



**HAL**  
open science

# Emission électronique d'une cathode froide de velours en régime multi-impulsions.

Isia Mousseau

► **To cite this version:**

Isia Mousseau. Emission électronique d'une cathode froide de velours en régime multi-impulsions.. Autre. Université de Pau et des Pays de l'Adour, 2023. Français. NNT: 2023PAUU3088. tel-04718378

**HAL Id: tel-04718378**

**<https://theses.hal.science/tel-04718378v1>**

Submitted on 2 Oct 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.



UNIVERSITÉ  
DE PAU ET DES  
PAYS DE L'ADOUR



THÈSE PRÉSENTÉE  
POUR OBTENIR LE GRADE DE  
**DOCTEUR**  
**DE L'UNIVERSITÉ DE PAU**  
**ET DES PAYS DE L'ADOUR**

ÉCOLE DOCTORALE DES SCIENCES EXACTES  
ET LEURS APPLICATIONS

Par **Isia MOUSSEAU**

Émission électronique d'une cathode froide de velours en  
régime multi-impulsions

Sous la direction de : **M. Thierry REESS**  
Encadrant : **M. Laurent COURTOIS**

Soutenue le 18 décembre 2023

Membres du jury :

M. Franck GOBET	Professeur	Université de Bordeaux	Rapporteur
M. Tiberiu MINEA	Professeur	Université Paris-Saclay	Rapporteur
M <sup>me</sup> Sophie KAZAMIAS	Professeure	Université Paris-Saclay	Présidente
M. Michel CARON	Ingénieur de recherche	CEA/DAM CEG	Examinateur
M. Thierry REESS	Maître de conférences, HDR	UPPA	Directeur
M. Laurent COURTOIS	Ingénieur de recherche	CEA/DAM CESTA	Encadrant



*On s'aperçoit souvent que moins on en sait,  
plus il est facile d'agencer le tout en un ensemble cohérent.*

DANIEL KAHNEMAN



# Remerciements

CE MANUSCRIT est l'aboutissement de mes trois années de thèse au sein du laboratoire de physique expérimentale du service des essais du CEA/DAM CESTA. Je tiens à remercier les responsables du service et du laboratoire de m'avoir permis de mener cette thèse dans les meilleures conditions et pour leur présence à ma soutenance.

J'exprime toute ma gratitude à Laurent COURTOIS, qui a encadré ce travail de thèse et à qui je dois ainsi la majeure partie de mes connaissances en physique des faisceaux. Ces trois années n'auraient assurément pas eu la même saveur sans nos longs échanges de physique, ponctués de quarts d'heure de psychologie.

De la même manière, je remercie mon directeur de thèse Thierry REESS, pour sa grande disponibilité, notamment à travers ses allers-retours réguliers entre Pau et le CESTA, ses conseils avisés et son humeur toujours égale.

J'exprime également mes sincères remerciements aux Pr Franck GOBET et Pr Tiberiu MINEA pour avoir accepté le rôle de rapporteurs de mes travaux.

Je remercie aussi la Pr Sophie KAZAMIAS d'avoir assumé avec grand intérêt la présidence de mon jury de thèse.

Un grand merci à Michel CARON à la fois pour son rôle de mon premier chef du laboratoire HPP, jusqu'à son départ à Gramat, et pour son rôle d'examineur particulièrement intéressé par mon sujet.

J'adresse par ailleurs mes remerciements à M<sup>me</sup> Anne F. et M. Jean-Michel C. pour la richesse de nos échanges aux CA de l'UTBM, pour avoir participé à mon entrée dans la grande maison scientifique qu'est la DAM et pour m'avoir fortement encouragé dans la poursuite de ma formation au sein du CEA/DAM.

Merci à M<sup>me</sup> Laurence B. pour avoir toujours suivi avec grand intérêt mes travaux, pour son rôle déterminant dans la constitution de mon jury et pour son implication quotidienne dans le rayonnement de la DAM auprès du monde académique.

J'adresse mes remerciements à toute l'équipe du laboratoire pour les échanges qui ont ponctué ces trois années de thèse et ainsi activement œuvré à cette aventure scientifique et humaine.

Je tiens particulièrement à remercier pour leur disponibilité Claude, Bruno, Rémy et Rudy, qui m'ont plus d'une fois tiré des affres du paramétrage de LSP, ainsi que Baptiste de ses efforts acharnés pour remettre MI2 sur pieds.

J'adresse par ailleurs toute ma reconnaissance à l'équipe de Pau pour leur accueil toujours chaleureux.

Mes pensées vont également à mes anciens collègues du CEA/DAM DIF qui m'ont initié au monde des HPP et dont les grandes qualités humaines et scientifiques m'ont indéniablement poussé à poursuivre dans ce domaine.

Merci à Vincent, collègue et ami de l'ombre, d'avoir dégainé et inlassablement pimpé Pitagore, apportant ainsi un bonus indéniable à cette thèse.

Enfin, j'adresse mes plus sincères remerciements à mes proches, pour avoir été présents tout au long de ces trois années.

Un merci particulier à Luz, dont la générosité s'est illustrée dès notre rencontre : merci d'avoir changé les poches de glace suite à mes cascades en rollers, d'avoir toujours pris soin de mes copines à feuilles, merci pour les sessions travail, les pauses séries salvatrices et merci d'avoir rendu ces mois de rédaction plus légers à grand renfort de nuggets. N'oublie pas d'en constituer un stock pour ta rédaction.

Merci à Coralie, Eloïse, Zainab, Marianne, Amélie, Alexandre pour leur présence et leur soutien infailibles.

Merci à Adrien, confrère thésard le jour, partenaire de Jive le jeudi soir. Merci d'avoir suivi cette drôle d'idée que de faire de la danse, d'avoir été une présence toujours supportrice pendant les moments de doute et d'épuisement de nos thèses respectives. Pas merci en revanche d'avoir copié ma date d'anniversaire.

Merci à toute la troupe de Jive pour votre bonne humeur constante, en cours, au restaurant ou en représentation ; merci à Benoît de nous avoir permis de constituer ce petit groupe joyeux et merci d'avoir réservé *Au Cochon Volant* pour une végétarienne...

Merci à Laura de m'avoir suivi pendant 2 ans et ainsi permis de tenir le cap jusqu'à la soutenance.

Merci à Édith ma marraine pour sa chaleur et ses mots réconfortants.

Merci à ma petite sœur Aurianne pour les heures au téléphone, ses tableaux, les discussions passionnées, les *memes* et surtout pour son support indéfectible.

Enfin merci à mes parents : merci pour votre confiance en moi inébranlable, merci d'avoir relu avec application ce manuscrit, merci pour votre exigence culturelle et universitaire, qui m'a poussé à poursuivre jusqu'à la thèse, culinaire, qui a affuté mon palais et donné lieu à des pauses gastronomes salutaires et merci pour votre présence sans faille.

