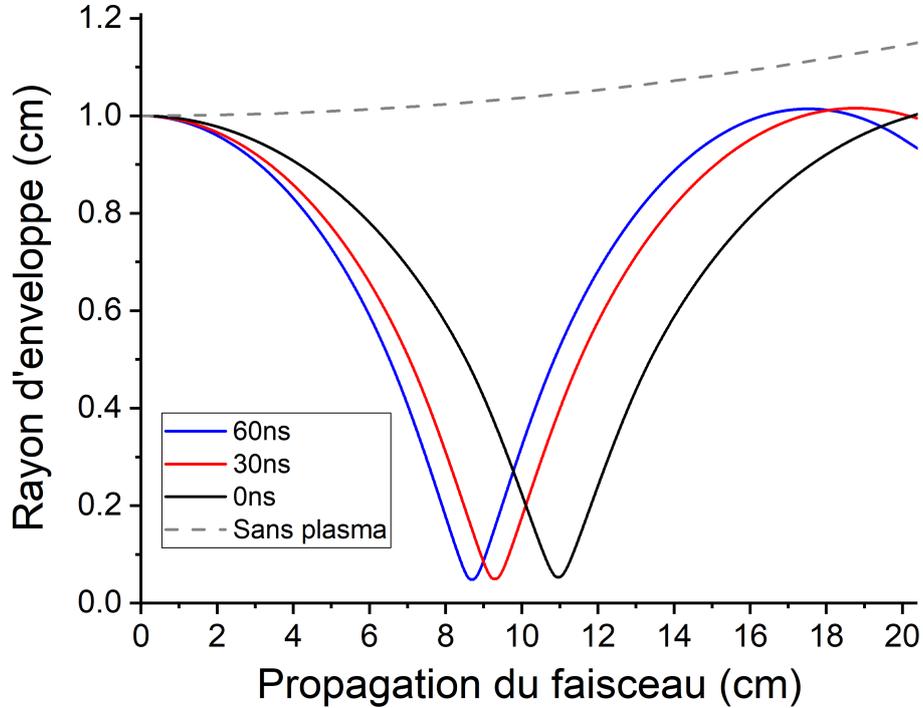


FIGURE 4.2 – Rayon d’enveloppe du faisceau d’électrons dans le cas d’un plasma sur dense. Les courbes noire, rouge et bleue représentent l’enveloppe respectivement aux temps $t = 0$ ns, 30 ns et 60 ns lors de sa propagation dans un plasma de densité électronique de $n_e = 5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ tandis que la courbe grise représente le cas sans plasma.

Dans la cas d’un plasma très sur-dense ($n_e \gg n_b$), des instabilités apparaissent pour détruire le faisceau en filaments. Notre modèle d’équation d’enveloppe ne permet pas de les prédire. Nous nous aidons de la littérature pour estimer leur temps d’apparition. A. Bret et al. [153] ont estimé que pour un faisceau d’électrons relativistes se propageant dans un plasma tel que $n_e \gg n_b$, le taux de croissance du mode le plus instable est donné par :

$$\delta_M \approx \frac{\sqrt{3}}{2^{4/3}} \left(\frac{\alpha}{\gamma} \right)^{1/3} \omega_{pe}, \quad (4.10)$$

avec δ_M en s^{-1} , $\alpha = n_b/n_e$, $\gamma = 7,6536$ ($E = 3,4 \text{ MeV}$) et $\omega_{pe} = \sqrt{n_e e^2 / m_e \epsilon_0}$ la pulsation de Langmuir. En appliquant l’équation (4.10), pour un plasma d’une densité électronique de 10^{12} cm^{-3} ($\omega_{pe} = 56,41 \times 10^9 \text{ rad s}^{-1}$), le taux de croissance de l’instabilité est de $\delta_M = 9,9 \text{ ns}^{-1}$, soit un temps caractéristique de formation en filaments de 0,10 ns sur une longueur caractéristique de 3,0 cm. Ainsi, une densité électronique de l’ordre de 10^{12} cm^{-3} est une limite haute à notre intervalle d’étude.

Pression

Des collisions entre électrons et éléments neutres du plasma peuvent faire augmenter la densité électronique du plasma pendant la durée du faisceau. Nous cherchons à éviter cette situation car le faisceau se propagerait dans un plasma différent de celui qui est créé initialement. Nous déterminons une condition telle que l'on pourra négliger cette augmentation. Les valeurs de sections efficaces d'ionisation en couche K par des électrons incidents sont estimées à partir de formules analytiques établies à l'aide de valeurs d'ajustements calculées dans l'approximation de Born en ondes planes et en ondes distordues [154].

Nous étudions deux causes d'ionisation des atomes d'hélium [46] : l'ionisation primaire (par les électrons du faisceau) et secondaire (par le courant retour). Tout d'abord, estimons le taux d'ionisation primaire du faisceau d'électrons sur le plasma d'hélium. Pour des électrons relativistes (1–20 MeV), la section efficace d'ionisation en couche K de l'hélium est de $\sigma_{\text{ion}}^{\text{primaire}} \approx 10^{-19} \text{ cm}^2$. Nous pouvons estimer le taux d'ionisation comme étant :

$$\nu_{\text{ion}}^{\text{primaire}} = \sigma_{\text{ion}}^{\text{primaire}} n_b \beta c. \quad (4.11)$$

La probabilité qu'à un atome d'hélium d'être ionisé par le faisceau d'électrons durant son plateau ($t_p = 60 \text{ ns}$) est donnée par :

$$p^{\text{primaire}} = \nu_{\text{ion}}^{\text{primaire}} \times t_p. \quad (4.12)$$

Pour un faisceau d'électrons produit par FEVAIR, cette probabilité vaut $p^{\text{primaire}} = 2,972 \times 10^{-9} \times n_b t_p$. Dans les figures 4.1 et 4.2, la densité électronique du faisceau varie typiquement entre 10^{11} cm^{-3} (à l'entrée de la chambre d'interaction) et 10^{13} cm^{-3} au niveau du foyer. Ces deux valeurs de densité donnent respectivement une probabilité d'ionisation de 10^{-5} et 10^{-3} . Ainsi, pour négliger l'influence de l'ionisation par le faisceau, le degré d'ionisation du plasma doit être supérieur à ces valeurs, ce qui donne :

$$\frac{n_e}{n_e + n_n} \gg p^{\text{primaire}}, \quad (4.13)$$

avec n_n la densité de neutre du plasma. Le degré d'ionisation est $p^{\text{primaire}} \approx 10^{-5}$ si la densité électronique du faisceau ne change pas significativement par rapport à son état initial ($n_b = 10^{11} \text{ cm}^{-3}$) ou $p^{\text{primaire}} \approx 10^{-3}$ lorsque notre faisceau est focalisé ($n_b = 10^{13} \text{ cm}^{-3}$).

Le courant retour, qui s'écoule dans le sens opposé au faisceau, peut ioniser par impact les éléments neutres du plasma. Nous allons estimer la probabilité d'ionisation d'un atome d'hélium par ce courant retour. Nous estimons une limite haute à cette probabilité en supposant que l'énergie incidente des électrons du courant retour est égale à l'énergie correspondant à la section efficace maximale d'ionisation [154] : 86 eV (ce qui correspond à une vitesse réduite de $\beta = 0,0183$). La section efficace totale d'ionisation de l'hélium à cette énergie est $\sigma_{\text{ion}}^{\text{secondaire}} \approx 4,80 \times 10^{-21} \text{ m}^2$. La densité électronique maximale que peut avoir le courant retour est celle du plasma (n_e). Ainsi, la probabilité maximale qu'à un atome d'hélium d'être ionisé par ce courant retour

est :

$$p^{\text{secondaire}} = \nu_{\text{ion}}^{\text{secondaire}} \times t_p, \quad (4.14)$$

$$= \sigma_{\text{ion}}^{\text{secondaire}} n_e \beta c t_p, \quad (4.15)$$

$$\approx 1,6 \times 10^{-15} n_e, \quad (4.16)$$

avec n_e en cm^{-3} . La densité d'électrons produit par cette ionisation $n_e^{\text{secondaire}}$ est :

$$n_e^{\text{secondaire}} = n_n p^{\text{secondaire}}, \quad (4.17)$$

$$= 1,6 \times 10^{-15} n_n n_e. \quad (4.18)$$

Nous voulons que cette densité d'électrons $n_e^{\text{secondaire}}$ soit très petite par rapport à la densité électronique du plasma (n_e). Ainsi,

$$\frac{n_e^{\text{secondaire}}}{n_e} \ll 1 \Leftrightarrow n_n \ll \frac{1}{1,6 \times 10^{-15}} = 6 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}. \quad (4.19)$$

Cette condition impose que la pression du gaz d'hélium doit être $P_{\text{HE}} \ll 2,5 \times 10^{-2}$ mbar.

Conclusion sur les caractéristiques d'un plasma

Pour étudier correctement l'interaction entre le faisceau d'électrons et le plasma, sa longueur doit être d'une dizaine de centimètre avec un rayon suffisamment grand pour englober le faisceau (au moins 2–3 cm). L'intervalle de la densité électronique est compris entre $10^9 < n_e < 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ pour étudier l'interaction sous différents régimes (sous-dense, sur-dense, instabilités). Des conditions supplémentaires s'ajoutent afin de négliger l'effet du gaz sur le faisceau (augmentation de la densité électronique par ionisation par impact). L'ionisation directe par le faisceau est négligeable si le degré d'ionisation du plasma est bien supérieur à 0,001% ou 0,1% en fonction du rayon du faisceau. Le courant retour ne contribuera pas à augmenter la densité électronique si la pression est bien inférieure à $2,5 \times 10^{-2}$ mbar. Nous décrivons dans les sections qui suivent la chambre d'interaction et le type de décharge plasma qui répond à ces critères.

4.2 Dispositif expérimental

4.2.1 La chambre d'interaction

La chambre d'interaction a une géométrie cylindrique afin de préserver la symétrie naturelle du faisceau. Une photographie est présentée dans la figure 4.3 tandis qu'un schéma plus détaillé est donnée dans la figure 4.4. La chambre est composée d'un cylindre en quartz, d'une longueur de 24,9 cm avec un rayon interne de 2,2 cm, tenu par deux pièces en laiton. Ces pièces en laiton sont des cylindres creux de rayon total égal à celui du tube de propagation et de rayon interne de $\lesssim 2,5$ cm pour y insérer le cylindre en quartz. Ces pièces sont entourées d'un contacteur électrique afin d'assurer le contact électrique avec le tube de propagation de la ligne FEVAIR à la masse.

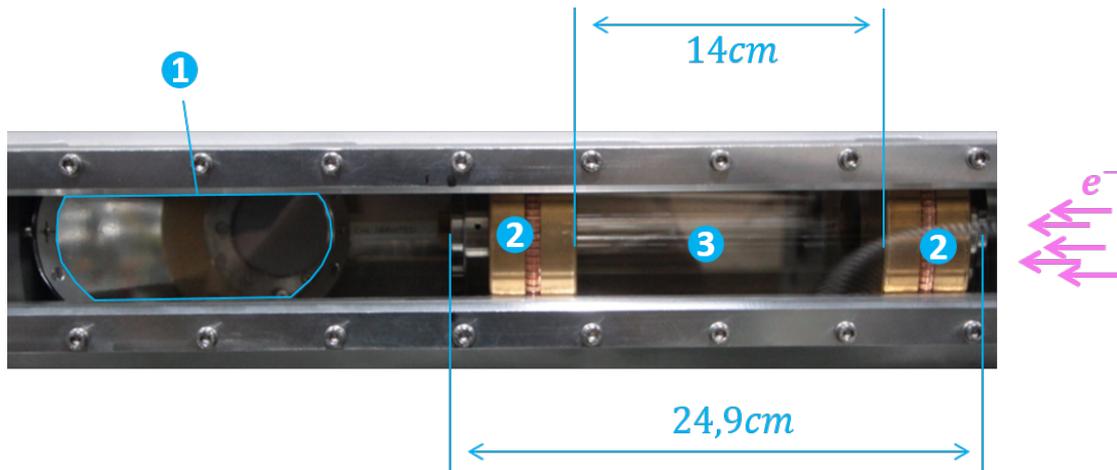


FIGURE 4.3 – **Chambre d'interaction.** (1) Large feuille en mylar aluminisé située après la chambre d'interaction, orientée à 45° par rapport à l'axe de symétrie du tube, pour les diagnostics optiques du faisceau. (2) Pièce en laiton. (3) Cylindre en quartz.

Une photographie du tube de propagation dans laquelle nous insérons la chambre d'interaction est présentée dans la figure 4.5. Le tube conducteur a un rayon de 7,6 cm et des diagnostics du faisceau sont installés sur celui-ci. Deux boucles de Rogowski sont présentes en amont et en aval de la chambre d'interaction (voir figure 4.5).

La chambre d'interaction et le tube de propagation opèrent sous deux pressions différentes. Le tube de propagation est sous vide secondaire (10^{-6} mbar) comme toute la ligne FEVAIR tandis que la pression dans la chambre d'interaction dépendra de l'expérience (de 10^{-4} mbar à 10^{-1} mbar). C'est pourquoi des feuilles conductrices et d'épaisseur de l'ordre de la dizaine de micromètres sont fixées sur les pièces en laiton à l'entrée et à la sortie de la chambre (voir figure 4.4). En effet, ces feuilles sont étanches à la différence de pression entre le tube de propagation et le cylindre en quartz [7]. De plus, elles ont la propriété de laisser passer le faisceau sans qu'il perde significativement de l'énergie, comme détaillé dans la section 1.1.3.3 du chapitre 1. Cependant, l'émittance de ce dernier augmente lors de son passage dans la feuille ($\approx \times 3 - 4$ pour un faisceau produit par FEVAIR de rayon d'enveloppe $r_b = 1$ cm au travers d'une feuille d'aluminium de $\approx 15 \mu\text{m}$). Cette augmentation peut être limitée en diminuant l'épaisseur de la feuille, même si elle ne doit pas être trop fine au risque de rendre son installation difficile du fait de sa fragilité. Une épaisseur de l'ordre de la dizaine de micromètres est un bon compromis. Les feuilles employées doivent être conductrices et reliées à la masse afin d'éviter que des charges s'accumulent sur celles-ci à cause du faisceau, auquel cas il y aura formation d'un potentiel (négatif si un électron du faisceau s'arrête dans la feuille, ou positif si un électron ionise un atome et que l'électron secondaire a une énergie suffisante pour s'échapper) qui affectera son transport. Les matériaux retenus sont :

- le mylar aluminisé. Il est composé d'une feuille de mylar de $6,5 \mu\text{m}$ d'épaisseur sur laquelle a été réalisé un dépôt d'aluminium de 50nm . L'aluminium est conducteur et le mylar produit une émission Cerenkov lors que le faisceau interagit avec lui.
- le graphite pyrolytique d'une épaisseur de $25 \mu\text{m}$. Ce matériau conducteur produit une

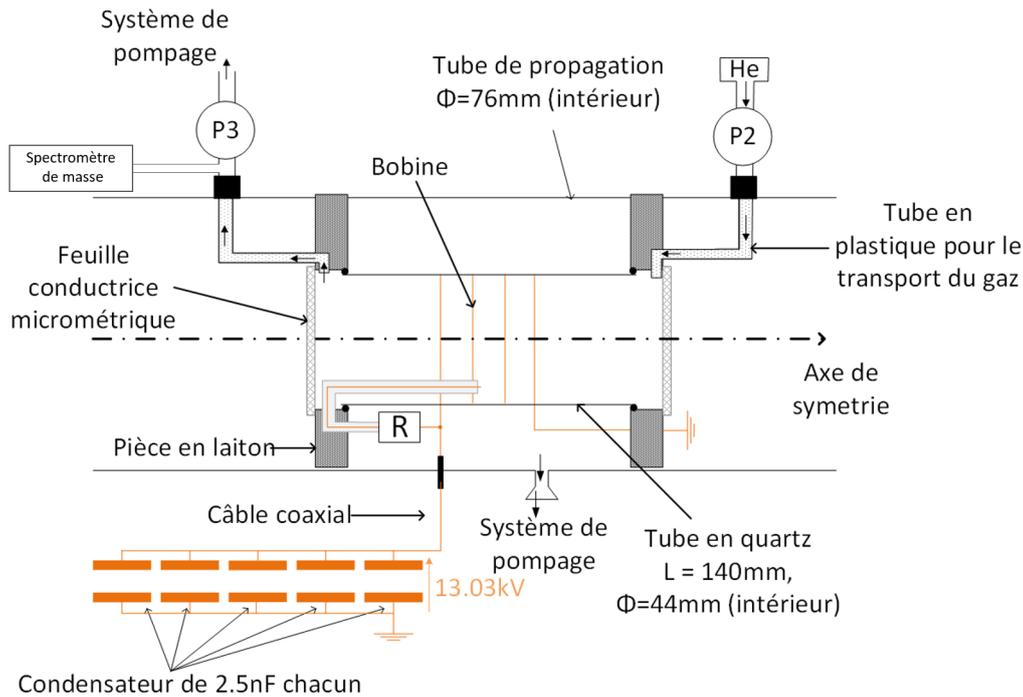


FIGURE 4.4 – **Schéma de la chambre d'interaction.** Le système de décharge, présenté dans ce schéma, est décrit dans la section 4.3.1

émission RTO lorsque le faisceau le traverse.

Au cours de l'expérimentation, le mylar aluminisé est toujours présent sur *la fenêtre d'entrée* de la chambre. La raison est que cette feuille avait l'épaisseur la plus petite parmi celles disponibles, limitant ainsi l'augmentation d'émittance du faisceau (voir section 1.1.3.3 du chapitre 1). Le matériau de *la fenêtre de sortie* change au cours de l'étude. En début d'expérience, nous avons installé une feuille de mylar aluminisé car le rayonnement Cerenkov est plus intense que le rayonnement RTO produit par une feuille de graphite. Cependant, nous avons rencontré des situations où le faisceau est focalisé à proximité de la fenêtre de sortie ce qui avait tendance à percer la feuille de mylar aluminisé. Nous avons constaté qu'une feuille de graphite de $25 \mu\text{m}$ d'épaisseur garde son intégrité dans une telle situation. Cependant, son rayonnement RTO, moins intense, ajoute une problématique de discernabilité des signaux que nous détaillerons au cours de la présentation des résultats dans la section 4.4.

Concernant le système de pompage, son agencement est complexe du fait de la différence de pression à gérer entre la chambre d'interaction et le tube de propagation. C'est pourquoi il faut employer deux systèmes différents pour ces deux éléments. Afin d'éviter une contrainte importante pour les feuilles situées au niveau des interfaces entre le cylindre en quartz et le tube, nous lions nos deux systèmes de pompage en employant la même pompe primaire (Agilent Dry Scroll Pump IDP-10). Ainsi, lors de la mise sous vide de l'ensemble, la pression diminue identiquement entre les deux éléments. Une fois le vide primaire atteint (10^{-1} mbar), nous les isolons l'un de l'autre. Nous continuons le pompage des deux éléments, cette fois-ci de manière indépendante, à l'aide de pompes turbo-moléculaires qui permettent d'atteindre des pressions de

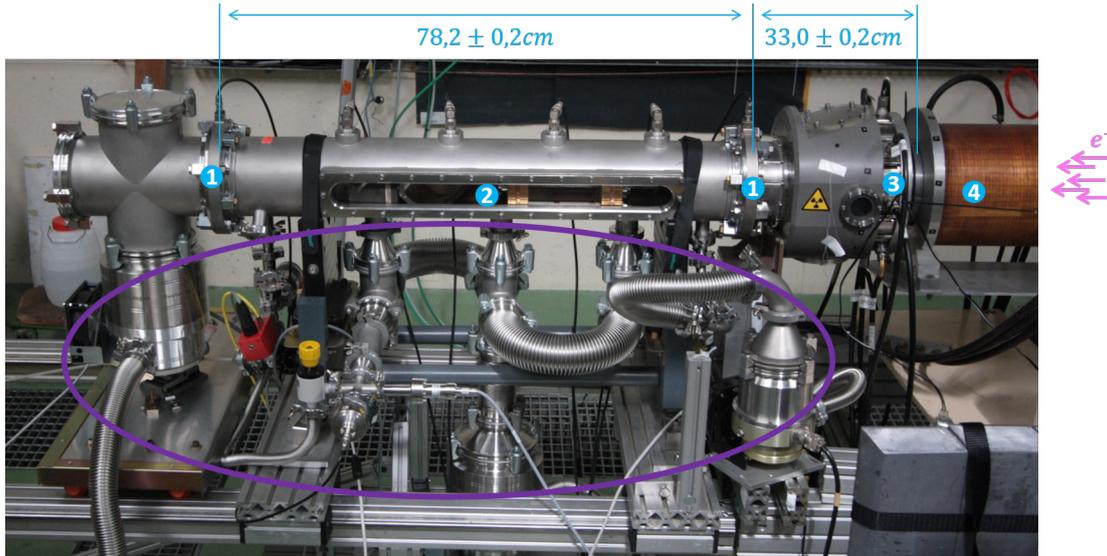


FIGURE 4.5 – Tube de propagation où la chambre d’interaction est installée. (1) Boucle de Rogowski tel qu’elles ont été présentées dans la section 2.2.1.3 du chapitre 2. (2) Hublot en verre permettant d’employer les diagnostics optiques et du plasma. Il y en a également un sur la face arrière. (3) DPF, voir section 2.2.1.2 du chapitre 2. (4) Solénoïde de focalisation. (Zone violette) Système de pompage.

l’ordre de 10^{-6} mbar. Nous utilisons deux pompes turbo-moléculaires (TwisTorr 704 FS) pour le tube de propagation. Un système d’admission de gaz et de pompage (Alcatel eff 450 turbo) permet de gérer la pression dans la chambre d’interaction. Le gaz rentre et sort de la chambre d’interaction de manière continue à l’aide de deux tuyaux en plastique et de conduits usinés dans les pièces en laiton.

Pour terminer la présentation de la chambre d’interaction, nous détaillons comment nous estimons la pression à l’intérieur de celle-ci. En effet, la mesure de la pression dans la chambre d’interaction ne peut pas se faire directement car nous ne pouvons pas placer de jauge de pression dans le cylindre en quartz. Deux jauges de pressions sont donc placées sur les tubes qui relient la chambre respectivement à l’admission de gaz et à la pompe turbo-moléculaire (P_2 et P_3 , voir figure 4.4). Nous évaluons la pression à l’intérieur de la chambre d’interaction (P_M) à partir des conductances des deux tubes en plastique qui sont connectées de chaque côté du cylindre en quartz aux jauges (P_2 ou P_3) (voir figure 4.6). Ces deux tubes ont le même diamètre ($D_{\text{tube}} = 0,8$ cm) et une longueur différente (notées respectivement $L_{\text{tube},2} = 50$ cm et $L_{\text{tube},3} = 25$ cm).

Le débit de gaz Q_{PV} est défini comme étant le volume de gaz se déplaçant à travers une surface par unité de temps, multiplié par la pression au niveau de cette surface [155]. En régime continu et isotherme, le débit Q_{PV} est le même entre P_3 et P_M et entre P_M et P_2 . Ainsi, si nous appelons C_2 la conductance totale entre P_M et P_2 et C_3 la conductance totale entre P_3 et P_M ,

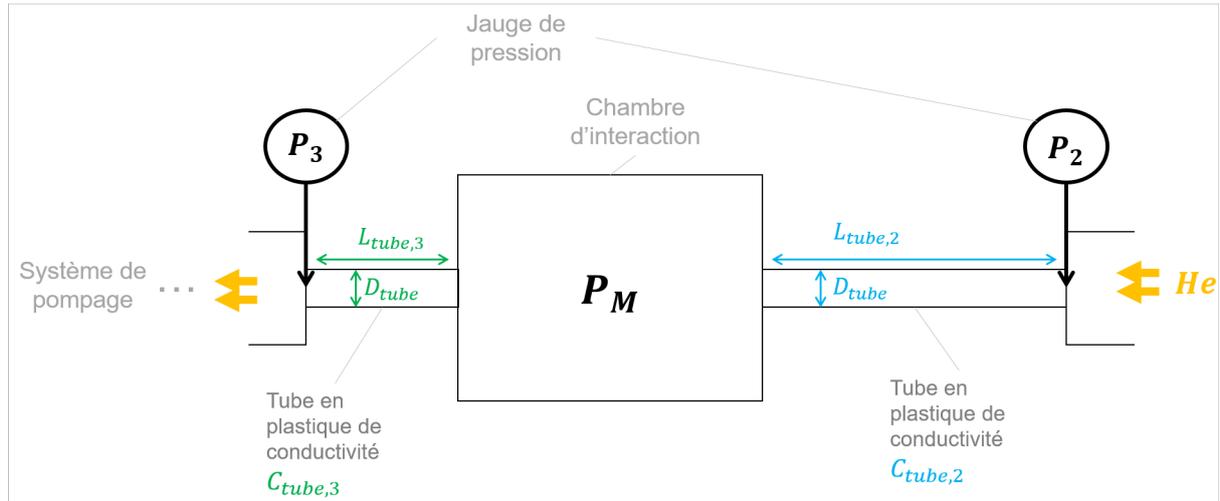


FIGURE 4.6 – Schéma simplifié de la chambre d'interaction pour le calcul de la pression dans celle-ci.

nous obtenons :

$$Q_{PV} = C_2 (P_2 - P_M) = C_3 (P_M - P_3), \quad (4.20)$$

$$\Rightarrow P_M = \frac{C_2 P_2 + C_3 P_3}{C_2 + C_3}. \quad (4.21)$$

Nous supposons que les deux conductances (C_2 et C_3) ne dépendent chacune que de la conductance du tube en plastique qui relie la chambre d'interaction à la jauge associée. La conductance du tube de diamètre D et de longueur $L \gg D$ en régime moléculaire est donné par [155] :

$$C_{\text{tube}} = \frac{1}{6} \sqrt{\frac{2\pi RT}{M}} \frac{D^3}{L}, \quad (4.22)$$

avec $R = 8,314 \text{ J mol}^{-1} \text{ K}^{-1}$ la constante des gaz parfaits, T la température du gaz en K et M la masse molaire du gaz en kg/mol . Pour de l'air sec à 20°C avec $M = M_{\text{air}} = 29 \text{ g/mol}$, nous obtenons (en unité pratique) :

$$C_{\text{tube}}^{\text{air}} [\text{s}^{-1}] = 12,1 \frac{D[\text{cm}]^3}{L[\text{cm}]}. \quad (4.23)$$

Pour de l'hélium à 20°C , l'application numérique est légèrement différente. La conductance du tube remplie d'hélium par rapport celle de l'air est donnée par :

$$C_{\text{tube}}^{\text{helium}} = K_{He} C_{\text{tube}}^{\text{air}}, \quad (4.24)$$

avec $K_{He} = 2,64$ [156].

Les deux tubes ont deux coudes (voir figure 4.4). Chacun peut être pris en compte en ajoutant

une longueur équivalente à la longueur totale du tube. Elle s'exprime par [156] :

$$L_{\text{coude}} [\text{cm}] = 1,33 \frac{\theta [\text{degré}]}{180} D_{\text{tube}} [\text{cm}], \quad (4.25)$$

avec θ l'angle du coude. Dans notre cas, deux coudes de 90° sont présents. Cette longueur vaut :

$$L_{\text{coudes}} = 2 \times 1,33 \times \frac{1}{2} \times D_{\text{tube}} = 1,064 \text{ cm}. \quad (4.26)$$

Ainsi, l'expression des conductances C_2 et C_3 sont :

$$C_i = J_i \alpha K_{He} C_{\text{tube},i}^{\text{air}} = J_i \alpha K_{He} \times 12,1 \frac{D_{\text{tube}}^3}{L_{\text{tube},i} + L_{\text{coudes}}}, \quad (4.27)$$

avec $i = 2$ ou 3 en fonction du tube en plastique considéré. J_i et α sont des facteurs de corrections. J_2 et J_3 prennent en compte le fait que nous pouvons être dans un régime intermédiaire (c.a.d. entre le régime moléculaire et visqueux-laminaire). Leur expression est donnée par [156] :

$$J_i = \frac{1 + 203 D_{\text{tube}} \bar{P}_i + 2780 (D_{\text{tube}} \bar{P}_i)^2}{1 + 237 D_{\text{tube}} \bar{P}_i}, \quad (4.28)$$

avec $\bar{P}_2 = \frac{1}{2}(P_2 + P_M)$ et $\bar{P}_3 = \frac{1}{2}(P_M + P_3)$. Comme P_M est inconnu, on peut l'estimer en donnant une valeur approchée. Comme le tube 2 est environ deux fois plus long que le tube 3, on estime, d'après l'équation (4.22), que $C_2 \approx C_3/2$, et d'après l'équation (4.21), on a $P_M^{\text{approx}} \approx \frac{P_2 + 2P_3}{3}$.

Le facteur de Clausing α_i est une correction supplémentaire utile seulement quand la longueur du tube n'est pas très grande devant son diamètre [157] :

$$\alpha_i = \frac{1}{1 + \frac{4D_{\text{tube}}}{3L_{\text{tube},i}}}. \quad (4.29)$$

Le tableau 4.1 donne une application numérique dans la situation où nous avons réalisé la majeure partie de notre expérience de propagation. Nous constatons que la valeur finale est très proche de la valeur approchée en ne considérant simplement que $C_3 \approx 2C_2$ ($P_M^{\text{approx}} = 1,713 \times 10^{-3}$ mbar).

TABLE 4.1 – **Application numérique.**

Données d'entrées		Calcul intermédiaire	
P_2	$3,46 \times 10^{-3}$ mbar	α_2	0,979
P_3	$0,83 \times 10^{-3}$ mbar	α_3	0,960
L_2	50 cm	J_2	0,961
L_3	25 cm	J_3	0,974
D_{tube}	0,8 cm	L_{coude}	1,064 cm
K_{He}	2,64		
Résultats			
	C_2	307,81/s	
	C_3	612,41/s	
	P_M	$1,717 \times 10^{-3}$ mbar	

4.2.2 Agencement des diagnostics du faisceau

Sur la figure 4.5, les positions des deux boucles de Rogowski sont indiquées. Pour rappel, les boucles de Rogowski nous donneront le profil temporel du courant. Une large feuille de mylar aluminisé est placée après la face arrière de la chambre (voir (1) sur la figure 4.3). Elle est orientée à 45° par rapport à l'axe de propagation du faisceau. Selon la face exposée au faisceau, cette feuille permet de :

- (côté aluminium) réfléchir la lumière émise par la fenêtre de sortie de la chambre d'interaction (rôle de miroir),
- (côté mylar) produire un rayonnement qui représente la section droite du faisceau là où est positionnée la feuille (rôle de radiateur Cerenkov).

La lumière, réfléchiée ou émise par cette feuille, est envoyée vers les caméras à l'aide d'un jeu de miroir (voir figure 4.7). Nous détaillerons durant la présentation de chaque configuration, quelles caméras ont été utilisées. Deux caméras ICCD et une caméra CBF sont employées au cours de l'étude. Elles sont toutes protégées par [7] :

- une cage de faraday pour réduire les perturbations électromagnétiques induites par le fonctionnement de FEVAIR
- un mur en plomb pour stopper la propagation d'X durs.

4.3 Génération du plasma

Dans cette section, nous présentons en détail le plasma que le faisceau d'électrons traversera. Dans un premier temps, nous présentons le système de génération installé autour de la chambre d'interaction. Et dans un second temps, nous mesurons les caractéristiques du plasma dans un environnement considéré comme optimal ; nous reviendrons sur ce que nous considérons comme optimal dans la section concernée.

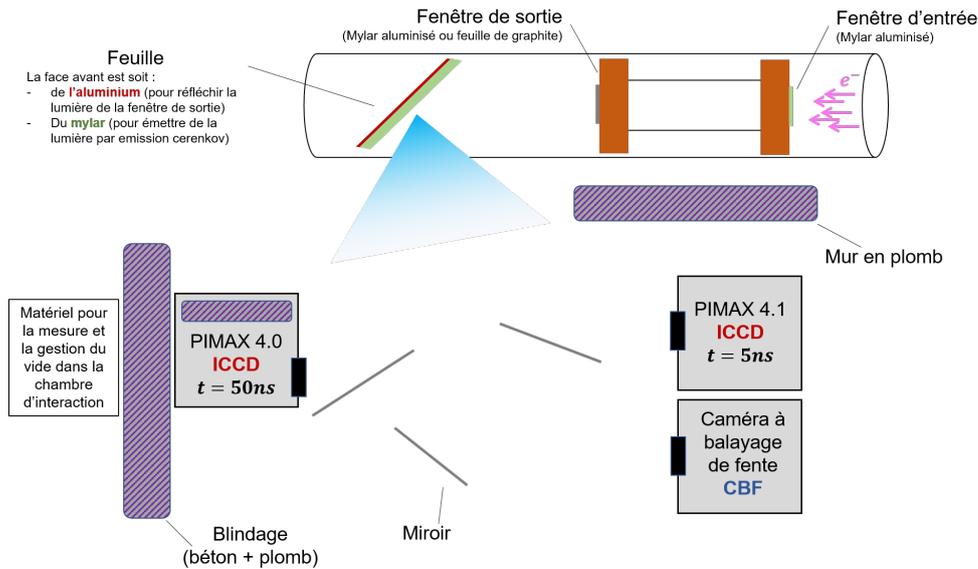


FIGURE 4.7 – Positionnement des différentes caméra.

4.3.1 Décharge plasma

Dispositif

Le système de génération du plasma doit être ajouté autour de la chambre d'interaction. Un système de génération de type décharge à cathode creuse à courant continu (DC) [158] n'est pas adapté [7] car nous ne sommes pas dans les conditions optimales de pression et de distance inter-électrodes selon la loi de Paschen [159]. Nous sommes justement en dehors du domaine de définition de la loi de Paschen et il n'est pas possible d'estimer la différence de potentiel à appliquer pour avoir une avalanche électronique. Physiquement, le libre parcours moyen des électrons est plus grand que la longueur de la chambre d'interaction, rendant l'avalanche électronique très difficile à produire par cette technique. Une décharge inductive [160] est plus adaptée à notre cas. En effet, ce type de décharge permet d'atteindre des densités électroniques situées dans l'intervalle retenu (voir section 4.1) et peut être agencé en symétrie cylindrique ce qui est naturellement adapté au tube de propagation de FEVAIR.

Pour générer le plasma, la stratégie envisagée est le chauffage inductif d'*électrons germes* (voir figure 4.8). Nous reviendrons sur la manière de produire ces *électrons germes* un peu plus tard dans cette sous-section. Tout d'abord, concentrons-nous sur la décharge inductive en tant que telle. Nous plaçons une bobine (d'inductance L) autour du cylindre en quartz relié à un banc de condensateur en parallèle (de capacité totale C) (voir figure 4.4). Nous formons ainsi un circuit RLC où les valeurs d'inductance et de capacité sont choisies pour que le courant électrique parcourant la bobine soit dans un régime d'oscillations. Ce courant induit un champ électromagnétique dans le volume du cylindre qui permet d'agiter des électrons germes et produire un plasma par avalanche électronique. Durant sa thèse, T. Lahens [7] avait dimensionné et testé un dispositif permettant de générer un champ électromagnétique intense dans la chambre d'interaction. Une bobine de 4 spires sur une longueur de 60 cm est utilisée. Quatre fils de cuivre

(de 2 mm de diamètre chacun) sont soudés côte-à-côte afin de réduire l'inductance linéique du câble. L'inductance totale de la bobine est estimée à $L \approx 1 \mu\text{H}$. Concernant la valeur de la capacité, nous travaillons avec cinq condensateurs de 2,5 nF chacun, chargés en parallèle par une tension de 13 kV. Un exemple de mesure du courant est donné dans la figure 4.9 (courbe rouge). La mesure est effectuée à l'aide d'une boucle de Rogowski pré-calibrée. La valeur maximale du courant est de $1,64 \pm 0,01 \text{ kA}$ avec une pseudo-fréquence $f = 0,62 \text{ MHz}$ et un temps de décroissance exponentiel de $5,10 \mu\text{s}$. Nous avons observé que ce système seul permet de générer un plasma d'hélium pour des pressions allant de 10^{-2} mbar à 10^1 mbar . Dans ce domaine de pression, les électrons germes sont générés par couplage capacitif entre les spires de la bobine et le gaz [161].

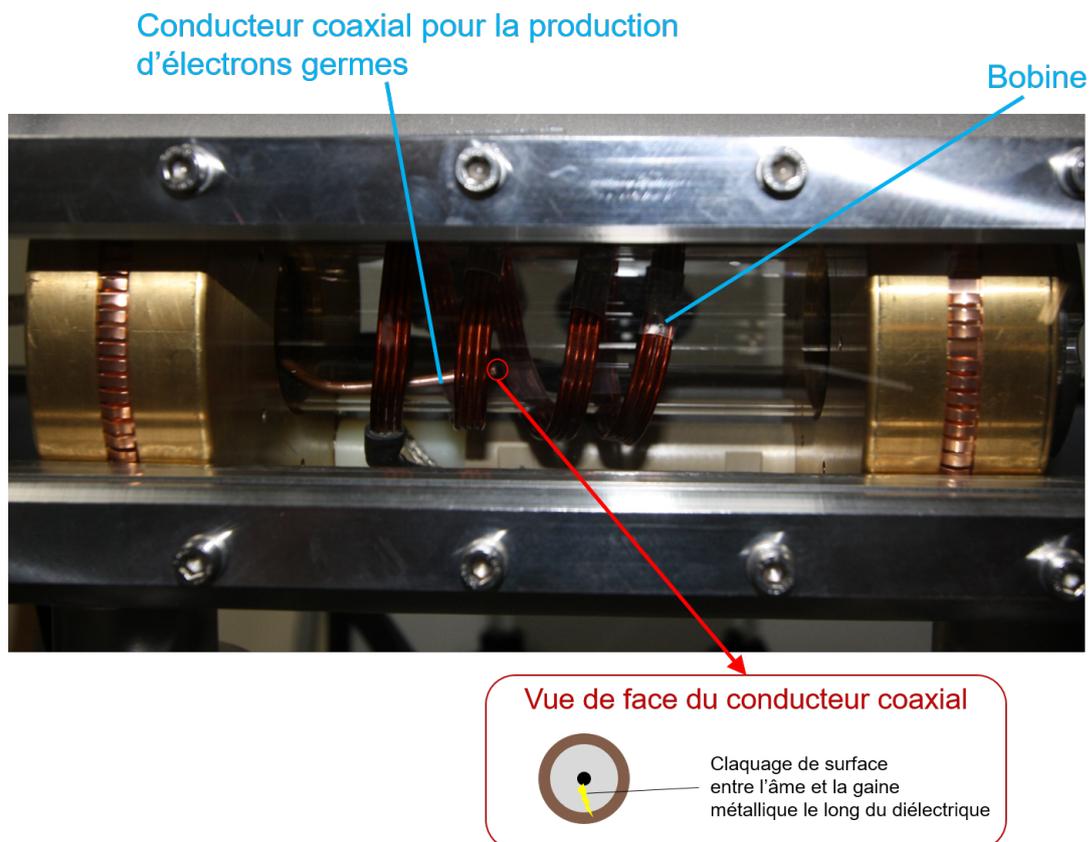


FIGURE 4.8 – Photographie du système de décharge plasma qui est ajouté à la chambre d'interaction.

Cependant, à 10^{-3} mbar , le plasma ne s'amorce plus. Nous devons donc produire des électrons germes par un autre moyen. Pour les produire efficacement, nous connectons un conducteur coaxial à gaine métallique en parallèle de la bobine et insérons l'autre extrémité dans le cylindre en quartz dans le volume de la bobine. Nous n'utilisons pas de câble coaxial "classique" puisque la gaine extérieure en plastique est une source plus importante de polluants susceptibles de se désorber lors de la mise sous vide qu'un conducteur coaxial. L'extrémité du conducteur coaxial insérée dans le cylindre est coupée nette. Ainsi, lors de la décharge des condensateurs, la tension au bout du conducteur coaxial mène à un claquage (voir figure 4.8) qui conduit à un court-circuit produisant des électrons germes dans le cylindre en quartz. Une résistance de 152Ω est insérée

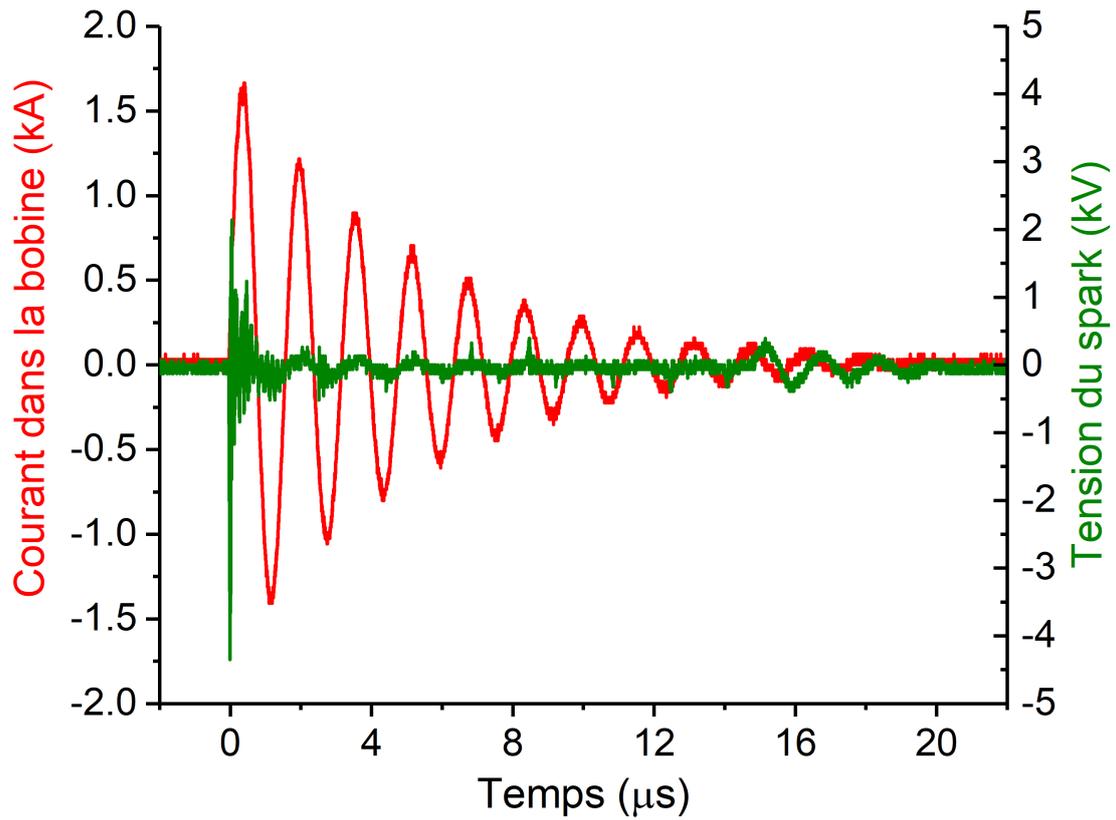


FIGURE 4.9 – **Diagnosics électriques de la décharge inductive.** (courbe rouge) Courant pseudo-sinusoïdal parcourant la bobine. (courbe verte) Tension au bout du conducteur coaxial où le claquage se produit.

entre la bobine et ce conducteur afin d'éviter que le court-circuit au bout du conducteur ne vide toute l'énergie du circuit oscillant (voir figure 4.4). Cette configuration permet d'obtenir une tension maximale au bout de ce câble de $-4,35 \pm 0,01$ kV (voir la courbe verte de la figure 4.9).