# Résumé

---

## **Émission électronique d'une cathode froide de velours en régime multi-impulsions**

Dans le cadre de son programme Simulation, le CEA/DAM emploie une technique d'imagerie appelée radiographie éclair, permettant d'imager des objets denses en évolution hydrodynamique rapide. Pour générer le rayonnement X nécessaire à de telles expériences (quelques MeV, plusieurs centaines de rd, quelques dizaines de ns), l'installation de physique expérimentale EPURE met en œuvre, sur ses premier et troisième axes, des Accélérateurs Linéaires à Induction (LIA). Un faisceau d'électrons, émis depuis une cathode de velours, est accéléré puis focalisé sur une cible de conversion. De la taille de la tache focale obtenue, dépend la résolution de la radiographie. La capacité à focaliser un faisceau d'électrons sur une surface de petite dimension est en partie limitée par l'émittance du faisceau et notamment sa valeur initiale à la cathode, l'émittance native. Dans le cadre des études prospectives pour le développement d'un éventuel axe multi-impulsions sur l'installation EPURE, le CEA CESTA dispose d'un générateur bi-impulsions, nommé MI2. Les faisceaux produits, caractérisés par effet Cerenkov, montrent une différence significative d'homogénéité de la densité de courant. Cela présage d'une augmentation de l'émittance native du second faisceau et questionne la capacité à focaliser correctement un tel faisceau. L'objectif de la thèse est d'améliorer la compréhension des phénomènes d'émission participant à l'émittance et de lier la densité de courant de chaque faisceau à l'émittance. Cela permettra ainsi d'évaluer la variation d'émittance native entre les deux faisceaux.

**Mots-clés :** radiographie éclair, faisceau d'électrons, cathode, velours, émittance, multi-impulsions

---





# Abstract

---

## **Electronic emission of a cold velvet cathode in multi-pulse regime**

As part of its Simulation program, CEA/DAM uses an imaging technique known as flash radiography, to picture dense objects in rapid hydrodynamic evolution. To generate the X-rays required for such experiments (a few MeV, several hundred rd, a few tens of ns), the EPURE experimental physics facility uses Linear Induction Accelerators (LIA) on its first and third axes. An electron beam, emitted from a velvet cathode, is accelerated and then focused on a conversion target. The resolution of the X-ray image depends on the size of the focal spot obtained. The ability to focus an electron beam on a small surface is partly limited by the beam's emittance, and in particular its initial value at the cathode, the native emittance. As part of the prospective studies for the possible development of a multi-pulse axis on the EPURE installation, CEA CESTA has developed a dual-pulse generator, named MI2. The beams produced, characterized by the Cerenkov effect, show a significant difference in current density homogeneity. This suggests an increase in the second beam's native emittance questions the ability to properly focus such a beam. The aim of this thesis is to improve our understanding of the emission phenomena involved in emittance, and to link the current density of each beam to emittance. This will make it possible to evaluate the variation in native emittance between the two beams.

**Keywords:** flash radiography, electron beam, cathode, velvet, emittance, multi-pulse

---



# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>iii</b>
<b>Introduction générale</b>	<b>1</b>
<b>1 Contexte : la radiographie éclair</b>	<b>5</b>
1.1 Introduction	5
1.2 Principe de la radiographie éclair	5
1.3 Propriétés de la source de rayonnement	6
1.3.1 Le spectre	7
1.3.2 La dose	7
1.3.3 La durée d'impulsion	8
1.3.4 La distribution spatiale	8
1.4 Quelques machines radiographiques	9
1.4.1 FXR	9
1.4.2 DARHT-I	10
1.4.3 AIRIX (EPURE Axe 1)	10
1.4.4 DARHT-II	11
1.4.5 DRAGON I & II	12
1.4.6 MERLIN (EPURE Axe 2)	12
<b>2 État de l'art sur l'émission électronique</b>	<b>15</b>
2.1 Introduction	15
2.2 Caractérisation d'un faisceau d'électrons	15
2.2.1 Loi de Child-Langmuir : émission limitée par la charge d'espace	15
2.2.2 Distribution spatiale des particules du faisceau : l'émittance	17
2.2.3 Moyens pratiques de mesure de l'émittance	21
2.2.4 Interaction électrons-matière : l'émission Cerenkov	25
2.3 Mécanismes d'émission électronique	28
2.3.1 Émission des conducteurs	28
2.3.2 Émission des diélectriques	31
2.4 Émission électronique du velours	36
2.4.1 Le processus d'émission	36
2.4.2 Le plasma de cathode	37
2.4.3 Influence de la position de la cathode	41
2.5 Enjeux et conclusion	44

<b>3</b>	<b>Du moyen expérimental à l'outil de simulation</b>	<b>47</b>
3.1	Introduction . . . . .	47
3.2	Le générateur MI2 . . . . .	47
3.2.1	Le générateur bi-pulse . . . . .	48
3.2.2	L'IVA . . . . .	50
3.2.3	Le système de pré-magnétisation . . . . .	51
3.2.4	La charge résistive radiale . . . . .	54
3.2.5	La diode . . . . .	54
3.3	Les diagnostics électriques et optiques . . . . .	57
3.3.1	Diviseur capacitif . . . . .	57
3.3.2	Bobine de Rogowski . . . . .	58
3.3.3	La caméra à image intégrale . . . . .	61
3.4	Des signaux expérimentaux à la simulation numérique . . . . .	62
3.4.1	Extraction de la densité de courant expérimentale à partir de l'image Cerenkov . . . . .	62
3.4.2	Calcul de l'émittance par la simulation numérique . . . . .	64
3.5	L'outil de simulation . . . . .	65
3.5.1	La méthode de simulation PIC . . . . .	65
3.5.2	Le logiciel LSP . . . . .	67
3.5.3	Modélisation de la diode de Mi2 . . . . .	68
3.6	Post-traitement des fichiers expérimentaux et simulés . . . . .	74
3.6.1	Exploitation des fichiers de particules . . . . .	74
3.6.2	Calcul de la densité de courant simulée . . . . .	74
3.6.3	Prise en compte de l'espace de glissement de la diode . . . . .	75
3.6.4	Calcul de l'émittance du faisceau simulé . . . . .	76
3.6.5	Filtrage des courbes . . . . .	76
3.7	Conclusion . . . . .	78
<b>4</b>	<b>Émission électronique du velours : une émission discrète</b>	<b>79</b>
4.1	Introduction . . . . .	79
4.2	Hypothèse d'une émission électronique homogène . . . . .	79
4.2.1	Faisceau émis par une cathode de velours : résultats en faveur d'une émission homogène . . . . .	79
4.2.2	Simulation d'un faisceau à partir d'une émission électronique homogène . . . . .	82
4.2.3	Distribution des vitesses des particules en fonction de la température . . . . .	86
4.2.4	Étude de l'influence de la température électronique initiale pour des valeurs $\leq 5$ eV . . . . .	88
4.2.5	Étude de l'influence de la température électronique initiale jusqu'à 1000 eV . . . . .	90
4.3	Hypothèse d'une émission électronique discrète . . . . .	93
4.3.1	Images expérimentales . . . . .	94
4.3.2	Des points d'émission discrets . . . . .	95
4.4	Simulation d'un spot émissif discret . . . . .	98
4.4.1	Étude de convergence du maillage . . . . .	98
4.4.2	Spot rectangulaire ou hémisphérique . . . . .	101
4.5	Conclusion . . . . .	108
<b>5</b>	<b>Étude paramétrique d'une surface émissive discontinue</b>	<b>111</b>
5.1	Introduction . . . . .	111
5.2	Influence d'un creux dans la surface émissive . . . . .	111
5.2.1	Étude de la densité de courant . . . . .	114
5.2.2	Étude de l'émittance . . . . .	117
5.3	Influence de la distance entre deux bords . . . . .	120
5.3.1	Aspects généraux . . . . .	121
5.3.2	Étude du courant . . . . .	122

5.3.3	Étude de la densité de courant . . . . .	123
5.3.4	Étude de l'émittance . . . . .	126
5.4	Influence de la hauteur des parties verticales . . . . .	128
5.4.1	Hauteur constante . . . . .	128
5.4.2	Hauteur variable . . . . .	130
5.5	Influence de la position en $r$ d'un creux . . . . .	137
5.5.1	Position d'un creux sur le rayon de la cathode . . . . .	137
5.5.2	Position du spot au bord de la cathode . . . . .	139
5.6	Conclusion . . . . .	140
<b>6</b>	<b>Émittance de faisceaux en régime multi-impulsions</b>	<b>143</b>
6.1	Introduction . . . . .	143
6.2	Méthode et outils de comparaison entre une courbe expérimentale et une courbe simulée .	144
6.2.1	Méthode de modélisation des surfaces cathodiques . . . . .	144
6.2.2	Critères de similitude des courbes . . . . .	145
6.3	Modélisation 2D des faisceaux expérimentaux . . . . .	146
6.3.1	Paramètres généraux . . . . .	146
6.3.2	Modélisation du premier faisceau de MI2 . . . . .	147
6.3.3	Modélisation du second faisceau de MI2 . . . . .	158
6.3.4	Conclusion de la modélisation des deux faisceaux . . . . .	166
6.4	Interprétation des résultats et conséquences . . . . .	168
6.4.1	Première impulsion : une gaine de plasma non-plane . . . . .	168
6.4.2	Seconde impulsion : une détente hétérogène du plasma . . . . .	169
6.4.3	Applications des résultats . . . . .	170
6.5	Conclusion . . . . .	171
	<b>Conclusion générale</b>	<b>173</b>
	<b>A Conversion des fichiers de particules LSP</b>	<b>179</b>
	<b>B Génération d'un fichier de densité de courant simulée</b>	<b>183</b>
	<b>C Calcul de l'émittance d'un faisceau simulé</b>	<b>187</b>
	<b>Table des figures</b>	<b>191</b>
	<b>Liste des tableaux</b>	<b>197</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>199</b>



# Introduction générale

LA RADIOGRAPHIE ÉCLAIR est un outil d'imagerie permettant de radiographier un objet dense soumis à des contraintes hydrodynamiques intenses. Il existe différentes installations dans le monde telles que FXR, DARHT, DRAGON ou encore l'installation franco-britannique EPURE (Expérience Physique Utilisant la Radiographie Éclair) [1], située sur un site de la Direction des Applications Militaires (DAM) du Commissariat à l'Énergie Atomique et aux Énergies Alternatives (CEA). Les travaux de thèse présentés ici ont été réalisés dans le cadre d'études prospectives pour l'installation EPURE.

Pour produire la source de rayonnement X adéquate, la DAM emploie la technologie des accélérateurs linéaires à induction (LIA). Un faisceau d'électrons impulsif est produit par une cathode froide en tissu de velours, puis accéléré et focalisé sur une cible en métal pour produire des photons X par rayonnement de freinage (Bremsstrahlung). La DAM envisage de réaliser des radiographies éclair dites multi-temps, qui permettent d'obtenir des images successives du même objet, afin d'étudier temporellement la réponse structurelle de la matière. Cela est possible en utilisant plusieurs sources, à l'instar des trois axes de l'installation EPURE. Une amélioration possible est de disposer d'une source multi-impulsions afin de suivre l'évolution temporelle selon un seul axe.

Une machine multi-impulsions devrait alors être compatible de l'existant sur EPURE. Or, les autres machines multi-flashes existantes dans le monde sont basées sur l'emploi de cathodes thermoïoniques, nécessitant un vide poussé de  $10^{-6}$  Pa, difficilement compatible des cellules à induction employées sur l'installation EPURE [2][3]. Ce type de cathode ne peut donc pas être mis en œuvre sur EPURE. Les cathodes froides de velours sont reconnues pour leur capacité à générer des faisceaux d'électrons homogènes de plusieurs centaines d'Ampère par  $\text{cm}^2$  pendant des durées d'impulsion très brèves (d'une dizaine de  $ns$  à une dizaine de  $\mu s$ ) et pour des champs électriques relativement faibles (quelques dizaines de  $kV/cm$ ). L'objectif est donc d'étudier la possibilité de mettre en œuvre une cathode de velours pour le développement d'un axe radiographique multi-flashes.

Pour obtenir une radiographie de résolution suffisante pour être exploitable et ainsi contraindre les codes de calcul, la source de rayonnement X doit présenter des performances très spécifiques. Celles-ci sont tributaires des caractéristiques du faisceau d'électrons incident : son énergie, son courant, sa durée d'impulsion et la dimension de la tache focale sur la cible de conversion (la plus petite possible). Or, une des limites majeures de focalisation d'un faisceau d'électrons est son émittance, c'est-à-dire la dispersion des vitesses radiales des électrons au sein du faisceau. Plus les vitesses sont dispersées, plus la surface sur laquelle nous pouvons faire converger le faisceau augmente. Dans le cadre du régime multi-impulsions, l'émittance de chaque faisceau doit donc être suffisamment faible pour permettre de focaliser chacun des faisceaux sur une surface millimétrique.

De manière générale, les faisceaux d'électrons intenses produits par des générateurs haute tension impulsif sont employés dans une très large gamme d'applications. Parmi les nombreux matériaux employés comme cathode froide, le velours s'est particulièrement illustré, menant à des nombreuses



études sur les mécanismes d'émission électronique du velours.

Une des études fondatrices du domaine est menée en 1998 par R. B. Miller [4] : il montre que, quel que soit le velours utilisé, le mécanisme d'émission électronique est constant et propose alors un modèle : à l'application d'un champ électrique intense, un plasma se forme à la surface de la cathode par claquage de surface le long des fibres. Les électrons sont alors extraits de ce plasma, formant rapidement un faisceau homogène limité par la charge d'espace. R. B. Miller montre néanmoins que la fréquence de répétition d'utilisation d'une cathode de velours est limitée, notamment par la quantité de matière libérée par les touffes de velours lors du claquage de surface. Son étude présente également certains angles morts, comme l'effet de la charge d'espace d'un paquet de fibres commençant à émettre sur les fibres adjacentes.