Calcul des champs induits

Dans la suite de cette section, nous estimons la valeur du champ électromagnétique induit par le chauffage inductif à l'aide d'un calcul numérique. La figure 4.10 représente la géométrie du système pour ce calcul. Nous nous plaçons en symétrie cylindrique 2D (\vec{e}_r, \vec{e}_z). La stratégie envisagée est de calculer le potentiel vecteur \vec{A} ($\vec{B} = \text{rot} \vec{A}$) pour déduire les composantes du champ électromagnétique dans ce système.

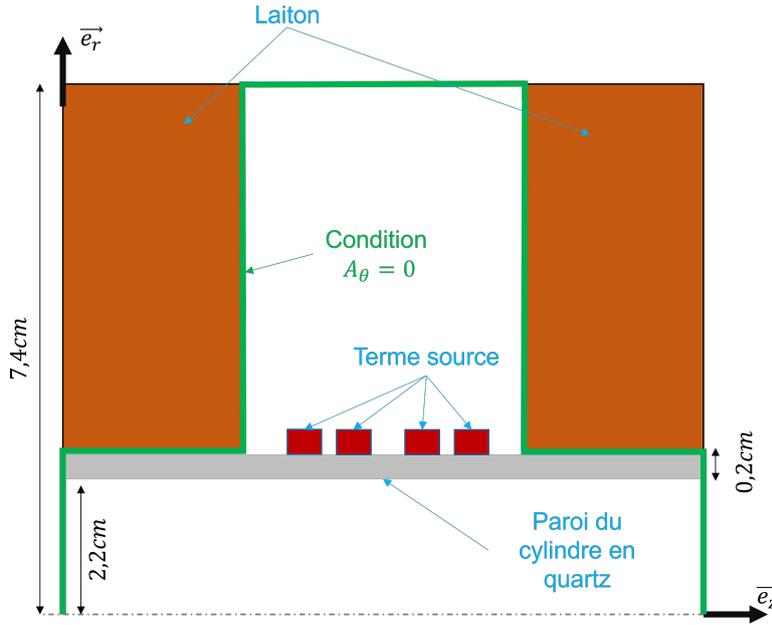


FIGURE 4.10 – Schéma du système pour le calcul du potentiel vecteur A_θ . La géométrie est 2D axisymétrique. Les pièces en laiton, la paroi du tube de propagation et les feuilles conductrices imposent une valeur nulle de A_θ . Cette condition est représentée par la ligne verte. Le cylindre en quartz est représenté mais il n'a aucune incidence sur le calcul. Nous ne nous intéressons pas aux champs électromagnétiques en dehors du cylindre en quartz.

Nous partons de l'équation de Maxwell-Ampère qui est donnée par :

$$\frac{1}{\mu_0} \text{rot} \vec{B} = \vec{j} + \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}. \quad (4.30)$$

Nous travaillons en régime quasi-statique car la période du courant dans la bobine est de l'ordre de la microseconde ($f = 0,62 \text{ MHz}$) alors que le temps de propagation des ondes électromagnétiques dans toute la chambre est de l'ordre de la nanoseconde. Dans cette situation, ces dernières varient lentement par rapport à leur durée de propagation dans le système et on peut négliger le dernier terme de l'équation (4.30). Nous obtenons ainsi l'équation du potentiel vecteur \vec{A} en régime stationnaire que nous devons résoudre :

$$\Delta \vec{A} + \mu_0 \vec{j} = \vec{0}, \quad (4.31)$$

avec $\vec{A} = A_\theta(r,z)\vec{e}_\theta$ le potentiel vecteur et $\vec{j} = j_\theta(r,z)\vec{e}_\theta$ la densité de courant s'écoulant dans

la bobine. Cette dernière est donnée par :

$$j_{\theta}(r,z) = I/S_{\text{spire}} \text{ dans les spires,} \quad (4.32)$$

$$= 0 \text{ en dehors,} \quad (4.33)$$

avec S_{spire} , la surface totale des mailles où nous considérons que le courant (de valeur I) est présent (plus de détail dans l'annexe B). Par simplification, nous supposons ici que la section droite des spires de la bobine est une surface rectangulaire. Nous résolvons l'équation (4.31) dans le demi-espace supérieur du cylindre en quartz à l'aide la méthode Gauss-Siedel [162]. Le détail de la résolution numérique est donné dans l'annexe B. La dimension des mailles de la grille de simulation est $dr = 0,1 \text{ mm}$ et $dz = 0,1 \text{ mm}$. Des conditions de potentiel vecteur nul sont imposées aux niveau des parois conductrices (voir le trait vert sur la figure 4.10).

En pratique, nous résolvons l'équation (4.31) en prenant $I = 1 \text{ A}$ dans l'équation (4.32). Nous obtenons ainsi des valeurs de potentiel vecteur $A_{\theta}^{\text{uni}}(r,z)$ associées à un courant unitaire. Pour obtenir les valeurs correctes du potentiel vecteur $A_{\theta}(r,z,t)$ associées à un instant donné t de la décharge, nous multiplions $A_{\theta}^{\text{uni}}(r,z)$ par $I(t)$. Cette manipulation est valide puisque nous travaillons en régime quasi-stationnaire. Le courant $I(t)$ est obtenu en ajustant la courbe de courant traversant la bobine qui a été mesurée expérimentalement (voir figure 4.11).

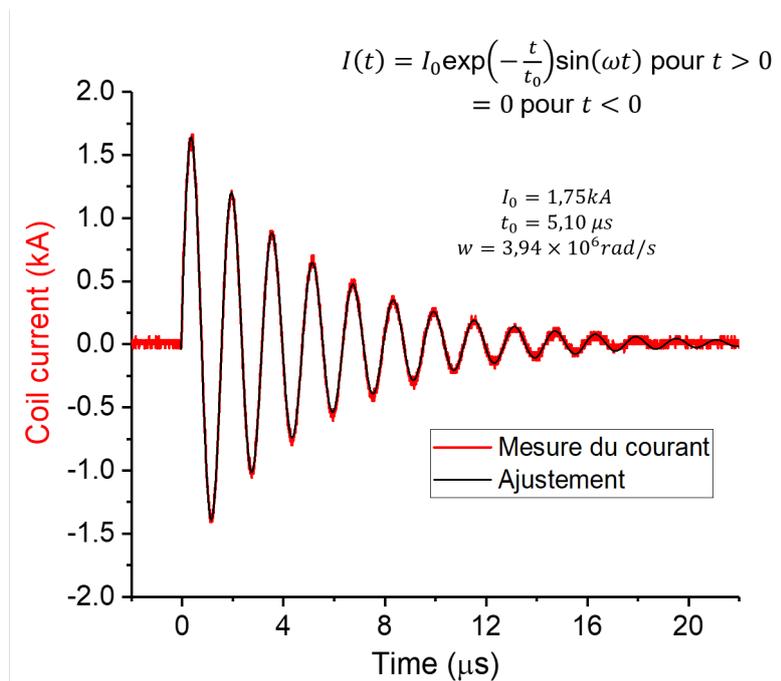


FIGURE 4.11 – Ajustement de la courbe du courant s'écoulant dans la bobine mesuré expérimentalement.

Nous pouvons donc déduire les composantes du champ électromagnétique non nulles à un

instant t de la décharge :

$$E_{\theta}(r,z,t) = -\frac{\partial A_{\theta}(r,z,t)}{\partial t} = -A_{\theta}^{\text{uni}}(r,z)I'(t), \quad (4.34)$$

$$B_r(r,z,t) = -\frac{\partial A_{\theta}^{\text{uni}}(r,z)}{\partial z}I(t), \quad (4.35)$$

$$B_z(r,z,t) = \frac{\partial r A_{\theta}^{\text{uni}}(r,z)}{\partial r}I(t), \quad (4.36)$$

où $I'(t)$ est la dérivée de $I(t)$ par rapport au temps. Le résultat du calcul des composantes $B_r(r,z,t)$ et $B_z(r,z,t)$ lorsque le courant est maximal ($I(t) = 1,64 \text{ kA}$ à $t_m = 0,39 \mu\text{s}$) sont montrées respectivement dans les figures 4.12(a), 4.12(b). Le résultat pour $E_{\theta}(r,z,t)$ est montré dans la figure 4.12(c) au moment où il est maximal à $t = 0 \mu\text{s}$.

Nous constatons sans grande surprise que la composante B_z est bien supérieure à B_r pour $r < 1 \text{ cm}$ (l'ordre de grandeur typique du rayon du faisceau). La dérive $E \times B$ d'une particule chargée dans les champs [163] alterne toutes les demi-périodes du courant. Au temps initial (durant le claquage électrique), la direction de la dérive est convergente. A noter que cette dérive permet donc de confiner axialement les électrons germes qui ionisent les atomes d'hélium. Les électrons produits par ionisation par impact sont accélérés par le champ électrique. Ils gagnent suffisamment d'énergie pour ioniser d'autres atomes d'hélium ce qui mènent à une avalanche électronique. Deux fois par périodes, les deux composantes du champ magnétique sont nulles ce qui stoppe temporairement le confinement des électrons dans le volume de la bobine. A ce moment, ceux qui possèdent une vitesse axiale peuvent s'échapper du volume de la bobine contribuant à l'expansion du plasma. Cependant, les ions, moins mobiles, constituent une charge d'espace de rappel pour ces électrons. Nous constatons que le mécanisme de création du plasma dans nos conditions est assez complexe. Le résultat du chauffage est difficile à prévoir, que ce soit en terme de densité électronique atteinte ou bien d'homogénéité du plasma. Nous avons donc effectué des mesures de caractérisation du plasma.

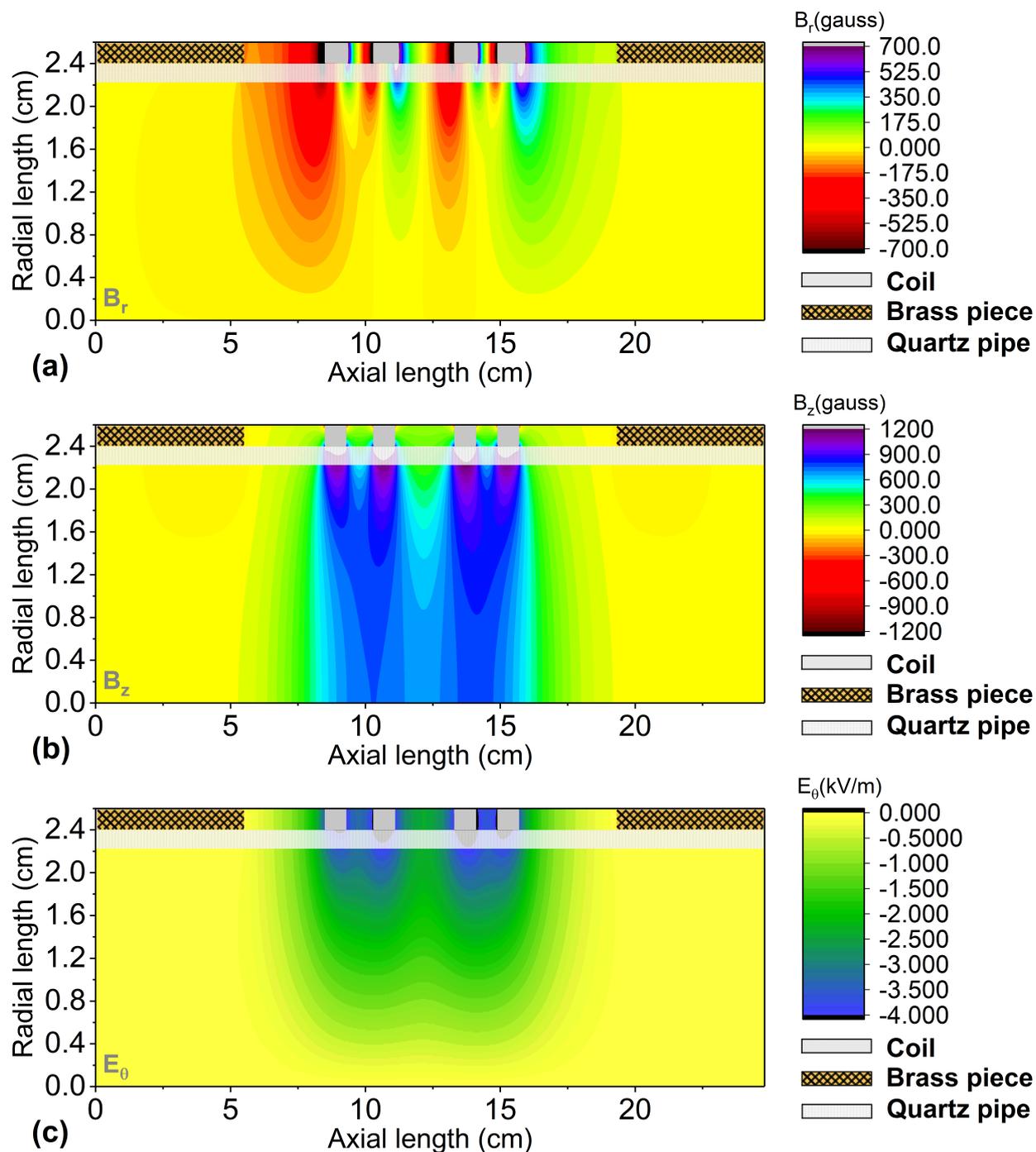


FIGURE 4.12 – Calcul du champ électromagnétique dans le cylindre en quartz. ((a) et (b)) A l'instant où le champ magnétique est maximal ($t_m = 0,39 \mu\text{s}$ et $I = 1,64 \text{kA}$). (c) A l'instant où le champ électrique est maximal ($t = 0 \text{s}$ et $I'(t = 0) = 6,59 \times 10^9 \text{ A/s}$).

4.3.2 Diagnostics du plasma

Dans cette sous-section, nous présentons les diagnostics employés pour caractériser le plasma.

4.3.2.1 L'interféromètre micro-ondes

Afin d'estimer la densité électronique du plasma au cours du temps, nous utilisons l'interféromètre micro-ondes MIWITRON MWI 2650 [164]. Une photographie de l'appareil est donnée dans la figure 4.13. Cet outil mesure le déphasage entre deux ondes électromagnétiques cohérentes (l'une passant dans le plasma et l'autre étant la référence). Ce déphasage permet de remonter à la permittivité relative du milieu étudié. A partir de cette dernière grandeur, nous pouvons déduire la densité électronique du plasma. La fréquence de travail de l'interféromètre est de $\omega/2\pi = 26,5$ GHz ce qui donne une densité critique de $n_c = \epsilon_0 m_e \omega^2 / e^2 \approx 8,9 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$. La résolution temporelle du diagnostic est de l'ordre de la microseconde.

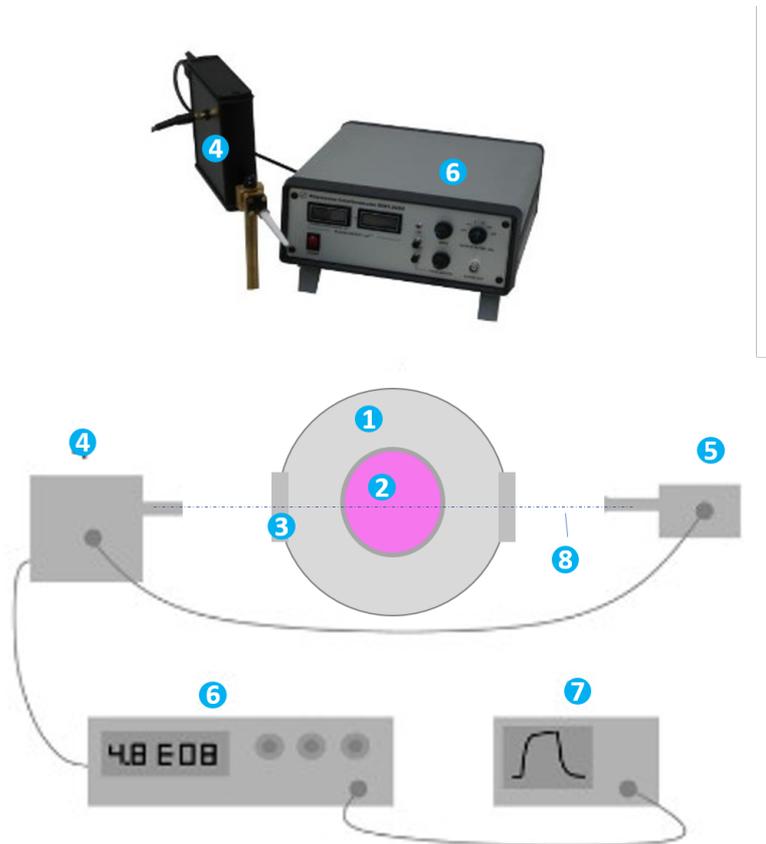


FIGURE 4.13 – Photographie et schéma de l'interféromètre MWI 2650. (1) Tube de propagation. (2) Plasma. (3) Fenêtre en verre. (4) Transmetteur. (5) Récepteur. (6) Boîtier de contrôle. (7) Oscilloscope. (8) Ligne de visée. (D'après [164]).

Le déphasage entre les deux ondes est donné par :

$$\Delta\Phi = \int \frac{\omega}{c} (1 - \sqrt{\bar{\epsilon}_r}) dl = \int \frac{\omega}{c} \delta N dl, \quad (4.37)$$

avec $\bar{\epsilon}_r$ la permittivité relative du milieu moyenné sur la ligne de visée de l'interféromètre et

$\delta N = 1 - \sqrt{\epsilon_r}$ la variation d'indice optique introduite par le plasma sur la longueur considérée.

Le calcul de la densité électronique $\overline{n_e(t)}$ est automatiquement effectué par l'interféromètre en supposant un plasma :

- homogène sur la ligne de visée,
- non collisionnel ($\nu \ll \omega$),
- de faible densité ($\omega_{pe} \ll \omega \Leftrightarrow n_e \ll n_c$).

En pratique, le diagnostic produit une tension $V_m(t)$ dont il faut appliquer la conversion $1 \text{ V} \leftrightarrow 10^{18} e^-/\text{m}^{-3}$ pour obtenir la densité électronique selon ces hypothèses. Dans notre cas, la dernière hypothèse n'est pas forcément valide et nous préférons raisonner avec le déphasage que mesure l'interféromètre de base. Nous le retrouvons à partir de la tension $V_m(t)$ mesurée et de l'équation (4.37) où nous appliquons les hypothèses considérées par l'interféromètre. Cette équation devient :

$$\Delta\Phi = \frac{\omega L_m}{2n_c c} V_m(t) \times 10^{18}, \quad (4.38)$$

avec $\sqrt{\epsilon_r} = \sqrt{1 - \frac{\overline{n_e}}{n_c}} \approx 1 - \frac{1}{2} \frac{\overline{n_e}}{n_c}$ (plasma non collisionnel et de faible densité), $\overline{n_e} = V_m(t) \times 10^{18}$ (facteur de conversion qui lie la densité électronique et la tension) et L_m un paramètre qui est renseigné directement sur l'interféromètre qui indique la longueur du plasma que l'onde doit traverser.

Un biais expérimental peut apparaître lors nos mesures du déphasage puisque la résolution spatiale de l'interféromètre est d'environ 3 cm^1 tandis que le diamètre du cylindre en quartz est de $4,2 \text{ cm}$ de la forme cylindrique du plasma (l'épaisseur traversée n'est pas la même sur toute la résolution spatiale). La mesure peut être faussée à cause des dimensions du système qui sont proches de la résolution spatiale. Pour estimer ce biais, nous allons mesurer le déphasage introduit par un matériau via l'interféromètre micro-ondes. Le matériau utilisé est une mousse rigide Rohacell ®IG-51 [165]. Nous étudions deux géométries différentes.

- Le premier échantillon étudié est un échantillon d'extension transverse très grande devant la résolution spatiale de l'interféromètre. Ses dimensions sont de $1 \text{ m} \times 1 \text{ m}$ et d'épaisseur égale au diamètre du cylindre en quartz ($4,2 \text{ cm}$).
- Le deuxième échantillon a une forme cylindrique dont le diamètre est égal au diamètre intérieure du cylindre en quartz. Nous insérons ce deuxième échantillon dans la chambre d'interaction en gardant la bobine autour.

Pour le premier échantillon, nous effectuons une série de mesure en relevant la différence de tension ΔV entre la configuration où rien n'est situé entre les deux antennes et lorsque l'échantillon est installé dans la ligne de visée. Une dizaine de mesures ont été réalisées en "visant" plusieurs endroits de l'échantillon. Pour chaque mesure, nous déduisons le déphasage introduit par ce matériau à l'aide de l'équation (4.38). Le déphasage moyen est de $\Delta\Phi_1 = -1,07 \pm 0,05 \text{ rad}$. Concernant le second échantillon, nous relevons la différence de tension lorsque la chambre d'in-

1. La résolution spatiale de l'interféromètre est estimée en plaçant un diaphragme réglable entre le transmetteur et le récepteur. L'interféromètre fournit également comme donnée l'intensité du signal transmis entre les deux antennes. Nous constatons que celle-ci diminue lorsque l'ouverture du diaphragme est inférieure à $\approx 3 \text{ cm}$. Nous pouvons donc en déduire que c'est la taille transverse effectivement sondée par l'interféromètre.

teraction est vide et lorsque le cylindre en mousse est inséré dans celle-ci. Une dizaine de mesures ont été réalisées en faisant varier la position du cylindre par rapport à la bobine. Nous relevons un déphasage moyen de $\Delta\Phi_2 = -0,78 \pm 0,20$ rad. Sa valeur absolue est plus faible par rapport à l'échantillon infini et son incertitude a un ordre de grandeur supplémentaire. Cette incertitude est introduite par les différents positionnements de la bobine lors des mesures. La forme cylindrique et les différents éléments de la chambre d'interaction influencent la mesure en la sous-estimant. L'équation (4.37) montre que pour un δN constant, le déphasage est proportionnel à δN et le facteur de proportionnalité dépend de la géométrie de l'échantillon. Nous pouvons donc quantifier l'effet de la géométrie cylindrique en calculant le rapport entre $\Delta\Phi_2$ et $\Delta\Phi_1$. Celui-ci est de :

$$\alpha = \frac{\Delta\Phi_2}{\Delta\Phi_1} = 0,73 \pm 0,24. \quad (4.39)$$

Ce terme devra être pris en compte lors du calcul de la densité électronique du plasma de la chambre interaction. A noter qu'il a été déterminé à l'aide d'un matériau homogène. Ainsi, en appliquant ce terme correctif, nous réduisons le biais expérimental introduit par la forme cylindrique du plasma mais nous supposons que le milieu à étudier est homogène.

Une lentille² en verre de focale 25 cm dans le visible peut être placée au niveau d'une fenêtre en verre ((3) de la figure 4.13) pour "focaliser" les ondes et obtenir une meilleure résolution spatiale. Celle-ci a été estimée à $\approx 1,5$ cm, ce qui est inférieur à la distance entre les spires de la bobine de chauffage. Nous avons effectué deux mesures successives de densité électronique au travers du plasma avec et sans lentille. Les courbes sont identiques en moyenne et la seule différence est que le signal est plus bruité lorsque la lentille n'est pas présente. Ainsi, nous appliquerons le facteur α même si une lentille est utilisée.

Après avoir calculé la phase $\Delta\Phi$ par l'équation (4.38) puis obtenu le facteur α , nous déduisons la permittivité relative du plasma supposé homogène à l'aide de l'équation (4.37). Elle est donnée par $\epsilon_r = \left(1 - \frac{c\Delta\Phi}{\alpha\omega L}\right)^2$ avec L le diamètre intérieur du cylindre en quartz. Pour un plasma non collisionnel, $n_e = n_c(1 - \epsilon_r)$, donc :

$$n_e = n_c \left[1 - \left(1 - \frac{c\Delta\Phi(t)}{\alpha\omega L} \right)^2 \right]. \quad (4.40)$$

En la combinant avec l'équation (4.38), nous obtenons :

$$n_e(t) = n_c \left[1 - \left(1 - \frac{L_m}{2\alpha L n_c} V_m(t) 10^{18} \right)^2 \right], \quad (4.41)$$

2. L'épaisseur de cette lentille est de $0,5 \pm 0,1$ cm, son diamètre est de $7,5 \pm 0,1$ cm et sa distance focale est estimée à 25 ± 1 cm dans le domaine visible. En supposant la lentille en verre comme de la silice pure ($n = 1,46$), nous déduisons que le rayon de courbure des deux interfaces est de 23 ± 1 cm. Étant donné que nous utilisons cette lentille dans le domaine des micro-ondes, ses propriétés ne sont pas forcément les mêmes. A l'aide de la référence [166], nous pouvons avoir une idée sur ses caractéristiques en supposant le milieu comme de la silice pure. Elles sont données pour une onde de fréquence 36 GHz. L'indice de réfraction et le coefficient d'absorption sont de $1,955 \pm 0,003$ et de $(5 \pm 2) \times 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$. La focale de cette lentille est donc de $12,0 \pm 0,6$ cm pour une onde de fréquence 36 GHz et l'amplitude de l'onde passant au travers de cette lentille diminue d'un facteur $0,25 \pm 0,15\%$. Nous nous attendons à retrouver des propriétés de lentille focalisante dans le domaine des micro-ondes.

avec $V_m(t)$ la tension mesurée par l'interféromètre en volts.

4.3.2.2 Le spectromètre de masse

Le spectromètre de masse permet de mesurer la composition du milieu dans lequel le plasma est généré. Nous souhaitons quantifier la présence d'éléments autres que l'hélium. Pour cela, nous utilisons un spectromètre de masse Transpector 2 RGA H-100M [167] pour mesurer la pression partielle des différents gaz dans le milieu. Sa position dans l'installation est indiquée dans la figure 4.4. Nous décrivons son fonctionnement de manière qualitative.

Le spectromètre de masse est composé de trois parties :

- une chambre d'ionisation
- une lentille quadripolaire
- un détecteur d'ions

La chambre d'ionisation

Le gaz dont on souhaite déterminer la composition pénètre dans ce premier élément. Un filament en tungstène, présent dans ce compartiment, est parcourue par un courant qui va le chauffer suffisamment pour lui faire émettre des électrons. Ces derniers vont collisionner avec les atomes (ou molécules) du gaz qui seront ionisés.

La lentille quadripolaire

Les ions produits dans la chambre d'ionisation sont accélérés par un champ électrostatique et injectés dans ce deuxième élément qui a pour objectif de les filtrer à l'aide d'un champ électrique. Ils sont filtrés en fonction de la caractéristique masse/charge [AMU/C]. La lentille quadripolaire est composée de quatre tiges métalliques cylindriques disposées de manière symétrique autour de l'axe central du spectromètre de masse (voir figure 4.14).

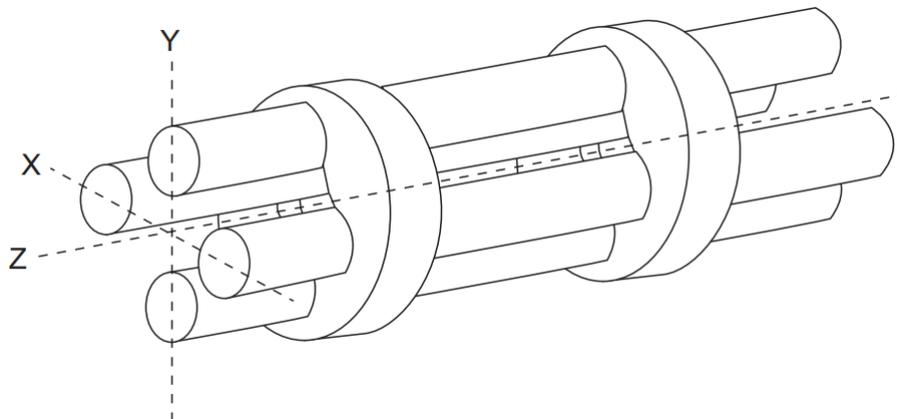


FIGURE 4.14 – Schéma d'une lentille quadripôle [167]. Les ions se propage selon l'axe z .

Les tiges opposées sont électriquement connectées. Un potentiel est appliqué aux deux paires de tiges. Ce potentiel a une composante RF (Radio-fréquence) et DC (continu). La composante RF appliquée à une paire de tiges et déphasée de 180° par rapport à l'autre pair de tige. La fréquence f et l'amplitude peak-to-peak (V) du potentiel fixe le rapport masse/charge des ions qui peuvent traverser la lentille. La majeure partie des ions sont chargés positivement et une seule fois. Le lien entre ces grandeurs est donné dans l'équation suivante :

$$V = 14,438 M f^2 r_0^2, \quad (4.42)$$

avec V en volts, M la masse de l'ion en unité de masse atomique par charge (AMU/C), f en MHz et r_0 le rayon de la lentille en cm.

Pour étudier toute la plage de masse d'ions d'intérêt, un balayage progressif des paramètres du potentiel est généralement effectué. Cela permet de sélectionner successivement différentes plages de masse d'ions et d'acquérir un spectre de masse complet en analysant les ions.

Le détecteur d'ions

Une faraday cup [168] collecte les ions filtrés par la lentille quadripolaire.

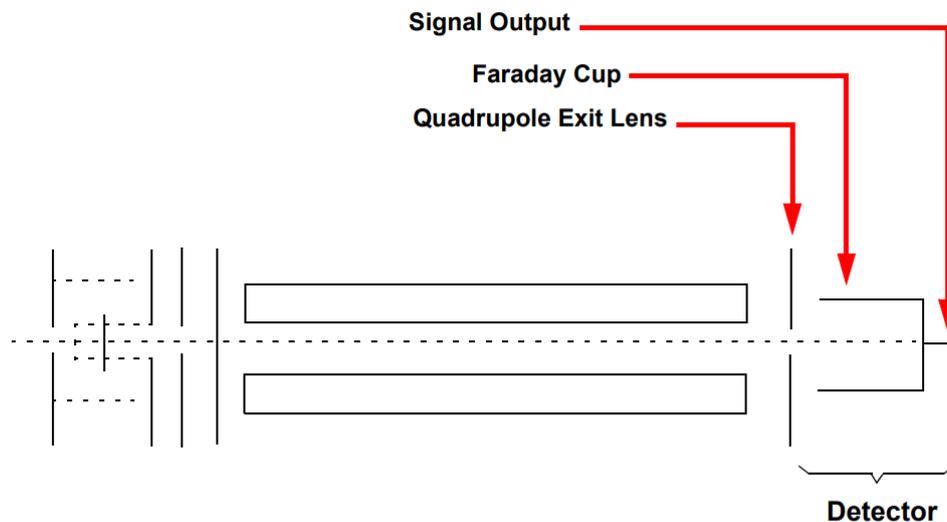


FIGURE 4.15 – Schéma de la faraday cup situé en sortie de la lentille quadripolaire [167].

La Faraday cup est généralement constituée d'un réceptacle en forme de coupe métallique qui est connecté à un amplificateur de courant. Lorsque les ions frappent la surface métallique de la Faraday cup, ils transfèrent leur charge électrique ce qui génère un courant électrique proportionnel à l'intensité des ions. Le courant généré est mesuré à l'aide d'un amplificateur de courant qui amplifie le signal électrique de la Faraday cup pour une mesure précise.

Ainsi pour chaque espèce a de masse b , nous mesurons un courant I_{ab} . Le spectromètre de masse effectue automatiquement la conversion en pression partielle de l'élément a : PP_a par cette relation :

$$PP_a = K_{ab} \times I_{ab}, \quad (4.43)$$

avec K_{ab} une constante de proportionnalité qui dépend des caractéristiques de l'instrument et de l'élément étudié.

4.3.3 Caractérisation du plasma dans un environnement optimal

Pour terminer cette section, nous caractérisons le plasma dont le système de décharge a été décrit dans la section 4.2. Nous nous aidons des deux diagnostics présentés dans la sous-section 4.3.2 et d'une caméra ICCD. La chambre d'interaction est présente dans le tube de propagation. Une photographie de l'ensemble est présentée dans la figure 4.16.

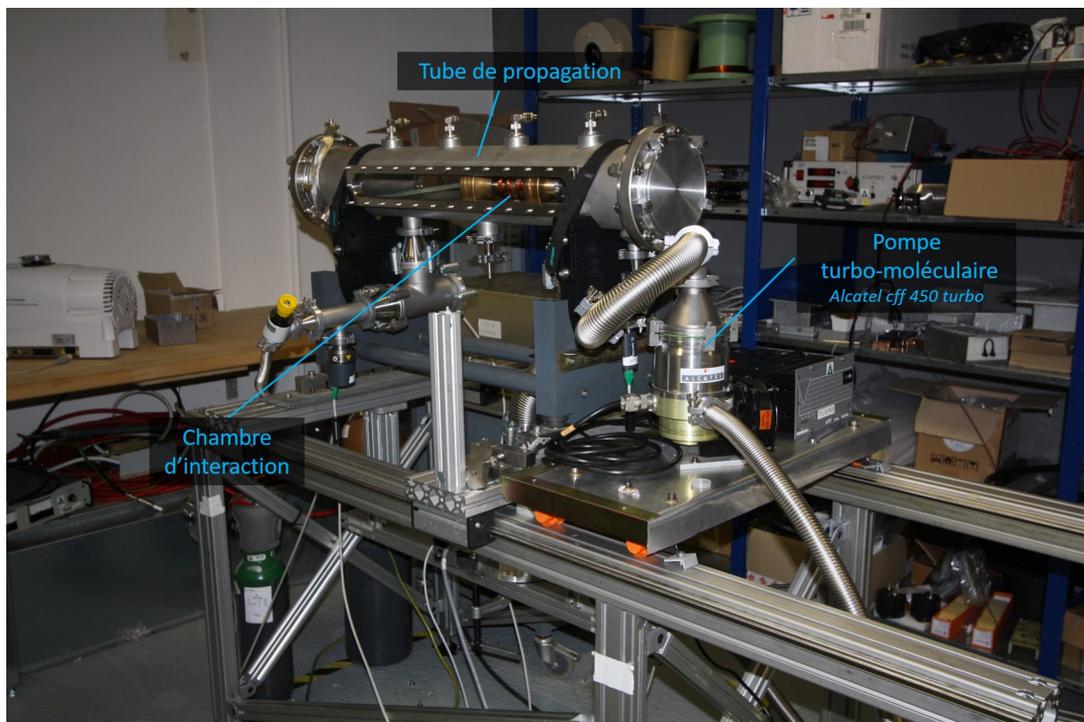


FIGURE 4.16 – Photographie de la chambre d'interaction dans le tube de propagation. Ce dernier est déconnecté de FEVAIR.

L'objectif est de caractériser au maximum le plasma dans un *environnement optimal*. Nous considérons l'environnement comme optimal dans le sens où nous obtenons un milieu avec un minimum d'impuretés et un pourcentage d'atome d'hélium le plus élevé possible. Plusieurs jours sont nécessaires pour obtenir un tel milieu. En effet, l'utilisation de portions de tubes en plastiques dans le circuit de gaz rend la mise sous vide secondaire longue. Ces tubes ne sont pas conçus pour être sous vide et sont "chargés" en eau. Leur désorption longue contribue à obtenir difficilement un milieu propre. Ils ont malgré tout été choisis pour leur facilité de mise en œuvre contrairement à des tubes métalliques rigides. Le conducteur coaxial fournissant les électrons germes peut être

TABLE 4.2 – **Pression partielle des différents éléments présents dans la chambre d’interaction en %.**

	UP	LP
<i>He</i>	> 59,6%	> 61,3%
<i>H₂O</i>	< 16,0%	< 15,8%
<i>N₂</i>	< 6,9%	< 6,9%
<i>O₂</i>	< 1,1%	< 0,7%
<i>CO₂</i>	< 4,3%	< 3,6%
Autres	< 12,1%	< 11,7%

également une source de polluant. Un protocole simple pour obtenir un milieu le plus propre possible dans la chambre d’interaction est, tout d’abord, de descendre en vide secondaire dans celle-ci. L’opération dure environ trois à quatre jours le temps de désorber un maximum d’eau. L’étape suivante consiste à injecter de l’hélium sous 1 mbar tout en laissant les pompes primaires actives pendant plusieurs heures. L’écoulement de l’hélium dans la chambre d’interaction permet d’enlever certains polluants. Enfin, il est nécessaire de générer quelques plasmas sous cette même pression pour décoller les polluants adsorbés sur les parois de la chambre et tendre vers un milieu composé uniquement d’hélium. Une dizaine de décharge plasma est nécessaire pour nettoyer suffisamment le milieu de telle façon à ne plus relever de différences significatives de mesure de densité électronique entre deux décharges consécutives.

Nous présentons les résultats dans l’environnement le plus propre que nous avons obtenu. Nous présentons deux cas sous deux pressions différentes que nous appelons :

- LP (pour Lower Pressure) : $P_M = 1,8 \pm 0,2 \times 10^{-3}$ mbar ($n_n = 4,3 \pm 0,5 \times 10^{13}$ cm⁻³),
- HP (pour Upper Pressure) : $P_M = 2,9 \pm 0,2 \times 10^{-3}$ mbar ($n_n = 7,0 \pm 0,5 \times 10^{13}$ cm⁻³).

La figure 4.17(a) représente les positions des différentes lignes de visées de l’interféromètre pour la mesure de $\bar{n}_e(t)$ pour les deux cas. Nous installons une lentille de focale 25 cm dans le visible et de diamètre 7,5 cm sur une fenêtre en verre pour avoir une meilleure résolution spatiale ($\approx 1,5$ cm). L’incertitude sur les positions, égale à la résolution spatiale, est représentée par le diamètre des cercles sur la figure 4.17(a). La figure 4.17(b) montre les mesures associées à chaque position. L’origine du temps est le moment où le claquage électrique qui fournit les électrons germes se produit. Pour ces deux cas, la mesure du spectromètre de masse donne une valeur légèrement saturée en hélium avec une présence non négligeable d’eau, de diazote, de dioxygène et de dioxyde de carbone. Les valeurs sont données dans la table 4.2. La valeur maximale de la densité électronique est de $(2,8 \pm 0,9) \times 10^{12}$ cm⁻³ pour le cas UP et de $(1,3 \pm 0,5) \times 10^{12}$ cm⁻³ pour le cas LP. Ainsi le critère de degré d’ionisation est respecté pour les deux cas ($n_e/n_e + n_n > 1\%$) puisqu’il est respectivement de $6 \pm 1\%$ et $3,1 \pm 0,7\%$ pour le cas LP et UP. Nous constatons que la densité électronique maximale décroît quand la ligne de visée s’éloigne du centre de la bobine. Pour le cas UP la densité électronique sur les côtés de la bobine (à $\approx 5 - 6$ cm du centre) est environ cinq fois plus faible qu’au centre montrant une inhomogénéité selon la direction longitudinale. Concernant le cas LP, la densité électronique a également un profil longitudinal inhomogène. Celle-ci est environ 10 fois plus faible à la côte $-4,5$ cm par rapport au centre et environ 2,5 plus

faible à la côte +5 cm. Étant donné que la durée du plateau de courant du faisceau (≈ 60 ns) est très courte par rapport au temps typique de variation de la densité électronique, le plasma peut être considéré comme stationnaire pendant la durée du faisceau. De plus, la bonne reproductibilité des signaux, notamment dans la partie décroissante, nous permet de choisir la densité électronique du plasma. En effet, lorsque nous faisons propager le faisceau à un certain instant de la décharge, il interagira avec un plasma dont la densité électronique est connue à l'avance (en prenant en compte l'incertitude).

Dans le but d'avoir une idée sur l'inhomogénéité du plasma, nous utilisons la caméra ICCD Pimax 4 :1024f, présentée dans la section 2.3.2 du chapitre 2, pour imager le plasma à un instant donné. Nous pourrions comparer les différentes images prises à différents instants du fait de la bonne reproductibilité du système. Les images sont présentées dans la figure 4.18. Les figures 4.18(a), 4.18(b), 4.18(c) et 4.18(d) sont des images brutes du cas UP. Comme attendu, la partie la plus intense se situe au milieu de la bobine. La figure 4.18(e) représente l'intensité lumineuse pour les deux cas à différents temps. Nous constatons que le profil lumineux n'est pas constant dans le volume du cylindre en quartz selon la direction de propagation du faisceau. Dans le cas UP, nous détectons ce profil inhomogène à $75 \mu\text{s}$ alors que nous ne discernons plus de signaux après $30 \mu\text{s}$ via l'interféromètre, montrant qu'un plasma résiduel est présent à ces instants éloignés (voir figure 4.17(b)). Les courbes d'intensité lumineuse ne sont pas symétriques par rapport au centre de la bobine. Cela peut être expliqué par l'orientation du câble coaxial qui fait le claquage électrique dans le cylindre, aidant à fournir un signal plus intense dans la partie droite de la chambre d'interaction. Cette asymétrie est en accord avec les mesures de densité électronique, notamment dans le cas LP où les lignes de visées de la courbe orange et verte sont équidistantes du centre et ne donnent pas la même valeur de densité électronique.

Cette caractérisation a été effectuée après la campagne expérimentale portant sur l'interaction entre le faisceau d'électrons et le plasma. En effet, nous n'avions pas pu autant le caractériser à ce moment-là du fait que le temps disponible sur FEVAIR était limité et que l'installation n'était présente que la première année de la thèse (nous n'avions pas le spectromètre de masse à ce moment-là). Durant l'expérience d'interaction faisceau/plasma, la ligne de visée de l'interféromètre micro-ondes était sur le côté de la bobine et sans la lentille. En complément, nous avons imagé le plasma à l'aide de la CBF et de la caméra ICCD. Ces mesures et celles présentées dans cette section nous permettent d'avoir une vue première vue d'ensemble du plasma même si les conditions sont différentes. Nous nous aidons de ces résultats pour l'établissement du plasma entré dans les simulations PIC.