Quelques années plus tard, Y. E. Krasik *et al.* caractérisent à leur tour des faisceaux d'électrons émis par des cathodes de velours [5]. Pour cela, ils mesurent la tension de diode, le courant dans la diode et la densité de courant de faisceaux émis avec différentes cathodes de velours. Ils réalisent également des images optiques des cathodes de velours et des images radiographiques des faisceaux d'électrons générés. Ils confirment ainsi que le faisceau d'électrons généré par une cathode de velours est extrait du plasma apparaissant à la surface du velours et montrent que la dynamique de ce plasma influe directement sur les propriétés du faisceau d'électrons émis. Ils montrent également que, malgré l'apparition de spots lumineux discrets à la surface du velours, le faisceau généré a une densité de courant très uniforme et reproductible. Cependant, cette étude a été menée dans un régime mono-impulsion avec un tir toutes les 1 à 5 minutes, bien loin des fréquences imposées par le régime multi-impulsions. Ces résultats ne sauraient donc être directement transposés à des faisceaux émis en régime multi-impulsions.

Dès 1995, G. Westenskow *et al.* étudient la capacité des cathodes de velours à produire des faisceaux d'électrons en régime multi-impulsions [6]. Pour cela, ils modifient la configuration de l'injecteur ATA, employant une cathode de velours, de manière à fournir deux impulsions de 1 MV et générer deux faisceaux d'électrons successifs. Cette étude a permis de montrer qu'une cathode de velours est capable de générer deux faisceaux d'électrons transportant un courant similaire, avec un délai inter-impulsions compris entre 150 ns et 2,8  $\mu$ s. Cela fait donc des cathodes de velours de bonnes candidates pour produire des faisceaux d'électrons en régime multi-impulsions. Cependant, ils n'ont étudié la variation des faisceaux générés qu'à travers les courbes de courant et de tension des faisceaux, ce qui ne permet pas d'extraire des informations sur la variation de l'émittance entre les deux faisceaux. Cette étude fournit des résultats encourageants mais nécessite d'être approfondie. De plus, les caractéristiques de la machine ATA ne sont pas représentatives de celles d'EPURE, ce qui limite la transposition directe des résultats observés de l'une à l'autre.

Pour cela, R. Delaunay *et al.* ont conduit des expérimentations sur le générateur bi-impulsions MI2 [7], capable de produire deux faisceaux d'électrons, avec un délai inter-impulsions variable de quelques dizaines de nanosecondes à plusieurs microsecondes. Ce générateur a été dimensionné pour être représentatif du besoin d'un injecteur aux dimensions d'EPURE. En comparant les résultats expérimentaux à des cas de simulations, ils ont montré que la gaine de plasma à la surface du velours, dont la dynamique affecte directement les propriétés du faisceau d'électrons émis, se détend entre les deux impulsions, modifiant la surface émissive entre le premier et le second faisceau. Ils ont ainsi confirmé que les caractéristiques des deux faisceaux générés sur MI2 varient. Cependant, ils ont seulement étudié l'impact sur le courant transporté par les faisceaux et ont considéré la surface émissive de la cathode plane et continue.

Malgré l'abondance d'études sur l'émission électronique des cathodes froides de velours, il apparaît que l'émittance des faisceaux produits en régime multi-impulsions a été peu étudiée. En 2004, T. L. Houck *et al.* ont mené une étude sur la machine de radiographie FXR [8], mettant en lumière un écart entre l'émittance estimée par trois codes de simulation et l'émittance mesurée expérimentalement. Bien que chacun des trois codes employés fournissent une émittance différente, la dispersion des valeurs obtenues par la simulation reste largement inférieure à l'écart entre la mesure expérimentale et les simulations.

Cela a ainsi montré que les modèles de simulation actuels omettent des phénomènes physiques qui agissent de manière non négligeable sur l'émittance d'un faisceau d'électrons. T. L. Houck *et al.* formulent notamment comme limite à leurs modèles l'incapacité à modéliser des zones non émissives, observées expérimentalement, rompant la symétrie de l'émission.

En résumé, des études ont montré que les cathodes de velours, compatibles de l'installation EPURE, produisent des faisceaux d'électrons relativement homogènes et sont de bonnes candidates pour produire, à une fréquence de répétition élevée, plusieurs faisceaux. Des campagnes de mesures ont permis d'estimer l'émittance d'un faisceau d'électrons produit par une cathode froide de velours. Toutefois, la majeure partie des études menées en régime multi-impulsions se concentrent sur l'évolution du courant porté par les faisceaux d'électrons : il n'y a pas d'étude qui a permis d'évaluer la variation de l'émittance entre les faisceaux en régime multi-impulsions. Aussi, des études, menées sur EPURE ainsi que sur d'autres machines radiographiques dans le monde, telles que FXR ou DARHT, montrent l'apparition de spots lumineux discrets à la surface du velours, présageant d'une émission électronique de nature discrète. Les modèles de simulation développés jusqu'alors ne modélisent pourtant pas ce caractère discret, menant vraisemblablement à sous-estimer systématiquement l'émittance des faisceaux générés par une cathode de velours.

C'est ce qui justifie cette étude. Elle consiste à estimer l'émittance de faisceaux d'électrons produits par une cathode froide de velours en régime multi-impulsions en prenant en compte le caractère discret de l'émission. En observant les densités électroniques expérimentales, nous cherchons à en déduire le profil (discret) de l'émission cathodique, ce qui permet de remonter aux hétérogénéités cathodiques, source de dispersion des vitesses radiales et ainsi de calculer l'émittance des faisceaux.

Le Chapitre 1 de ce manuscrit présentera le contexte et le principe de la radiographie éclair et proposera un tour d'horizon (non exhaustif) des différentes machines de radiographie éclair dans le monde.

Dans le Chapitre 2, nous définirons quelques notions physiques utiles pour la suite de cette étude, telles que la limitation du courant par la charge d'espace et l'émittance de faisceau. Nous exposerons une vue d'ensemble des différents mécanismes d'émission électronique, en partant du cas classique d'un matériau conducteur puis en nous intéressant au cas des diélectriques. Finalement, un état de l'art sera dressé sur le cas particulier de l'émission électronique du velours et les phénomènes physiques associés.

Le Chapitre 3 dévoilera les outils expérimentaux et numériques. Le générateur bi-impulsions utilisé au cours de cette thèse, MI2 (Mini-injecteur à induction), est un générateur Haute Puissance Pulsée (HPP) capable de générer deux faisceaux d'électrons de 700 keV, 2 kA et 70 ns FWHM, avec un délai inter-impulsions ajustable. La première partie du chapitre 3 sera dédiée à la présentation des principaux éléments composant cette installation. Nous étudierons par la suite les diagnostics électriques de la machine, puis le diagnostic optique. Les simulations de faisceaux d'électrons présentées dans ce manuscrit ont été réalisées avec le code de calcul électromagnétique PIC LSP. Ce code de simulation sera présenté dans une dernière partie du chapitre 3.

Dans le Chapitre 4, nous démontrerons la nécessité de prendre en compte le caractère discret de l'émission électronique du velours. Pour cela, nous étudierons dans un premier temps l'hypothèse d'une émission électronique homogène. Les études favorisant cette hypothèse seront d'abord exposées pour ensuite détailler la modélisation d'un faisceau émis depuis une surface homogène. Cette modélisation montrera qu'avec une telle surface, l'émittance de faisceau obtenue est largement sous-estimée par rapport aux mesures expérimentales. Nous mettrons alors en œuvre la méthode historiquement utilisée pour corriger

l'émittance, consistant à augmenter artificiellement la température électronique initiale. Devant les limites de cette méthode, nous ferons l'hypothèse que l'émittance trouve son origine dans les hétérogénéités à la surface de la cathode. En effet, une surface hétérogène implique un champ électrique hétérogène, qui introduit une dispersion des vitesses radiales et de facto un accroissement d'émittance. Nous présenterons alors une méthode consistant à discrétiser la surface d'émission électronique. Nous discuterons de la meilleure manière de simuler des points d'émission électronique discrets. Pour finir, nous mettrons en évidence le rôle crucial du bord d'un spot dans l'émittance du faisceau émis.

Puisque nous ne pouvons pas mesurer directement la densité de courant et les hétérogénéités à la cathode, nous mesurons la densité de courant du faisceau à la sortie de la diode de MI2, par un diagnostic d'imagerie Cerenkov. Afin de remonter aux surfaces émissives à l'origine de ces densités expérimentales, nous utiliserons la simulation, en comparant des courbes simulées aux courbes expérimentales. La première étape nécessaire de cette méthode est de comprendre le rôle des hétérogénéités de surface sur la densité de courant à la cathode et à la cible Cerenkov ainsi que sur l'émittance. Dans le Chapitre 5, nous étudierons donc l'impact d'une hétérogénéité unitaire, formée d'un trou dans la surface émissive, sur la densité de courant et l'émittance. L'impact des différentes dimensions géométriques caractérisant cette hétérogénéité (largeur, profondeur, différence de hauteur entre ses bords et position sur le rayon de la cathode) seront explorés.

Finalement, dans le Chapitre 6, grâce à la compréhension des influences de chaque paramètre, permise par l'étude paramétrique menée au Chapitre 5, nous présenterons la démarche itérative mise en place pour développer des modèles numériques représentatifs des densités expérimentales. Les outils de comparaison, utilisés pour assurer une correspondance suffisante entre les courbes expérimentales et les courbes simulées, seront détaillés. Puis, les modèles LSP développés pour le premier et le second faisceau de MI2 seront présentés et analysés. Nous extrairons ainsi une émittance pour chaque faisceau et discuterons des variations observées entre le premier et le second faisceau. Les simulations étant réalisées en 2D, une discussion critique sera menée sur les limites des modèles numériques. Pour finir, nous présenterons les conclusions, critiques et applications découlant de cette étude. Nous proposerons un modèle de phénoménologie à l'origine de l'évolution de l'émittance entre les deux faisceaux d'électrons.

Cette étude se terminera par un chapitre de conclusion, rappelant les principaux résultats de la thèse et présentant les perspectives de ce travail.

# Contexte : la radiographie éclair

## 1.1 Introduction

L'installation de physique expérimentale EPURE, mise en service opérationnel en octobre 2014, permet à la France et au Royaume-Uni de mettre en œuvre des essais et des expériences de laboratoire, indispensables à la garantie du fonctionnement des armes nucléaires et à leur sûreté. Ces expériences donnent la possibilité d'étudier l'implosion d'objets, sans dégagement significatif d'énergie (conformément aux engagements internationaux souscrits par la France et le Royaume-Uni), afin de confronter des données expérimentales aux prévisions de calcul. Les résultats de ces expériences servent ensuite à optimiser et contraindre les modèles de physique utilisés pour simuler numériquement le fonctionnement des armes.

La matière est mise en mouvement par des explosifs, à des vitesses de plusieurs kilomètres par seconde. La radiographie X éclair est la technique la plus couramment utilisée pour imager ces expériences dynamiques : une source ponctuelle pulsée de photons illumine l'objet « par l'arrière », projetant un instantané de l'état de la matière sur un détecteur (généralement un film sensible de grande surface ou un système d'imagerie par caméra).

À des fins de mise en contexte du travail de thèse, ce premier chapitre présente le principe de la radiographie éclair et les propriétés spécifiques nécessaires au diagnostic de ces expériences dynamiques. Nous réaliserons ensuite un tour d'horizon (non exhaustif) de différentes machines de radiographie à travers le monde, notamment celles de l'installation EPURE.

## 1.2 Principe de la radiographie éclair

Le vaste sujet de la radiographie éclair fait l'objet d'un ouvrage de référence, publié par L. Beaudouin en 1968 : « La Radiographie Éclair » [9], présentant de manière très complète l'historique, le principe de fonctionnement ainsi que l'ensemble des composants d'une installation de radiographie éclair. Nous nous contenterons ici de rappeler les principes et caractéristiques de base de la radiographie éclair.

Qu'elle soit éclair ou non, la radiographie a pour objectif de permettre l'observation des formes internes d'un objet. On la rencontre ainsi dans le domaine médical ou industriel (contrôle non destructif ou contrôle de bagages par exemple). Le principe de la radiographie est simple : une source produit des rayonnements qui traversent l'objet à observer et sont ainsi partiellement absorbés par la matière. L'absorption varie en fonction de la nature, de la masse volumique et de l'épaisseur des matériaux traversés.

L'équation 1.1 donne, en fonction du flux  $\phi_0$  des rayons X incidents, le flux  $\phi$  des rayons X ayant traversé un objet composé de  $i$  couches de matériaux d'épaisseur  $x_i$  et de coefficient d'atténuation linéique  $\mu_i$  :

$$\phi = \phi_0 \cdot e^{-\sum_i \mu_i x_i} \quad (1.1)$$

La différence d'atténuation produit alors sur le détecteur des contrastes, permettant d'observer les formes internes de l'objet. L'atténuation totale est modélisée par un coefficient d'atténuation massique des photons (noté  $K_{att}$ ) qui varie en fonction du type de matériau et de l'énergie du photon. L'atténuation par unité de longueur  $dz$  d'un flux de  $N$  photons est :

$$\frac{dN}{dz} = -K_{att} \cdot \rho \cdot N \quad (1.2)$$

où  $\rho$  est la masse volumique du matériau.

Le flux à travers un matériau d'épaisseur  $z$  est donc :

$$N(z) = N_0 \cdot e^{-K_{att} \cdot \rho \cdot z} \quad (1.3)$$

Le temps de pose de la radiographie est caractéristique du temps de déplacement de l'objet radiographié. En imagerie médicale, ce temps est donné par la respiration ou les battements cardiaques et est de l'ordre de quelques dizaines de millisecondes ( $10^{-2}$  s). Sur l'installation EPURE, comme mentionné précédemment, la matière à étudier est mise en mouvement à des vitesses de plusieurs milliers de m/s. Le temps de pose doit donc être suffisamment bref, de l'ordre de quelques dizaines de nanosecondes ( $10^{-8}$  s), pour permettre de réaliser une radiographie dont le flou de bougé est négligeable. C'est ce temps caractéristique extrêmement bref qui donne son nom de radiographie éclair à cette mesure.