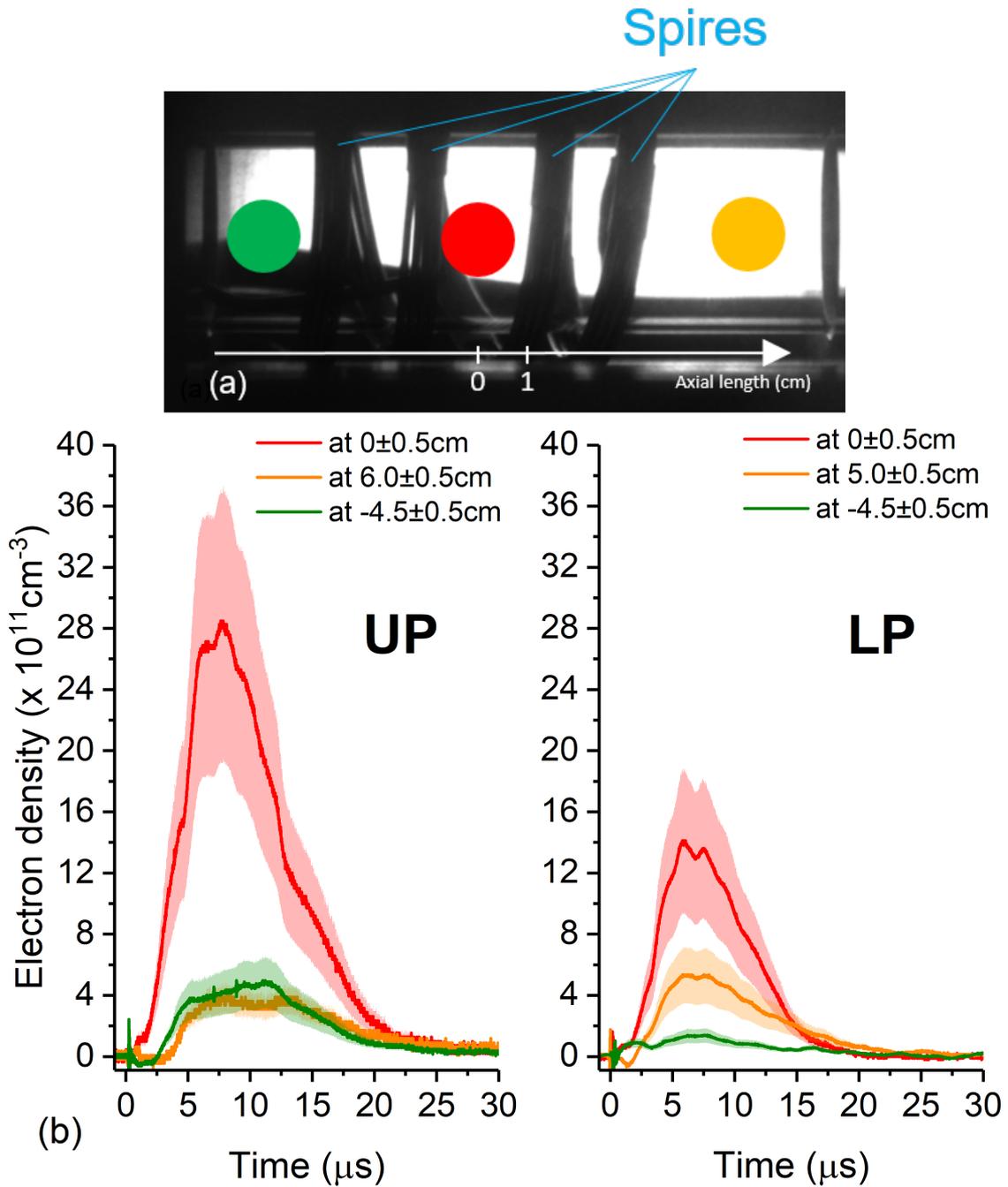


FIGURE 4.17 – Densité électronique du plasma pour les cas LP et UP. (a) Image de la chambre d'interaction avec la position des trois lignes de visées. (b) Densité électronique moyenne en fonction du temps sur la ligne de visée associée.

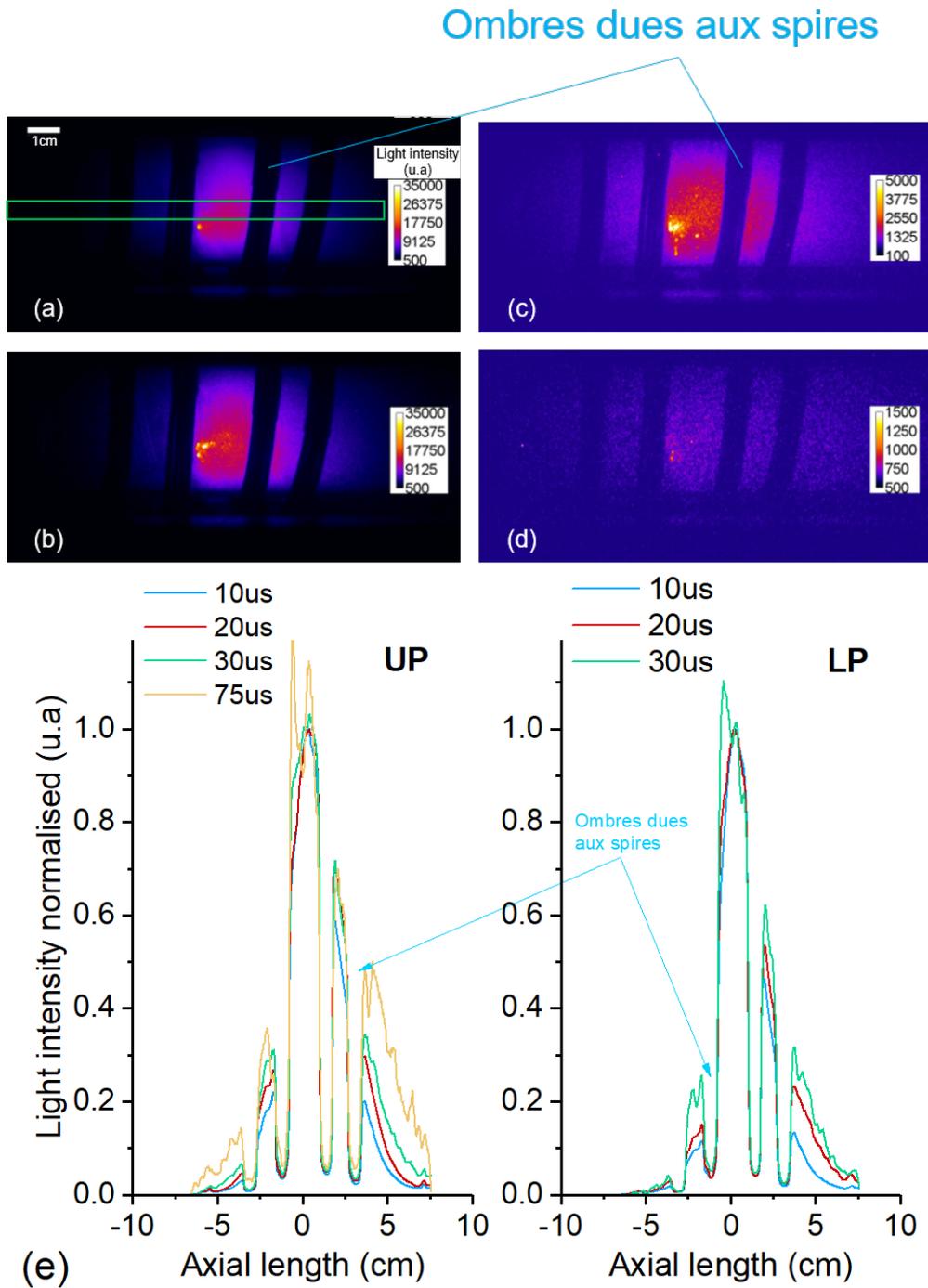


FIGURE 4.18 – Image ICCD du plasma. Les quatre premières figures sont des images brutes du plasma du cas UP à $10\ \mu\text{s}$ (a), $20\ \mu\text{s}$ (b), $30\ \mu\text{s}$ (c) et $75\ \mu\text{s}$ (d). La figure (e) est la mesure de l'intensité lumineuse sur l'axe pour les cas LP et UP. Les données sont prises dans la zone représentée par le rectangle vert dans (a) et normalisées à la valeur maximale.

4.4 Résultats

Dans cette section, nous présentons les résultats obtenus lors de la campagne expérimentale portant sur la propagation d'un faisceau intense d'électrons relativistes dans un gaz et dans un plasma préformé. Tout d'abord nous caractérisons le faisceau dans le tube de propagation. Celui-ci est dans un premier temps vide, puis dans un second temps nous ajoutons successivement les différents éléments de la chambre d'interaction. Nous obtenons ainsi un tir de référence dans la chambre sous vide que nous pourrons comparer aux situations à venir. Ensuite, nous étudions la propagation du faisceau dans la chambre remplie de gaz d'hélium. Enfin, nous ferons propager le faisceau d'électrons dans le plasma préformé.

4.4.1 Influence des éléments de la chambre d'interaction sur le transport du faisceau

L'objectif est de caractériser le faisceau dans le tube de propagation sous vide puis avec la présence d'éléments de la chambre d'interaction. La figure 4.19 présente la configuration des deux premières étapes de cette étude. Tout d'abord, nous imageons la section droite du faisceau sur différentes positions dans le tube de propagation vide (A). Puis nous imageons sa section droite à une nouvelle position après avoir ajouté la fenêtre d'entrée (B).

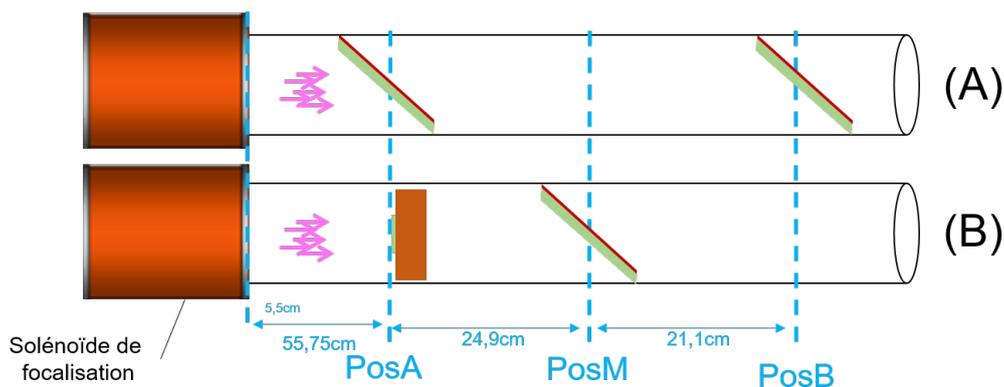


FIGURE 4.19 – Agencement des éléments pour la caractérisation du transport du faisceau dans le vide.

Pour ces deux étapes, nous employons une caméra ICCD et CBF qui imagent une large feuille de mylar aluminisé (présentée dans la sous-section 4.2.2). La face mylar de cette feuille est exposée au faisceau afin de mesurer la section droite de ce dernier à l'endroit où est positionné la feuille. La caméra ICCD a un grandissement de 0,125 mm/px et son champ d'observation est de 128 mm sur les deux directions. La figure 4.20 présente le protocole de mesure du diamètre qui est la largeur totale à mi-hauteur (FWHM). Nous mesurons le diamètre sur la direction verticale car elle n'est pas affectée par la parallaxe de l'imagerie qui était contenue dans un plan horizontal. Cette même figure 4.20 présente la fente au travers de laquelle la caméra CBF effectue son image. Sachant que cette fente a une ouverture de $100\ \mu\text{m}$ sur la caméra, nous observons au travers de celle-ci la feuille de mylar aluminisé sur une largeur de 2 mm. Nous n'avons accès qu'au profil

horizontal sur cette caméra. Son grandissement horizontal est de $0,464\text{mm}/\text{px}$. Si le profil du faisceau est une tache durant toute la durée du plateau de courant, nous pouvons quantifier la "stationnarité du faisceau" en mesurant le déplacement de la valeur maximale du profil Δx à deux instants donnés. La figure 4.21 présente le protocole de mesure de Δx .

A noter que la boucle de Rogowski située derrière la feuille de mylar aluminisé ne peut fonctionner correctement. Si nous souhaitons recueillir des informations sur ces diagnostics, nous devons effectuer un tir similaire sans la feuille.

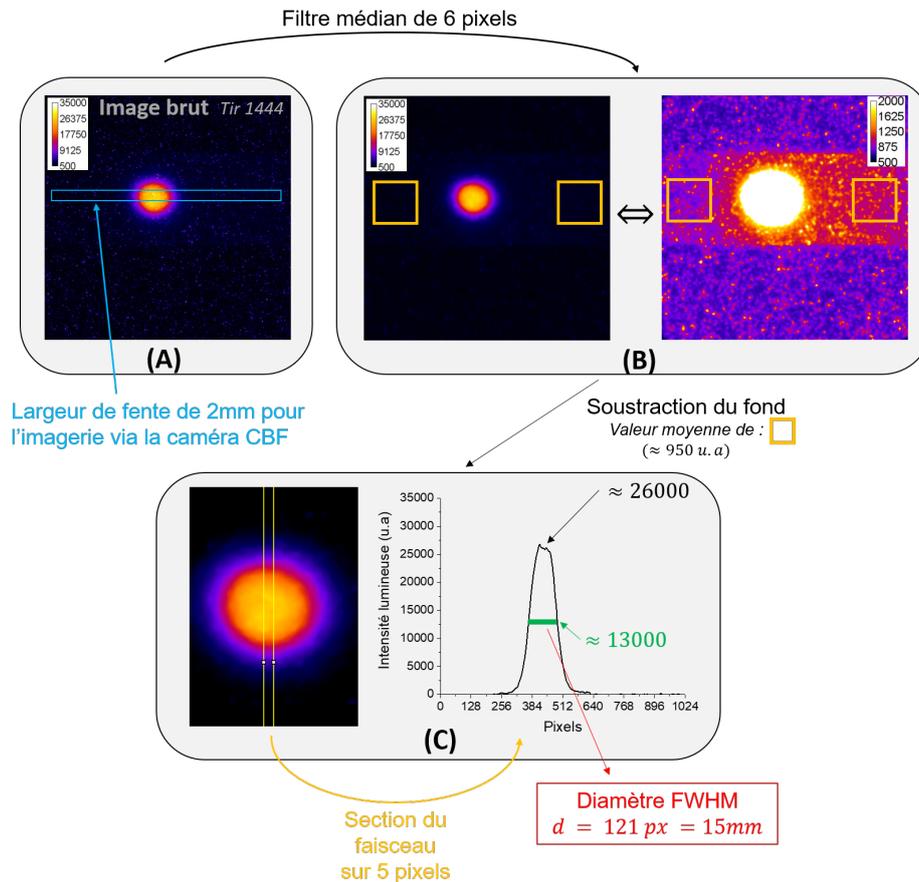


FIGURE 4.20 – **Protocole de mesure du diamètre FWHM.** (A) Image brute. Nous lui appliquons un filtre médian 2D de 6 pixels de rayon. Il permet d'atténuer le bruit dû aux X durs. (B) L'image filtrée est présentée avec deux échelles de fausses couleurs différentes. L'image de droite met en évidence un fond plus intense au milieu à cause de la lumière diffusée dans le tube de propagation et qui sort par les hublots. Nous déterminons la valeur moyenne de ce fond en sélectionnant deux zones carrées de part et d'autre de la tache. Ce fond est soustrait à toute l'image. (C) Sur cette nouvelle image, la section verticale du faisceau est extraite sur une largeur de 5 pixels. Nous pouvons ainsi déterminer le diamètre à mi-hauteur de la tache.

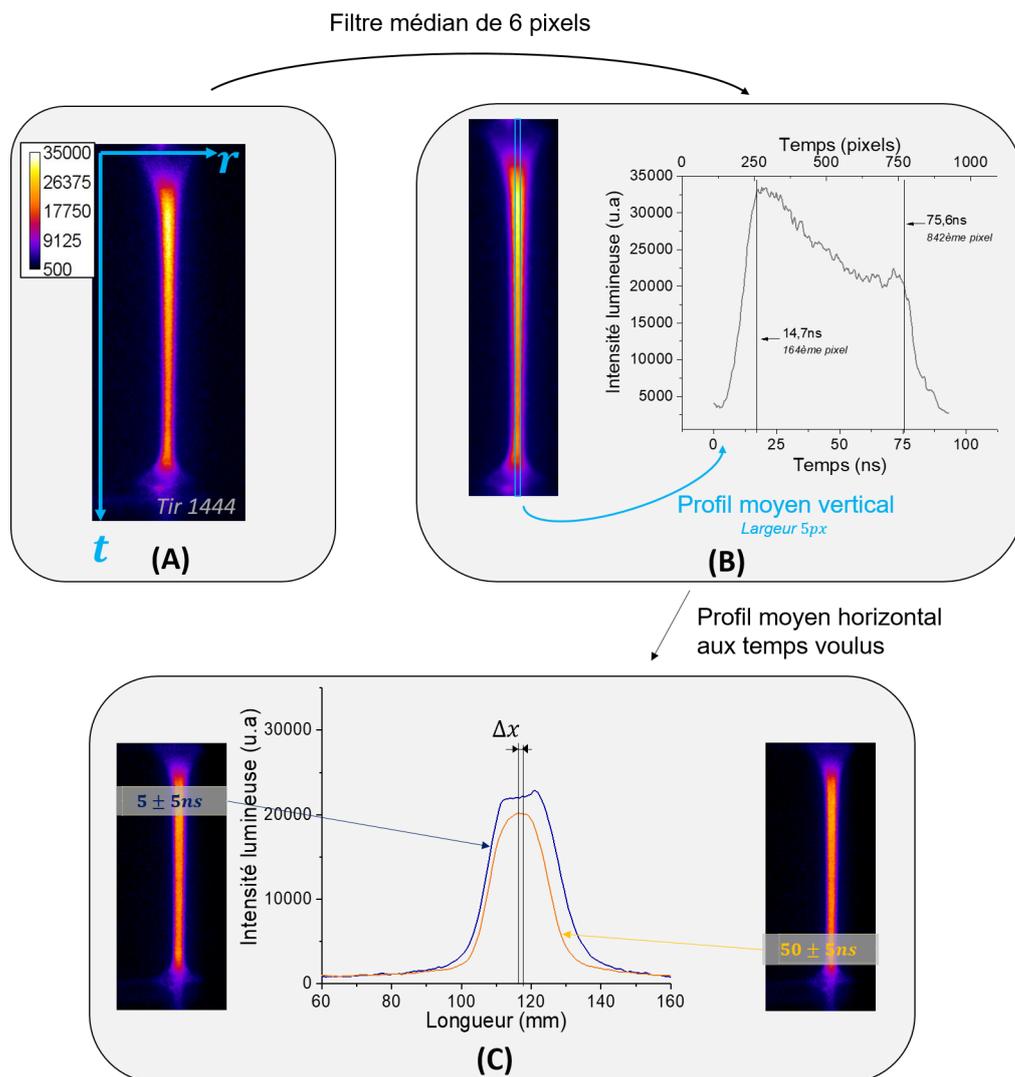


FIGURE 4.21 – **Protocole de mesure du déplacement de la tache sur la caméra CBF FWHM.** (A) Image brute. Nous lui appliquons un filtre médian 2D de 6 pixels de rayon. Il permet d'atténuer le bruit dû aux X durs. (B) La relation entre les pixels et le temps est calibré en usine et donnée par le fournisseur. Nous traçons le profil moyen vertical de l'image. Nous constatons que l'intensité lumineuse n'est pas constante pendant la durée du plateau de courant. Cela peut être dû à une modification du rendement lumineux du radiateur Cerenkov pendant le plateau, à cause de l'irradiation par les électrons. Néanmoins, nous repérons sans ambiguïté le plateau de courant car la montée et la descente du signal sont bien plus marquée. (C) Il est ensuite possible d'identifier les pixels associés à 5 et 50 ns après le début de ce plateau. Sachant que la synchronisation de la caméra ICCD par rapport à la CBF a une incertitude de 5 ns, nous traçons le profil moyen horizontal sur cet intervalle là pour les deux temps étudiés. Ensuite, nous repérons le maximum des deux courbes pour y sortir une différence Δx . A noter que l'origine de l'axe de l'abscisse est arbitraire car nous ne nous intéressons qu'à une différence de positions. La largeur des deux profils horizontaux à 5 et 50 ns est différente. La raison est que l'énergie du faisceau évolue légèrement ($\approx 2\%$) durant l'impulsion.

Etape A

Tout d'abord, nous avons imagé la section droite du faisceau d'électrons en plaçant la feuille de mylar aluminisé à deux positions différentes dans le tube de propagation (voir figure 4.19(A)). La face *mylar* du radiateur a été exposé au faisceau. Les deux positions sont :

- PosA = 332,05 cm (55,75 cm après la fin du solénoïde de focalisation)
- PosB = 378,05 cm (101,75 cm après la fin du solénoïde de focalisation)

Elles sont indiquées avec l'échelle présentée dans la figure 2.8. La position PosA est celle où la face d'entrée de la chambre d'interaction sera positionnée. La position PosB est arbitraire pour avoir un second point de mesure. La propagation du faisceau d'électrons dans la ligne FEVAIR dépend de la configuration des valeurs de courants des bobines d'extraction I_{ext} et de focalisation I_{foc} . Nous étudions deux configurations :

- $I_{\text{ext}} = 175$ A et $I_{\text{foc}} = 75$ A,
- $I_{\text{ext}} = 175$ A et $I_{\text{foc}} = 85$ A.

Ces deux configurations permettent d'avoir deux tailles de faisceau différentes à l'entrée de la chambre d'interaction.

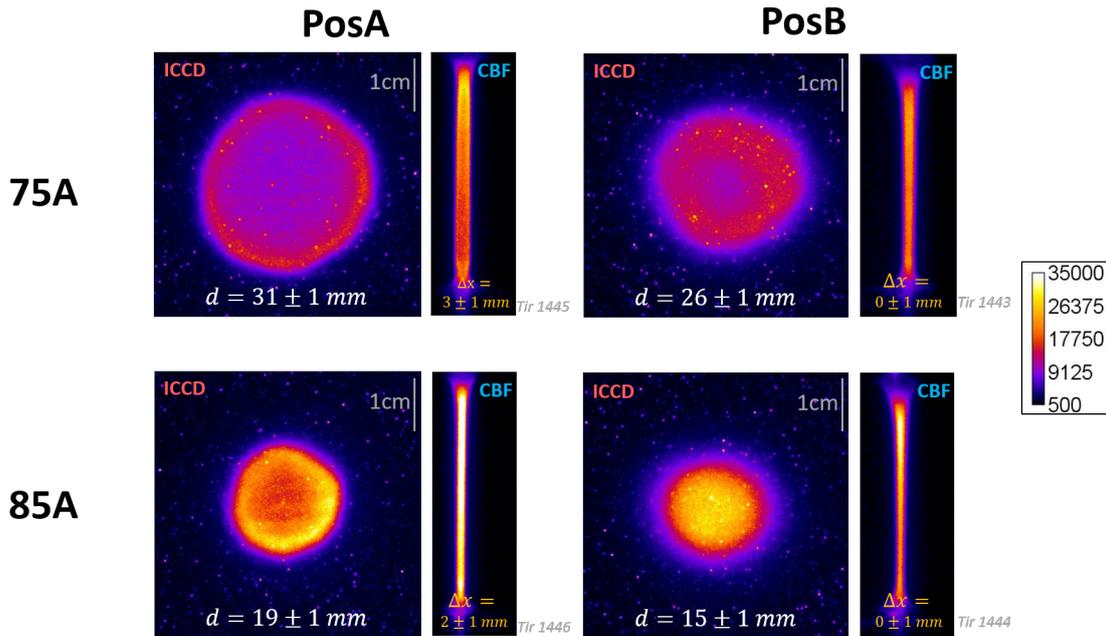


FIGURE 4.22 – Section droite du faisceau d'électrons se propageant dans le tube de propagation sous vide secondaire à deux positions données. Les deux positions sont appelées PosA et PosB et les valeurs de courants indiquent la valeur du solénoïde de focalisation. Le diamètre d est le diamètre à mi-hauteur pris verticalement. La caméra ICCD a imagé le faisceau à 5 ns après le début du plateau de courant sur un temps d'exposition de 10 ns. La caméra CBF effectue sa mesure une durée de 100 ns.

La figure 4.22 montre la section droite du faisceau aux positions PosA et PosB pour les deux configurations des bobines. Pour les deux positions, le faisceau a été imagé par la caméra ICCD et la caméra CBF. Nous constatons à l'aide de cette dernière que la position du faisceau est constante durant toute la durée du plateau à la position PosB ($\Delta x \approx 0$ cm). Une légère

déviations du centroïde du faisceau est cependant à noter au niveau de la position PosA pour les deux configurations de bobines. Ces fluctuations sont dues au fait que le faisceau n'est pas rigoureusement aligné sur l'axe du solénoïde de focalisation, et que son énergie évolue légèrement ($\approx 2\%$) durant l'impulsion. Si ce déplacement reste du même ordre de grandeur lors de l'ajout de la chambre d'interaction sous vide, nous considérerons que cette dernière n'aura pas d'influence sur la propagation du faisceau.

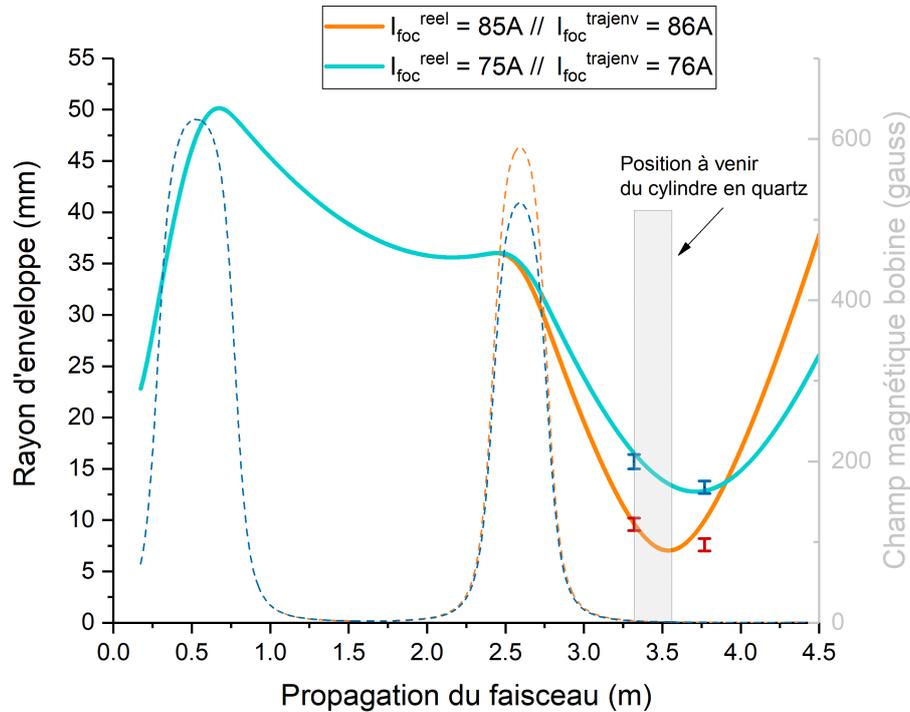


FIGURE 4.23 – **Comparaison entre la simulation du rayon d'enveloppe du faisceau sur Trajenv et les points expérimentaux.** Les cas ($I_{\text{ext}}^{\text{trajenv}} = 172 \text{ A}, I_{\text{ext}}^{\text{trajenv}} = 76 \text{ A}$) et ($I_{\text{ext}}^{\text{trajenv}} = 172 \text{ A}, I_{\text{ext}}^{\text{trajenv}} = 86 \text{ A}$) sont représentés.

En utilisant Trajenv, nous pouvons évaluer l'évolution du rayon d'enveloppe du faisceau au cours de sa propagation dans l'installation FEVAIR à l'aide des points de mesures de son diamètre sur les positions PosA et PosB et des conditions initiales à la diode (voir figure 2.1). Sachant que les valeurs de courant parcourant les solénoïdes d'extraction et de focalisation ont une certaine incertitude, nous ajustons ces valeurs sur Trajenv de telle sorte que la courbe de rayon d'enveloppe passe au niveau de nos points expérimentaux. Nous nous restreignons à quelques conditions :

- les valeurs de courant peuvent varier de $\pm 10\%$ par rapport à la valeur appliquée lors de l'expérience,
- la valeur du courant de la bobine d'extraction doit être la même dans les deux configurations. En effet, la même valeur a été appliquée dans les deux cas de l'expérience.
- La différence de courant de la bobine de focalisation entre les deux configurations doit être de 10 A.

La figure 4.23 présentent ces courbes et les points expérimentaux. Avec nos conditions restrictives, nous n'arrivons pas à avoir un accord parfait avec nos quatre points. Le meilleur cas retenu est

une valeur de la bobine d'extraction de $I_{\text{ext}}^{\text{trajenv}} = 172 \text{ A}$ et une valeur de la bobine de focalisation de $I_{\text{ext}}^{\text{trajenv}} = 76 \text{ A}$ et $I_{\text{ext}}^{\text{trajenv}} = 86 \text{ A}$. Cette première partie d'étude nous a permis de caractériser le faisceau à l'entrée de la chambre d'interaction. Le modèle Trajenv est raisonnablement bon pour la configuration $I_{\text{ext}} = 175 \text{ A}$ et $I_{\text{foc}} = 75 \text{ A}$ qui est la configuration retenue pour la suite de l'étude. A noter que nous ne travaillons pas avec un courant $I_{\text{foc}} < 75 \text{ A}$ car le faisceau aurait un rayon trop grand par rapport aux dimensions de la fenêtre d'entrée

Étape B

Nous ajoutons la fenêtre d'entrée (mylar aluminisée) à la position PosA et nous relevons la section droite à une nouvelle position, notée PosM. Cette dernière, qui se situe à 24,9 cm après PosA, sera la position de la fenêtre de sortie de la chambre d'interaction définitive. Les images des

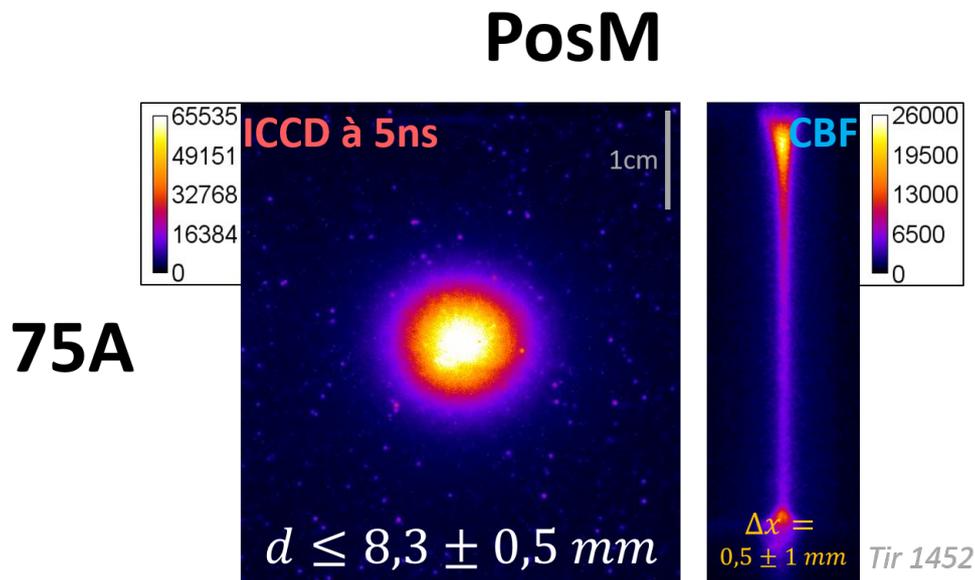


FIGURE 4.24 – Section droite du faisceau d'électrons à la position PosM imagé à l'aide d'une caméra ICCD et CBF par rayonnement Cerenkov. (ICCD) l'image démarre à 5 ns durant un temps d'exposition de 10 ns. (CBF) Le balayage temporelle dure 93 ns.

caméras ICCD et CBF sont données dans la figure 4.24 pour la position PosM. Nous obtenons une image à la limite de la saturation sur la caméra ICCD. Ainsi, la valeur obtenue pour le diamètre à mi-hauteur est légèrement surestimée. Il est de $\leq 8,3 \pm 0,5 \text{ mm}$. La présence de la fenêtre d'entrée n'affecte pas la stationnarité de la position du faisceau d'électrons ($\Delta x \approx 0 \text{ cm}$) à la position PosM.

Nous avons effectué un tir de faisceau d'électrons similaire sans la présence de la large feuille de mylar pour récolter les signaux des boucles de Rogowski. La figure 4.25(a) présentent les signaux traités selon la méthode décrite dans la section 2.2.1.3 du chapitre 2. Ces mêmes signaux ont été lissés à l'aide d'un filtre FFT passe-bas avec une fréquence seuil de 0,1 GHz pour plus de clarté (voir figure 4.25(b)). Nous constatons que la seconde boucle de Rogowski (située après la fenêtre d'entrée) est plus bruitée que la première. Sa valeur moyenne reste la même traduisant

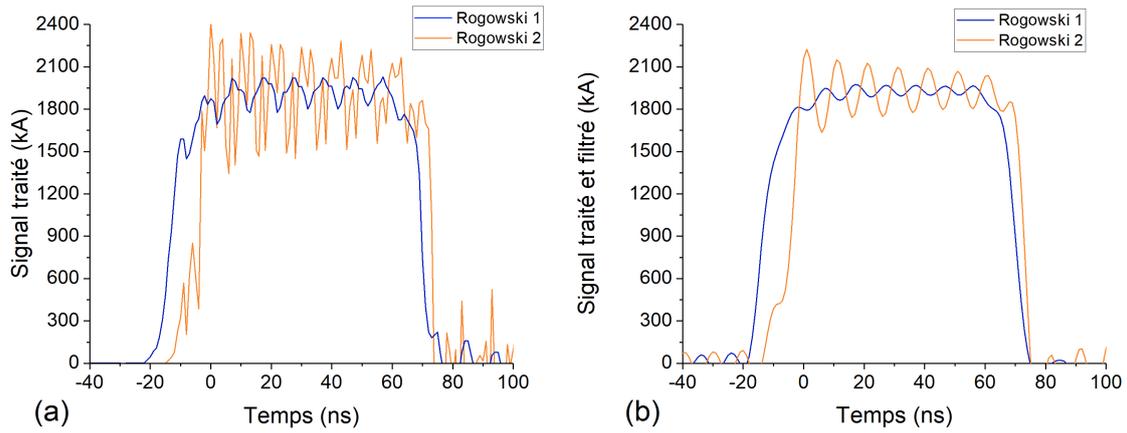


FIGURE 4.25 – Plateau de courant mesuré à l’aide des boucles de Rogowski dans le cas où la fenêtre d’entrée seule est présente. (a) Signaux traités et calibrés. (b) Signaux identiques à (a) mais lissés à l’aide d’un filtre FFT passe-bas avec une fréquence seuil de 0,1 GHz pour plus de clarté.

qu’il n’y a pas de perte significative de courant. Le signal récolté sur la première boucle de Rogowski sera toujours identique pour la suite de l’étude puisqu’elle se situe avant les éléments que nous plaçons dans le tube. Par la suite, nous comparerons les signaux de la seconde boucle de Rogowski pour évaluer une éventuelle perte de courant du faisceau d’électrons dans le temps.

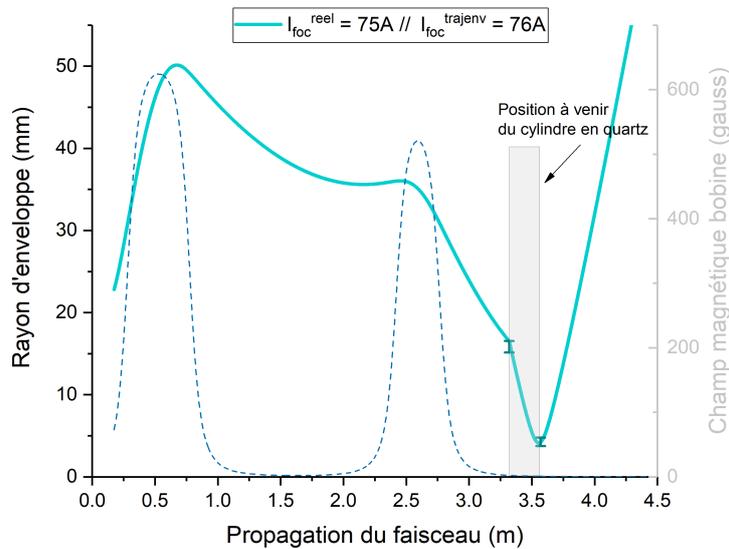


FIGURE 4.26 – Comparaison entre la simulation du rayon d’enveloppe du faisceau sur Trajenv et les points expérimentaux dans le cas où la fenêtre d’entrée seule est présente. Seul le cas ($I_{\text{ext}}^{\text{trajenv}} = 172 \text{ A}$, $I_{\text{ext}}^{\text{trajenv}} = 76 \text{ A}$) est étudié.

Sur Trajenv, en ajoutant une fenêtre de mylar aluminisé à la position PosA, nous constatons un accord avec la mesure du diamètre à la position PosM (voir figure 4.26). Le faisceau reste manifestement suffisamment grand par rapport au cas où la charge d’espace génère des forces non-linéaires importantes. Le foyer du faisceau d’électrons se situe au niveau de la fenêtre de sortie dans la chambre d’interaction définitive. La prochaine étape consiste à ajouter le cylindre en quartz après la fenêtre d’entrée pour évaluer si celui-ci influence le transport du faisceau.

4.4.2 Caractérisation du transport du faisceau dans la chambre d'interaction sous vide

Nous installons un cylindre en quartz d'une longueur de $L = 24,9$ cm pour former la chambre d'interaction définitive. Un cylindre d'une longueur de $L = 50$ cm utilisé lors d'une expérience précédente [7] s'était avéré trop long puisque des électrons périphériques viennent impacter ses parois, ce qui pouvait engendrer des charges d'espaces qui perturbent la propagation et donc l'étude. Notre configuration est présentée dans la figure 4.27. Nous étudions ici le transport du faisceau la chambre d'interaction sous vide afin d'avoir un cas de référence pour les expérimentations à venir.

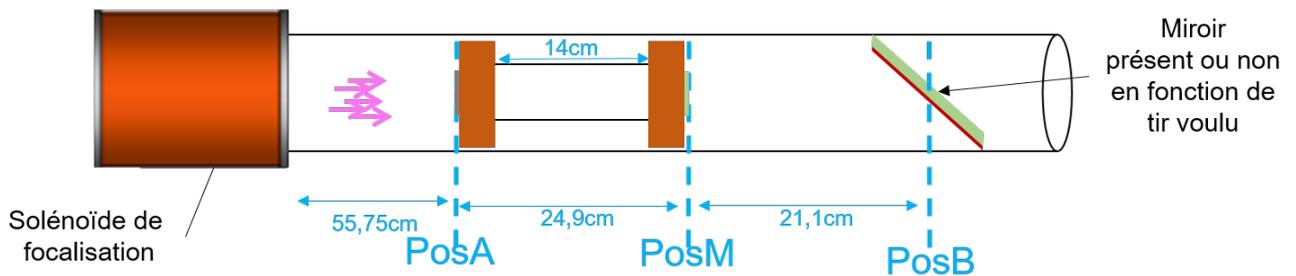


FIGURE 4.27 – Agencement de la chambre d'interaction définitive.

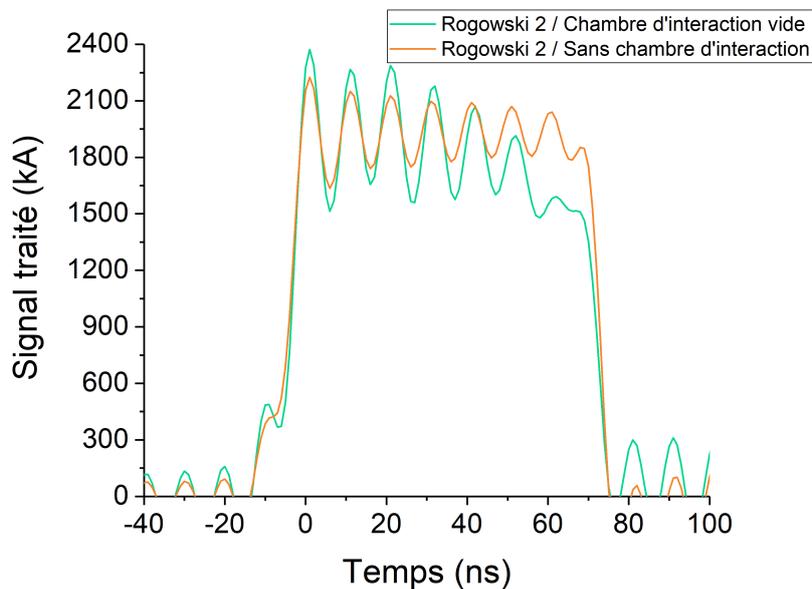


FIGURE 4.28 – Plateau de courant mesuré à l'aide de la boucle de Rogowski situé en aval. (courbe orange) Lorsque la fenêtre d'entrée seule est présente. (courbe verte) Lorsque la chambre d'interaction sous vide sans la fenêtre de sortie est présente. Les signaux sont traités et lissés à l'aide d'un filtre FFT passe-bas avec une fréquence seuil de $0,1GHz$ pour plus de clarté.

La mesure du plateau de courant par la seconde boucle de Rogowski a été réalisée lorsque la fenêtre de sortie était absente car elle aurait influencé le transport du faisceau après la chambre d'interaction. La seconde boucle de Rogowski présente une courbe différente que dans la section précédente. La valeur moyenne du plateau de courant est identique mais une perte de courant

croissante dans le temps et qui atteint environ 10% est à noter lorsque la chambre d'interaction sous vide est installée. Cette perte est due à la diffusion angulaire des électrons par la feuille d'entrée. La figure 4.29 montre l'émission lumineuse de la chambre d'interaction durant un tir de faisceau d'électrons. Cette émission a pour origine l'interaction entre les électrons diffusés par la feuille et le quartz qui va émettre des photons par fluorescence. La caméra CBF montre qu'elle est présente durant toute la durée du plateau. A noter que nous observons sur cette même caméra une forte intensité lumineuse au début et à la fin du plateau. Ces instants correspondent au front de montée et de descente du faisceau, là où l'énergie et le courant ne sont pas adaptés pour que le faisceau se propage correctement dans la chambre d'interaction. A ces instants, il en résulte une forte émission lumineuse du fait que la majorité des électrons impacte les parois.