En radiographie éclair, la source des rayonnements X est produite par l'interaction d'un faisceau d'électrons intense avec une cible de conversion, d'indice Z élevé. Lorsque la particule est suffisamment énergétique et passe au voisinage du noyau d'un atome, elle est déviée et ralentie par le champ électrique du noyau. L'énergie cinétique perdue est émise sous forme d'un rayonnement continu : le rayonnement de freinage ou bremsstrahlung (cf Figure 1.1). Le rayonnement de freinage est d'autant plus fort que les électrons sont énergétiques et que les atomes ont un numéro atomique Z élevé.

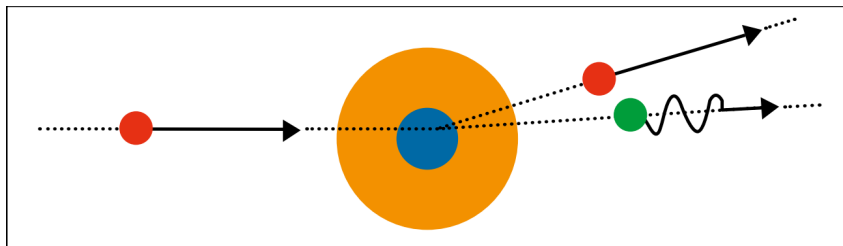


FIGURE 1.1 – Production de photon X par rayonnement de freinage

Compte-tenu de la densité des matériaux à radiographier sur EPURE, afin que la radiographie obtenue soit exploitable, il est nécessaire que les propriétés des rayons X émis respectent certaines conditions.

### 1.3 Propriétés de la source de rayonnement

Les rayonnements émis par la source X sont caractérisés par différentes propriétés [10][11][12] : le spectre, la dose, la durée de l'impulsion ainsi que les distributions spatiale et angulaire des photons. L'image formée sur le détecteur dépend directement de ces propriétés.

### 1.3.1 Le spectre

Il s'agit de la distribution en énergie des photons. Lorsque les rayons X traversent la matière, ils sont atténués. Plus le milieu traversé sera dense plus le rayonnement sera atténué. Le tableau 1.1 présente des ordres de grandeur de l'atténuation provoquée par la traversée de 1 cm d'aluminium ou de tungstène.

Énergie des rayons X	Atténuation provoquée par 1 cm de	
	Aluminium	Tungstène
100 keV	37 %	100 %
500 keV	20 %	93 %
1 Mev	15 %	72 %
5 Mev	7 %	55 %
20 Mev	6 %	68 %

TABLEAU 1.1 – Atténuation provoquée par la traversée de 1 cm de matière

À l'image du tungstène, les matériaux à radiographier lors des expériences hydrodynamiques sur EPURE étant très denses, il est nécessaire de produire des photons très pénétrants. C'est le spectre en énergie de la source (donc des électrons) qui conditionne cette propriété. Pour des objets centimétriques composés d'éléments légers (carbone, aluminium...), des énergies de quelques centaines de keV sont optimales pour générer des contrastes. Par contre, dans le cas d'objets plus atténuants, des photons compris entre quelques MeV et une dizaine de MeV sont nécessaires.

Même si les photons les plus pénétrants sont utilisés, la très forte atténuation liée aux masses surfaciques très importantes mises en jeu dans certaines expérimentations nécessite que le nombre de photons produits soit extrêmement élevé : expérimentalement on mesure l'intensité des rayonnements émis avec une grandeur appelée la dose.

### 1.3.2 La dose

La dose est la quantité d'énergie déposée par unité de masse. Afin d'obtenir le signal nécessaire sur le détecteur pour former une image de qualité, il faut donc non seulement envoyer des photons énergétiques qui minimisent l'atténuation, comme vu précédemment, mais aussi en quantité suffisante. La source de rayons X se doit donc d'être intense, c'est-à-dire que la quantité de photons émis par unité d'angle solide doit être importante. Le courant électronique impactant la cible de conversion donne proportionnellement la dose.

Pour les objets considérés sur EPURE, des doses variant de quelques rads (environ mille fois plus qu'une radiographie pulmonaire) à plusieurs centaines de rads sont utilisées. Pour atteindre les doses requises, les courants sont compris entre 1 kA et quelques centaines de kA. La dose  $D$  est donnée par l'équation 1.4, avec  $K$  un facteur de proportionnalité,  $I(t)$  le courant électronique en fonction du temps,  $V(t)$  la tension d'accélération des électrons en fonction du temps,  $\alpha$  un coefficient empirique compris entre 1,5 et 3, fonction de la géométrie de la diode et du matériau de la cible de conversion utilisé, et  $\tau$  la durée de l'impulsion électronique :

$$D = K \cdot \int_0^{\tau} I(t) \cdot V(t)^{\alpha} dt \quad (1.4)$$

La quantité de charge déposée dépend donc du courant et de la durée de l'impulsion du faisceau. En radiographie éclair, la durée de l'impulsion est très courte. Ceci impose donc de générer un faisceau d'électrons qui soit intense pour déposer suffisamment de charge pendant la durée imposée de l'impulsion.

### 1.3.3 La durée d'impulsion

L'objet à radiographier se déplace à des vitesses très importantes. Afin de minimiser le flou de bougé, le temps d'exposition du détecteur doit être très court : on utilise pour cela une source dite « éclair ». Plus l'impulsion est brève, plus on pourra observer les détails de l'objet radiographié. Or, comme évoqué dans le paragraphe précédent, la dose produite doit être importante pour pouvoir obtenir une image de qualité sur le détecteur. Il faut donc une durée minimale d'exposition, afin de produire la dose suffisante. Il faut alors déterminer un compromis suffisant entre le temps d'exposition et la dose produite. Sur EPURE, la durée de l'impulsion est figée par la technologie de la machine utilisée : elle est de 60 ns (80 ns FWHM). Le flou total de la radiographie finale est la sommation de différentes sources de flou [11][12] : le flou de bougé, évoqué précédemment, le flou du détecteur, dépendant de la résolution de ce dernier et le flou de source, dépendant de la distribution spatiale des photons produits.

### 1.3.4 La distribution spatiale

L'influence de flou de source  $F_s$  et du flou de détecteur  $F_d$  sur la mesure dépend des distances objet-détecteur ( $a$ ) et source-objet ( $b$ ). L'erreur de mesure  $\Delta$  dépend du rapport entre ces distances :

$$\Delta = \left(\frac{b}{a+b}\right)F_s + \left(\frac{a+b}{a}\right)F_d \quad (1.5)$$

L'impact du flou de source et du flou de détecteur sur la mesure radiographique de l'objet est schématisé Figure 1.2.

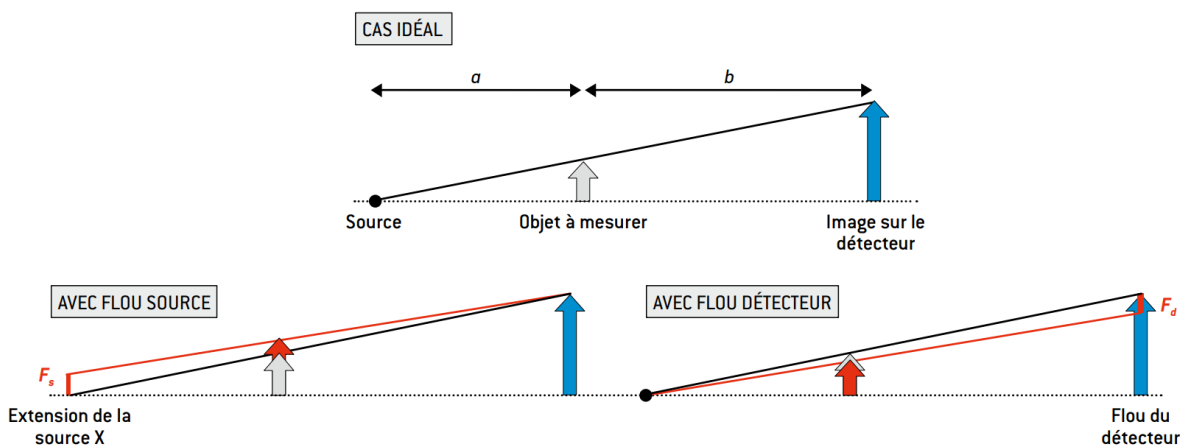


FIGURE 1.2 – Représentation schématique de l'impact du flou de source ( $F_s$ ) et du flou de détecteur ou flou de bougé ( $F_d$ ) sur la mesure radiographique de l'objet.

Le flou de source est donc induit par la distribution spatiale de la source. Puisque des détails submillimétriques doivent être observés, la dimension de la source doit être la plus petite possible (typiquement inférieure à quelques millimètres pour une résolution adéquate). La dimension de la source X est directement corrélée à la dimension de la tache focale électronique issue de l'interaction du faisceau d'électrons avec la cible de conversion. On cherche donc à avoir une tache focale la plus petite possible. L'étape essentielle de la focalisation est par ailleurs un sujet de recherche actif, notamment en explorant la possibilité de focaliser des faisceaux intenses à l'aide d'un plasma [13].

Pour résumer, pour avoir une radiographie de bonne qualité, les conditions suivantes doivent être réunies :

- les rayons X doivent être suffisamment pénétrants (spectre),
- les rayons X doivent être suffisamment intenses (dose),
- l'impulsion doit être suffisamment brève (durée de l'impulsion),

- la tache de focalisation des électrons doit être de la plus petite dimension possible (distribution spatiale).

Dans le cas d'EPURE, les 3 premiers points sont figés par la technologie de la machine : l'énergie et le courant transportés par le faisceau ainsi que la durée d'impulsion sont imposés. Pour améliorer la qualité de l'image en bout de chaîne, on se concentre donc sur la distribution spatiale et angulaire des photons. On cherche à obtenir la tache focale la plus petite possible, afin d'obtenir la meilleure qualité d'image possible.

## 1.4 Quelques machines radiographiques

Pour obtenir un faisceau aux propriétés adéquates, plusieurs solutions existent : les accélérateurs linéaires à induction (LIA) ou les générateurs impulsions (générateurs de Marx, IVA<sup>1</sup> ou LTD<sup>2</sup>) associés à une diode. Nous présentons ici, de manière non exhaustive et par ordre chronologique de mise en service, les principales installations de radiographie éclair à travers le monde : FXR et DARHT aux États-Unis, EPURE en France ainsi que DRAGON en Chine.

### 1.4.1 FXR

FXR (Flash X-ray Radiography), installé au Lawrence Livermore National Laboratory (LLNL) a été le premier accélérateur linéaire à induction conçu spécifiquement pour des expériences hydrodynamiques de radiographie éclair. L'installation est entrée en fonctionnement en 1982, produisant un faisceau d'électrons de 2,2 kA à 17 MeV. La ligne accélératrice est composée de 44 cellules à induction portant chacune un potentiel de 300-350 kV. Le transport du faisceau est assuré par des solénoïdes de focalisation sur chaque cellule.

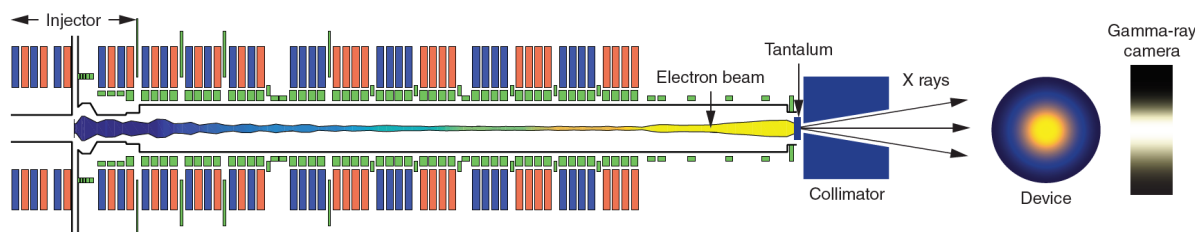


FIGURE 1.3 – Schéma de principe de FXR

FXR a fait l'objet d'une amélioration de ses performances entre 1991 et 1996. Le schéma de principe de la machine est présenté Figure 1.3. L'injecteur d'origine a été remplacé par un injecteur utilisant dix cellules à induction pour alimenter la cathode. Le nouvel injecteur produit un faisceau de plus haute énergie (2,5 MeV contre 1,2 MeV) et de plus forte intensité (2,3-3,4 kA contre 2,2 kA). La modernisation de la machine a également impliqué le remplacement de 62 solénoïdes de transport. Contrairement aux originaux, les nouveaux ont des enroulements bifilaires et des anneaux d'homogénéisation pour minimiser les erreurs de champ, et intègrent des steerers (dipôles d'orientation) à circuit imprimé. Une grande attention a été portée à l'alignement précis des solénoïdes lors de leur installation, car le faisceau faisait un mouvement de corkscrew (tire-bouchon) à la sortie de l'accélérateur, essentiellement dû à un mauvais alignement et à de petites erreurs de champ. Des ferrites d'amortissement de mode ont également été ajoutées aux cavités d'accélération pendant la mise à niveau afin de réduire l'instabilité du BBU<sup>3</sup>, et des moniteurs de position du faisceau ont été installés à 16 endroits de la ligne de faisceau. Les techniques

1. Inductive Voltage Adder  
2. Linear Transformer Driver

3. Le BBU, pour « Beam Break-Up », est une instabilité provoquant l'oscillation du faisceau. À mesure que le faisceau se propage dans la ligne accélératrice, ce mouvement d'oscillation s'intensifie, jusqu'à venir heurter les parois de l'accélérateur, causant la perte d'une partie du faisceau.



de mesure et de contrôle de la position du faisceau ayant évoluées depuis sa mise en service, un nouvel algorithme de réglage visant à minimiser le mouvement de tire-bouchon du faisceau a également été développé. Grâce à cette mise à jour, les paramètres de FXR ont été considérablement améliorés.