Pour mesurer la section droite du faisceau au niveau de la fenêtre de sortie, nous y installons une feuille de graphite et nous exposons la face *aluminium* de la large feuille de mylar aluminisé au faisceau. Cette dernière a donc un rôle de *miroir* qui réfléchit le rayonnement RTO produit par la fenêtre de sortie. La figure 4.30 présente cette image. Une feuille de mylar aluminisé aurait été idéale pour la fenêtre de sortie puisque le rayonnement Cerenkov qu'elle produit est plus intense que le rayonnement RTO du graphite. Cependant, nous avons constaté qu'elle se brise lors d'un tir sur la chambre d'interaction complète. En effet, le faisceau est focalisé au niveau de la sortie de la chambre. Nous avons observé qu'une feuille de graphite de $25\ \mu\text{m}$ d'épaisseur reste intègre. Contrairement à l'étape B, l'émission lumineuse ne sature pas la caméra ICCD et nous permet, cette fois-ci, de mesurer correctement le diamètre du faisceau. Celui-ci est plus petit que dans la figure 4.24 là où l'image était saturée. Il est important de noter que le faisceau semble bouger durant le plateau de courant. En effet, nous mesurons un Δx non nul. La présence du cylindre en quartz semble influencer légèrement sur le transport dans la chambre d'interaction. L'influence reste relativement acceptable dans le sens où le profil du faisceau reste régulier et de taille proche de celle sans tube.

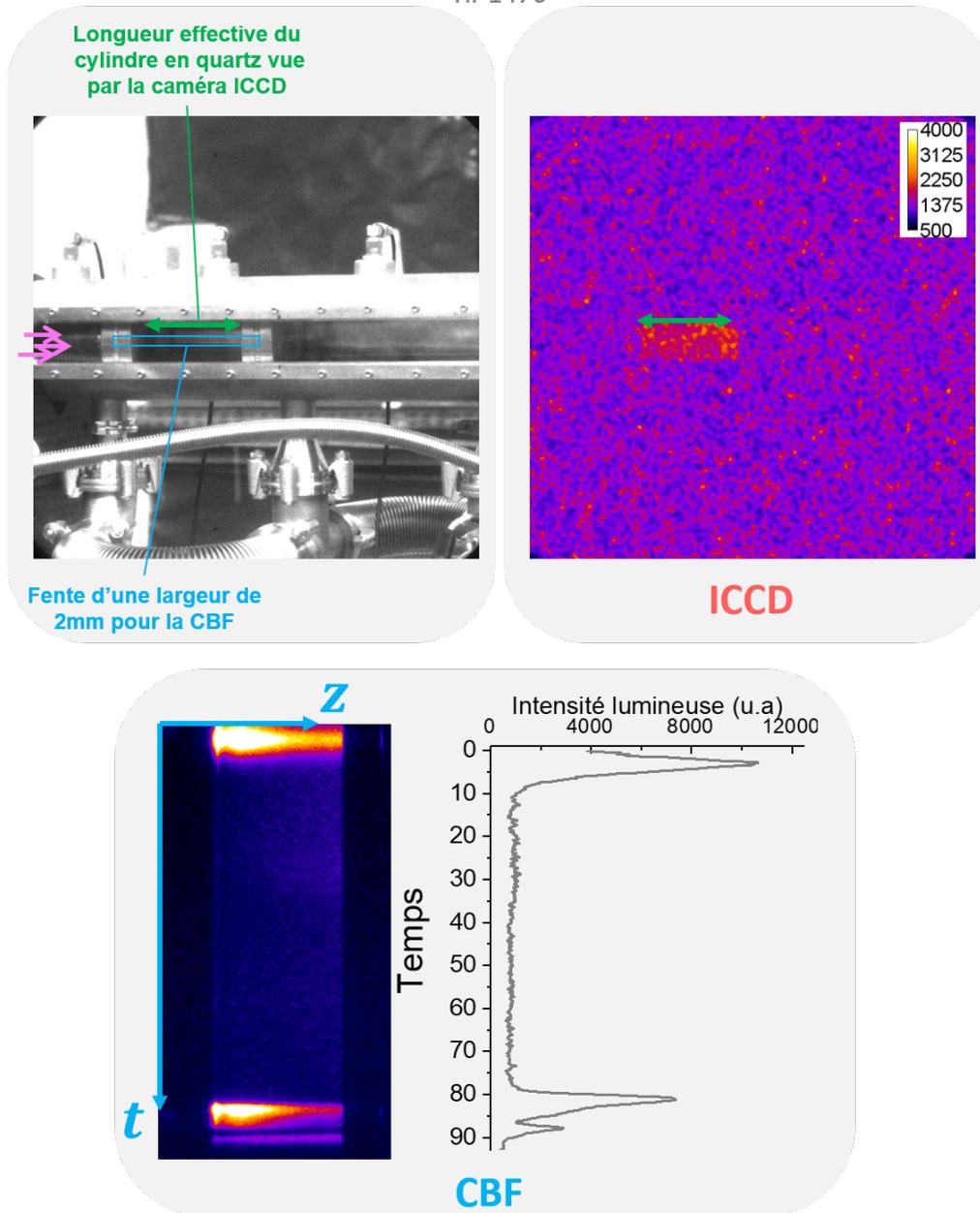


FIGURE 4.29 – **Image de l'ensemble de la chambre d'interaction.** (ICCD) Caméra ICCD imageant à 10 ns après le début du plateau de courant avec un temps d'exposition de 3 ns. (CBF) Caméra CBF imageant la longueur de la chambre d'interaction sur une largeur de fente de 2 mm (sur l'image) durant 93 ns.

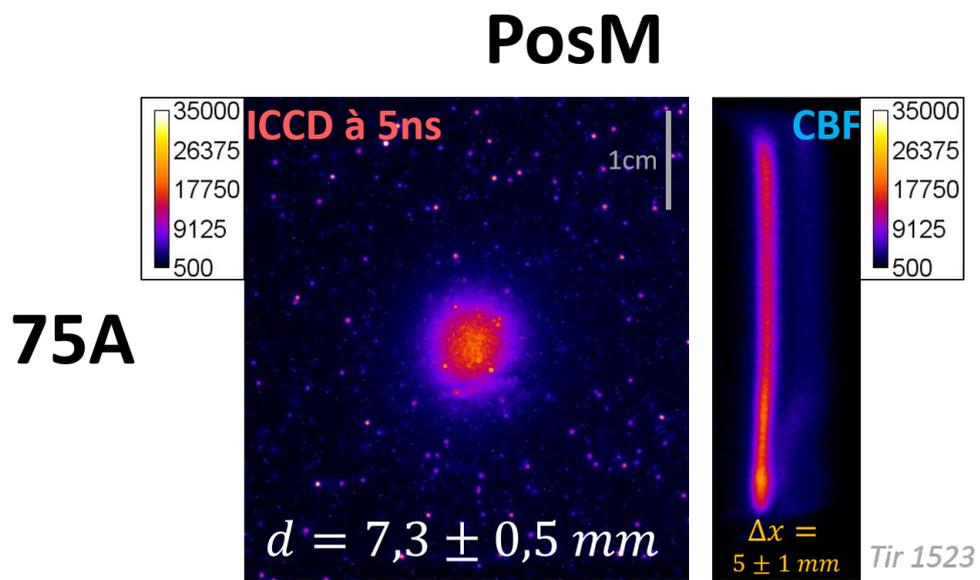


FIGURE 4.30 – Section droite du faisceau d’électrons à la position PosM après avoir parcourue la chambre d’interaction vide. Imagé à l’aide d’une caméra ICCD et CBF par Rayonnement de Transition Optique. (ICCD) l’image démarre à 5 ns durant un temps d’exposition de 10 ns. (CBF) Le balayage temporel dure 93 ns.

Pour terminer cette sous-section, nous présentons le cas de simulation du code PIC / MCC *LSP* utilisé pour modéliser la chambre d'interaction et le transport du faisceau dans plusieurs milieux. Un schéma du cas LSP est donnée dans la figure 4.31. Nous nous plaçons en symétrie 2D

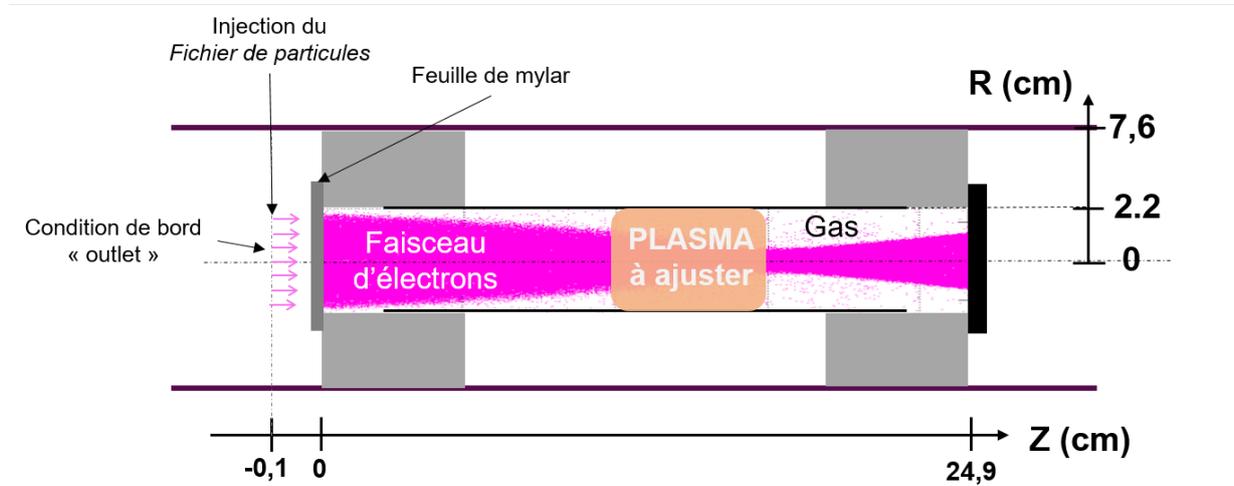


FIGURE 4.31 – Schéma de la chambre d'interaction modélisée sur LSP. Dans la présente section, le gaz et le plasma sont absents. Ils sont ajoutés par la suite. A noter que les paramètres du *plasma à ajuster* seront présentés en détail dans la section concernée.

cylindre (\vec{e}_r, \vec{e}_z). Nous simulons de $z = -0,1$ cm à $z = 24,9$ cm et de $r = 0$ cm (axe de symétrie du cylindre en quartz) à $r = 7,6$ cm. Les mailles ont une dimension $dr = dz = 0,025$ cm. La fenêtre d'entrée est située à la côte $z = 0$ cm et a une épaisseur d'une maille. Elle est conductrice et les collisions sont traitées par la méthode de Molière sur $6,5 \mu\text{m}$ (voir la figure 2.20 du chapitre 2). Les conditions aux bords sont imposées par les objets métalliques sauf en $z = -0,1$ cm où nous indiquons un *outlet* (voir section 2.4.2 du chapitre 2). Si des particules collisionnent avec les parois du cylindre, elles sont absorbées. Le faisceau est injecté à l'aide d'un *fichier de particules* présenté dans la section 2.4.3 du chapitre 2. Le profil temporel en courant et en énergie du faisceau est donné dans la figure 2.6 du chapitre 2. Pour toutes les simulations LSP, le temps indiqué sur les résultats est référé par rapport au début du plateau de courant du faisceau.

Les résultats de la simulation lorsque la chambre d'interaction est vide montrent que le faisceau obtenu est stationnaire durant le plateau de courant (voir figure 4.32(a) et 4.32(b)). Sa densité électronique à l'entrée de la chambre est estimée à $\approx 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ tandis qu'elle est environ trois fois plus élevée à sa sortie. L'émittance est multipliée par un facteur ≈ 3 à cause de son passage à travers la feuille de mylar. Durant le plateau de courant, elle reste constante. La section droite du faisceau d'électrons a un profil de tache en sortie. Un bon accord est observé entre ce profil et la mesure de l'intensité lumineuse lors de l'expérience (voir figure 4.33). Le cas LSP fonctionne correctement lors d'une propagation du faisceau dans le vide. Nous pouvons donc étudier le transport du faisceau durant sa propagation dans un gaz d'hélium.

Pour conclure sur cette étape, l'ajout de la chambre d'interaction vide sur le chemin du faisceau influe sa propagation. La diffusion angulaire introduite par la fenêtre d'entrée mène à

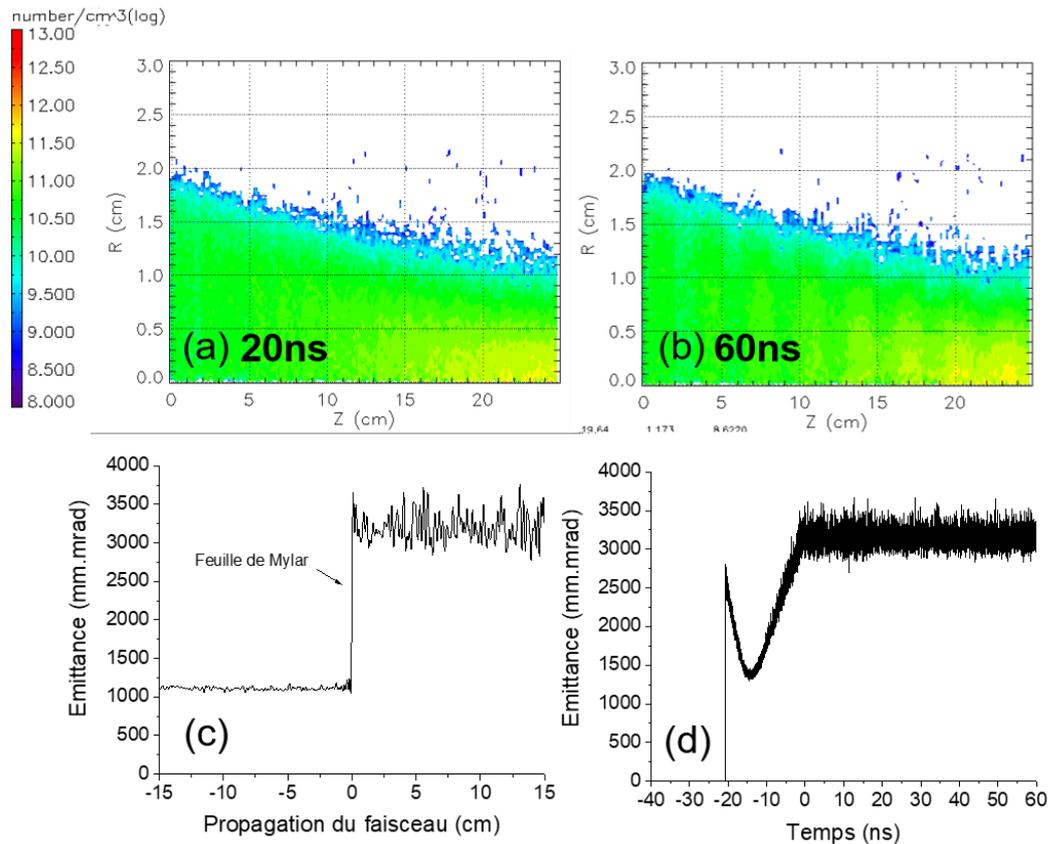


FIGURE 4.32 – Résultats de la simulation de la propagation du faisceau d'électrons dans la chambre d'interaction vide. (a - b) Densité électronique du faisceau dans la chambre d'interaction à 20 et 60 ns après le début du plateau de courant. (c) Emittance de Lapostolle normalisée au cours de la propagation. Cette figure est tirée du cas présenté dans la figure 2.26 pour illustrer l'augmentation d'émittance au passage de la fenêtre d'entrée. (d) Emittance de Lapostolle normalisée en fonction du temps à la sortie de la chambre d'interaction.

l'impact d'une partie du faisceau (jusqu'à 10%) sur les parois du cylindre en quartz et des pièces en laiton. Malgré tout, l'influence reste acceptable dans le sens où le déplacement du centroïde et les dimensions du faisceau sur la fenêtre de sortie sont proches des valeurs observées quand le cylindre n'était pas présent. Celui-ci ne semble donc pas impacter significativement le transport du faisceau. Le modèle de simulation LSP est en accord avec les résultats expérimentaux dans cette configuration. Nous pouvons étudier l'interaction faisceau/gaz.

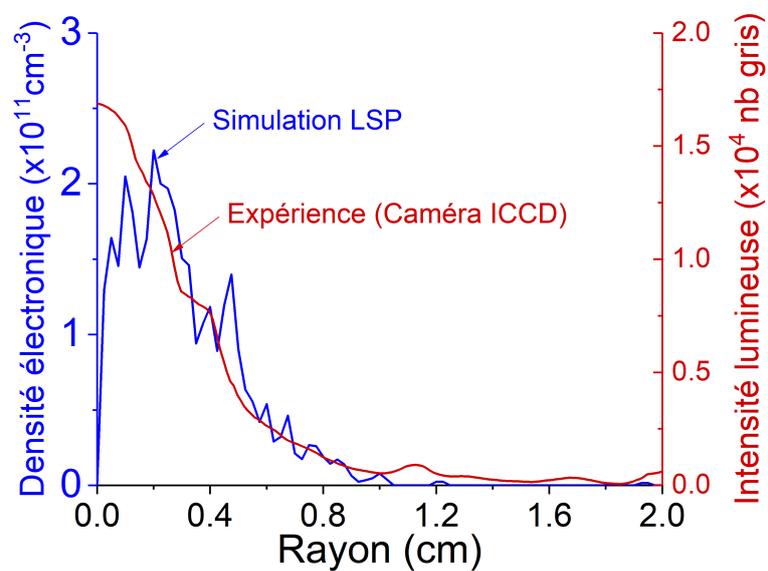


FIGURE 4.33 – **Coupe radiale de la section droite du faisceau en sortie de la chambre d’interaction vide.** (bleu) Courbe issue de LSP. À noter que cette courbe est intégrée dans toutes les directions azimutales de 0 à 2π . Le volume équivalent des mailles proches de l’axe tend vers 0 tout comme le nombre de macroparticules qu’elles contiennent. Proche de $r = 0$, l’erreur statistique devient donc grande et les valeurs de densité électronique sont entachées d’une grande incertitude. (rouge) Courbe issue de l’expérience.

4.4.3 Interaction faisceau/gaz

Nous injectons un gaz d'hélium sous différentes pressions dans la chambre d'interaction. Cette fois-ci, nous employons deux caméras ICCD qui imagent le miroir afin de mesurer la section droite du faisceau au niveau de la fenêtre de sortie sur deux instants différents. L'une image à 5 ± 5 ns après le début du plateau et l'autre à 50 ± 5 ns. Elles ont respectivement un grandissement de 0,129 mm/px et 0,095 mm/px. Il est important de rappeler que le miroir, qui est une feuille de mylar aluminisé dont la face aluminium est exposée au faisceau, émet aussi un rayonnement RTO lorsque le faisceau d'électrons l'atteint. Nous le qualifions de *signal fantôme*.³ Dans le cas

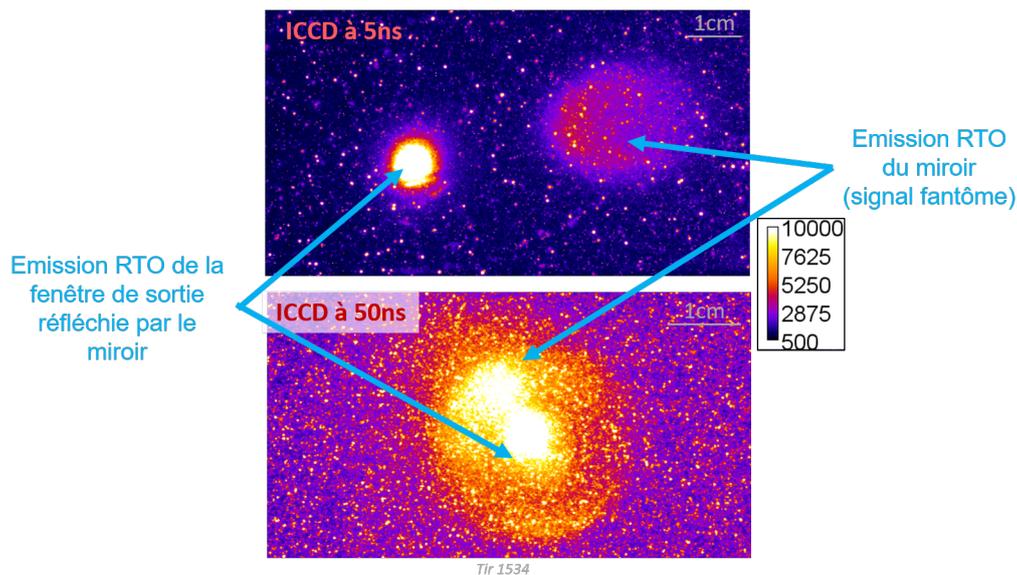


FIGURE 4.34 – Mise en évidence du signal fantôme. L'émission RTO de la feuille d'aluminium est non négligeable. En fonction de l'orientation des caméras, elle peut ne pas être discernée de l'émission RTO de la fenêtre de sortie que l'on veut étudier.

de la caméra ICCD imageant à 5 ns, le signal fantôme et la réflexion du signal recherché sont discernables car spatialement décalés (voir figure 4.34). En revanche, il y a un recouvrement partiel pour la caméra ICCD imageant à 50 ± 5 ns à cause de son orientation. L'exploitation de l'image est donc beaucoup plus délicate. Malgré tout, elle nous donne une bonne idée de la forme du faisceau à cet instant. Nous employons également la caméra CBF (grandissement de 0,195 mm/px). Pour la même raison que la caméra ICCD imageant à 50 ns, nous voyons un signal fantôme sur la caméra CBF. Celui-ci empiète beaucoup moins sur le signal principal car l'angle de vue (et donc la parallaxe) de la caméra CBF est différent ce qui rend l'exploitation tout à fait faisable.

La figure 4.35 montre les images de la section droite à 5 ± 5 ns après le début du plateau de courant et l'image de la caméra CBF associée pour différentes pressions dans la chambre d'interaction. La figure 4.36 présente les images de la section droite à 50 ± 5 ns pour les cas

3. Si la fenêtre de sortie était du mylar aluminisé, le rayonnement Cerenkov qu'elle produit nous aurait permis de négliger ce signal fantôme. Cependant, ce matériau se brise lorsque le faisceau la traverse, comme évoqué dans la sous-section précédente.

où le faisceau change de forme durant le plateau de courant. Aux deux plus hautes pressions étudiées $((1,5 \pm 0,2) \times 10^{-1} \text{ mbar}$ et $(6,5 \pm 0,2) \times 10^{-2} \text{ mbar}$), l'image du faisceau montre des structures irrégulières, et le faisceau est instable selon l'image produite par la caméra CBF. Les calculs présentés plus tôt dans ce chapitre (voir section 4.1) indiquent que le faisceau ionise par impact les atomes d'hélium sur son chemin, produisant un plasma avec une densité électronique supérieure à celle du faisceau. Dans cette configuration, une fraction des électrons de ce plasma est expulsée du volume du faisceau de façon à le neutraliser en charge. Une instabilité à *deux faisceaux* se produit entre les électrons du plasma et le faisceau [150] le détruisant en filaments. Nous constatons que le faisceau ne possède pas de structures irrégulières aux deux pressions inférieures $((1,0 \pm 0,2) \times 10^{-2} \text{ mbar}$ et $(6,4 \pm 0,2) \times 10^{-3} \text{ mbar}$). Le faisceau a initialement un profil de tache qui devient un anneau à $20 \pm 3 \text{ ns}$ après le début du plateau de courant. A ces pressions, nous soupçonnons le *ion-focused-regime* [151] : le plasma produit par ionisation par impact a une densité électronique plus petite que celle du faisceau. Les électrons du plasma sont expulsés du volume du faisceau le laissant se propager dans une colonne d'ions positifs. Le faisceau est focalisé du fait de l'atténuation partielle de sa charge d'espace. Une forme en anneau se produit après le foyer. Aux deux plus basses pressions étudiées ($1,5 \times 10^{-3} \text{ mbar}$ et $2,3 \times 10^{-3} \text{ mbar}$), le faisceau possède un profil de tache qui reste stationnaire durant la durée du plateau de courant. Un déplacement de la tache est observé sur la caméra CBF pour ces deux pressions mais il reste du même ordre de grandeur que dans la propagation dans la chambre sous vide. Nous relevons un diamètre à mi-hauteur à la sortie de la chambre d'interaction plus petit que dans la propagation sous vide (figure 4.30). Le diamètre est respectivement de $5,9 \pm 0,5 \text{ mm}$ et $5,1 \pm 0,5 \text{ mm}$ pour $1,5 \times 10^{-3} \text{ mbar}$ et $2,3 \times 10^{-3} \text{ mbar}$ alors qu'il était de $7,3 \pm 0,5 \text{ mm}$ sous vide. L'ionisation du gaz par le faisceau influence son transport résultant une légère focalisation au niveau de la fenêtre de sortie.

La figure 4.37 présente les signaux de la boucle de Rogowski en sortie de la chambre d'interaction sous $(2,4 \pm 0,5) \times 10^{-3} \text{ mbar}$, $(6,5 \pm 0,5) \times 10^{-2} \text{ mbar}$ et sous vide. Nous constatons que lorsque le gaz est présent, il n'y a pas de perte subite de courant à la fin du plateau pour le cas de plus basse pression. Cependant, sa valeur moyenne est de 1745 A. Le gaz ionisé canalise le faisceau mais une partie du courant est perdue. La courbe à plus haute pression présente un plateau constant mais avec une perte au milieu de celui-ci.

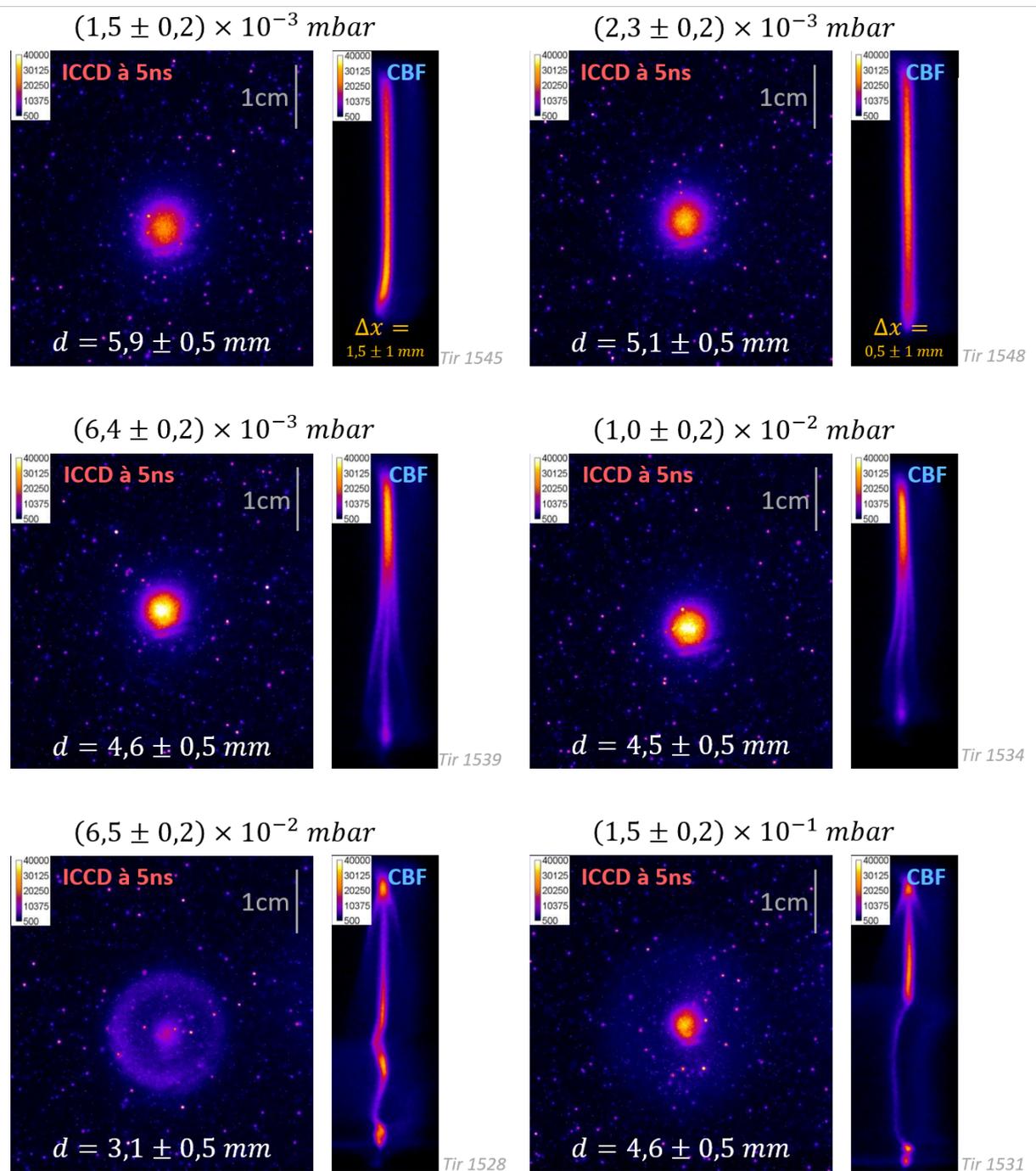


FIGURE 4.35 – Section droite du faisceau d'électrons sur la fenêtre de sortie se propageant dans la chambre d'interaction sous différentes pressions. (ICCD à 5ns) Caméra ICCD imageant toute la section droite à 5 ± 5 ns après le début du plateau de courant avec un temps d'exposition de 5 ns. (CBF) Caméra à balayage de fente imageant le diamètre du faisceau durant 100 ns.

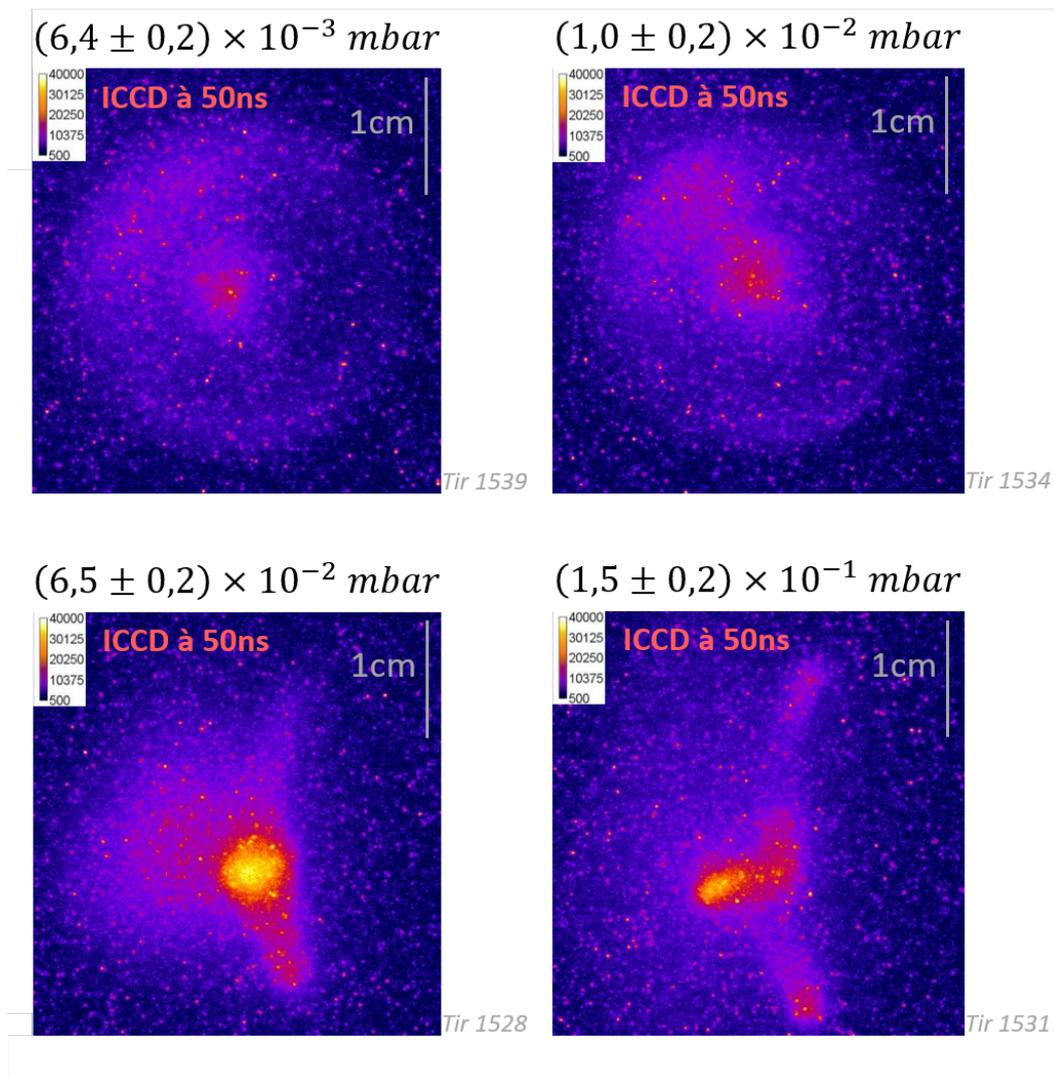


FIGURE 4.36 – Section droite du faisceau d’électrons sur la fenêtre de sortie se propageant dans la chambre d’interaction sous différentes pressions d’hélium. (ICCD à 5ns) Caméra ICCD imageant toute la section droite à 50 ± 5 ns après le début du plateau de courant avec un temps d’exposition de 5 ns.

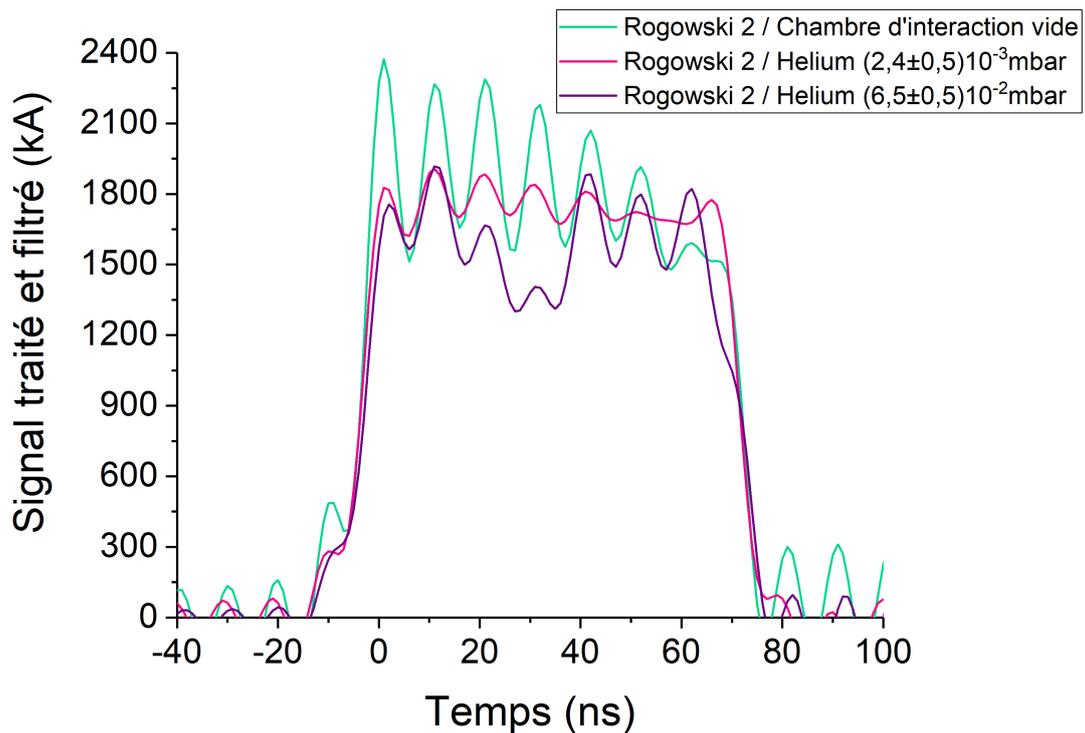


FIGURE 4.37 – Plateau de courant mesuré à l'aide de la boucle de Rogowski située en aval. (courbe verte) Lorsque la chambre d'interaction sous vide sans la fenêtre de sortie est présente. (courbe rose) Lorsque la chambre d'interaction complète est remplie d'hélium sous une pression de $(2,4 \pm 0,5) \times 10^{-3}$ mbar. (courbe violette) Lorsque la chambre d'interaction complète est remplie d'hélium sous une pression de $(6,5 \pm 0,5) \times 10^{-2}$ mbar. Les signaux sont traités et lissés à l'aide d'un filtre FFT passe-bas avec une fréquence seuil de 0,1 GHz pour plus de clarté.

Dans le modèle de simulation présenté dans la sous-section précédente, nous ajoutons un gaz d'hélium de $1,5 \times 10^{-3}$ mbar dans toute la chambre. L'interaction entre les électrons et les atomes d'hélium sont traités à l'aide de tables de sections efficaces de collisions et d'ionisation fournies par la suite LSP [134]. Le mécanisme d'ionisation est pris en compte dans cette simulation.

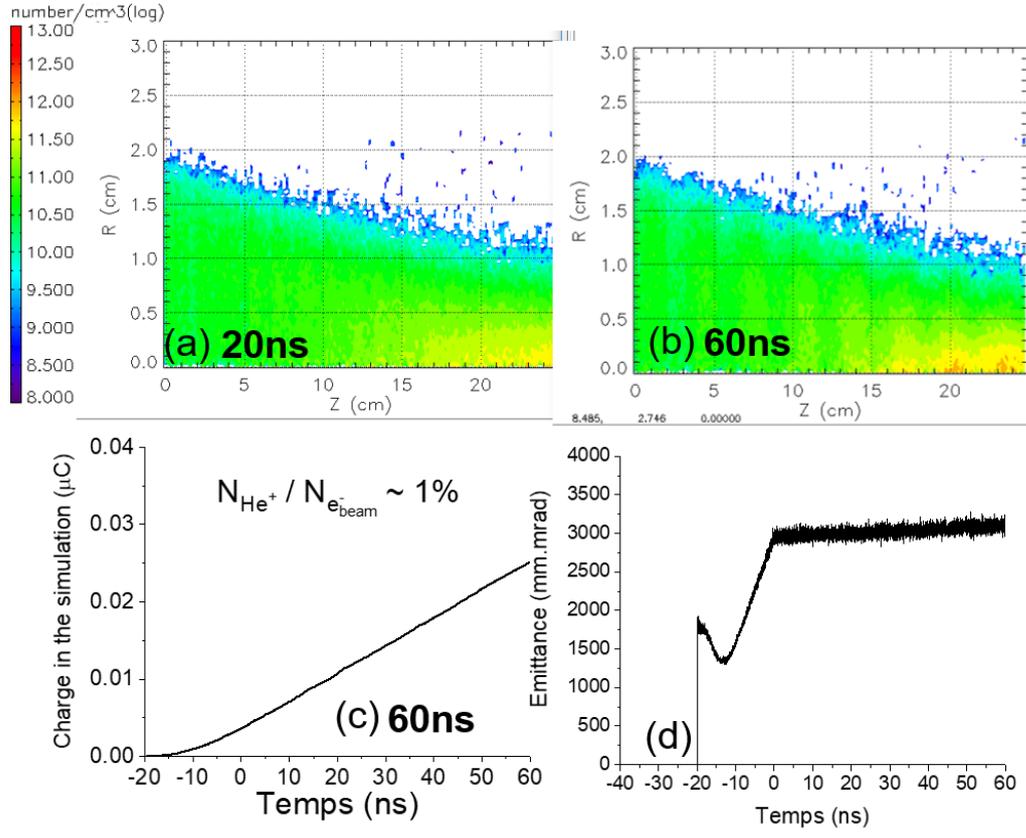


FIGURE 4.38 – Résultats de la simulation de la propagation dans un gaz d'hélium à $1,5 \times 10^{-3}$ mbar. (a) et (b) Densité électronique du faisceau dans la chambre d'interaction à 20 et 60 ns après le début du plateau de courant. (c) Production d'ions hélium durant la simulation. (d) Emittance de Lapostolle normalisée en fonction du temps à la sortie de la chambre d'interaction.

Dans cette simulation, nous constatons que le faisceau n'évolue pas significativement (voir figure 4.38(a) et 4.38(b)) durant le plateau de courant et a un profil spatial de sortie en très bon accord avec la mesure expérimentale (voir figure 4.39). Le nombre d'ions hélium N_{He^+} produit est de l'ordre de 1% du nombre d'électrons du faisceau $N_{e_{\text{beam}}}$ contenus dans l'espace de simulation (voir figure 4.38(c)). Sur la figure 4.38(d), l'effet du gaz est aussi visible sur l'émittance du faisceau qui croît linéairement durant le plateau de courant jusqu'à une augmentation de 4%. La section droite du faisceau reste une tache qui est stationnaire sur la fenêtre de sortie.

Pour conclure, le gaz a un effet sur la propagation du faisceau. Celui-ci est détruit en filaments à cause de l'instabilité à *deux faisceaux* aux plus hautes pressions étudiés. Il aborde une structure en anneau aux pressions intermédiaires après une certaine durée. Aux plus basses pressions, les dimensions du foyer et la structure du faisceau sont proches du cas sans gaz. Nous constatons qu'à $(2,4 \pm 0,5) \times 10^{-3}$ mbar son plateau de courant est intègre contrairement au cas sous vide

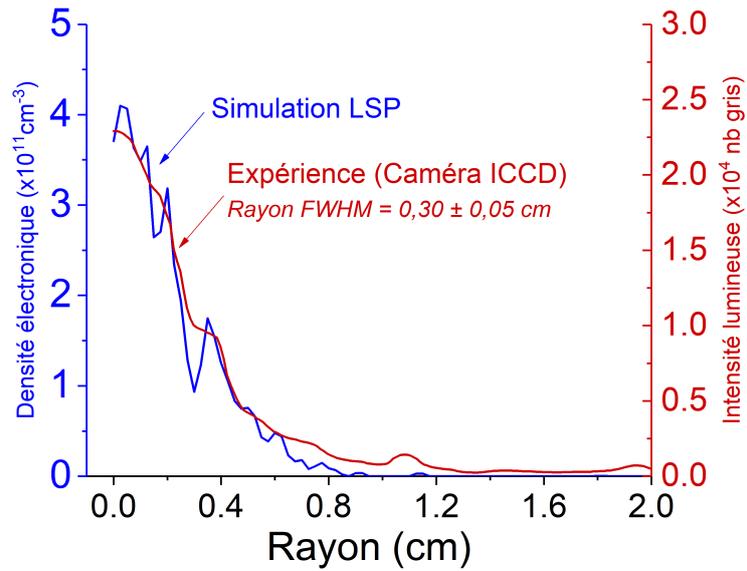


FIGURE 4.39 – Coupe radiale de la section droite du faisceau en sortie de la chambre d’interaction 60 ns après le début du plateau de courant. (bleu) Simulation LSP. Les valeurs de densité électronique proche de $r = 0$ sont entachées d’une grande incertitude comme expliqué dans la figure 4.33. (rouge) Expérience.

même si sa valeur moyenne est plus petite que 1,88 kA. Nous n’avons pas de mesure de courant pour le cas à $1,7 \times 10^{-3}$ mbar là où le plasma sera généré. Nous nous attendons à ce que la valeur moyenne du courant soit plus proche de 1,88 kA. La simulation LSP du cas à $1,5 \times 10^{-3}$ mbar présente un bon accord sur la section droite du faisceau à la sortie de la chambre d’interaction. Le faisceau est stationnaire comme dans l’expérience. Nous pouvons donc étudier l’interaction faisceau/plasma.

4.4.4 Interaction faisceau/plasma

4.4.4.1 Résultats expérimentaux

Dans cette dernière étape, nous ajoutons la décharge plasma présentée dans la section 4.3.1 dans la chambre d'interaction. Le plasma est amorcé dans un gaz d'hélium à $(1,5 \pm 0,2) \times 10^{-3}$ mbar.

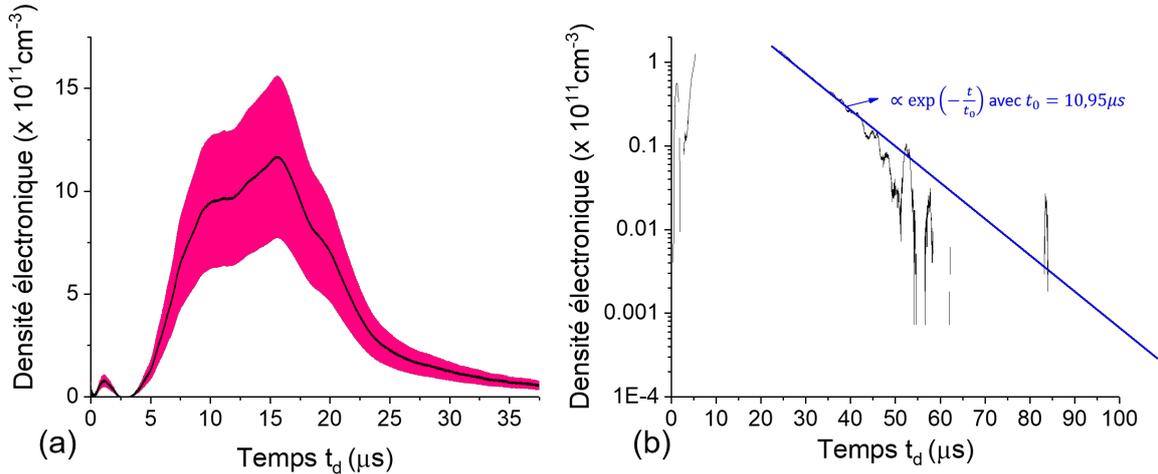


FIGURE 4.40 – Densité électronique du plasma *préformé* mesurée lors de l'étude de l'interaction faisceau/plasma à 5 cm du centre de la bobine. (a) Echelle linéaire. (b) Echelle semi-logarithmique avec une courbe d'ajustement en exponentiel décroissante.

Lors de l'expérimentation, nous avons mesuré uniquement la densité électronique à l'aide de l'interféromètre micro-ondes sur le côté de la bobine (à 5 ± 1 cm sur l'échelle présentée dans la figure 4.17(a)). La mesure de la densité électronique est donnée dans la figure 4.40(a). Celle-ci a été obtenue en moyennant les courbes de densité électronique d'une série de quinze plasma générés successivement le jour de l'expérience. La dispersion relative moyenne est de 20%. L'origine du temps t_d correspond au claquage du conducteur coaxial qui fournit les électrons germes dans le cylindre en quartz. La densité électronique maximale relevée sur le côté de la bobine est de l'ordre de 10^{12} cm^{-3} . La durée du signal est d'environ $50 \mu\text{s}$. Au-delà, nous le distinguons plus par rapport au bruit. Nous discutons de la valeur de la densité électronique au centre de la bobine lors des simulations.

Nous avons utilisé la caméra ICCD pour imager la chambre d'interaction à différents instants t_d avec un temps d'exposition de $2 \mu\text{s}$. Grâce aux images produites, nous pouvons avoir une première idée sur le profil radial du plasma. Nous ne récoltons pas ce profil au centre de la bobine car nous avons constaté que le conducteur coaxial pollue l'intensité lumineuse à proximité. La figure 4.41 montre deux images produites par la caméra ICCD à $t_d = 15 \mu\text{s}$ et $t_d = 30 \mu\text{s}$. Les courbes jaunes sont les profils radiaux extraits des images (rectangle jaune). La lumière collectée au centre du cylindre provient d'une plus grande épaisseur de plasma que celle provenant des extrémités. En faisant l'hypothèse d'un milieu optiquement mince (pas de diffusion de la lumière,

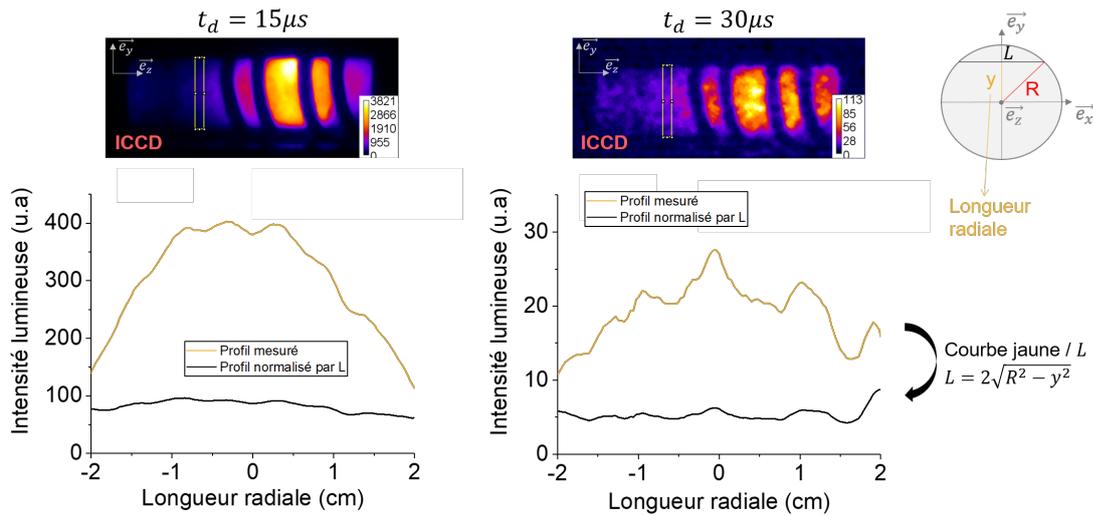


FIGURE 4.41 – Images ICCD du plasma produit et profil radial de l’intensité lumineuse.

pas de réabsorption) et en supposant le quartz parfaitement transparent, il faut normaliser les profils par cette épaisseur (notée L sur la figure 4.41) : ce sont les courbes noires. Nous mesurons une intensité moyenne de 81 u.a avec un écart type de 10 u.a pour le cas à $t_d = 15 \mu s$. Pour le cas à $30 \mu s$, l’intensité moyenne est de 5 u.a avec un écart type de 1 u.a. En première approximation, nous pouvons donc supposer que le plasma est homogène radialement.

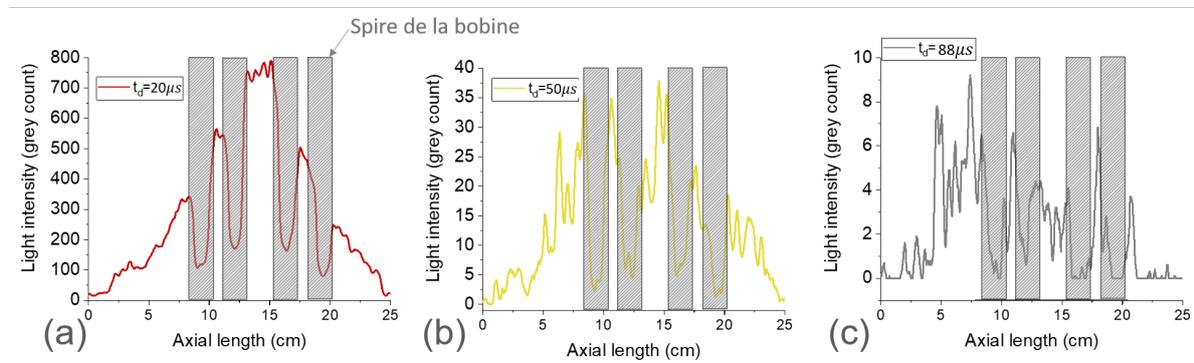


FIGURE 4.42 – Profil lumineux du plasma selon la direction longitudinale imagé à l’aide de la CBF. (a) $t_d = 20 \mu s$. (b) $t_d = 50 \mu s$. (c) $t_d = 88 \mu s$; temps maximal auquel la CBF pouvait imagier. Toutes les images sont présentées dans l’annexe C.

Le profil longitudinal du plasma a été imagé à l’aide de la caméra CBF (voir figure 4.42). Toutes les figures sont présentées dans l’annexe C. Nous constatons cette fois-ci que le plasma est plus homogène à partir de $t_d = 50 \mu s$ que lors de la *caractérisation dans un environnement optimal*. A partir de $t_d = 50 \mu s$, le plasma occupe toute la longueur du cylindre et l’intensité lumineuse semble être légèrement plus importante au centre.

Dans cette étape, la configuration des diagnostics optiques (Caméra ICCD et CBF) du faisceau d’électrons est identique à celle utilisée pour l’étude de l’interaction faisceau/gaz.

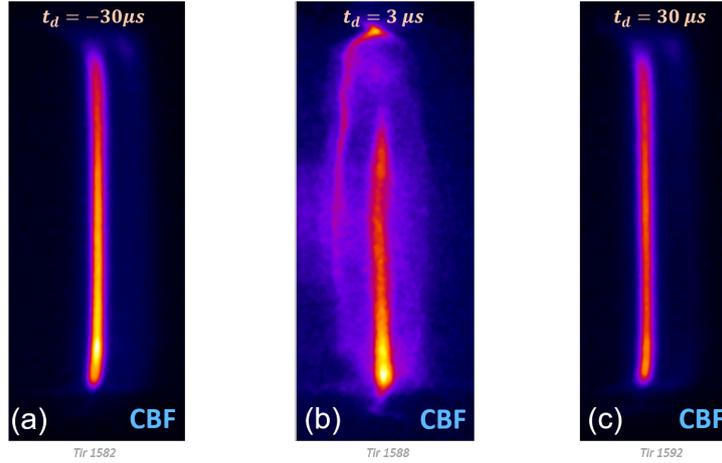


FIGURE 4.43 – Profil du faisceau mesuré à l’aide de la CBF sous vide (10^{-4} mbar). (a) $30 \mu\text{s}$ avant le déclenchement de la décharge. (b) $3 \mu\text{s}$ après le déclenchement de la décharge. (c) $30 \mu\text{s}$ après le déclenchement de la décharge.

Pour se garantir que le système de décharge seul n’influence pas le faisceau d’électrons, nous l’avons fait propager dans la chambre d’interaction sous vide (10^{-4} mbar) à $t_d = -30 \mu\text{s}$ (figure 4.43(a)), $t_d = 3 \mu\text{s}$ (figure 4.43(b)) et $t_d = 30 \mu\text{s}$ (figure 4.43(c)). Le fort champ électromagnétique induit par la bobine de chauffage juste après le claquage électrique ($t_d = 3 \mu\text{s}$) influe la propagation du faisceau. Nous constatons que ce champ est suffisamment faible après quelques dizaines de microsecondes pour ne plus distinguer de différence avec l’instant où la décharge est inactive. A ces instants, le courant parcourant la bobine est de $\approx 90 \text{ A}$ à $t_d = 15 \mu\text{s}$ ($\approx 5\%$ du courant maximal) et de 5 A à $t_d = 30 \mu\text{s}$ ($\approx 0,22\%$ du courant maximal)⁴.

Les figures 4.44 et 4.45 présentent les images de la section droite du faisceau d’électrons au niveau de la fenêtre de sortie à $5 \pm 5 \text{ ns}$ et $50 \pm 5 \text{ ns}$ après le début du plateau de courant et une image de la caméra CBF. Les images sont présentées à différents temps t_d , correspondants à différentes densités électroniques du plasma. Les densités électroniques indiquées sont celles sur le côté de la bobine. Nous précisons à chaque fois à quel instant (t_d) de la décharge le faisceau traverse la chambre d’interaction. Les images du gaz seul correspondent au cas $t_d = -30 \mu\text{s}$ dans la figure 4.45. Sur toutes les images, nous observons que le plasma préformé a un effet significatif par rapport au gaz seul.

Lorsque la densité électronique est de l’ordre de $10^{11-12} \text{ cm}^{-3}$ (voir figure 4.44), nous observons que le faisceau est directement détruit en filaments. Nous pouvons estimer le taux de croissance du mode le plus instable δ_M à l’aide de l’équation (4.10) [153] pour un plasma très surdense ($\alpha = n_b/n_e \ll 1$). Le rayon du faisceau d’électrons à l’entrée de la chambre est d’environ $r_b(0) \approx 2 \text{ cm}$ ($n_b(0) = 3,18 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$). Pour un plasma de densité électronique $n_e = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ ($\alpha = 3,18 \times 10^{-2}$), le temps caractéristique de formation en filaments est de $\delta_M^{-1} = 0,16 \text{ ns}$. Nous

4. Les valeurs de courant de la bobine sont estimées à partir de la courbe d’ajustement présentée dans la figure 4.11. De cette expression, nous estimons la valeur du courant à l’aide de l’exponentielle décroissante uniquement (en fixant arbitrairement $\sin(w_0 t) = 1$)

pouvons également estimer ce temps caractéristique pour un plasma de densité $n_e = 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ même si cette condition est à la limite de l'hypothèse d'un plasma très sur-dense ($\alpha = 3,18 \times 10^{-1}$). Ce temps est de $\delta_M^{-1} = 0,23 \text{ ns}$. Dans les deux cas, le temps caractéristique de formation en filaments est très petit devant la durée plateau de courant comme observé dans l'expérience où le faisceau est instantanément détruit en filaments.

Nous avons également fait propager le faisceau à $t_d = 50 \mu\text{s}$ et $100 \mu\text{s}$ (voir figure 4.45). Nous notons que celui-ci est affecté par le milieu malgré le fait que nous ne distinguons plus le signal de l'interféromètre par rapport au bruit. Dans ce cas, nous estimons l'ordre de grandeur de la densité électronique résiduelle en ajustant une courbe exponentielle décroissante sur celle de la densité électronique pour $t_d > 25 \mu\text{s}$ (voir figure 4.40(b)). Le temps de décroissance caractéristique est d'environ $11 \mu\text{s}$. En extrapolant, nous pouvons en déduire l'ordre de grandeur de la densité électronique du plasma sur le côté de la bobine. Celle-ci est de 10^{10} cm^{-3} à $t_d = 50 \mu\text{s}$ et de 10^8 cm^{-3} à $t_d = 100 \mu\text{s}$. Le cas $t_d = 50 \mu\text{s}$ est un plasma dont la densité électronique est proche de celle du faisceau, tandis qu'à $100 \mu\text{s}$ elle est estimée à deux ordres de grandeurs en dessous. Pour $t_d = 50 \mu\text{s}$, le faisceau a initialement une structure en anneau qui se stabilise en halo environ 10 ns après le début du plateau de courant. Il est important de noter que ce halo a une extension radiale égale à celle de la fenêtre de sortie. La tache centrale du halo est stable durant toute la durée du plateau sur la CBF. Pour $t_d = 100 \mu\text{s}$, la section droite du faisceau est initialement une tache. A 20 ns après le début du plateau de courant, cette tache se développe en anneau avec une extension radiale plus petite que le rayon du tube et de la fenêtre de sortie. Cet anneau reste stationnaire durant le reste du plateau de courant.

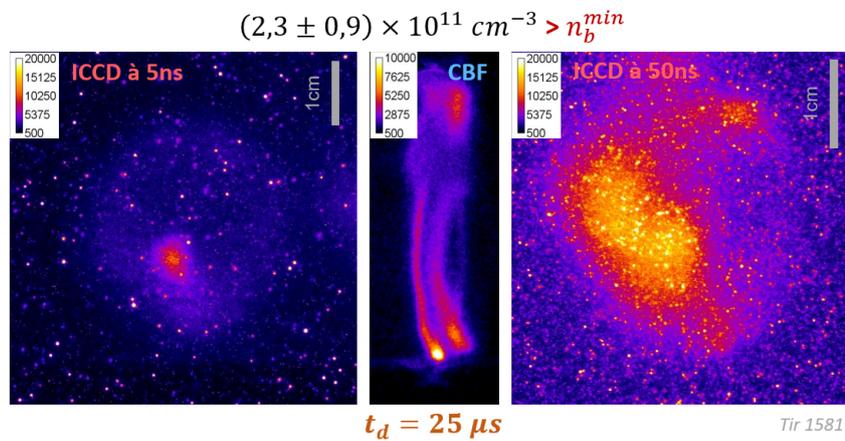
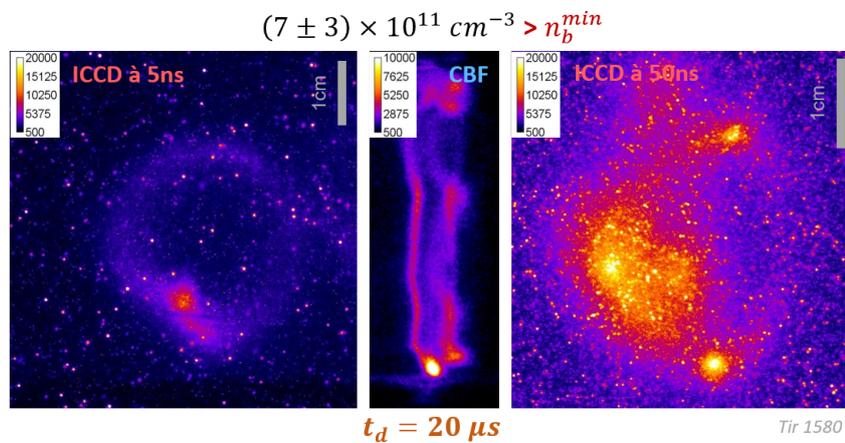
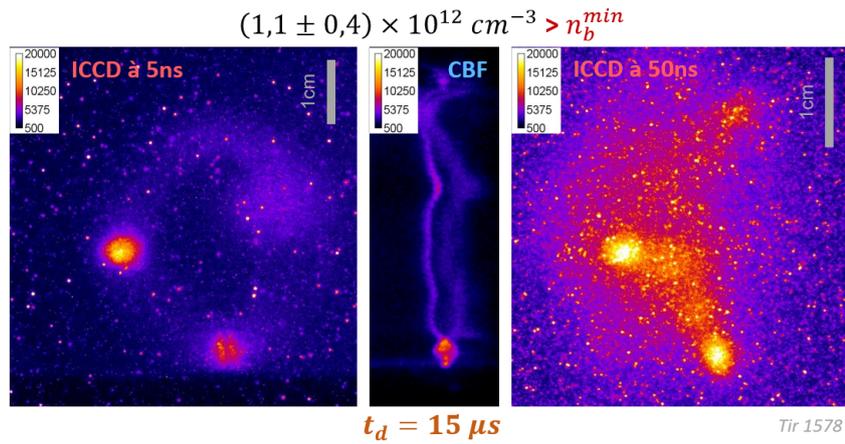


FIGURE 4.44 – Section droite du faisceau d'électrons à la sortie de la chambre d'interaction pour différentes densités électroniques du plasma préformé supérieures à celle du faisceau. Les densités électroniques indiquées sont celles directement mesurées sur le côté de la bobine. (ICCD à 5ns) Caméra ICCD imageant toute la section droite à 5 ± 5 ns après le début du plateau de courant durant un temps d'exposition de 5 ns. (CBF) Caméra à balayage de fente imageant le faisceau sur une largeur de fente de $100 \mu\text{m}$ durant 100 ns. (ICCD à 50ns) Caméra ICCD imageant toute la section droite à 50 ± 5 ns après le début du plateau de courant durant un temps d'exposition de 5 ns.

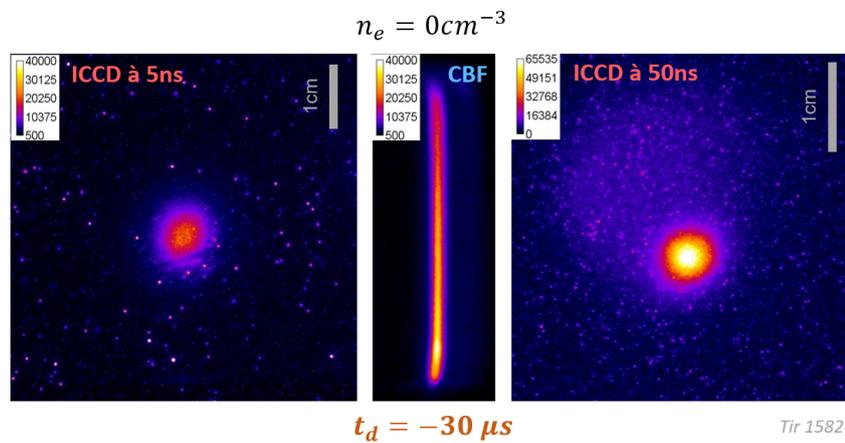
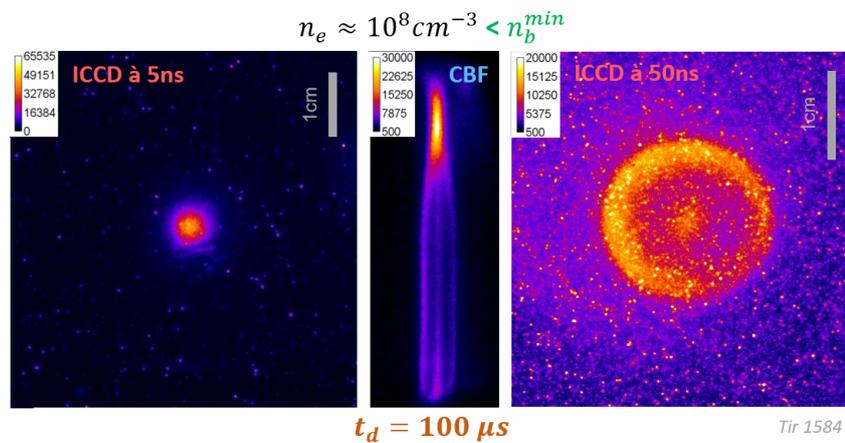
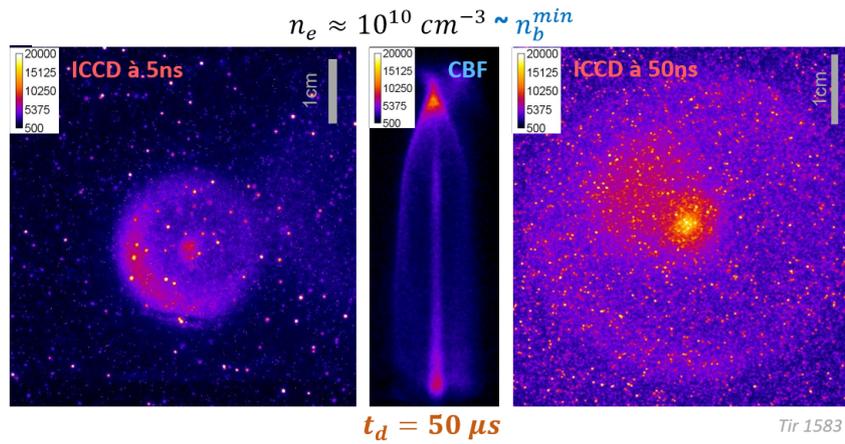


FIGURE 4.45 – Section droite du faisceau d'électrons à la sortie de la chambre d'interaction pour différentes densités électroniques du plasma préformé inférieures ou proche à celle du faisceau. Les densités électroniques indiquées sont celles directement mesurées sur le côté de la bobine. (ICCD à 5ns) Caméra ICCD imageant toute la section droite à 5 ± 5 ns après le début du plateau de courant durant un temps d'exposition de 5 ns. (CBF) Caméra à balayage de fente imageant le faisceau sur une largeur de fente de $100 \mu\text{m}$ durant 100 ns. (ICCD à 50ns) Caméra ICCD imageant toute la section droite à 50 ± 5 ns après le début du plateau de courant durant un temps d'exposition de 5 ns.

4.4.4.2 Simulations numériques

Pour terminer cette section, nous présentons des simulations LSP modélisant l'interaction entre le faisceau et le plasma. Nous étudions numériquement les cas expérimentaux $t_d = 50 \mu s$ et $t_d = 100 \mu s$. En effet, nous avons observé que le faisceau n'est pas détruit en filaments à ces instants, ce qui est plus intéressant dans le cadre de l'étude de sa propagation. De plus, pour étudier la formation de structure en filaments, il aurait fallu réaliser des simulations LSP en 3D ce que nous avons exclu compte tenu du temps de calcul et des ressources informatiques nécessaires.

Caractéristiques du plasma

Présentons les caractéristiques du plasma à renseigner dans les simulations. Nous choisissons un profil radial homogène de densité électronique et une extension radiale égale au rayon du cylindre en quartz.

Nous travaillerons avec des plasmas de densités électroniques allant de 10^8 cm^{-3} à 10^{11} cm^{-3} . La gaine d'un plasma thermique, dont la distribution des vitesses est régit par une Maxwellienne, a une épaisseur de quelques longueurs de Debye $\lambda_D = \sqrt{\epsilon_0 k_b T_e / n_e e^2}$ [161]. Même si nous avons montré que notre plasma est non-collisionnel (le libre parcours moyen des électrons est de 70 cm, voir équation (4.4)), nous nous plaçons dans ce cadre-là afin d'estimer un ordre de grandeur de l'épaisseur de gaine. Nous l'estimons⁵ avec une température électronique typique de $k_b T_e = 1 \text{ eV}$ [160]. Pour des densités électroniques de 10^{10} cm^{-3} ou plus, l'épaisseur de la gaine est de l'ordre de la centaine de micromètres. Elle est bien plus petite que le rayon du cylindre en quartz (2,2 cm). Pour des densités électroniques de l'ordre de 10^{8-9} cm^{-3} , l'épaisseur est de quelques millimètres. A noter qu'à ces densités, nous avons observé que le faisceau, qui a un rayon d'enveloppe initial d'environ 2 cm avec un angle d'enveloppe convergeant à l'entrée de la chambre, n'est pas assez focalisé pour que son enveloppe soit proche de cette gaine après le foyer. Nous pouvons donc considérer a priori que le faisceau se propage dans un plasma globalement neutre dans toutes les configurations étudiées par la suite. Ainsi, dans le cas LSP, nous renseignons un plasma avec une densité électronique et ionique identique dans la chambre d'interaction, y compris au voisinage des parois. Celles-ci ont des conditions d'absorption totale des particules lorsqu'elles les atteignent. Nous rappelons que le modèle décrivant le plasma dans la simulation est entièrement PIC (pas d'approximation "fluide"). Les électrons et les ions sont mobiles et les mécanismes de collisions (ionisation et diffusion angulaire) sont pris en compte.

Les résultats obtenus lors de la *caractérisation du plasma dans un environnement optimal* (voir section 4.3.3) peuvent nous aider à établir le profil longitudinal de densité électronique du plasma puisque nous avons trois points de mesure sur trois côtes différentes : au centre de la bobine (z_m) et sur les côtés ($z_m + 5 \text{ cm}$ et $z_m - 4,5 \text{ cm}$). Cependant, ce plasma est différent de celui qui a été généré pour cette étude d'interaction. En effet, la courbe de densité électronique

5. $\lambda_D = 743 \mu m$ pour $n_e = 10^8 \text{ cm}^{-3}$, $\lambda_D = 235 \mu m$ pour $n_e = 10^9 \text{ cm}^{-3}$, $\lambda_D = 74 \mu m$ pour $n_e = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ et $\lambda_D = 23 \mu m$ pour $n_e = 10^{11} \text{ cm}^{-3}$

de ce dernier (voir figure 4.40(a)) est environ deux fois plus élevée que la courbe orange du cas LP de la figure 4.17(b), malgré le fait qu'elles soient mesurées à la même côte ($z_m + 5$ cm) pour une pression d'hélium identique. La proportion de polluants par rapport à l'hélium est différente dans les deux cas. A cause de la limite de temps disponible sur l'installation FEVAIR, le milieu n'a pas pu être autant nettoyé que celui du cas LP. De plus, nous n'avons pas pu quantifier la présence de polluants avec le spectromètre de masse à ce moment-là. Les deux plasmas sont différents et nous ne pouvons pas "calquer" les résultats du cas LP dans les simulations. Ainsi, il est difficile de choisir le profil longitudinal exact à renseigner sur LSP. Deux cas extrêmes d'évolution du profil peuvent être considérés : un profil linéaire entre ces trois points et un profil constant sur tout l'axe. Les deux situations ont été étudiées mais pour la suite nous nous concentrons sur le cas où le profil est constant. En effet, nous avons observé expérimentalement un plasma plus homogène que lors de la *caractérisation dans un environnement optimal* à partir de $t_d = 50 \mu\text{s}$.

Tout d'abord, nous présentons une simulation avec un plasma de densité électronique uniforme égale à 10^{11} cm^{-3} . Ensuite, nous présentons des cas qui nous ont permis d'obtenir un accord avec la mesure expérimentale de la section droite du faisceau en sortie de la chambre d'interaction.

Exemple d'un plasma uniforme de densité électronique 10^{11} cm^{-3}

Les figures 4.46 et 4.47 présentent une simulation où la densité électronique initiale du plasma préformé est homogène et vaut $n_e = 10^{11} \text{ cm}^{-3}$. La densité du faisceau est en moyenne de $5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ avant le foyer (figures 4.46(a)-(b)). Le plasma a un effet focalisant sur le faisceau. La position du foyer est $z = 11,2$ cm durant toute la durée du plateau et la densité électronique moyenne du faisceau à ce niveau est de $\approx 10^{13} \text{ cm}^{-3}$. Le faisceau est focalisé par des forces non linéaires ce qui mène à un profil en anneau après le foyer [10]. Au cours de sa propagation, l'anneau se diffuse environ 2 cm après le foyer pour devenir une structure en halo (tache centrale avec un fond diffus autour). La section droite du faisceau en sortie de la chambre d'interaction est représentée dans la figure 4.47. Le halo a une extension radiale de 2,5 cm qui correspond à la paroi du système. Le faisceau a impacté les parois avant la sortie de la chambre comme nous pouvons aussi le voir dans les figures 4.46(a) et 4.46(b). L'émittance du faisceau à la sortie de la chambre d'interaction (voir figure 4.46(c)) est ≈ 4 fois plus élevée que lorsque la chambre est vide (voir figure 4.32(c)).

Durant toute la durée du plateau de courant, le mouvement des électrons et des ions du plasma tend à combler la charge d'espace du faisceau. Dès lors que le faisceau d'électrons pénètre dans la chambre d'interaction (20 ns avant le plateau de courant) sa charge d'espace génère un champ électrique qui met les particules en mouvement. Une fraction des électrons du plasma est expulsée du volume du faisceau pour le neutraliser en charge. Les électrons du plasma expulsés atteignent les parois du cylindre (et sont donc absorbés) menant à une réduction du nombre de ces espèces juste après l'arrivée du faisceau. Cette perte est quasiment instantanée en accord

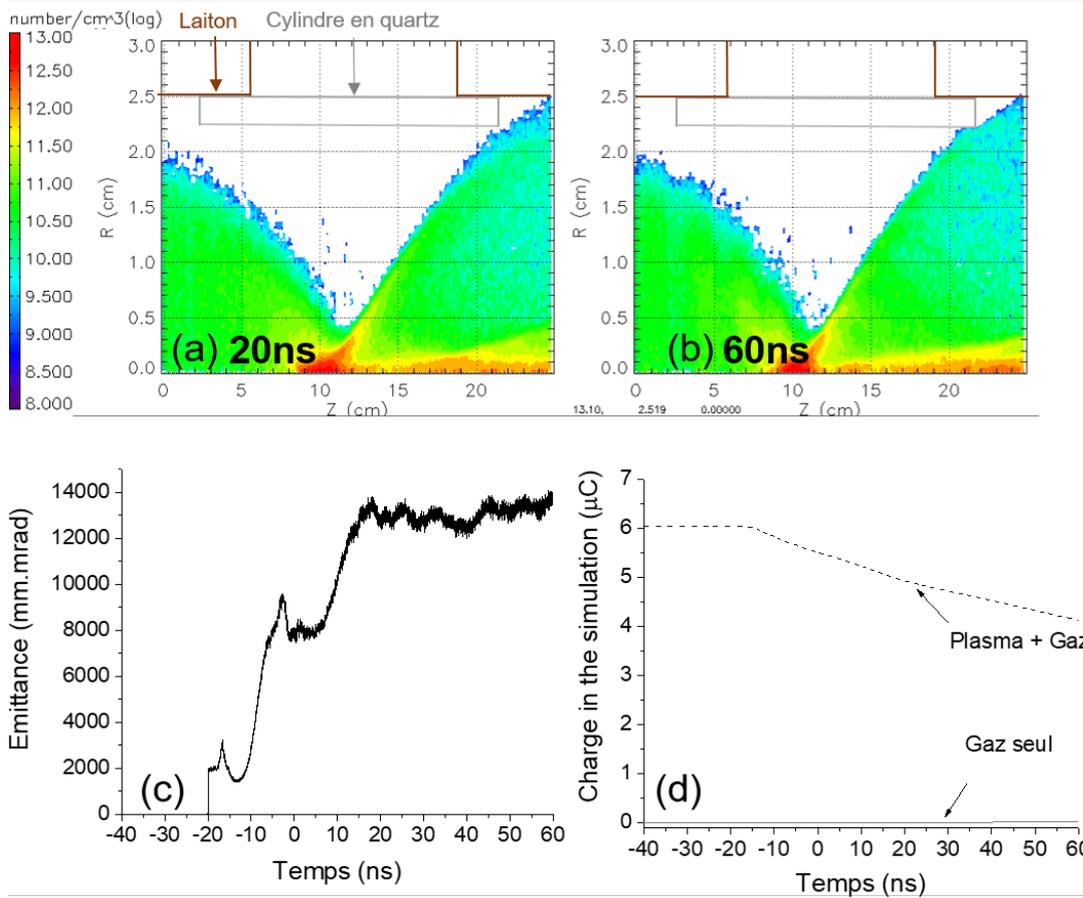


FIGURE 4.46 – Propagation d’un faisceau d’électrons dans un plasma d’hélium de densité électronique uniforme 10^{11} cm^{-3} . (a) et (b) Densité électronique du faisceau à 20 et 60 ns. (c) Emittance de Lapostolle normalisée en sortie de la chambre d’interaction. (d) Charge des ions hélium durant la simulation.

avec le temps caractéristique de réaction des électrons du plasma ($2\pi/\omega_{pe} \approx 0,35 \text{ ns}$, avec ω_{pe} la pulsation plasma électronique pour une densité $n_e = 10^{11} \text{ cm}^{-3}$). Nous constatons 4 ns plus tard que la charge d’ions commence à diminuer comme nous pouvons le noter dans la figure 4.46(d). Cette perte est constante durant toute la durée du plateau de courant et l’ionisation d’atome d’hélium ne la compense pas (la charge totale des ions produits par ionisation à la fin du plateau de courant est de $\approx 0,022 \mu\text{C}$) (voir figure 4.46(d)). Notons que la description des parois est simpliste a priori du fait que l’absorption des particules est complète et systématique, sans accumulation de charges.

4.4.4.3 Comparaison expérience-simulation

Pour une condition expérimentale donnée ($t_d = 50$ ou $100 \mu\text{s}$), nous avons ajusté dans la simulation la densité électronique du plasma qui permet de reproduire au mieux l’extension de la section droite du faisceau en sortie de la chambre lorsque la propagation est établie (faisceau stationnaire). Pour cela, nous faisons la comparaison simulation/expérience à l’aide des images

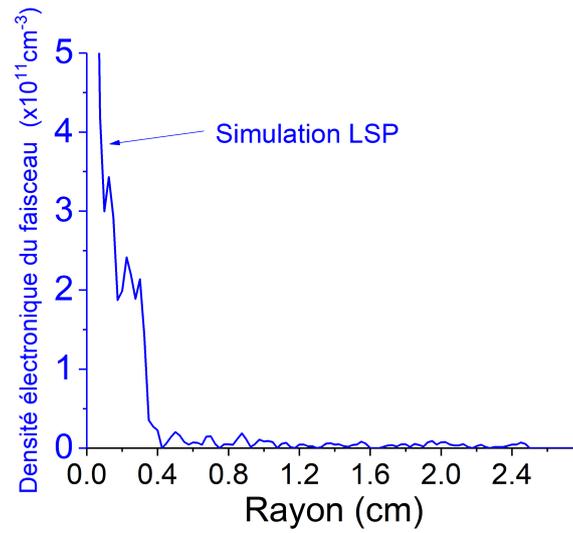


FIGURE 4.47 – **Coupe radiale de la section droite du faisceau en sortie de la chambre d’interaction.** Le plasma est homogène sur tout l’axe de propagation et a une densité électronique de 10^{11} cm^{-3} . Les valeurs de densité électronique proche de $r = 0$ sont entachées d’une grande incertitude comme expliqué dans la figure 4.33.

prises 50 ns après le début du plateau de courant.

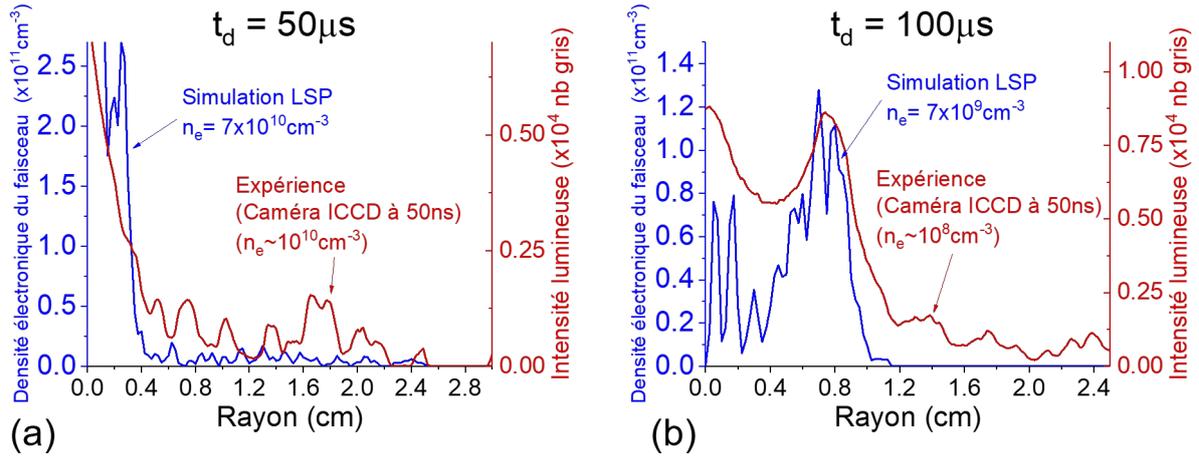


FIGURE 4.48 – **Comparaison simulation-expérience avec un profil longitudinal de densité électronique constant.** La coupe radiale de la section droite du faisceau en sortie de la chambre est présentée pour le cas $t_d = 50 \mu s$ (a) et $t_d = 100 \mu s$ (b). Dans LSP (courbe bleue), le plasma est uniforme sur l’axe de propagation. Les courbes d’intensité lumineuse (courbe rouge) sont relevées sur les images produites par la caméra ICCD 50 ns après le début du plateau de courant.

La figure 4.48 présente la comparaison entre la simulation et l’expérience pour $t_d = 50$ et $100 \mu s$. Pour le cas $t_d = 50 \mu s$, la simulation est faite avec un plasma uniforme de densité électronique $7 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. Pour rappel, la densité électronique a été mesurée dans l’expérience à $\approx 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. Le profil du faisceau est un halo dont l’extension atteint la paroi. Sur LSP, il s’agit de la densité électronique minimale pour que le rayon du faisceau atteigne la paroi à la sortie de la chambre. Concernant le cas $t_d = 100 \mu s$, la dimension de l’anneau est reproduite lorsqu’une densité électronique de $7 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ est choisie. Nous constatons dans ces deux cas que la densité électronique à renseigner dans la simulation est environ 1 à 2 ordres de grandeurs plus élevée que celles estimées durant l’expérience.

Nous avons également cherché à obtenir un accord à l’aide d’un plasma ayant un profil longitudinal non constant. Nous renseignons aux côtes $z_m + 5 \text{ cm}$ et $z_m - 4,5 \text{ cm}$ la densité mesurée à l’instant t_d . Durant la *caractérisation du plasma dans un environnement optimal* (voir section 4.3.3), nous avons observé que la densité électronique du plasma était au maximum d’un ordre de grandeur plus élevée au centre que sur les côtés. Ainsi, dans cette deuxième simulation, nous décidons de renseigner à la côte z_m une valeur d’un ordre de grandeur plus élevée qu’à $z_m + 5 \text{ cm}$ et $z_m - 4,5 \text{ cm}$. Entre ces trois points, la densité varie linéairement. Pour le cas $t_d = 50 \mu s$, nous avons mesuré une densité électronique de $\approx 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ sur les côtés de la bobine. Nous indiquons au centre une densité électronique de 10^{11} cm^{-3} . Pour le cas $t_d = 100 \mu s$, nous estimons la densité électronique sur le côté de la bobine à $\approx 10^8 \text{ cm}^{-3}$. Pour tendre vers un accord acceptable, nous avons constaté qu’il faut renseigner une valeur de 10^9 cm^{-3} sur les côtés de la bobine. En dessous de cet ordre de grandeur, le plasma n’a pas un effet suffisamment focalisant pour obtenir une structure en anneau à la sortie de la chambre d’interaction. Au centre de la bobine, nous rensei-

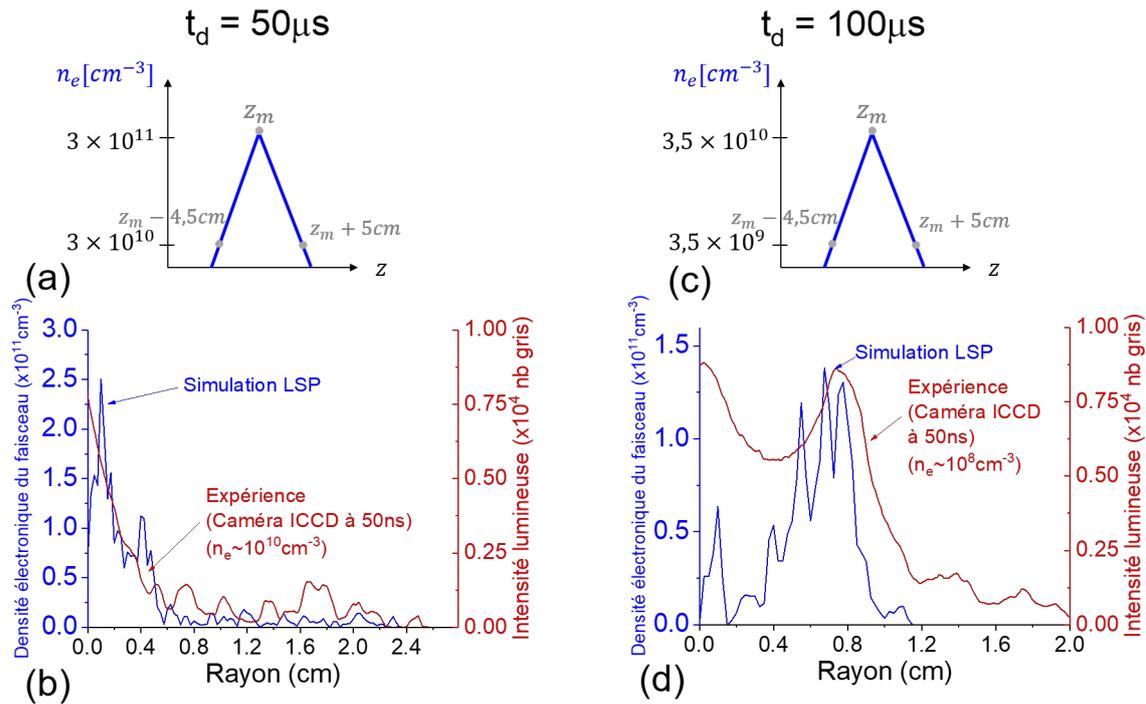


FIGURE 4.49 – **Comparaison simulation-expérience avec un profil longitudinal de densité électronique variable.** (a) Profil longitudinal de la densité électronique du plasma permettant d’obtenir un accord avec le cas $t_d = 50 \mu s$. (b) Comparaison entre la simulation dont le profil du plasma est donné en (a) et le cas expérimental $t_d = 50 \mu s$. (c) Profil longitudinal de la densité électronique du plasma permettant d’obtenir un accord avec le cas $t_d = 100 \mu s$. (d) Comparaison entre la simulation dont le profil du plasma est donné en (c) et le cas expérimental $t_d = 50 \mu s$. Les courbes d’intensité lumineuse (courbe rouge) sont relevées sur les images produites par la caméra ICCD 50 ns après le début du plateau de courant.

gnons donc une densité électronique de l’ordre de 10^{10} cm^{-3} . Les simulations avec ces profils de densité ne reproduisent pas l’extension mesurée du faisceau d’électrons à la sortie de la chambre. Pour obtenir un accord acceptable, nous avons dû appliquer un facteur multiplicatif sur la densité électronique du plasma valant respectivement 3 et 3,5 pour $t_d = 50 \mu s$ et $t_d = 100 \mu s$. Ces profils sont présentés dans les figures 4.49(a) et 4.49(c). Dans cette situation, nous avons donc eu encore besoin de surestimer la densité électronique du plasma (d’un facteur 3 et 35 respectivement à $t_d = 50 \mu s$ et $t_d = 100 \mu s$) pour obtenir un accord avec l’expérience. La comparaison est présentée dans les figures 4.49(b) et 4.49(d).

Nous avons également étudié la situation où nous renseignons un plasma uniforme dont la densité électronique est celle qui est obtenue lors de l’expérience. La courbe bleue de la figure 4.50(a) représente la section droite du faisceau en sortie de la chambre après avoir traversé un plasma uniforme de densité 10^{10} cm^{-3} . Cette configuration permet d’obtenir un accord qualitatif avec la section droite du faisceau mesurée 5 ns après le début du plateau de courant pour le cas $t_d = 50 \mu s$ (courbe rouge de la figure 4.50(a)) La courbe bleue de la figure 4.50(b) est le cas où la densité renseignée est de 10^8 cm^{-3} . Elle permet un accord avec la section droite du cas

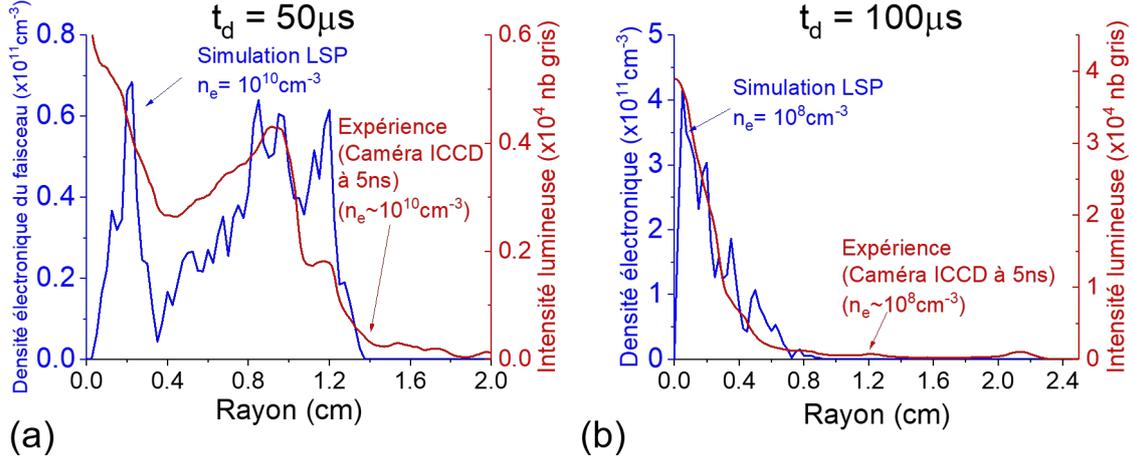


FIGURE 4.50 – **Comparaison simulation-expérience avec un profil longitudinal de densité électronique constant.** La coupe radiale de la section droite du faisceau en sortie de la chambre est présentée pour le cas $t_d = 50 \mu s$ (a) et $t_d = 100 \mu s$ (b). Dans LSP (courbe bleue), le plasma est uniforme sur l’axe de propagation. Les courbes d’intensité lumineuse (courbe rouge) sont relevées sur les images produites par la caméra ICCD 5 ns après le début du plateau de courant.

$t_d = 100 \mu s$ mesuré 5 ns après le début du plateau de courant.

Toutes les simulations présentées dans cette section montrent un faisceau d’électrons quasiment stationnaire durant le plateau de courant. Qualitativement, la section droite du faisceau ne varie pas durant la simulation. Mais en regardant plus en détail, nous constatons que son enveloppe évolue légèrement et que, par exemple, le foyer se déplace de quelques millimètres au cours du temps (voir de l’ordre du centimètre pour une simulation où $n_e = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$). La migration des ions au cours du temps explique ce mécanisme. L’ionisation des atomes d’hélium est suffisamment faible pour ne pas influencer le transport du faisceau durant le plateau de courant. Cette évolution n’a rien à voir avec l’expérience où nous avons observé que la structure en anneau (ou halo selon le cas t_d) se forme sur une dizaine de nanosecondes en sortie de la chambre. Ce temps est $\approx 10 \text{ ns}$ pour le cas $t_d = 50 \mu s$ et $\approx 20 \text{ ns}$ pour $t_d = 100 \mu s$. Nous constatons donc un désaccord même qualitatif entre nos simulations et l’expérience du point de vue temporel.

Récapitulatif de la comparaison

Nous avons observé expérimentalement que la section droite du faisceau d’électrons évolue dans le temps. Il faut 10 ou 20 ns selon le cas t_d pour que la structure de la section droite se stabilise. Rappelons également que les images récoltées à 5 ns et 50 ns après le début du plateau de courant sont différentes. Au contraire, le faisceau d’électrons est globalement stationnaire dans nos simulations ce qui est en désaccord avec l’expérience. Lorsque nous renseignons un plasma uniforme avec une densité électronique égale à celle mesurée, nous arrivons à superposer la courbe de densité électronique de LSP et la courbe d’intensité lumineuse expérimentale de la

section droite du faisceau en sortie de la chambre d'expérience 5 ns après le début du plateau de courant. Pour obtenir un accord à 50 ns, nous sommes obligés de surestimer d'environ un ordre de grandeur (en fonction du cas t_d) la densité électronique du plasma.

Les images provenant de la CBF montrent que le faisceau est initialement une tache qui devient un anneau ou halo (en fonction du cas t_d étudié) quelques dizaines de nanosecondes après. Les simulations montrent que ces structures (anneau ou halo) apparaissent après le foyer du faisceau ce qui nous laisse penser que, pour les cas expérimentaux $t_d = 50$ et $100 \mu s$, le foyer est initialement proche de la fenêtre de sortie puis recule suivant l'axe \vec{e}_z au cours du temps. Cela suggère que l'effet focalisant du milieu croît dans le temps. Une possibilité serait une augmentation de l'écrantage de la charge d'espace du faisceau durant le plateau de courant grâce à l'augmentation de la densité ionique dans le volume du faisceau soit par ionisation ou bien par migration des ions. Bien que les ions du plasma soient mobiles et que le mécanisme d'ionisation du gaz soit pris en compte dans les simulations, l'augmentation de l'écrantage dans le temps n'est pas observé dans nos simulations.

4.5 Conclusion et perspectives

Dans cette étude, nous avons installé un système de décharge plasma dans le tube de propagation de l'installation FEVAIR. Le plasma est généré dans un gaz d'hélium à une pression de $1,5 \times 10^{-3}$ mbar. Le système est basé sur le chauffage inductif d'électrons germes, eux-mêmes produits par un claquage généré à l'extrémité d'un conducteur coaxial. Il permet d'établir un plasma que nous considérons reproductible. En effet, la dispersion relative moyenne de densité électronique mesurée sur une série de quinze plasma générés successivement le jour de l'expérience est de 20%. Ce plasma dure quelques dizaines de microsecondes. Nous pouvons étudier l'interaction faisceau/plasma sous différentes densités électroniques, sachant que la durée typique du faisceau est de l'ordre de ≈ 60 ns. Nous avons constaté que le plasma mis en œuvre influence significativement le transport du faisceau par rapport au gaz en lui-même. Le faisceau d'électrons est instantanément détruit en filaments lorsque la densité électronique du plasma est de l'ordre de quelques 10^{11} cm^{-3} en accord avec la formule du taux d'accroissement d'instabilité de A. Bret *et al.* [153]. Pour une densité électronique du plasma inférieure à celle du faisceau, nous observons que la section droite de ce dernier arbore une structure en halo ou anneau après le foyer selon la densité initiale du plasma.

Une campagne de caractérisation poussée du plasma a été effectuée après l'étude d'interaction faisceau/plasma pour étudier le milieu plus en détail. La raison de cette chronologie est que l'installation FEVAIR n'était disponible que sur la première année de thèse. Il a fallu modifier la chambre d'interaction existante, garantir la reproductibilité de la décharge plasma et faire l'étude d'interaction sur la première année. L'étude poussée du plasma n'a pu être réalisée qu'après l'expérience. Durant cette campagne de caractérisation, nous avons constaté sans surprise que la propreté du milieu influence significativement les caractéristiques du plasma. Nous

avons caractérisé la densité électronique du plasma à l'aide d'un interféromètre micro-ondes à plusieurs côtes. Cependant, la résolution spatiale de celui-ci ne permet pas d'établir finement un profil de densité électronique selon l'axe de propagation du faisceau, ni de caractériser le plasma radialement. Ces mesures restent, malgré tout, plus complètes que celles réalisées durant l'interaction faisceau/plasma puisque nous n'y avons mesuré la densité électronique que sur un côté de la bobine. Malheureusement, les résultats de la caractérisation poussée du plasma ne peuvent pas être "calqués" au plasma produit lors de l'expérience d'interaction. En effet, dans cette dernière, nous n'avons pas pu quantifier la propreté du milieu. De plus, les mesures de densité électronique réalisées à la même côte et à la même pression dans les deux expériences sont différentes.

L'imagerie optique nous a permis de compléter les mesures de l'interféromètre. Lors de l'interaction faisceau/plasma, l'intensité lumineuse récoltée par une caméra ICCD nous permet de considérer un plasma uniforme radialement en première approximation. L'imagerie nous indique que l'intensité lumineuse est uniforme sur toute la direction longitudinale $50 \mu\text{s}$ après le début de la décharge plasma.

Concernant le modèle de simulation LSP que nous avons établi, celui-ci permet de reproduire le transport du faisceau d'électrons dans la chambre d'interaction sous vide et dans de l'hélium à une pression de $1,5 \times 10^{-3}$ mbar. Il permet de quantifier, entre autres, l'accroissement d'émittance du faisceau lorsqu'il traverse les feuilles conductrices et le gaz d'hélium. Celle-ci triple lors de son passage dans la chambre d'interaction.

Concernant les simulations avec le plasma, nous avons considéré un milieu uniforme radialement comme suggéré par les images optiques du plasma pendant l'expérience. En revanche, nous avons testé deux types de profil longitudinal, pour tenir compte de l'incertitude expérimentale à ce sujet. Nous avons comparé la section droite du faisceau en sortie de la chambre d'interaction entre l'expérience et la simulation. Les conclusions restent identiques pour les deux types de profils longitudinaux. Dans ce manuscrit, nous nous sommes concentrés sur un profil longitudinal uniforme comme suggéré par les images optiques du plasma pendant l'expérience. Un accord est obtenu au début du plateau de courant mais nous avons dû surestimer la densité du plasma pour trouver un accord à la fin du plateau de courant. Le faisceau est stationnaire dans les simulations contrairement à l'expérience. Nous interprétons l'évolution observée dans l'expérience par le recul du foyer du faisceau au cours du temps à cause de l'augmentation de l'écrantage de sa charge d'espace. Nous avons observé, autant par l'expérience que dans la simulation, que l'ionisation est suffisamment faible pour ne pas influencer le transport du faisceau. Ce mécanisme ne peut donc pas contribuer à l'augmentation de l'écrantage. Les ions du plasma étant mobiles dans la simulation, ils peuvent contribuer à accroître cet écrantage. Le faisceau évolue légèrement durant la simulation mais l'effet est beaucoup moins marqué que dans l'expérience.

Plusieurs perspectives sont à envisager pour résoudre les problèmes soulevés par la comparaison entre l'expérience et la simulation.

Concernant la simulation, il faut chercher une autre explication pour observer un accroisse-

ment de l'écrantage de la charge d'espace du faisceau suffisamment important pour retrouver l'évolution temporelle de sa section droite observée expérimentalement. Le plasma que nous avons généré pour l'expérience a, au maximum, une densité électronique supérieure à 10^{12} cm^{-3} . Nous "attendons" quelques dizaines de microsecondes que cette densité décroisse suffisamment pour faire propager le faisceau d'électrons dans le plasma. Dans la simulation, nous renseignons la densité électronique estimée aux instants en question sans s'être intéressé à l'historique du plasma durant sa recombinaison. Nous avons supposé qu'il était homogène radialement et longitudinalement en première approximation. Comme le plasma n'est pas collisionnel (donc pas régi par la diffusion), nous pouvons imaginer que son profil est bien plus complexe. Une simulation de la décharge plasma en tant que telle permettrait d'en apprendre plus et d'améliorer les modèles renseignés dans nos simulations. Une simulation PIC/MCC pourrait être idéale mais le temps de calcul serait long du fait qu'il faudrait simuler une centaine de microsecondes. Nous pourrions ainsi ajuster le profil radial et longitudinal de la densité électronique et aussi intégrer la présence d'une gaine qui contiendrait suffisamment d'ions. Le milieu sera ainsi différent et pourrait contribuer à accroître cet écrantage.

La chambre d'interaction développée ici présente plusieurs limites. Tout d'abord, le conducteur coaxial situé dans le volume du cylindre en quartz peut être source de polluants lorsque le claquage se produit (même si nos mesures avec le spectromètre de masse ne mettent pas cette pollution en évidence). Son orientation est également source d'inhomogénéité du plasma. De plus, le cylindre en quartz et les pièces en laiton sont des éléments difficiles à mettre en place dans la ligne de propagation. Ils peuvent également influencer le transport du faisceau. Une solution pour pallier certaines de ces limites serait de placer le système de décharge (bobine + conducteur coaxial) dans une enceinte plus grande. Le conducteur coaxial pourrait être placé de manière à limiter son influence sur le profil inhomogène du plasma. De plus, le réglage de la position du système dans une telle configuration serait plus facile en vue d'une focalisation du faisceau sur la cible de conversion.

Lors de la campagne de caractérisation poussée du plasma, nous avons pu établir un protocole pour obtenir un milieu avec le moins de polluant possible. Ce protocole permet d'obtenir des courbes de densités électroniques reproductibles d'un jour à l'autre. Une perspective à envisager serait de reproduire à l'identique l'interaction faisceau/plasma en appliquant ce protocole au préalable et en caractérisant le plasma autant que possible (utilisation de l'interféromètre à plusieurs côtes et de l'imagerie à différents instants). Dans cette situation, le plasma pourrait être considéré comme directement comparable avec celui généré dans LSP, et les mesures de caractérisation permettraient de restreindre les choix sur le profil du plasma à renseigner dans LSP. Une fois obtenu un accord entre LSP et les données expérimentales, le modèle de simulation serait considéré comme suffisamment fiable. Nous pourrions ainsi déterminer numériquement les caractéristiques du plasma permettant de focaliser le faisceau d'électrons avec une tache focale stationnaire et dont les dimensions sont suffisamment petites ($\lesssim 1 \text{ mm}$) en vue d'une application dans le domaine de la radiographie éclair.

Conclusion générale

Les travaux présentés dans cette thèse rentrent dans le cadre de la radiographie éclair et s'intéressent notamment à l'optimisation la résolution spatiale des images qui y sont produites. Plus concrètement, ils sont dédiés à l'étude de techniques permettant d'affiner la focalisation d'un faisceau intense d'électrons relativistes sur une cible de conversion. En effet, cette dernière produit des rayons X par rayonnement de freinage lorsqu'elle est irradiée par le faisceau d'électrons. Plus les dimensions de la tache électronique sur la cible sont petites, plus la résolution spatiale de la radiographie sera meilleure. Cependant, une problématique apparaît dans cette situation sur les dimensions du foyer du faisceau d'électrons. En effet, un plasma est généré à la surface de la cible exposée au faisceau. Les ions positifs sont accélérés dans son volume réduisant sa charge d'espace, ce qui a pour effet de reculer son foyer. Le diamètre de la tache électronique sur la cible de conversion augmente dans le temps de manière non-contrôlée, dégradant la résolution spatiale des radiographies. D'autre part, le pouvoir focalisant des gaz ionisés peut être théoriquement mis à profit dans une telle situation. Un plasma contrôlé et de densité électronique inférieure à celle du faisceau est moins soumis à des effets d'aberrations chromatiques qu'un solénoïde qui est couramment utilisé pour focaliser un faisceau. Malheureusement, aucune étude expérimentale de ce type n'a été publiée, à notre connaissance, sur des faisceaux d'électrons de 1 – 20 MeV et de quelques kilo-ampères.

Pour ces raisons, nous avons réalisé deux études expérimentales et numériques dans cette thèse. La première concerne l'emploi d'une *Feuille Barrière d'Ions* afin de stopper l'expansion des ions et étudier son influence sur les dimensions de la tache électronique sur une cible. La deuxième est dédiée à l'étude de l'interaction entre un faisceau d'électrons représentatif de ceux utilisés en radiographie éclair et un plasma *préformé*. Nous avons utilisé l'injecteur FEVAIR, produisant un faisceau d'électrons de 3,4 MeV, 1,88 kA durant un plateau de ≈ 60 ns. Cette installation a été conçue de manière à produire un faisceau reproductible avec une variation de son plateau d'énergie de l'ordre de 1%. Cet injecteur n'était disponible que la première année de thèse car il a été déménagé au centre du CEA/Valduc en octobre 2021 pour y devenir l'injecteur du troisième axe d'EPURE. Ce déménagement précoce nous a contraints à réaliser toutes les expérimentations durant la première année de thèse. Nous avons également à disposition deux codes de simulations afin de compléter et d'interpréter nos résultats expérimentaux. Le premier code avec lequel nous avons travaillé est *Trajenv* qui permet de calculer très rapidement l'en-

veloppe du faisceau d'électrons au cours de sa propagation dans des machines de radiographie éclair, tel que l'axe 1 d'EPURE (ex-AIRIX) ou bien l'injecteur FEVAIR. Il n'est cependant pas adapté lorsque la dynamique du faisceau s'éloigne d'une propagation *paraxiale*. De plus, il n'est pas conçu pour étudier la propagation d'un faisceau d'électrons dans un plasma. Nous avons donc aussi utilisé le second code nommé *LSP*. Celui-ci est un code de type *Particle-In-Cell* avec la présence d'algorithmes *Monte-Carlo*. Il permet d'étudier la propagation du faisceau d'électrons dans divers milieux (plasma, feuille conductrice,...) et d'étudier plus finement la structure du faisceau. Par contre, son temps de calcul est beaucoup plus long (d'une journée à une semaine dans les simulations présentées dans cette thèse). Trajenv nous permet d'obtenir des conditions initiales à l'entrée du système d'étude et LSP réalise ces simulations. Nous résumons ci-dessous les principaux résultats des deux études, les contributions apportées et les perspectives à envisager.

Nous nous sommes d'abord intéressés à la dégradation du foyer du faisceau d'électrons à cause de l'émission d'ions de la cible et sur les moyens d'y remédier. D'après la bibliographie, ces derniers sont essentiellement des éléments légers, tels que des protons. Ils sont souvent émis avec un courant proche du courant limite de *Child-Langmuir* dès lors que la température de la cible a augmenté de ≈ 400 K. Historiquement, diverses techniques ont été étudiées pour pallier la dégradation de la tache électronique sur la cible de conversion à cause de cette émission d'ions. La bibliographie nous a permis de constater que l'emploi d'une *Feuille Barrière d'Ions* est une des plus pratiques à mettre en place dans un système de radiographie éclair avec des résultats significatifs. Cette feuille doit avoir un numéro atomique faible pour minimiser l'augmentation d'émittance du faisceau. Elle doit être conductrice pour minimiser l'accumulation de la charge et donc l'apparition d'un champ électrostatique pouvant perturber la propagation du faisceau. Enfin, le matériau doit être peu sujet à l'adsorption en surface de polluants pour que la feuille n'émette pas non plus des ions. Le graphite pyrolytique a été retenu pour notre étude expérimentale. De plus, nous pouvons en obtenir avec des épaisseurs de l'ordre de la dizaine de micromètres. Des études numériques ont démontré que cet ordre de grandeur est adapté pour préserver les dimensions de la tache électronique. A EPURE, la cible est en tantale ($Z = 73$) pour maximiser la production de rayonnement de freinage. Néanmoins, pour notre étude, nous avons écarté ce matériau qui nous aurait trop contraint en termes de radioprotection. Nous avons utilisé à la place des cibles d'aluminium. Ces cibles étaient inclinées à 45° par rapport au faisceau pour diagnostiquer sa section droite à l'aide du *Rayonnement de Transition Optique*. Nous avons constaté qu'une feuille de graphite HOPG d'épaisseur $5 \mu\text{m}$ distante de la cible de 15 mm était la plus adaptée pour garantir un foyer stationnaire sur la cible durant toute la durée du plateau de courant et bloquer l'expansion des ions. Si la feuille barrière d'ions émet des ions, ceux-ci n'ont pas d'influence visible sur la taille du foyer du faisceau. Cependant, une telle feuille ne serait pas adaptée pour une utilisation sur EPURE. Sa fragilité du fait de sa faible épaisseur et de sa nature cristalline rend difficilement imaginable son utilisation quotidienne sur cette installation. Nous avons constaté qu'une feuille de graphite pyrolytique flexible d'épaisseur $25 \mu\text{m}$ à la même

position n'est pas la plus optimale mais reste avantageuse par rapport à ne pas utiliser de Feuille Barrière d'Ions. Des simulations numériques via LSP ont montré que la température du graphite dépasse la limite de température d'émission d'ions. En revanche, l'expérience montre que, si cette émission existe, elle n'a pas d'influence sur la tache électronique sur la cible. Nous avons évalué que les caractéristiques de la feuille barrière d'ions resteraient avantageuses si elle est employée sur l'axe 1 ou 3 d'EPURE (19,2 MeV, 2 kA, ≈ 60 ns). Cette étude est encourageante quant à l'emploi d'une Feuille Barrière d'Ions sur EPURE.

Un moyen novateur pour focaliser un faisceau d'électrons serait d'employer un plasma à la place, ou en complément, d'un solénoïde. Cependant, l'interaction entre un faisceau intense (≈ 1 kA) d'électrons relativistes (1 – 20 MeV) de plusieurs dizaines de nanosecondes et un plasma *préformé* n'a jamais été étudié expérimentalement. Nous nous sommes proposés de réaliser cette étude en utilisant l'injecteur FEVAIR.

Nous avons établi les caractéristiques a priori intéressantes d'un plasma pour une telle expérimentation d'après un modèle simplifié du transport. Le rayon du plasma doit être au moins supérieur à 3 cm pour être sûr qu'il englobe tout le faisceau d'électrons. La longueur totale du plasma que le faisceau doit traverser doit être de ≈ 10 cm. Sa densité électronique doit être comprise entre $10^9 < n_e < 10^{12} \text{ cm}^{-3}$. En-dessous de cet intervalle, le plasma n'a pas d'influence sur la propagation du faisceau et, au-dessus, le faisceau est instantanément détruit en filaments. La pression du gaz dans laquelle le plasma est produit ne doit pas être trop élevée au risque que les éléments neutres s'ionisent à cause du faisceau et du courant retour. Ce mécanisme modifie le plasma dans lequel le faisceau se propage et peut influencer significativement sa propagation. La pression d'hélium pour laquelle cet effet est négligeable doit être bien inférieure à $2,5 \times 10^{-2}$ mbar.

Nous avons installé une chambre d'interaction sur la ligne de propagation de l'injecteur FEVAIR. La génération du plasma est basée sur le chauffage inductif d'électrons germes, eux-mêmes produits par un claquage généré à l'extrémité d'un conducteur coaxial. Nous avons réalisé la décharge dans un gaz d'hélium à une pression de $1,5 \times 10^{-3}$ mbar. La densité électronique du plasma a été mesurée à l'aide d'un interféromètre micro-ondes. Durant l'expérience, celle-ci a été mesurée à une position donnée sur le côté de la bobine. Les différentes mesures ont montré que la densité électronique maximale du plasma est de l'ordre de 10^{12} cm^{-3} et qu'elle décroît sur plusieurs dizaines de microsecondes. Du fait de la bonne reproductibilité de la décharge et la durée très courte du faisceau (≈ 60 ns), nous pouvons envoyer ce dernier à un instant donné dans la décharge pour se propager dans un plasma stationnaire et dont la densité électronique est connue à l'avance (moyennant la prise en compte des incertitudes). Nous avons donc pu réaliser une étude d'interaction entre le faisceau et ce plasma à différentes densités électroniques. Nous avons imagé la section droite du faisceau en sortie de la chambre d'interaction et observé différents régimes. Le plasma influence significativement la propagation du faisceau par rapport au gaz présent et à la chambre d'interaction en elle-même. Le faisceau est détruit en filaments lorsque la densité électronique du plasma mesurée est supérieure à 10^{11} cm^{-3} . Un profil en anneau ou halo apparaît lorsque la densité électronique est plus faible que celle du faisceau. En fonction

de la densité électronique du plasma, ce profil met une dizaine de nanosecondes à se former. Ensuite, il reste stationnaire durant toute la durée du plateau de courant. Lors de la campagne expérimentale, nous n'avons pas pu caractériser la présence de polluants dans le milieu. Une campagne de caractérisation complémentaire du plasma a donc été réalisée par la suite.

L'étude poussée de ce plasma nous a permis de constater sans surprise que la densité électronique du plasma est sensible à la présence de polluants dans le milieu. Nous avons établi un protocole de nettoyage permettant d'obtenir un milieu dont les mesures sont parfaitement reproductibles d'un jour à l'autre avec le moins de polluants possibles. Nous avons également pu caractériser la densité électronique du plasma à plusieurs côtes dans cet environnement propre. Cependant, la résolution spatiale de l'interféromètre est du même ordre de grandeur que les dimensions de la décharge plasma. Nous n'avons donc pas pu caractériser finement le profil radial et longitudinal de la densité électronique du plasma. Les courbes de densité électronique mesurées à la même côte lors de l'expérience d'interaction et la campagne de caractérisation du plasma sont différentes, ce qui nous laisse à penser que le milieu était moins propre durant l'expérience d'interaction. Une perspective à envisager serait de reproduire l'expérience en appliquant ce protocole de nettoyage même s'il est long à mettre en place. Le plasma pourrait être considéré comme un plasma d'hélium pur et directement comparable à celui modélisé dans les simulations LSP.

La chambre d'interaction doit être améliorée. Les éléments de la décharge pourraient être placés dans une enceinte assez grande afin de ne pas utiliser de pièces en laiton et un cylindre en quartz susceptibles d'influencer le faisceau. Cette configuration permettrait d'avoir plus de liberté sur le positionnement des différents éléments. Le conducteur coaxial pourrait être placé de façon à ne pas avoir d'influence significative sur l'inhomogénéité du plasma.

Pour étudier la faisabilité d'une lentille plasma sur un faisceau d'électrons produit par EPURE, nous devons concevoir un modèle de simulation fiable. Nous nous sommes proposé de le réaliser sur LSP en le confrontant aux données expérimentales produites ici. Ce modèle permet de reproduire le transport du faisceau d'électrons lorsque la chambre d'interaction est vide et lorsqu'elle est remplie d'un gaz d'hélium à une pression de $1,5 \times 10^{-3}$ mbar. Concernant l'interaction faisceau/plasma, nous n'avons pas étudié des situations où le faisceau est détruit en filaments. Nous avons donc étudié des cas où la densité électronique du plasma est du même ordre de grandeur ou inférieure à celle du faisceau. Dans nos simulations, le plasma est globalement neutre et les particules sont systématiquement absorbées lorsqu'elles atteignent une paroi. L'imagerie optique de la décharge plasma nous permet de considérer en première approximation un milieu uniforme radialement et longitudinalement. Nous avons également testé un profil longitudinal de densité électronique non constant du fait de l'incertitude expérimentale ; les conclusions sont similaires pour les deux profils utilisés. Lorsque nous renseignons une densité électronique du plasma égale à celle mesurée, nous obtenons un bon accord sur la section droite du faisceau en sortie de la chambre d'interaction 5 ns après le plateau de courant. Il est nécessaire de surestimer cette densité pour obtenir un accord 50 ns après le plateau de courant. D'un point de vue qualitatif, toutes les simulations LSP sont stationnaires contrairement à l'expérience où

la structure du faisceau se stabilise en une dizaine de nanosecondes après le début du plateau de courant. Ceci suggère que le foyer du faisceau recule au cours du temps à cause d'une augmentation de l'écrantage de sa charge d'espace dans le temps par accroissement de la densité ionique dans le volume du faisceau. Nous constatons dans l'expérience et la simulation que l'ionisation des neutres n'influence pas significativement le transport du faisceau. Dans les simulations, la mobilité des ions n'a pas non plus suffisamment d'effet pour contribuer à un écrantage de la charge d'espace permettant de reproduire l'évolution temporelle de la section droite du faisceau observée dans l'expérience. Du fait que le plasma soit non collisionnel, il est possible que notre simple modèle renseigné dans LSP soit incorrect. Le profil de densité électronique du plasma (radial et longitudinal) et la description au niveau des parois (présence d'une gaine et valeur du taux d'absorption) sont à corriger. Une simulation de la décharge plasma elle-même et de son évolution par un code PIC/MCC permettrait d'améliorer ce modèle. Cependant, il est nécessaire d'effectuer un calcul sur une centaine de microsecondes dans un espace de simulation identique à ceux présentées dans cette thèse menant à un temps de calcul extrêmement long.

La compréhension de tous ces aspects nous semble nécessaire avant de concevoir une lentille plasma en vue d'une application dans le domaine de la radiographie éclair.

Ces deux études sont des premières étapes pour affiner la focalisation d'un faisceau intense d'électrons relativistes dans le contexte de la radiographie éclair. Des solutions et des pistes d'améliorations ont été proposées en vue d'atteindre cet objectif. Concrètement, nous sommes optimistes quant à l'emploi d'une Feuille Barrière d'Ions sur EPURE du fait de la facilité de mise en œuvre. En revanche, il est plus délicat d'imaginer à court terme l'emploi quotidien d'une lentille plasma à cause de la complexité de l'installation par rapport à un solénoïde même si théoriquement elle a plus d'avantages que ce dernier. La réalisation des perspectives proposées pour ces deux études contribuerait à apporter des connaissances supplémentaires en physique des faisceaux de particules chargées, des plasmas cinétiques et, peut-être, permettrait de réduire significativement les dimensions de la source de rayonnement X.

Annexe A

Résolution de l'équation d'enveloppe à l'aide de la méthode Runge Kunta à l'ordre 4

Pour étudier la propagation d'un faisceau d'électrons dans un plasma via le formalisme de l'équation d'enveloppe, nous devons résoudre l'équation (1.34). Dans cette annexe, nous expliquons la méthode de résolution numérique. Le code, qui a été rédigé en langage Python, a été utilisé pour la détermination des ordres de grandeurs de la densité électronique du plasma lors de l'étude expérimentale de l'interaction entre un faisceau et un plasma (voir section 4.1 du chapitre 4).

Dans cette annexe, les dérivées par rapport à z sont notées : $X' = \frac{dX}{dz}$ et $X'' = \frac{d^2X}{dz^2}$. Dans le système étudié, les électrons du faisceau ne sont pas accélérés et le moment canonique est supposé nul. L'équation d'enveloppe (1.34) se réduit à :

$$R'' = a_1 R + \frac{a_{-3}}{R^3} + \frac{a_{-1}}{R}, \quad (\text{A.1})$$

avec,

$$a_1 = \left[\frac{eB_z(0,z)}{2\beta\gamma m_e c} \right]^2, \quad (\text{A.2})$$

$$a_{-3} = \epsilon_{L(n)}, \quad (\text{A.3})$$

$$a_{-1} = K_{pl} = [(1 - f_e) - (1 - f_m) \beta^2] \gamma^2 \frac{eI_b}{2\pi\epsilon_0 m_e (\beta c \gamma)^3}. \quad (\text{A.4})$$

L'objectif est de résoudre l'équation (A.1) afin de calculer le rayon d'enveloppe $R(z)$ et l'angle d'enveloppe $R'(z)$ du faisceau pour tout z , à partir des valeurs $R(z_0)$ et $R'(z_0)$ données à une côte z_0 . Nous la résolvons à l'aide de la méthode *Runge-Kunta* à l'ordre 4 (abrégié RK4) basé sur un schéma numérique explicite. Cette méthode permet de résoudre une équation différentielle du

premier ordre :

$$\frac{dy}{dt} = f(y,t), \quad (\text{A.5})$$

En discrétisant la variable t via l'indice n et en notant le pas $h = t_{n+1} - t_n$, nous obtenons :

$$y(t_{n+1}) - y(t_n) = \int_{t_n}^{t_n+h} f(y(t),t) dt, \quad (\text{A.6})$$

En supposant que $y(t_n)$ est connu, nous devons déterminer $y(t_{n+1})$ en calculant l'intégrale dans le membre de droite de l'équation (A.6). La méthode RK4 consiste à approximer cette intégrale via la méthode de Simpson donnée par :

$$\int_a^b f(x) dx \approx \frac{b-a}{6} \left[f(a) + 4f\left(\frac{a+b}{2}\right) + f(b) \right], \quad (\text{A.7})$$

Des considérations supplémentaires permettent d'exprimer cette intégrale sans les termes $f\left(\frac{a+b}{2}\right)$ ni $f(b)$ pour avoir un schéma explicite (l'intégrale ne dépend ainsi que de termes situés à l'indice n dans l'équation (A.6)). Le lecteur trouvera des informations complémentaires dans [162].

L'équation que nous voulons résoudre est du second ordre ce qui n'est pas adapté pour la méthode RK4 explicite.

Une première méthode consiste à multiplier les deux membres de l'équation (A.1) par R' afin d'obtenir une intégrale première donnée par :

$$G(R',R) = \frac{R'^2}{2} - a_1 \frac{R^2}{2} + a_{-3} \frac{R^{-2}}{2} - a_{-1} \ln R = C^{ste} = G(R'(z_0), R(z_0)). \quad (\text{A.8})$$

Cette expression est une équation différentielle ordinaire du premier ordre que nous pouvons résoudre à l'aide de la méthode RK4.

Une deuxième méthode, qui est celle que nous avons employé dans cette thèse, consiste à définir un vecteur $Y(z) = [R(z), R'(z)]$ et une fonction F qui effectue l'application suivante :

$$F : (R(z), R'(z)) \longrightarrow \left(R'(z), a_1 R(z) + \frac{a_{-3}}{R^3(z)} + \frac{a_{-1}}{R(z)} \right). \quad (\text{A.9})$$

Nous écrivons l'ensemble sous la forme $\frac{dY}{dt} = F(y,t)$ qui est l'équation (A.5) appliquée au vecteur Y . Nous appliquons alors la méthode RK4 au vecteur Y via l'algorithme de résolution *solveivp* de la librairie *scipy.integrate* de Python. Nous pouvons ainsi calculer $R(z)$ et $R'(z)$ sur l'axe. Dans la section 4.1 du chapitre 4, les termes f_e et f_m modélisent le plasma à l'aide des expressions données dans le tableau 1.1 et le terme associé au champ magnétique axial est nul ($a_1 = 0$). Cette méthode est plus générale et peut être adaptée pour la résolution d'équations différentielles d'ordre plus élevé.

Annexe B

Méthode de Gauss-Siedel pour la résolution de l'équation de Poisson en 2D

L'objectif est de résoudre l'équation de Poisson dans le système présenté dans la section 4.3.1 du chapitre 4 :

$$\Delta \vec{A} + \mu_0 \vec{j} = \vec{0}, \quad (\text{B.1})$$

avec \vec{A} le potentiel vecteur et \vec{j} la densité de courant parcourant la bobine. Le système est rappelé dans la figure B.1.

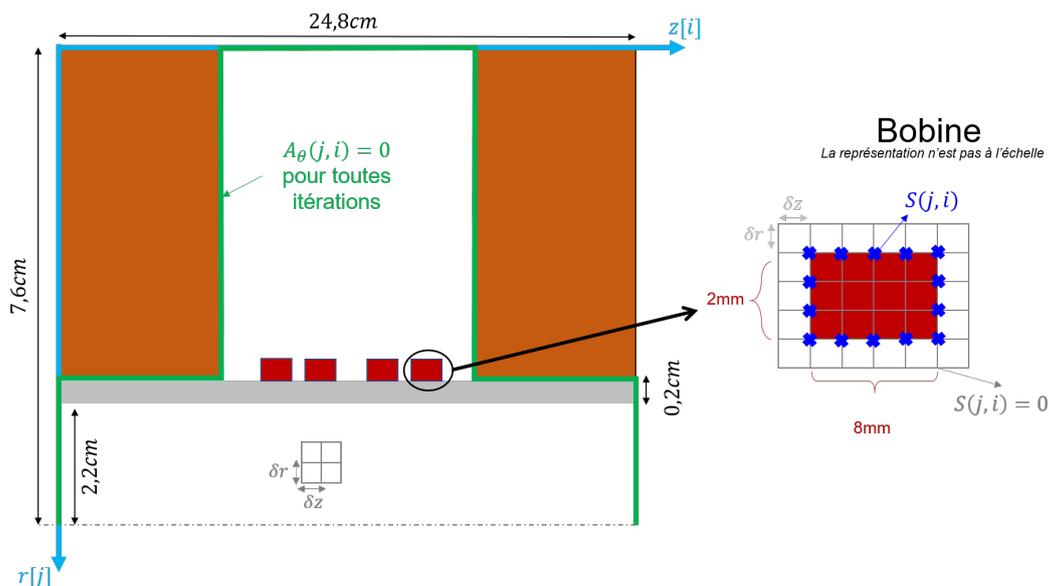


FIGURE B.1 – Système pour la simulation.

Nous sommes en symétrie cylindrique 2D (\vec{e}_r , \vec{e}_z). Ainsi, $\vec{A} = A_\theta(r, z)\vec{e}_\theta$ et $\vec{j} = j_\theta(r, z)\vec{e}_\theta$.

L'équation (B.1) devient donc :

$$\frac{\partial^2 A_\theta}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial A_\theta}{\partial r} + \frac{\partial^2 A_\theta}{\partial z^2} - \frac{A_\theta}{r^2} + \mu_0 j_\theta = 0. \quad (\text{B.2})$$

L'équation doit être discrétisée. Nous travaillons avec des mailles de côté $\delta r = \delta z = 0,1$ cm. Nous associons l'indice i à la direction \vec{e}_z et l'indice j à la direction \vec{e}_r . En discrétisant les dérivées par la méthode des différences finies au deuxième ordre et après un peu d'arithmétique, l'équation (B.2) devient :

$$A_\theta(j-1, i) c_g(j) + A_\theta(j+1, i) c_d(j) + A_\theta(j, i) c_m(j) + A_\theta(j, i-1) c_b + A_\theta(j, i+1) c_h + S(j, i) = 0, \quad (\text{B.3})$$

avec :

$$c_g(j) = 1 - \frac{1}{2j}, \quad (\text{B.4})$$

$$c_d(j) = 1 + \frac{1}{2j}, \quad (\text{B.5})$$

$$c_m(j) = -2 - 2 \left(\frac{\delta r}{\delta z} \right)^2 - \frac{1}{j^2}, \quad (\text{B.6})$$

$$c_b = c_h = \left(\frac{\delta r}{\delta z} \right)^2. \quad (\text{B.7})$$

$$(\text{B.8})$$

Le terme source est donné par :

$$S(j, i) = \delta r^2 \mu_0 j_\theta(j, i) \text{ si } (j, i) \text{ est une maille dans une spire de courant,} \quad (\text{B.9})$$

$$= 0 \text{ sinon.} \quad (\text{B.10})$$

Nous résolvons l'équation (B.3) par la méthode de Gauss-Siedel [162]. C'est une méthode itérative, qui consiste à approcher numériquement la solution recherchée en calculant le potentiel vecteur A_θ dans une maille (j, i) à partir des potentiels vecteurs calculés dans les mailles qui l'entourent lors de l'itération précédente. En pratique, une itération consiste à :

- calculer des nouvelles valeurs de A_θ à l'aide de l'équation :

$$A_\theta(j, i) = (1 - \omega_{\text{relax}}) A_\theta(j, i) + \frac{\omega_{\text{relax}}}{c_m} (A_\theta(j-1, i) + A_\theta(j+1, i) c_g(j) + A_\theta(j, i-1) c_b + A_\theta(j, i+1) c_h + S(j, i)), \quad (\text{B.11})$$

avec $\omega_{\text{relax}} = 1,3$ un paramètre de sur-relaxation afin de faire converger plus rapidement

le calcul¹.

- Attribuer une valeur de 0 aux éléments de $A_\theta(j,i)$ présents sur les murs conducteurs (voir le trait vert sur la figure B.1). Cette étape permet de prendre en compte les conditions aux limites imposées par les pièces en laiton et les fenêtres conductrices à l'entrée et à la sortie de la chambre d'interaction

Dès lors que la variation relative maximale entre deux itérations est inférieure à 10^{-7} , nous arrêtons la boucle d'itérations et nous déduisons les valeurs de champ électromagnétique à l'aide des équations (4.34), (4.35) et (4.36) du chapitre 4.

1. Pour que la méthode converge, il faut que $:1 < \omega_{\text{relax}} < 2$.

Annexe C

Images du plasma produit lors de l'étude d'interaction faisceau/plasma

En complément des mesures de densité électronique, nous avons imagé le plasma à l'aide d'une caméra ICCD et CBF durant la campagne d'interaction faisceau/plasma présenté dans la section 4.4.4 du chapitre 4.

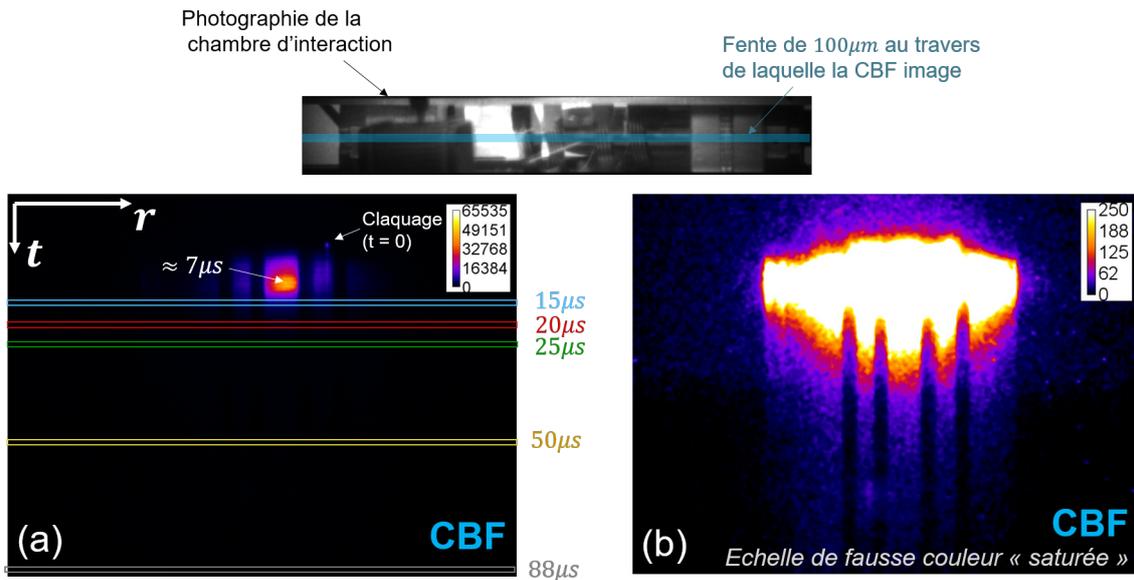


FIGURE C.1 – Image du plasma produit à l'aide de la CBF. (a) Image traitée : application d'un filtre médian à deux dimensions et soustraction du fond. (b) Image traitée et représentée en échelle de fausses couleurs saturée.

La caméra CBF a imagé la chambre d'interaction au travers d'une fente de $100\mu\text{m}$ (ouverture sur l'image estimée à $\approx 2\text{mm}$) durant $100\mu\text{s}$. L'image est donnée dans la figure C.1(a). L'image équivalente saturée est donnée dans la figure C.1(b). Un filtre médian de 6 px de rayon et une soustraction du fond a été appliquée. La fente est ajustée de façon à englober le bout du conducteur coaxial. Nous pouvons ainsi repérer le temps $t_d = 0\text{s}$ de la décharge. Le maximum d'intensité lu-

mineuse apparaît à $t_d = 7 \mu s$. Nous avons extrait le profil longitudinal de la décharge à différents temps. Ils sont représentés grâce aux différents rectangle. Les profils sont donnés dans les figures C.2(a)-(b)-(c)-(d)-(e). Nous constatons que le profil longitudinal n'est pas homogène pour 15, 20 et 25 μs . A 50 μs , le profil est beaucoup plus homogène. Du fait que le balayage temporel de la CBF dure 100 μs et que le claquage $t_d = 0 \mu s$ ne se produit pas au début du balayage, nous ne pouvons pas imager le profil à $t_d = 100 \mu s$. Nous le relevons au temps maximal, soit $t_d = 88 \mu s$. Par rapport à la caractérisation du plasma dans un environnement optimal (voir section 4.3.3 du chapitre 4), le plasma tend à s'homogénéiser plus rapidement.

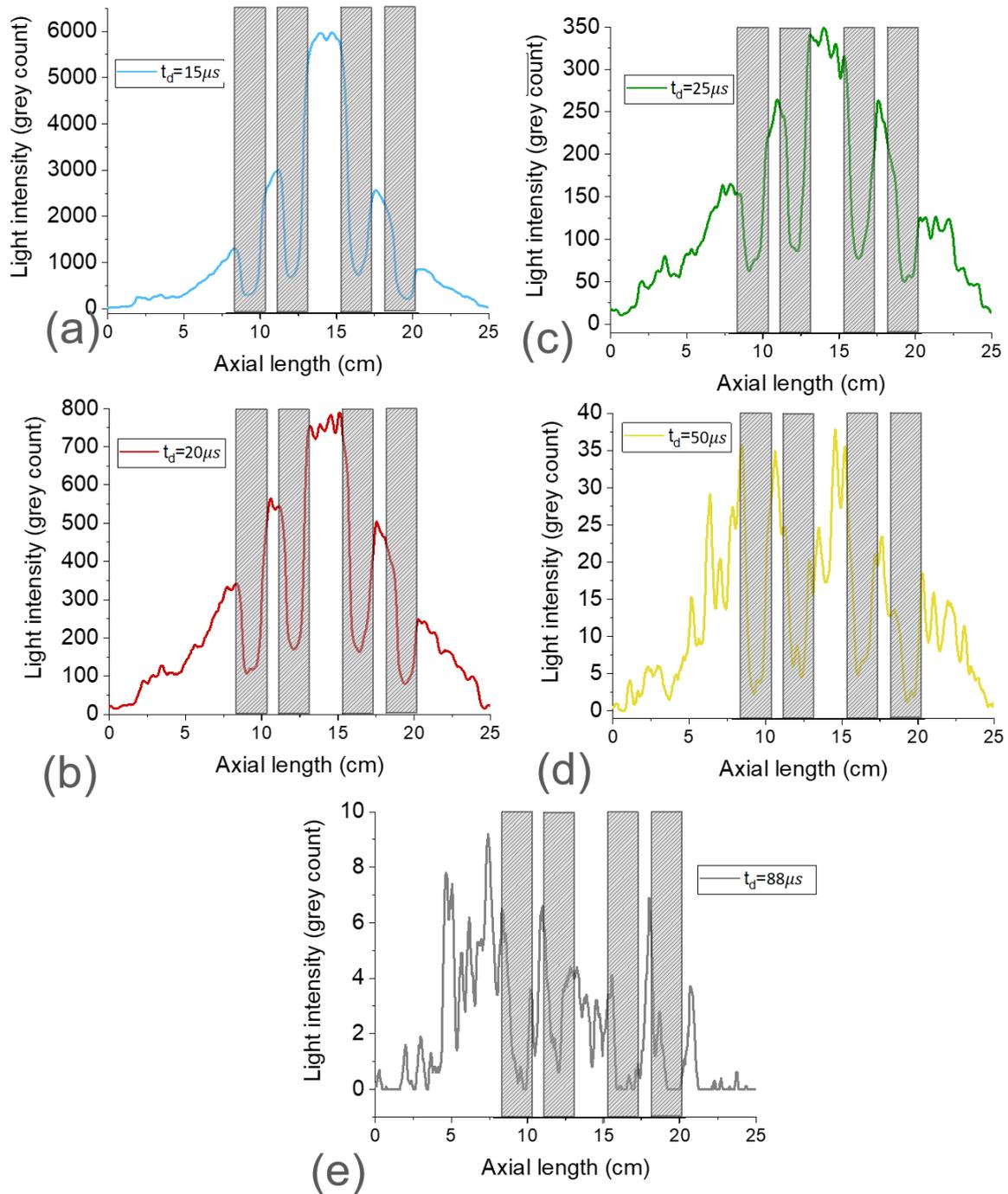


FIGURE C.2 – Profil longitudinal de l'intensité lumineuse du plasma aux instants $t_d = 15 \mu s$ (a), $t_d = 20 \mu s$ (b), $t_d = 25 \mu s$ (c), $t_d = 50 \mu s$ (d) et $t_d = 88 \mu s$ (e). Ce dernier temps correspond au temps maximal auquel nous pouvions récolter du signal.

Table des figures

1	Schéma du principe de production des rayons X dans le cadre de la radiographie éclair. Un faisceau d'électrons est focalisé sur la cible en tantale pour générer des rayons X par rayonnement de freinage. L'émission d'ions de la cible vient perturber la tache électronique sur la cible de conversion.	2
2	Résolution spatiale de l'image. Illustration du lien entre la résolution spatiale (Ψ), le diamètre de la source X (ϕ_S), la distance entre le plan source et le plan objet (a) et entre le plan objet et le détecteur (b).	3
1.1	Champ électrique radial d'un faisceau d'électrons infiniment long en \tilde{e}_z se propageant dans un tube creux conducteur à la masse [7].	8
1.2	Potentiel entre une cathode et une anode d'une diode simplifiée. Le potentiel est linéaire quand la diode est sous vide (Courbe A). Un flux limite d'électrons dans la diode réduit à 0 le champ électrostatique au niveau de la cathode (Courbe B)	9
1.3	Faisceau laminaire axisymétrique dans l'espace des traces ($\tilde{e}_x, \tilde{e}_x'$ à une position \mathbf{z} donnée). (A) Faisceau parallèle à l'axe e_z de diamètre $2x_0$. (B) Faisceau convergent. (C) Faisceau divergent.	12
1.4	Illustration de la distribution angulaire des électrons d'un faisceau ayant une émittance non nulle.	12
1.5	Illustration d'une distribution de particules d'un faisceau ayant une émittance non nulle dans l'espace des traces ($\tilde{e}_x, \tilde{e}_x'$ à une position \mathbf{z} donnée). (A) Faisceau à un foyer. (B) Faisceau divergeant. La courbe verte présente le contour englobant la distribution de particule. Le segment bleu présente un faisceau laminaire équivalent.	13
1.6	Illustration des forces auto-générées du faisceau d'électrons dans le vide. La contribution répulsive est due à la force de Coulomb entre les électrons et la contribution attractive est due au champ magnétique azimuthal du faisceau.	15
1.7	Illustration du courant retour dans le cas où la neutralisation en charge est totale. \vec{E}_L est le champ électrique longitudinal induit qui accélère les électrons du plasma. Le courant retour a une extension radiale $R_p(z,t)$. Le faisceau a un rayon d'enveloppe constant $r_b(z) \leq R_p(z,t)$	17
1.8	Pouvoir d'arrêt normalisé d'un électron dans de l'aluminium en fonction de son énergie cinétique [42]. La perte par collision et par radiation sont représentés.	19
1.9	Domaine de validité de la théorie de diffusion multiple de Molière (représenté en vert). En abscisse, la densité surfacique de la feuille traversée en mg/cm^2 . En ordonnée, l'énergie cinétique de l'électron en MeV. D'après [59].	20
1.10	Paramètre $\chi_c \sqrt{B}$ en fonction de la densité surfacique de l'aluminium et de l'or. Le domaine de validité est représenté en vert.	21
1.11	Principe d'un code <i>Particle-In-Cell</i>. L'indice i est associé aux macro-particules qui évoluent dans l'espace continu. L'indice j est associé aux cellules où sont calculés les champs électromagnétiques.	24
1.12	Schéma des deux familles de machine de radiographie éclair. (A) Générateur de faisceau ultra-intense d'électrons. (B) Accélérateur de faisceau d'électrons.	25
1.13	Schéma simplifié d'une diode SMP [68]. L'anode est composée d'une feuille (<i>foil</i>) en élément léger (aluminium) qui fournit les ions, et d'une cible (<i>target</i>) en élément lourd (tantale) qui convertit le faisceau en rayon X.	27
1.14	Schéma d'une cavité d'un IVA [73].	27
1.15	Concept d'un accélérateur linéaire à induction (LIA) [87].	29

1.16	Courant du faisceau d'électrons sur DARHT-II [79]. La courbe noire le représente avant le kicker ; La courbe rouge le représente après.	30
1.17	Illustration du mécanisme du rayonnement de freinage.	31
1.18	Plan de l'installation EPURE.	32
1.19	Vue d'artiste de MERLIN [71]. Ce générateur de faisceau ultra-intense fournit un faisceau de 7,5 MeV, 200 kA, 60 ns.	33
2.1	Injecteur FEVAIR.	36
2.2	Schéma de l'injecteur FEVAIR. L'injecteur est composé d'un générateur de haute puissance pulsée (souvent qualifié de <i>Prime Power</i>) qui délivre une impulsion électrique dans une ligne de transmission. Cette dernière met en forme l'impulsion en un plateau de tension négatif pour la délivrer dans une diode où le faisceau d'électrons est produit.	36
2.3	Schéma simplifié du "prime power". La zone jaune représente la pièce sous tension en sortie.	37
2.4	Mesure de la tension entre la cathode et l'anode sur FEVAIR pour fournir un faisceau d'électrons de 3,4 MeV. Les différentes réflexions de l'onde de tension sont isolées temporellement du plateau de tension de $-3,4$ MV.	38
2.5	Simulation des lignes de champs électriques [107] à l'aide du code électromagnétique OPERA [108]. (a) Représentation des lignes iso-potentielles (lignes jaunes) et indication des différents éléments dans la diode. Les lignes rouges sont une représentation qualitative du champ électrique entre la cathode et l'anode. (b) Représentation qualitative du faisceau d'électrons divergeant après son émission de la cathode (en rose). (c) Canalisation du faisceau d'électrons à l'aide du solénoïde d'extraction. A noter que dans les figures (b) et (c), le faisceau et l'effet du solénoïde ne proviennent pas de la simulation mais ont été rajouté de manière qualitative.	40
2.6	(a) Tension aux bornes de la diode. (b) Courant du faisceau d'électrons.	41
2.7	Énergie du faisceau d'électrons mesuré à l'aide d'un spectromètre à électrons. La tension de charge dans le prime power est de 89 kV.	41
2.8	Schéma du tube de propagation juste après la diode. Le solénoïde d'extraction a 149 spires et mesure 49 cm. Le solénoïde de focalisation a 218 spires et mesure 34,2 cm.	42
2.9	Schéma de la B-dot et du circuit électrique équivalent.	43
2.10	(a) Schéma simplifié d'un DPF. (b) Coupe transversale du DPF pour illustrer le calcul de position du centroïde.	45
2.11	(a) Schéma d'une boucle de Rogowski et (b) du circuit électrique équivalent.	46
2.12	Illustration qualitative de l'agencement des dipôles lorsque un électron se propage dans un milieu homogène.	47
2.13	Illustration qualitative de l'agencement des dipôles lorsque un électron se propage niveau d'une interface séparant deux milieux homogènes.	48
2.14	Directivité du rayonnement RTO [99]. (a) Schéma qualitatif de l'émission sous incidence normale. (b) Intensité du rayonnement en fonction de l'angle d'émission pour un faisceau d'électrons de 2 MeV. (c) Schéma qualitatif de l'émission sous incidence oblique.	49
2.15	Illustration de l'émission Cerenkov.	50
2.16	Schéma du principe d'une caméra CCD intensifiée.	51
2.17	Schéma du principe d'une caméra CBF.	52
2.18	Exemple d'une image provenant de la caméra ICCD et de la caméra CBF. (ICCD) Section droite imagée durant un temps d'exposition de 5 ns. L'image démarre à 5 ± 5 ns après le début du plateau de courant du faisceau d'électrons. (CBF) Le temps de balayage total est de 100 ns. La fente a une ouverture de $100 \mu\text{m}$ ce qui permet d'imager le radiateur sur une largeur de 2 mm compte tenu de l'imagerie utilisé.	53
2.19	Calcul du rayon d'enveloppe du faisceau d'électrons durant sa propagation dans le tube de propagation FEVAIR à l'aide de Trajenv. Les conditions initiales du faisceau sont renseignées dans le tableau 2.1.	56
2.20	Illustration de la géométrie d'une feuille de mylar sur LSP. La représentation n'est pas à l'échelle. L'objet en tant que tel est défini sur une maille entière (zone hachurée) tandis que le modèle de diffusion de Molière est appliqué dans la zone bleue.	59

2.21	Illustration du profil temporel de courant et de vitesse renseigné sur LSP. (a) Vitesse axiale des électrons. (b) Courant.	60
2.22	Présentation de quelques résultats de la propagation du faisceau d'électrons dans un tube de propagation. (a) Rayon d'enveloppe au cours de sa propagation. (b) Densité électronique selon l'axe de propagation à $t = 80$ ns. (c) Évolution temporelle du rayon d'enveloppe à $z = 77$ cm.	61
2.23	Comparaison du rayon d'enveloppe d'un faisceau d'électrons entre LSP et Trajenv avec les mêmes conditions initiales. L'émittance de Lapostolle normalisée est 800 mm.mrad et le courant est 1,88 kA. (a) Énergie du faisceau à 19,8 MeV. (b) et (c) Profil transverse du faisceau respectivement à $z = 0$ cm et $z = 75$ cm. (d) Énergie du faisceau à 3,4 MeV. (e) et (f) Profil transverse du faisceau respectivement à $z = 0$ cm et $z = 60$ cm.	64
2.24	Comparaison du rayon d'enveloppe d'un faisceau d'électrons entre Trajenv et LSP avec un courant de 1,88 μA. L'émittance de Lapostolle normalisée est 800 mm.mrad et l'énergie du faisceau est 3,4 MeV.	65
2.25	Comparaison du rayon d'enveloppe d'un faisceau d'électrons entre Trajenv et LSP avec deux valeurs d'émittances. Le courant et l'énergie du faisceau sont respectivement 1,88 kA et 3,4 MeV.	65
2.26	Comparaison entre LSP et Trajenv lors de la simulation de l'enveloppe du faisceau sur la ligne FEVAIR.	66
3.1	Schéma d'une cellule à induction pour piéger les ions émis de la cible [138].	71
3.2	Illustration qualitative de la répartition des ions positifs émis de la cible [139]. (a) Cas non-piégré. (b) Cas piégé.	71
3.3	Résultats de la simulation PIC d'une cellule à induction pour piéger les ions [139]. (a) Géométrie du système avec le faisceau d'électrons, de protons, et les électrodes du gap. (b) Rayon RMS en mm du faisceau d'électrons sur la cible. (c) Emittance en cm.rad du faisceau d'électrons sur la cible.	72
3.4	Schéma d'une cible dans le cadre de l'étude la méthode de la <i>self biased target</i> [141].	73
3.5	Diamètre en mm de la source de rayon X (tache X) située en aval de la cible de conversion [140]. (rouge) $R = 145 \Omega$. (violet) $R = 6 \Omega$	73
3.6	Série d'image du foyer du faisceau sur la cible de 0 à 260 ns avec un temps d'exposition de 20 ns [143]. (a) La cible de tantale de 0,4 mm n'est pas pré-nettoyée par un premier faisceau d'électrons. (b) La cible de tantale de 0,4 mm est pré-nettoyée par un premier faisceau d'électrons.	75
3.7	Evolution temporelle du rayon du faisceau d'électrons sur la cible de conversion [145]. (a) (c) Emission de protons. (b) (d) Emission d'ions carbone.	76
3.8	Rayon moyen du faisceau sur la cible en fonction du temps [146]. (carré) Compensation de -300 A tours/ns. (cercle) Compensation coupée.	77
3.9	Rayon de la tache X $\langle \Phi_x \rangle$ pour différentes configurations [11].	79
3.10	Schéma du montage expérimental.	80
3.11	Photographie du porte cible.	82
3.12	Images brutes provenant de la caméra ICCD avec une durée d'exposition de 70 ns. (a) Cas sans IBF (b) Cas avec une IBF de $d = 20$ mm et $e = 5 \mu\text{m}$	83
3.13	Protocole du traitement appliqué aux images provenant de la caméra ICCD. (a) Image obtenue après application d'un filtre médian. Les carrés jaunes représentent les zones utilisées pour le calcul du fond moyen à soustraire. (b) Image après soustraction du fond uniforme. Le rectangle jaune représente la zone utilisée pour tracer le profil.	84
3.14	Résultats de plusieurs configurations. (a et b) Profils spatiaux des images intégrées en temps avec et sans IBF. (a) Plusieurs épaisseurs e étudiées avec une distance $d = 15$ mm fixe. (b) Plusieurs distances d étudiées avec une épaisseur $e = 5 \mu\text{m}$ fixe. (c) Pleine largeur à mi-hauteur pour des profils spatiaux en fonction de la distance d . (d) Intensité maximale normalisée au cas sans IBF en fonction de la distance d . La ligne noire montre la mesure du cas sans IBF.	85

3.15	Résultat provenant de la caméra CBF dans le cas où il n’y a pas d’IBF. (a) Image brute de la CBF. L’axe temporel est horizontal et le temps s’écoule de gauche à droite. L’axe spatial est vertical. Les deux traits jaunes délimitent la zone sur laquelle est extrait le profil temporel de ce tir. (b) Profils temporels de l’émission lumineuse, du courant et de l’énergie du faisceau.	86
3.16	Images provenant de la camera CBF pour plusieurs configurations de feuilles. (a,b,c) Images brutes. (d) Profil temporel de l’émission lumineuse pour les trois cas. L’intensité lumineuse est moyennée entre les deux traits jaunes présents sur les images des trois cas respectifs. Ce profil est issu des zones délimitées par les deux lignes jaunes sur chaque image correspondante.	87
3.17	Simulation LSP de la propagation du faisceau d’électrons sans émission d’ions de la cible et sans IBF. (a) Rayon d’enveloppe du faisceau à 60 ns après le début du plateau de courant. (b) Emittance de Lapostolle normalisée à 60 ns après le début du plateau de courant.	89
3.18	Simulation LSP de la propagation du faisceau d’électrons avec émission d’ions de la cible et sans IBF. La cible est un <i>objet</i> conducteur qui émet des protons dans le régime de Child-Langmuir après une élévation de température de 400 K. (a) Rayon d’enveloppe du faisceau 60 ns après le début du plateau de courant. (b) Emittance de Lapostolle normalisée 60 ns après le début du plateau de courant. (c) Température de la cible en fonction du rayon 60 ns après le début du plateau de courant. (d) Densité des particules 60 ns après le début du plateau de courant.	90
3.19	Simulation LSP de la propagation du faisceau d’électrons avec émission d’ions de la cible et IBF. L’IBF est située 15 mm avant la cible et a une épaisseur de 25 μm . La cible est un <i>objet</i> conducteur qui émet des protons dans le régime de Child Langmuir après une élévation de température de 400 K. (a) Rayon d’enveloppe du faisceau 60 ns après le début du plateau de courant. (b) Emittance de Lapostolle normalisée 60 ns après le début du plateau de courant. (c) Température de la cible en fonction du rayon 60 ns après le début du plateau de courant. (d) Densité des particules 60 ns après le début du plateau de courant.	91
3.20	Simulation LSP de la propagation du faisceau d’électrons avec émission d’ions de la cible et une IBF présente à deux positions. (a et b) L’IBF est située 15 mm ou 25 mm avant la cible et a une épaisseur de 5 μm . La cible est un <i>objet</i> conducteur qui émet des protons dans le régime de Child-Langmuir après une élévation de température de 400 K. (c et d) L’IBF est située 25 mm avant la cible et a une épaisseur de 5 μm . La cible est un <i>objet</i> conducteur qui émet des protons dans le régime de Child-Langmuir après une élévation de température de 400 K. (e) Rayon d’enveloppe du faisceau selon les deux situations. Le cas sans IBF est aussi représenté pour comparaison.	92
4.1	Rayon d’enveloppe du faisceau d’électrons dans le cas d’un plasma sous dense. La courbe noire représente l’enveloppe lors de sa propagation dans un plasma de densité électronique de $n_e = 5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ tandis que la courbe grise représente le cas sans plasma.	98
4.2	Rayon d’enveloppe du faisceau d’électrons dans le cas d’un plasma sur dense. Les courbes noire, rouge et bleue représentent l’enveloppe respectivement aux temps $t = 0 \text{ ns}$, 30 ns et 60 ns lors de sa propagation dans un plasma de densité électronique de $n_e = 5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ tandis que la courbe grise représente le cas sans plasma.	100
4.3	Chambre d’interaction. (1) Large feuille en mylar aluminisé située après la chambre d’interaction, orientée à 45° par rapport à l’axe de symétrie du tube, pour les diagnostics optiques du faisceau. (2) Pièce en laiton. (3) Cylindre en quartz.	103
4.4	Schéma de la chambre d’interaction. Le système de décharge, présenté dans ce schéma, est décrit dans la section 4.3.1	104
4.5	Tube de propagation où la chambre d’interaction est installée. (1) Boucle de Rogowski tel qu’elles ont été présentées dans la section 2.2.1.3 du chapitre 2. (2) Hublot en verre permettant d’employer les diagnostics optiques et du plasma. Il y en a également un sur la face arrière. (3) DPF, voir section 2.2.1.2 du chapitre 2. (4) Solénoïde de focalisation. (Zone violette) Système de pompage.	105
4.6	Schéma simplifié de la chambre d’interaction pour la calcul de la pression dans celle-ci.	106
4.7	Positionnement des différentes caméra.	109

4.8	Photographie du système de décharge plasma qui est ajouté à la chambre d'interaction.	110
4.9	Diagnostics électriques de la décharge inductive. (courbe rouge) Courant pseudo-sinusoidal parcourant la bobine. (courbe verte) Tension au bout du conducteur coaxial où le claquage se produit.	111
4.10	Schéma du système pour le calcul du potentiel vecteur A_θ. La géométrie est 2D axisymétrique. Les pièces en laiton, la paroi du tube de propagation et les feuilles conductrices imposent une valeur nulle de A_θ . Cette condition est représentée par la ligne verte. Le cylindre en quartz est représenté mais il n'a aucune incidence sur le calcul. Nous ne nous intéressons pas aux champs électromagnétiques en dehors du cylindre en quartz.	112
4.11	Ajustement de la courbe du courant s'écoulant dans la bobine mesuré expérimentalement.	113
4.12	Calcul du champ électromagnétique dans le cylindre en quartz. ((a) et (b)) A l'instant où le champ magnétique est maximal ($t_m = 0,39 \mu\text{s}$ et $I = 1,64 \text{ kA}$). (c) A l'instant où le champ électrique est maximal ($t = 0 \text{ s}$ et $I'(t = 0) = 6,59 \times 10^9 \text{ A/s}$).	115
4.13	Photographie et schéma de l'interféromètre MWI 2650. (1) Tube de propagation. (2) Plasma. (3) Fenêtre en verre. (4) Transmetteur. (5) Recepteur. (6) Boitier de contrôle. (7) Oscilloscope. (8) Ligne de visée. (D'après [164]).	116
4.14	Schéma d'une lentille quadripôle [167]. Les ions se propage selon l'axe z .	119
4.15	Schéma de la faraday cup situé en sortie de la lentille quadripolaire [167].	120
4.16	Photographie de la chambre d'interaction dans le tube de propagation. Ce dernier est déconnecté de FEVAIR.	121
4.17	Densité électronique du plasma pour les cas LP et UP. (a) Image de la chambre d'interaction avec la position des trois lignes de visées. (b) Densité électronique moyenne en fonction du temps sur la ligne de visée associée.	124
4.18	Image ICCD du plasma. Les quatre premières figures sont des images brutes du plasma du cas UP à $10 \mu\text{s}$ (a), $20 \mu\text{s}$ (b), $30 \mu\text{s}$ (c) et $75 \mu\text{s}$ (d). La figure (e) est la mesure de l'intensité lumineuse sur l'axe pour les cas LP et UP. Les données sont prises dans la zone représentée par le rectangle vert dans (a) et normalisées à la valeur maximale.	125
4.19	Agencement des éléments pour la caractérisation du transport du faisceau dans le vide.	126
4.20	Protocole de mesure du diamètre FWHM. (A) Image brute. Nous lui appliquons un filtre médian 2D de 6 pixels de rayon. Il permet d'atténuer le bruit dû aux X durs. (B) L'image filtrée est présentée avec deux échelles de fausses couleurs différentes. L'image de droite met en évidence un fond plus intense au milieu à cause de la lumière diffusée dans le tube de propagation et qui sort par les hublots. Nous déterminons la valeur moyenne de ce fond en sélectionnant deux zones carrées de part et d'autre de la tache. Ce fond est soustrait à toute l'image. (C) Sur cette nouvelle image, la section verticale du faisceau est extraite sur une largeur de 5 pixels. Nous pouvons ainsi déterminer le diamètre à mi-hauteur de la tache.	127
4.21	Protocole de mesure du déplacement de la tache sur la caméra CBF FWHM. (A) Image brute. Nous lui appliquons un filtre médian 2D de 6 pixels de rayon. Il permet d'atténuer le bruit dû aux X durs. (B) La relation entre les pixels et le temps est calibré en usine et donnée par le fournisseur. Nous traçons le profil moyen vertical de l'image. Nous constatons que l'intensité lumineuse n'est pas constante pendant la durée du plateau de courant. Cela peut être dû à une modification du rendement lumineux du radiateur Cerenkov pendant le plateau, à cause de l'irradiation par les électrons. Néanmoins, nous repérons sans ambiguïté le plateau de courant car la montée et la descente du signal sont bien plus marquée. (C) Il est ensuite possible d'identifier les pixels associés à 5 et 50 ns après le début de ce plateau. Sachant que la synchronisation de la caméra ICCD par rapport à la CBF a une incertitude de 5 ns, nous traçons le profil moyen horizontal sur cet intervalle là pour les deux temps étudiés. Ensuite, nous repérons le maximum des deux courbes pour y sortir une différence Δx . A noter que l'origine de l'axe de l'abscisse est arbitraire car nous ne nous intéressons qu'à une différence de positions. La largeur des deux profils horizontaux à 5 et 50 ns est différente. La raison est que l'énergie du faisceau évolue légèrement ($\approx 2\%$) durant l'impulsion.	128

4.22	Section droite du faisceau d'électrons se propageant dans le tube de propagation sous vide secondaire à deux positions données. Les deux positions sont appelées PosA et PosB et les valeurs de courants indiquent la valeur du solénoïde de focalisation. Le diamètre d est le diamètre à mi-hauteur pris verticalement. La caméra ICCD a imagé le faisceau à 5 ns après le début du plateau de courant sur un temps d'exposition de 10 ns. La caméra CBF effectue sa mesure une durée de 100 ns.	129
4.23	Comparaison entre la simulation du rayon d'enveloppe du faisceau sur Trajenv et les points expérimentaux. Les cas ($I_{\text{ext}}^{\text{trajenv}} = 172 \text{ A}, I_{\text{ext}}^{\text{trajenv}} = 76 \text{ A}$) et ($I_{\text{ext}}^{\text{trajenv}} = 172 \text{ A}, I_{\text{ext}}^{\text{trajenv}} = 86 \text{ A}$) sont représentés.	130
4.24	Section droite du faisceau d'électrons à la position PosM imagé à l'aide d'une caméra ICCD et CBF par rayonnement Cerenkov. (ICCD) l'image démarre à 5 ns durant un temps d'exposition de 10 ns. (CBF) Le balayage temporelle dure 93 ns.	131
4.25	Plateau de courant mesuré à l'aide des boucles de Rogowski dans le cas où la fenêtre d'entrée seule est présente. (a) Signaux traités et calibrés. (b) Signaux identiques à (a) mais lissés à l'aide d'un filtre FFT passe-bas avec une fréquence seuil de 0,1 GHz pour plus de clarté.	132
4.26	Comparaison entre la simulation du rayon d'enveloppe du faisceau sur Trajenv et les points expérimentaux dans le cas où la fenêtre d'entrée seule est présente. Seul le cas ($I_{\text{ext}}^{\text{trajenv}} = 172 \text{ A}, I_{\text{ext}}^{\text{trajenv}} = 76 \text{ A}$) est étudié.	132
4.27	Agencement de la chambre d'interaction définitive.	133
4.28	Plateau de courant mesuré à l'aide de la boucle de Rogowski situé en aval. (courbe orange) Lorsque la fenêtre d'entrée seule est présente. (courbe verte) Lorsque la chambre d'interaction sous vide sans la fenêtre de sortie est présente. Les signaux sont traités et lissés à l'aide d'un filtre FFT passe-bas avec une fréquence seuil de 0,1GHz pour plus de clarté. . .	133
4.29	Image de l'ensemble de la chambre d'interaction. (ICCD) Caméra ICCD imageant à 10 ns après le début du plateau de courant avec un temps d'exposition de 3 ns. (CBF) Caméra CBF imageant la longueur de la chambre d'interaction sur une largeur de fente de 2 mm (sur l'image) durant 93 ns.	135
4.30	Section droite du faisceau d'électrons à la position PosM après avoir parcourue la chambre d'interaction vide. Imagé à l'aide d'une caméra ICCD et CBF par Rayonnement de Transition Optique. (ICCD) l'image démarre à 5 ns durant un temps d'exposition de 10 ns. (CBF) Le balayage temporel dure 93 ns.	136
4.31	Schéma de la chambre d'interaction modélisée sur LSP. Dans la présente section, le gaz et le plasma sont absents. Ils sont ajoutés par la suite. A noter que les paramètres du <i>plasma à ajuster</i> seront présentés en détail dans la section concernée.	137
4.32	Résultats de la simulation de la propagation du faisceau d'électrons dans la chambre d'interaction vide. (a - b) Densité électronique du faisceau dans la chambre d'interaction à 20 et 60 ns après le début du plateau de courant. (c) Emittance de Lapostolle normalisée au cours de la propagation. Cette figure est tirée du cas présenté dans la figure 2.26 pour illustrer l'augmentation d'émittance au passage de la fenêtre d'entrée. (d) Emittance de Lapostolle normalisée en fonction du temps à la sortie de la chambre d'interaction.	138
4.33	Coupe radiale de la section droite du faisceau en sortie de la chambre d'interaction vide. (bleu) Courbe issue de LSP. A noter que cette courbe est intégrée dans toutes les directions azimutales de 0 à 2π . Le volume équivalent des mailles proches de l'axe tend vers 0 tout comme le nombre de macroparticules qu'elles contiennent. Proche de $r = 0$, l'erreur statistique devient donc grande et les valeurs de densité électronique sont entachées d'une grande incertitude. (rouge) Courbe issue de l'expérience.	139
4.34	Mise en évidence du signal fantôme. L'émission RTO de la feuille d'aluminium est non négligeable. En fonction de l'orientation des caméras, elle peut ne pas être discernée de l'émission RTO de la fenêtre de sortie que l'on veut étudier.	140
4.35	Section droite du faisceau d'électrons sur la fenêtre de sortie se propageant dans la chambre d'interaction sous différentes pressions. (ICCD à 5ns) Caméra ICCD imageant toute la section droite à 5 ± 5 ns après le début du plateau de courant avec un temps d'exposition de 5 ns. (CBF) Caméra à balayage de fente imageant le diamètre du faisceau durant 100 ns. .	142

4.36	Section droite du faisceau d'électrons sur la fenêtre de sortie se propageant dans la chambre d'interaction sous différentes pressions d'hélium. (ICCD à 5ns) Caméra ICCD imageant toute la section droite à 50 ± 5 ns après le début du plateau de courant avec un temps d'exposition de 5 ns.	143
4.37	Plateau de courant mesuré à l'aide de la boucle de Rogowski située en aval. (courbe verte) Lorsque la chambre d'interaction sous vide sans la fenêtre de sortie est présente. (courbe rose) Lorsque la chambre d'interaction complète est remplie d'hélium sous une pression de $(2,4 \pm 0,5) \times 10^{-3}$ mbar. (courbe violette) Lorsque la chambre d'interaction complète est remplie d'hélium sous une pression de $(6,5 \pm 0,5) \times 10^{-2}$ mbar. Les signaux sont traités et lissés à l'aide d'un filtre FFT passe-bas avec une fréquence seuil de 0,1 GHz pour plus de clarté.	144
4.38	Résultats de la simulation de la propagation dans un gaz d'hélium à $1,5 \times 10^{-3}$ mbar. (a) et (b) Densité électronique du faisceau dans la chambre d'interaction à 20 et 60 ns après le début du plateau de courant. (c) Production d'ions hélium durant la simulation. (d) Emittance de Lapostolle normalisée en fonction du temps à la sortie de la chambre d'interaction.	145
4.39	Coupe radiale de la section droite du faisceau en sortie de la chambre d'interaction 60 ns après le début du plateau de courant. (bleu) Simulation LSP. Les valeurs de densité électronique proche de $r = 0$ sont entachées d'une grande incertitude comme expliqué dans la figure 4.33. (rouge) Expérience.	146
4.40	Densité électronique du plasma préformé mesurée lors de l'étude de l'interaction faisceau/plasma à 5 cm du centre de la bobine. (a) Echelle linéaire. (b) Echelle semi-logarithmique avec une courbe d'ajustement en exponentiel décroissante.	147
4.41	Images ICCD du plasma produit et profil radial de l'intensité lumineuse.	148
4.42	Profil lumineux du plasma selon la direction longitudinale imagé à l'aide de la CBF. (a) $t_d = 20 \mu s$. (b) $t_d = 50 \mu s$. (c) $t_d = 88 \mu s$; temps maximal auquel la CBF pouvait imagier. Toutes les images sont présentées dans l'annexe C.	148
4.43	Profil du faisceau mesuré à l'aide de la CBF sous vide (10^{-4} mbar). (a) $30 \mu s$ avant le déclenchement de la décharge. (b) $3 \mu s$ après le déclenchement de la décharge. (c) $30 \mu s$ après le déclenchement de la décharge.	149
4.44	Section droite du faisceau d'électrons à la sortie de la chambre d'interaction pour différentes densités électroniques du plasma préformé supérieures à celle du faisceau. Les densités électroniques indiquées sont celles directement mesurées sur le côté de la bobine. (ICCD à 5ns) Caméra ICCD imageant toute la section droite à 5 ± 5 ns après le début du plateau de courant durant un temps d'exposition de 5 ns. (CBF) Caméra à balayage de fente imageant le faisceau sur une largeur de fente de $100 \mu m$ durant 100 ns. (ICCD à 50ns) Caméra ICCD imageant toute la section droite à 50 ± 5 ns après le début du plateau de courant durant un temps d'exposition de 5 ns.	151
4.45	Section droite du faisceau d'électrons à la sortie de la chambre d'interaction pour différentes densités électroniques du plasma préformé inférieures ou proche à celle du faisceau. Les densités électroniques indiquées sont celles directement mesurées sur le côté de la bobine. (ICCD à 5ns) Caméra ICCD imageant toute la section droite à 5 ± 5 ns après le début du plateau de courant durant un temps d'exposition de 5 ns. (CBF) Caméra à balayage de fente imageant le faisceau sur une largeur de fente de $100 \mu m$ durant 100 ns. (ICCD à 50ns) Caméra ICCD imageant toute la section droite à 50 ± 5 ns après le début du plateau de courant durant un temps d'exposition de 5 ns.	152
4.46	Propagation d'un faisceau d'électrons dans un plasma d'hélium de densité électronique uniforme 10^{11} cm^{-3}. (a) et (b) Densité électronique du faisceau à 20 et 60 ns. (c) Emittance de Lapostolle normalisée en sortie de la chambre d'interaction. (d) Charge des ions hélium durant la simulation.	155
4.47	Coupe radiale de la section droite du faisceau en sortie de la chambre d'interaction. Le plasma est homogène sur tout l'axe de propagation et a une densité électronique de 10^{11} cm^{-3} . Les valeurs de densité électronique proche de $r = 0$ sont entachées d'une grande incertitude comme expliqué dans la figure 4.33.	156

4.48	Comparaison simulation-experience avec un profil longitudinal de densité électronique constant. La coupe radiale de la section droite du faisceau en sortie de la chambre est présentée pour le cas $t_d = 50 \mu s$ (a) et $t_d = 100 \mu s$ (b). Dans LSP (courbe bleue), le plasma est uniforme sur l'axe de propagation. Les courbes d'intensité lumineuse (courbe rouge) sont relevées sur les images produites par la caméra ICCD 50 ns après le début du plateau de courant.	157
4.49	Comparaison simulation-experience avec un profil longitudinal de densité électronique variable. (a) Profil longitudinal de la densité électronique du plasma permettant d'obtenir un accord avec le cas $t_d = 50 \mu s$. (b) Comparaison entre la simulation dont le profil du plasma est donné en (a) et le cas expérimental $t_d = 50 \mu s$. (c) Profil longitudinal de la densité électronique du plasma permettant d'obtenir un accord avec le cas $t_d = 100 \mu s$. (b) Comparaison entre la simulation dont le profil du plasma est donné en (c) et le cas expérimental $t_d = 50 \mu s$. Les courbes d'intensité lumineuse (courbe rouge) sont relevées sur les images produites par la caméra ICCD 50 ns après le début du plateau de courant.	158
4.50	Comparaison simulation-expérience avec un profil longitudinal de densité électronique constant. La coupe radiale de la section droite du faisceau en sortie de la chambre est présentée pour le cas $t_d = 50 \mu s$ (a) et $t_d = 100 \mu s$ (b). Dans LSP (courbe bleue), le plasma est uniforme sur l'axe de propagation. Les courbes d'intensité lumineuse (courbe rouge) sont relevées sur les images produites par la caméra ICCD 5 ns après le début du plateau de courant.	159
B.1	Système pour la simulation.	171
C.1	Image du plasma produit à l'aide de la CBF. (a) Image traitée : application d'un filtre médian à deux dimensions et soustraction du fond. (b) Image traité et représentée en échelle de fausses couleurs saturée.	175
C.2	Profil longitudinal de l'intensité lumineuse du plasma aux instants $t_d = 15 \mu s$ (a), $t_d = 20 \mu s$ (b), $t_d = 25 \mu s$ (c), $t_d = 50 \mu s$ (d) et $t_d = 88 \mu s$ (e). Ce dernier temps correspond au temps maximal auquel nous pouvions récolter du signal.	177

Liste des tableaux

1.1	Coefficients de neutralisation en charge f_e et en courant f_m des forces auto-générées d'un faisceau se propageant dans un plasma.	18
1.2	Relation entre le nombre de collision n et le paramètre B.	20
1.3	Caractéristiques du faisceau d'électrons et du rayonnement X produit par FXR. [89] Ce tableau regroupe les valeurs avant et après l'amélioration de l'installation en 2001. La définition du diamètre de la tache focale est le 50%MTF dont la valeur est égale à $\approx 1,6 \times \text{FWHM}$ d'une distribution gaussienne [73].	30
2.1	Conditions initiales du cas de la figure 2.19.	55
4.1	Application numérique.	108
4.2	Pression partielle des différents éléments présents dans la chambre d'interaction en %.	122

Bibliographie

- [1] J. Miquel and E. Prene. LMJ & PETAL status and program overview. *Nuclear Fusion*, 59(3) :032005, dec 2018.
- [2] CEA/DAM. Le CEA et Atos lancent le supercalculateur EXA1, novembre 2021. <https://www.cea.fr/presse/Pages/actualites-communiques/ntic/lancement-supercalculateur-EXA1.aspx>.
- [3] CEA/DAM. Le programme franco-britannique TEUTATES. <http://www-teutates.cea.fr>.
- [4] N. Pichoff. Les nouvelles limites de la radiographie éclair, 2006. Clefs CEA n 154, pp.59-66.
- [5] B.V. Oliver, D. Short, G. Cooper, J. McLean, and J. O'Malley. Paraxial gas-cell focusing of relativistic electron beams for radiography. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 33(2) :704–711, 2005.
- [6] Sergey Kutsaev, Ronald Agustsson, Salime Boucher, Kenichi Kaneta, Alexander Smirnov, V Yu, S Li, and K Sheng. Linear Accelerator for Demonstration of X-ray Radiotherapy With FLASH Effect. 08 2022.
- [7] T. Lahens. *Propagation d'un faisceau d'électrons relativistes intense de radiographie éclair dans un plasma froid*. PhD thesis, Université de Bordeaux, 2019.
- [8] M. Garcia, T. L. Houck, and S. E. Sampayan. Faraday cup measurements of the plasma plume produced at an x-ray converter. Technical report, United States, Aug 1998. UCRL-JC-130422.
- [9] C. Vermare. *Mise en évidence et étude du mécanisme de Sur-Focalisation Ionique d'un faisceau intense d'électrons relativistes*. PhD thesis, Université de Bordeaux I, 1999.
- [10] C. Vermare. Ion emission from a solid surfaces induced by intense electron beam impact. *Physics of Plasmas*, 10(1), 2003.
- [11] A. Compant La Fontaine. Ion emission at the target of the radiographic devices PIVAIR and AIRIX. *J. Phys. D : Appl. Phys*, 40(1712), 2007.
- [12] D. R. Welch and T. P. Hughes. Effect of target-emitted ions on the focal spot of an intense electron beam. *Laser and Particle Beams*, 16 :285–294, 1998.
- [13] C. Vermare, John T. Donohue, J. Labrousche, P. Le Taillandier de Gabory, and Denis Villate. Observation of strong self-focusing of an intense relativistic electron beam impinging on a SiO_2 target. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 27 :1501–1509, 1999.
- [14] A. A. Gorn and K. V. Lotov. Generation of plasma electron halo by a charged particle beam in a low density plasma. *Physics of Plasmas*, 29(2) :023104, 2022.
- [15] A. Caldwell, K. Lotov, A. Pukhov, and F. Simon. Proton-driven plasma-wakefield acceleration. *Nature Physics*, 5(5) :363–367, apr 2009.
- [16] F. Amiranoff, S. Baton, D. Bernard, B. Cros, D. Descamps, F. Dorchies, F. Jacquet, V. Malka, J. R. Marquès, G. Matthieussent, P. Miné, A. Modena, P. Mora, J. Morillo, and Z. Najmudin. Observation of Laser Wakefield Acceleration of Electrons. *Phys. Rev. Lett.*, 81 :995–998, Aug 1998.
- [17] Mikhail V. Medvedev, Massimiliano Fiore, Ricardo A. Fonseca, Luis O. Silva, and Warren B. Mori. Long-Time Evolution of Magnetic Fields in Relativistic Gamma-Ray Burst Shocks. *The Astrophysical Journal*, 618(2) :L75, dec 2004.
- [18] R. B. Campbell, R. Kodama, T. A. Mehlhorn, K. A. Tanaka, and D. R. Welch. Simulation of Heating-Compressed Fast-Ignition Cores by Petawatt Laser-Generated Electrons. *Phys. Rev. Lett.*, 94 :055001, Feb 2005.
- [19] S. Atzeni, A. Schiavi, and J. R. Davies. Stopping and scattering of relativistic electron beams in dense plasmas and requirements for fast ignition. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 51(1) :015016, dec 2008.

- [20] B. Vauzour, F. Pérez, L. Volpe, K. Lancaster, Ph. Nicolai, D. Batani, S. D. Baton, F. N. Beg, C. Benedetti, E. Brambrink, S. Chawla, F. Dorchie, C. Fourment, M. Galimberti, L. A. Gizzi, R. Heathcote, D. P. Higginson, S. Hulin, R. Jafer, P. Köster, L. Labate, A. J. MacKinnon, A. G. MacPhee, W. Nazarov, J. Pasley, C. Regan, X. Ribeyre, M. Richetta, G. Schurtz, A. Sgattoni, and J. J. Santos. Laser-driven cylindrical compression of targets for fast electron transport study in warm and dense plasmas. *Physics of Plasmas*, 18(4) :043108, 2011.
- [21] S Fujioka, Y Arikawa, S Kojima, T Johzaki, H Nagatomo, H Sawada, S Lee, T Shioto, N Ohnishi, A Morace, X Vaisseau, S Sakata, Y Abe, K Matsuo, K Farley Law, S Tosaki, A Yogo, K Shigemori, Y Hironaka, Z Zhang, A Sunahara, T Ozaki, H Sakagami, K Mima, Y Fujimoto, K Yamanoi, T Norimatsu, S Tokita, Y Nakata, J Kawanaka, T Jitsuno, N Miyanaga, M Nakai, H Nishimura, H Shiraga, K Kondo, M Bailly-Grandvaux, C Bellei, J Santos, and H Azechi. Fast ignition realization experiment with high-contrast kilo-joule peta-watt LFEX laser and strong external magnetic field. *Physics of Plasmas*, 23(5) :056308, 2016.
- [22] Igor D. Kaganovich, Gennady Shvets, Edward Startsev, and Ronald C. Davidson. Nonlinear charge and current neutralization of an ion beam pulse in a pre-formed plasma. *Physics of Plasmas*, 8(9) :4180–4192, 2001.
- [23] P. K. Roy, S. S. Yu, S. Eylon, E. Henestroza, A. Anders, F. M. Bieniosek, W. G. Greenway, B. G. Logan, W. L. Waldron, D. L. Vanecsek, D. R. Welch, D. V. Rose, R. C. Davidson, P. C. Efthimion, E. P. Gilson, A. B. Sefkow, and W. M. Sharp. Results on intense beam focusing and neutralization from the neutralized beam experiment. *Physics of Plasmas*, 11(5) :2890–2898, 2004.
- [24] W. Berdanier, P. K. Roy, and I. Kaganovich. Intense ion beam neutralization using underdense background plasma. *Physics of Plasmas*, 22(1) :013104, 2015.
- [25] P. Chen. A possible final focusing mechanism for linear colliders. *Part. Accel.*, 20 :171–182, 1987.
- [26] H. Nakanishi, Y. Yoshida, T. Ueda, T. Kozawa, H. Shibata, K. Nakajima, T. Kurihara, N. Yugami, Y. Nishida, T. Kobayashi, A. Enomoto, T. Oogoe, H. Kobayashi, B. S. Newberger, S. Tagawa, K. Miya, and A. Ogata. Direct observation of plasma-lens effect. *Phys. Rev. Lett.*, 66 :1870–1873, Apr 1991.
- [27] G. Hairapetian, P. Davis, C. E. Clayton, C. Joshi, C. Pellegrini, and T. Katsouleas. "Transverse dynamics of a short, relativistic electron bunch in a plasma lens". *Physics of Plasmas*, 2(6) :2555–2561, 06 1995.
- [28] S. Kuschel, D. Hollatz, T. Heinemann, O. Karger, M. B. Schwab, D. Ullmann, A. Knetsch, A. Seidel, C. Rödel, M. Yeung, M. Leier, A. Blinne, H. Ding, T. Kurz, D. J. Corvan, A. Sävert, S. Karsch, M. C. Kaluza, B. Hidding, and M. Zepf. Demonstration of passive plasma lensing of a laser wakefield accelerated electron bunch. *Phys. Rev. Accel. Beams*, 19 :071301, Jul 2016.
- [29] R. Pompili, E. Chiadroni, A. Cianchi, A. Del Dotto, L. Faillace, M. Ferrario, P. Iovine, and M. R. Masullo. Plasma lens-based beam extraction and removal system for plasma wakefield acceleration experiments. *Phys. Rev. Accel. Beams*, 22 :121302, Dec 2019.
- [30] Willard H. Bennett. Magnetically Self-Focussing Streams. *Phys. Rev.*, 45(7) :890–897, Jun 1934.
- [31] A. A. Rukhadze and J. Kistemaker. About the possibility of existence of current-convective instability in REB-neutral gas injection experiments. *Plasma Physics*, 23(10) :979, oct 1981.
- [32] P. A. Miller, J. B. Gerardo, and J. W. Poukey. Relativistic Electron Beam Propagation in Low-Pressure Gases. *Journal of Applied Physics*, 43(7) :3001–3007, 1972.
- [33] S. Strasburg, D. D. Hinshelwood, J. W. Schumer, D. Mosher, P. F. Ottinger, R. F. Fernsler, and S. P. Slinker. Intense electron-beam ionization physics in air. *Physics of Plasmas*, 10(9) :3758–3769, 2003.
- [34] Jian-Hong Hao, Bi-Xi Xue, Qiang Zhao, Fang Zhang, Jie-Qing Fan, and Zhi-Wei Dong. Ion-focused propagation of a relativistic electron beam in the self-generated plasma in atmosphere. *Chinese Physics B*, 31(6) :064101, may 2022.
- [35] I.D. Smith, V.L. Bailey, J. Fockler, J.S. Gustwiller, D.L. Johnson, J.E. Maenchen, and D.W. Droemer. Design of a radiographic integrated test stand (RITS) based on a voltage adder, to drive a diode immersed in a high magnetic field. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 28(5) :1653–1659, 2000.
- [36] D. R. Welch, D. V. Rose, B. V. Oliver, E. Schamiloglu, K. Hahn, and J. E. Maenchen. Transport of a relativistic electron beam in gas and plasma-filled focusing cells for x-ray radiography. *Physics of Plasmas*, 11(2) :751–760, 2004.

- [37] Kelly Hahn, John Maenchen, Steven Cordova, Mark D. Johnston, Isidro Molina, Salvador Portillo, Dean Rovang, Edl Schamiloglu, Dale Welch, Bryan Oliver, David Rose, Nicki Bruner, Graham Cooper, John McLean, and David Van De Valde. Electron Beam Focusing in Gas and Plasma-Filled Transport Cells on RITS. In *IEEE Conference Record - Abstracts. 2005 IEEE International Conference on Plasma Science*, pages 216–216, 2005.
- [38] K. Hahn, B.V. Oliver, M.D. Johnston, S. Portillo, J. Leckbee, D.C. Rovang, I. Molina, S. Cordova, G. Cooper, J. McLean, D.R. Welch, N. Bruner, and D.V. Rose. Radiographic Paraxial Diode Investigations on RITS-6. In *2007 IEEE 34th International Conference on Plasma Science (ICOPS)*, pages 537–537, 2007.
- [39] Jr Stanley Humphires. *Principles of Charged Particle Acceleration*. John Wiley and Sons, 1999.
- [40] C. D. Child. Discharge From Hot CaO. *Phys. Rev. (Series I)*, 32 :492–511, May 1911.
- [41] Irving Langmuir. The Effect of Space Charge and Residual Gases on Thermionic Currents in High Vacuum. *Phys. Rev.*, 2 :450–486, Dec 1913.
- [42] Jr Stanley Humphires. *Charged Particle Beams*. Dover, 2013.
- [43] M. Reiser. *Theory and Design of Charged Particle Beams*. John Wiley and Sons, 1994.
- [44] Kirk McDonald and D. P. Russell. Methods of emittance measurement. 1989.
- [45] P.M. Lapostolle. Proton Linear Accelerators : A Theoretical and Historical Introduction. Technical report, Los Alamos National Laboratory, 1989. LA-11601-MS.
- [46] C. Fourment. *Contribution à l'étude de la matière sous excitation intense*. Habilitation à diriger des recherches, Université de Bordeaux, September 2020.
- [47] H. A. Bethe. *Handbuch der Physik*, Springer, Berlin 1933, p.24.
- [48] E. J. Williams. *Proc. Roy. Soc.* 169, 531 (1939).
- [49] E. J. Williams. Multiple Scattering of Fast Electrons and Alpha-Particles, and "Curvature" of Cloud Tracks Due to Scattering. *Phys. Rev.*, 58 :292–306, Aug 1940.
- [50] G. Moliere. Theorie der Streuung schneller geladener Teilchen II Mehrfach-und Vielfachstreuung. *Zeitschrift für Naturforschung A*, 3(2) :78–97, 1948.
- [51] H. A. Bethe. Molière's Theory of Multiple Scattering. *Phys. Rev.*, 89 :1256–1266, Mar 1953.
- [52] L. A. Kulchitsky and G. D. Latyshev. The Multiple Scattering of Fast Electrons. *Phys. Rev.*, 61 :254–265, Mar 1942.
- [53] A. O. Hanson, L. H. Lanzl, E. M. Lyman, and M. B. Scott. Measurement of Multiple Scattering of 15.7-Mev Electrons. *Phys. Rev.*, 84 :634–637, Nov 1951.
- [54] S. Goudsmit and J. L. Saunderson. Multiple Scattering of Electrons. *Phys. Rev.*, 57 :24–29, Jan 1940.
- [55] S. Goudsmit and J. L. Saunderson. Multiple Scattering of Electrons. II. *Phys. Rev.*, 58 :36–42, Jul 1940.
- [56] H. S. Snyder and W. T. Scott. Multiple Scattering of Fast Charged Particles. *Phys. Rev.*, 76 :220–225, Jul 1949.
- [57] W. T. Scott. Mean-Value Calculations for Projected Multiple Scattering. *Phys. Rev.*, 85 :245–248, Jan 1952.
- [58] H. W. Lewis. Multiple Scattering in an Infinite Medium. *Phys. Rev.*, 78 :526–529, Jun 1950.
- [59] Kai Siegbahn. *Alpha-, Beta-, and Gamma-Ray Spectroscopy*, volume 1. North-Holland Publishing Company, 1968. Chapter I, page 4.
- [60] John M. Dawson. Particle simulation of plasmas. *Rev. Mod. Phys.*, 55 :403–447, Apr 1983.
- [61] B. Goplen, L. Ludeking, D. Smith, and G. Warren. User-configurable MAGIC for electromagnetic PIC calculations. *Computer Physics Communications*, 87(1) :54–86, 1995. Particle Simulation Methods.
- [62] Thomas P. Hughes, Robert E. Clark, and Simon S. Yu. Three-dimensional calculations for a 4 kA, 3.5 MV, 2 microsecond injector with asymmetric power feed. *Phys. Rev. ST Accel. Beams*, 2 :110401, Nov 1999.

- [63] R. A. Fonseca, L. O. Silva, F. S. Tsung, V. K. Decyk, W. Lu, C. Ren, W. B. Mori, S. Deng, S. Lee, T. Katsouleas, and J. C. Adam. "osiris : A three-dimensional, fully relativistic Particle in Cell Code for modeling plasma based accelerators". In Peter M. A. Sloot, Alfons G. Hoekstra, C. J. Kenneth Tan, and Jack J. Dongarra, editors, *"Computational Science — ICCS 2002"*, pages 342–351, Berlin, Heidelberg, 2002. Springer Berlin Heidelberg.
- [64] Dmitry Levko and Laxminarayan L Raja. Effect of negative gases admixture on the stability of beam-driven discharges. *Plasma Sources Science and Technology*, 25(6) :064003, oct 2016.
- [65] Jialong Huang, Chi Wang, Lijie Chang, Ya Zhang, Zhebin Wang, Lin Yi, and Wei Jiang. Computational characterization of electron-beam-sustained plasma. *Physics of Plasmas*, 26(6) :063502, 2019.
- [66] Shahid Rauf, D. Sydorenko, S. Jubin, W. Villafana, S. Ethier, A. Khrabrov, and I. Kaganovich. Particle-in-cell modeling of electron beam generated plasma, 2023.
- [67] R. B. Miller. *An Introduction to the Physics of Intense Charged Particle Beams*. Springer, 1982.
- [68] Philip N. Martin, James R. Threadgold, and Simon Vickers. Critical Current Operation of the Optimized Self-Magnetic-Pinch Radiographic Diode. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 41(9) :2510–2515, 2013.
- [69] G. Cooperstein, J. R. Boller, R. J. Comisso, D. D. Hinshelwood, D. Mosher, P. F. Ottinger, J. W. Schumer, S. J. Stephanakis, S. B. Swanekamp, B. V. Weber, and F. C. Young. Theoretical modeling and experimental characterization of a rod-pinch diode. *Physics of Plasmas*, 8(10) :4618–4636, 2001.
- [70] M. G. Mazarakis, J. W. Poukey, D. C. Rovang, J. E. Maenchen, S. R. Cordova, P. R. Menge, R. Pepping, L. Bennett, K. Mikkelson, D. L. Smith, J. Halbleib, W. A. Stygar, and D. R. Welch. Pencil-like mm-size electron beams produced with linear inductive voltage adders. *Applied Physics Letters*, 70(7) :832–834, 1997.
- [71] K. Thomas, P Beech, S Clough, R Moodhoo, A Stevens, K Wales, M Sinclair, J Buck, J Burscough, K Davis, A Hindle, A White, J Nicholls, D Traylen, P Bryant, C Ewing, C Younger, S Jones, D Grant, A Jones, D Goude, R Williams, J Threadgold, J Nesbitt, P Kilminster, H Holmes, R Shaw, M Bell, B Ambrose, J Soulsby, S Fraser, A Gray, I Huckle, A Page, H Seward, M Toury, and L Hourdin. The MERLIN Induction Voltage Adder radiographic accelerator. In *2017 IEEE 21st International Conference on Pulsed Power (PPC)*, pages 1–8, 2017.
- [72] K. Thomas, P Beech, S Brown, J Buck, J Burscough, S Clough, I Crotch, J Duffy, C Goes, I Huckle, A Jones, A King, B Stringer, J Threadgold, S Trenaman, R Wheeldon, M Woodroffe, V. Carboni, T. DaSilva, B Galver, W. Glazebrook, K Hanzel, J. Pearce, J Pham, S Pomeroy, W. Saunders, D Spelts, T Warren, B Whitney, J Wilson, and S Schmit. Status of the AWE Hydrus IVA fabrication. In *2011 IEEE Pulsed Power Conference*, pages 1042–1047, 2011.
- [73] C. Ekdahl. Modern electron accelerators for radiography. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 30(1) :254–261, 2002.
- [74] Ian D. Smith. Induction voltage adders and the induction accelerator family. *Phys. Rev. ST Accel. Beams*, 7 :064801, Jun 2004.
- [75] T. J. Renk, B. V. Oliver, M. L. Kiefer, T. J. Webb, J. J. Leckbee, M. D. Johnston, S. Simpson, and M. G. Mazarakis. Characterization of self-magnetic pinch (SMP) radiographic diode performance on RITS-6 at Sandia National Laboratories. I. Diode dynamics, DC heating to extend radiation pulse. *Physics of Plasmas*, 29(2) :023105, 2022.
- [76] B. V. Oliver and J. E. Maenchen. Advanced X-ray Radiography on the RITS-6 Accelerator. 9 2006.
- [77] D. C. Rovang, M. D. Johnston, J. E. Maenchen, B. V. Oliver, S. Portillo, E. Puetz, N. Bruner, D. V. Rose, D. R. Welch, G. M. Cooper, and J. McLean. Immersed-Bz Diode Research on RITS at Sandia. In *2007 IEEE 34th International Conference on Plasma Science (ICOPS)*, pages 539–539, 2007.
- [78] Nichelle Bennett, M. Dale Crain, Darryl W. Droemer, Raymond E. Gignac, Greg Lare, Isidro Molina, Robert Obregon, Chase C. Smith, Frank L. Wilkins, Dale R. Welch, Steve Cordova, Manuel L. Gallegos, Mark D. Johnston, Mark L. Kiefer, Joshua J. Leckbee, Michael G. Mazarakis, Dan Nielsen, Timothy J. Renk, Tobias Romero, Timothy J. Webb, and Derek Ziska. Shot reproducibility of the self-magnetic-pinch diode at 4.5 MV. *Phys. Rev. ST Accel. Beams*, 17 :050401, May 2014.
- [79] Carl Ekdahl, E. O. Abeyta, R. Archuleta, H. Bender, W. Broste, C. Carlson, G. Cook, D. Frayer, J. Harrison, T. Hughes, J. Johnson, E. Jacquez, B. Trent McCuistian, N. Montoya, S. Nath, K. Nielsen,

- C. Rose, M. Schulze, H. V. Smith, C. Thoma, and C. Y. Tom. Suppressing beam-centroid motion in a long-pulse linear induction accelerator. *Phys. Rev. ST Accel. Beams*, 14 :120401, Dec 2011.
- [80] C. Ekdahl, E.O. Abeyta, H. Bender, W. Broste, C. Carlson, L. Caudill, K.C.D. Chan, Y.J. Chen, D. Dalmás, G. Durtschi, S. Eversole, S. Eylon, W. Fawley, D. Frayer, R. Gallegos, J. Harrison, E. Henestroza, M. Holzscheiter, T. Houck, T. Hughes, S. Humphries, D. Johnson, J. Johnson, K. Jones, E. Jacquez, B.T. McCuistian, A. Meidinger, N. Montoya, C. Mostrom, K. Moy, K. Nielsen, D. Oro, L. Rodriguez, P. Rodriguez, M. Sanchez, M. Schauer, D. Simmons, H.V. Smith, J. Studebaker, R. Sturges, G. Sullivan, C. Swinney, R. Temple, C.Y. Tom, and S.S. Yu. Initial electron-beam results from the DARHT-II linear induction accelerator. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 33(2) :892–900, 2005.
- [81] M. J. Burns, Paul W. Allison, J. N. Downing, David C. Moir, George J. Caporaso, and Y. J. Chen. Technology demonstration for the DARHT Linear Induction Accelerators. *1992 9th International Conference on High-Power Particle Beams*, 1 :283–290, 1992.
- [82] J. R. Pierce. Rectilinear Electron Flow in Beams. *Journal of Applied Physics*, 11(8) :548–554, 1940.
- [83] I. Mousseau. *Émission électronique d’une cathode froide de velours en régime multi-impulsions*. PhD thesis, Université de Pau et des Pays de l’Adour, 2023. En cours de rédaction.
- [84] R. Delaunay, B. Cadilhon, L. Courtois, I. Mousseau, J. M. Plewa, C. M. Alvinerie, B. Cassany, C. Vermare, T. D’Almeida, M. Ribière, and R. Maisonnny. Dual-pulse generation from a velvet cathode with a new inductive voltage adder for x-ray flash radiography applications. *Phys. Rev. Accel. Beams*, 25 :060401, Jun 2022.
- [85] A. I. Pavlovskii, G. D. Kuleshov, G. V. Sklizkov, Y. I. Zysin, and Gerasimov A. I. High-current ironless betatrons. *Sov. Phys. Doklady*, 10(1) :30–32, 1965.
- [86] D. Venable. PHERMEX : A pulsed high-energy radiographic machine emitting x-rays. Technical report, Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, NM, LA-3241, 1982.
- [87] John R. Bayless and Richard J. Adler. Linear induction accelerators for radiation processing. *International Journal of Radiation Applications and Instrumentation. Part C. Radiation Physics and Chemistry*, 31(1) :327–331, 1988. Special Issue Progress in Radiation Processing.
- [88] N. C. Christofilos, R. E. Hester, W. A. S. Lamb, D. D. Reagan, W. A. Sherwood, and R. E. Wright. High Current Linear Induction Accelerator for Electrons. *Review of Scientific Instruments*, 35(7) :886–890, 1964.
- [89] Lloyd G. Multhaupt, Norman L. Back, Larry F. Simmons, Jan-Mark Zentler, and Raymond D. Scarpetti. The LLNL flash x-ray induction linear accelerator (FXR). In Claude Cavailler, Graham P. Haddleton, and Manfred Hugenschmidt, editors, *25th International Congress on High-Speed Photography and Photonics*, volume 4948, pages 622 – 633. International Society for Optics and Photonics, SPIE, 2003.
- [90] R.D. Scarpetti, J.K. Boyd, G.G. Earley, K.L. Griffin, R.G. Ken, R. Kihara, M.M. Ong, J.-M. Zentler, and N.L. Back. Upgrades to the LLNL flash X-ray induction linear accelerator (FXR). In *Digest of Technical Papers. 11th IEEE International Pulsed Power Conference (Cat. No.97CH36127)*, volume 1, pages 597–602 vol.1, 1997.
- [91] M. Ong, C. Avalle, R. Richardson, and J. Zentler. LLNL flash X-ray radiography machine (FXR) double-pulse upgrade diagnostics. In *Digest of Technical Papers. 11th IEEE International Pulsed Power Conference (Cat. No.97CH36127)*, volume 1, pages 430–435 vol.1, 1997.
- [92] B. Kulke, T. G. Innes, R. Kihara, and R. D. Scarpetti. Initial performance parameters on FXR. <https://www.osti.gov/biblio/5255891>.
- [93] A. C. Paul. Flash X-Ray Injector Study. March 2004.
- [94] M. Burns, Bruce E. Carlsten, Thomas J. T. Kwan, David C. Moir, D. S. Prono, Scott Watson, E. L. Burgess, H. L. Rutkowski, George J. Caporaso, Y.-J. Chen, Stephen E. Sampayan, and Glen A. Westenskow. DAHRT accelerators update and plans for initial operation. *Proceedings of the 1999 Particle Accelerator Conference (Cat. No.99CH36366)*, 1 :617–621 vol.1, 1999.
- [95] J. E. Coleman, D. C. Moir, C. A. Ekdahl, J. B. Johnson, B. T. McCuistian, G. W. Sullivan, and M. T. Crawford. Increasing the intensity of an induction accelerator and reduction of the beam breakup instability. *Phys. Rev. ST Accel. Beams*, 17 :030101, Mar 2014.

- [96] J. Deng et al. R&D for Linear Induction Accelerators in China. In *Proceedings of the 23rd Particle Accelerator Conference*, FR2RAI01, 2009.
- [97] Yi Wang, Qin Li, Hengsong Ding, Jinming Cheng, Yunlong Liu, Jinshui Shi, and Jianjun Deng. Triple-pulse X-ray spot size measurement of the Dragon-II linear induction accelerator, 2017.
- [98] E. Acosta, X. Llovet, and F. Salvat. Monte Carlo simulation of bremsstrahlung emission by electrons. *Applied Physics Letters*, 80 :3228, 2002.
- [99] E. Merle. *Diagnostics optiques de faisceaux d'électrons de 1 à 17MeV*. PhD thesis, Université de Bordeaux I, 1994.
- [100] H. W. Koch and J. W. Motz. Bremsstrahlung Cross-Section Formulas and Related Data. *Rev. Mod. Phys.*, 31 :920–955, Oct 1959.
- [101] Eric Merle, Jacques Delvaux, Marc Mouillet, Olivier Pierret, Didier Nore, and Christophe Vermare. The first years with the AIRIX flash x-ray radiographic facility. In Claude Cavailler, Graham P. Haddleton, and Manfred Hugenschmidt, editors, *25th International Congress on High-Speed Photography and Photonics*, volume 4948, pages 652 – 657. International Society for Optics and Photonics, SPIE, 2003.
- [102] J. De Mascureau, P. Anthouard, and P. Eyharts. Le developpement de la technologie des accelerateurs à induction. *Revue CHOCS, CEA/CESTA*, Mars 1998. Numero 18.
- [103] E. Merle *et al.* The first years with the AIRIX flash x-ray radiographic facility. In Claude Cavailler, Graham P. Haddleton, and Manfred Hugenschmidt, editors, *25th International Congress on High-Speed Photography and Photonics*, volume 4948, pages 652 – 657. International Society for Optics and Photonics, SPIE, 2003.
- [104] J. Fockler, Dore Bowen, V. Carboni, Patrick A. Corcoran, J. Kishi, and R. W. Kuenning. A 4 MV \pm 1% Flat-Top Electron Diode Driver. *Eighth IEEE International Conference on Pulsed Power*, pages 177–182, 1991.
- [105] H. Bluhm. *Pulsed power Systems*. Springer, 2005.
- [106] C. Tran Duy, N. Bonifaci, A. Denat, O. Lesaint, L. Caliap, A. Girodet, B. Gelloz, and P. Ponchon. Partial discharges at a triple junction metal/solid insulator/gas and simulation of inception voltage. *Journal of Electrostatics*, 66(5) :319–327, 2008.
- [107] D. Guilhem. Rapport interne.
- [108] Suite Opera. Site internet. <https://www.3ds.com/fr/produits-et-services/simulia/produits/opera/solutions/>.
- [109] R. J. Adler, G. F. Kiuttu, B. E. Simpkins, D. J. Sullivan, and D. E. Voss. Improved electron emission by use of a cloth fiber cathode. *Review of Scientific Instruments*, 56(5) :766–767, 1985.
- [110] R. B. Miller. Mechanism of explosive electron emission for dielectric fiber (velvet) cathodes. *Journal of Applied Physics*, 84(7) :3880–3889, 1998.
- [111] Ya. E. Krasik, A. Dunaevsky, A. Krokhmal, J. Felsteiner, A. V. Gunin, I. V. Pegel, and S. D. Korovin. Emission properties of different cathodes at $E \leq 105$ V/cm. *Journal of Applied Physics*, 89(4) :2379–2399, 2001.
- [112] Yuri M. Saveliev, Wilson Sibbett, and David M. Parkes. Current conduction and plasma distribution on dielectric (velvet) explosive emission cathodes. *Journal of Applied Physics*, 94(12) :7416–7421, 2003.
- [113] G. Westenskow, G. Caporaso, Y. Chen, T. Houck, and S. Sampayan. Double pulse experiment with a velvet cathode on the ATA injector. 2 :1027–1029 vol.2, 1995.
- [114] N. Szalek. *Etudes expérimentales et numériques de l'interaction d'un faisceau d'électrons avec une cible d'aluminium*. PhD thesis, Université de Bordeaux, 2020.
- [115] D. Villate. D'un spectromètre à l'autre, 1998. Communication interne CEA/CESTA.
- [116] C. Fourment. Communication privée, 2018.
- [117] H. Wiedemann. *Particle Accelerator Physics*. Springer, 2019.
- [118] T. Olsson, M.A. Fraser, D. Lanaia, and D. Voulot. Three-gradient Emittance Measurements at REX-ISOLDE. Internal CERN publication.

- [119] O. Mouton and A. Piquemal. Modélisation du transport d'un faisceau non-accélééré de particules chargées dans une chaîne de solénoïdes et de déviateurs magnétiques, 2001. Communication interne CEA/DIF.
- [120] W. W. Rienstra and Michael D. Haworth. An exact analysis for beam centroid position monitors used in pulsed intense relativistic electron-beam experiments. *Review of Scientific Instruments*, 62 :2363–2367, 1991.
- [121] C. Ekdahl. "Aliasing errors in measurements of beam position and ellipticity". *Review of Scientific Instruments*, 76(9), 09 2005. 095108.
- [122] P. Eyharts, P. Anthouard, J. Bardy, C. Bonnafond, P. Delsart, A. Devin, P. Eyl, D. Guilhem, J. Labrousche, J. Launspach, J. de Mascureau, A. Roques, D. Villate, L. Voisin, E. Merle, and J.C. Picon. Beam transport and characterization on AIRIX prototype at CESTA. In *Proceedings of the 1997 Particle Accelerator Conference (Cat. No.97CH36167)*, volume 1, pages 1257–1259 vol.1, 1997.
- [123] C. Fourment. Communication privée, 2023.
- [124] W. Rogowski and W. Steinhaus. "Die Messung der magnetischen Spannung". *Archiv fur elektrotech*, 1 :141, 1912.
- [125] M. Le Gall. Etude et simulation de l'émission lumineuse lors de l'interaction d'un faisceau d'électrons relativistes avec la matière, 2021. Rapport d'alternance, Université de Bordeaux, Master Instrumentation Nucléaire.
- [126] P. A. Cerenkov. Visible Radiation Produced by Electrons Moving in a Medium with Velocities Exceeding that of Light. *Phys. Rev.*, 52 :378–379, Aug 1937.
- [127] I. Frank and Ig. Tamm. "*Coherent Visible Radiation of Fast Electrons Passing Through Matter*", pages 29–35. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 1991.
- [128] PIMAX 4 1024f Teledyne PrinceTon Instruments. Site internet. <https://www.princetoninstruments.com/products/pi-max-family/pi-max>.
- [129] Joseph Ladislav Wiza. Microchannel plate detectors. *Nuclear Instruments and Methods*, 162(1) :587–601, 1979.
- [130] HAMAMATSU Photonics KK Model C13410-01A. Site internet. <https://www.hamamatsu.com/jp/en/product/photometry-systems/streak-camera/high-dynamic-range-streak-camera/C13410-01A>.
- [131] O. Mouton. Notice d'utilisation de Trajenv dans la version 3.8, 2015. Communication interne CEA/DIF.
- [132] O. Mouton. Modélisation du transport de l'enveloppe d'un faisceau continu dans l'accélérateur AIRIX, 2005. Communication interne CEA/DIF.
- [133] A. Belfort. Étude du transport d'un faisceau d'électrons dans un accélérateur de particules très forte intensité, 2018. Rapport de stage de première année de Master mention Ingénierie Nucléaire parcours Physique et Technologies des Rayonnements pour l'Industrie et la Physique Médicale.
- [134] LSP Code. Northrop Grumman. Site internet. <https://www.northropgrumman.com/space/pic-code-software/lsp-suite/>.
- [135] J. A. Halbleib, R. P. Kensek, G. D. Valdez, S. M. Seltzer, and M. J. Berger. ITS : The Integrated TIGER Series of electron/photon transport codes - version 3.0. volume 1025, pages 652 – 657. IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-39, 1992.
- [136] R. Courant, K. Friedrichs, and H. Lewy. Über die partiellen Differenzgleichungen der mathematischen Physik. *Mathematische Annalen*, 100(1) :32–74, Dec 1928.
- [137] C. Vermare, J. Labrousche, P. Le Taillandier de Gabory, D. Villate, and J.T. Donohue. Strong self-focusing of a 7.2 MeV electron beam striking an aluminized mylar target. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 27(6) :1566–1571, 1999.
- [138] J McCarrick, Y J Chen, T L Houck, and B R Poole. "Trapping Backstreaming Ions from an X-ray Converter Using an Inductive Cell". 1998.
- [139] T. Houck and J. McCarrick. "The Effect of Trapped Backstreaming Ions on Beam Focus and Emittance in Radiographic Accelerators". 1999.
- [140] T. J. T. Kwan, D. C. Moir, and C. M. Snell. "Simulations, experiments, and analysis of beam target interaction". In *IEEE Particle Accelerator Conference (PAC 99)*, pages 1842–1844, 3 1999.

- [141] Thomas J. T. Kwan, Charles M. Snell, and Peggy J. Christenson. "Electron beam–target interaction and spot size stabilization in flash x-ray radiography". *Physics of Plasmas*, 7(5) :2215–2223, 05 2000.
- [142] Yu-Jiuan Chen, James F. McCarrick, Gary Guethlein, George J. Caporaso, Frank Chambers, Steven Falabella, Eugene Lauer, Roger Richardson, Steve Sampayan, and John Weir. "High Intensity Beam and X-Ray Converter Target Interactions and Mitigation". *AIP Conference Proceedings*, 647(1) :240–254, 12 2002.
- [143] Yu. A. Trunev, D. I. Skovorodin, A. V. Burdakov, S. S. Popov, P. A. Kolesnikov, V. V. Danilov, V. V. Kurkuchekov, M. G. Atlukhanov, I. V. Kulenko, A. S. Arakcheev, V. T. Astrelin, S. L. Sinitsky, A. A. Starostenko, D. A. Starostenko, O. A. Nikitin, V. Yu. Politov, and E. S. Lee. Observation of the Dynamics of a Focal Spot Using a Long-Pulse Linear Induction Accelerator. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 48(6) :2125–2131, 2020.
- [144] P. V. Logachev, G. I. Kuznetsov, A. A. Korepanov, A. V. Akimov, S. V. Shiyankov, O. A. Pavlov, D. A. Starostenko, and G. A. Fat'kin. LIU-2 linear induction accelerator. *Instruments and Experimental Techniques*, 56(6) :672–679, Nov 2013.
- [145] Y. Chen, G. J. Caporaso, and A. C. Paul. "Controlling backstreaming ions from x-ray converter targets with time varying final focusing solenoidal lens and beam energy variation". 1998.
- [146] Yury Trunev, Dmitry Skovorodin, Vitaly Astrelin, Valerii Danilov, Alexander Burdakov, Victor Kurkuchekov, Sergey Popov, Stanislav Sinitsky, Vladimir Tarakanov, Magomedriza Atlukhanov, and et al. Influence of backstreaming ions on spot size of 2 MeV electron beam. *Laser and Particle Beams*, 37(1) :159–164, 2019.
- [147] T.J. T. Kwan and C. M. Snell. Methods of Monte Carlo electron transport in particle in cell codes. Monte Carlo Methods and Applications in Neutronics, Photonics and Statistical Physics, 1985. edited by R. Alcouffe, R. Dautray, A. Forster, G. Ledanois, and B. Mercier (Springer-Verlag, New York).
- [148] Filtre Kodak Wratten # 58. <https://www.edmundoptics.fr/f/kodak-wratten-filters/11429>.
- [149] ESTAR Databse, National Institute of Standards and Technology. Site internet. <https://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ESTAR.html>.
- [150] A. G. Sgro and T. J. T. Kwan. Long time scale electron beam penetration of blowoff plasma in multipulse x-ray radiography. *Physics of Plasmas*, 10(3) :849–854, 2003.
- [151] H. Lee Buchanan. "Electron beam propagation in the ion-focused regime". *The Physics of Fluids*, 30(1) :221–231, 01 1987.
- [152] National Institute of Standards and Technology. Electron-Impact Cross Sections for Ionization and Excitation DATA. <https://physics.nist.gov/cgi-bin/Ionization/atom.php?element=He>.
- [153] A. Bret, M.-C. Firpo, and C. Deutsch. Characterization of the Initial Filamentation of a Relativistic Electron Beam Passing through a Plasma. *Phys. Rev. Lett.*, 94 :115002, Mar 2005.
- [154] David Bote, Francesc Salvat, Aleksander Jablonski, and Cedric J. Powell. Cross sections for ionization of K, L and M shells of atoms by impact of electrons and positrons with energies up to 1GeV : Analytical formulas. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 95(6) :871–909, 2009.
- [155] Pfeiffer Vacuum GmbH. *The Vacuum Technology Book*, volume II. Pfeiffer Vacuum GmbH, 2013. www.pfeiffer-vacuum.com/en/know-how/introduction-to-vacuum-technology/fundamentals.
- [156] Leybold. Site internet. <https://www.leybold.com/en-ie/knowledge/vacuum-fundamentals/fundamental-physics-of-vacuum/how-to-calculate-vacuum-conductance>.
- [157] J. Arianer. Technique du vide. <https://cel.archives-ouvertes.fr/cel-00092956>, 2006.
- [158] Prijil Mathew, Jobin George, Sajith Mathews T, and P J Kurian. Experimental verification of modified Paschen's law in DC glow discharge argon plasma. *AIP Advances*, 9(2), 02 2019. 025215.
- [159] F. Paschen. Ueber die zum Funkenübergang in Luft, Wasserstoff und Kohlensäure bei verschiedenen Drucken erforderliche Potentialdifferenz. *Annalen der Physik*, 273 :69–96.
- [160] J Hopwood. Review of inductively coupled plasmas for plasma processing. *Plasma Sources Science and Technology*, 1(2) :109, may 1992.
- [161] M. A. Lieberman and A. J. Lichtenberg. *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing*. John Wiley and Sons, Inc Publication, 2005.

- [162] M. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, and B. P. Flannery. *Numerical Recipes*. Cambridge University Press, third edition, 1968.
- [163] J. M. Rax. *Physique des Plasmas*. Dunod, 2005.
- [164] Miwitron MWI 2650. http://www.miwitron.com/pageID_7766911.html.
- [165] Site Internet Fournisseur Mousse Rohacell IG-51. "<https://abaqueplast.fr/rohacell/74-plaque-mousse.html>".
- [166] Mira Naftaly and Andrew Gregory. Terahertz and microwave optical properties of single-crystal quartz and vitreous silica and the behavior of the boson peak. *Applied Sciences*, 11(15), 2021.
- [167] Inficon. *Transpector 2 RGA H-100M Gas Analysis System Operating Manuel*.
- [168] K. L. Brown and G. W. Tautfest. "Faraday-Cup Monitors for High-Energy Electron Beams". *Review of Scientific Instruments*, 27(9) :696–702, 12 2004.