### 1.4.2 DARHT-I

DARHT-I est le premier accélérateur achevé pour la première des deux vues orthogonales de l'installation d'essais hydrodynamiques radiographique à deux axes (*Dual Axis Radiographic Hydrodynamic Testing facility*) de Los Alamos. L'accélérateur DARHT-I est opérationnel depuis 1999. Le faisceau de 3 MeV, 1,9 kA est accéléré par 64 cellules à induction. La diode de l'injecteur est composée d'une cathode froide de velours. Le potentiel des cellules de DARHT-I est légèrement inférieur à celui de FXR : 275 kV contre plus de 300 kV. L'énergie du faisceau en sortie d'accélérateur est ainsi de 20 MeV.

La conception du solénoïde de focalisation du DARHT-I a tiré parti de l'expérience de FXR et comprend à la fois des anneaux d'homogénéisation et des dipôles d'orientation. En outre, une technique de fil pulsé a été utilisée pour localiser avec précision l'axe de chaque aimant et le relier à des repères externes pour un alignement optique précis lors de l'assemblage de l'accélérateur.

Un effort important a été fait pour minimiser la variation d'énergie sur le plateau de l'impulsion, afin de lutter contre le mouvement en tire-bouchon. En conséquence, l'amplitude initiale du tire-bouchon est suffisamment faible pour permettre l'utilisation d'un algorithme de réglage beaucoup plus simple que celui utilisé sur FXR. Le résultat final de cette attention aux détails a été une réduction du mouvement combiné du tire-bouchon et du BBU à la sortie de l'accélérateur de  $\pm 0,5$  mm, soit environ 3 % du rayon du faisceau, et donc une très faible contribution à la taille de la tache focale.

À la sortie de l'accélérateur, divers diagnostics de faisceau (spectromètre magnétique, mesures du rayonnement de transition optique du profil de densité de courant du faisceau et d'émittance, mesures de la taille du faisceau par boucle diamagnétique) permettent une caractérisation détaillée du faisceau. La variation de l'énergie du faisceau sur l'ensemble de la surface plane a été mesurée comme étant inférieure à  $\pm 0,5$  %.

Avec sa taille de spot de 2 mm et une fluence de 625 Rad à un mètre, DARHT-I fournit des radiographies d'une qualité parmi les meilleures jamais réalisées.

### 1.4.3 AIRIX (EPURE Axe 1)

AIRIX (Accélérateur à Induction pour Radiographie et Imagerie X), première machine radiographique française, entrée en fonctionnement en 1999. Le prototype d'AIRIX a été développé au CEA CESTA. La machine a ensuite été montée sur le site du PEM à Moronvilliers, avant d'être déménagée sur l'installation EPURE sur le site de Valduc, en 2013. AIRIX constitue ainsi l'Axe 1 de l'installation, qui accueillera à terme trois axes radiographiques, permettant ainsi de réaliser des radiographies sous différents angles et/ou à différents instants.

Fort de l'expérience sur FXR et DARHT-II, AIRIX utilise un système hydraulique pour aligner l'axe magnétique de l'accélérateur, en plus de l'utilisation de la technique du fil pulsé. Cela a permis d'améliorer l'alignement de l'accélérateur d'un ordre de grandeur.

AIRIX utilise un injecteur, de type ligne de mise en forme, basé sur une section Blumlein et sur des sections de lignes d'impédances désadaptées. Les caractéristiques de l'injecteur d'AIRIX sont données dans le tableau 1.2.

Comme DARHT-I, AIRIX utilise 64 cellules à induction pour accélérer un faisceau produit par une cathode froide de velours. Les caractéristiques de la ligne accélératrice d'AIRIX sont données dans le tableau 1.3. Un travail important a été réalisé pour minimiser la variation d'énergie sur le plateau de

Tension de diode	3,8 MV
Courant de faisceau	$\approx 2$ kA
Durée du plateau	60 ns

TABLEAU 1.2 – Caractéristiques de l’injecteur d’AIRIX

l’impulsion. À 20 MeV, la variation d’énergie est de  $\pm 0,3$  % sur 60 ns. Le résultat est un mouvement de faisceau inférieur à 2 % du rayon du faisceau à la sortie de l’accélérateur.

Courant fourni aux cellules à induction	6 kA
Durée du plateau de tension fourni aux cellules	75 ns
Tolérance de variation du plateau de tension	$< \pm 1$ %

TABLEAU 1.3 – Caractéristiques de l’accélérateur d’AIRIX

En fin de tube, les électrons impactent une cible de conversion composée de matériaux lourds pour maximiser le rayonnement X généré. Le schéma de principe complet d’AIRIX est présenté Figure 1.4.

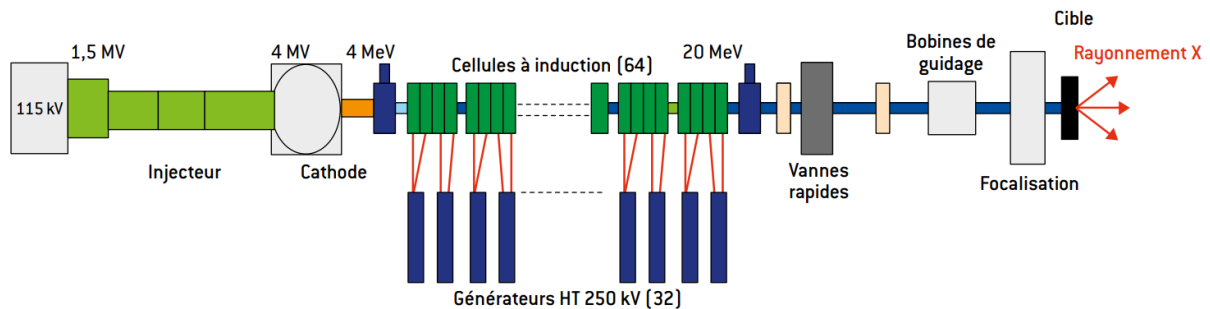


FIGURE 1.4 – Schéma de principe d’AIRIX

Cette attention portée aux détails s’est avérée concluante au niveau de la taille de la tache focale : avec 1,8 mm, AIRIX a la plus petite taille de spot des trois LIA précédemment cités.

Le troisième axe d’EPURE, copie conforme d’AIRIX, est actuellement en cours de mise en service sur le site de Valduc.

#### 1.4.4 DARHT-II

L’accélérateur du deuxième axe de DARHT, DARHT-II[14][15][16], est construit dans le cadre d’une collaboration entre les laboratoires nationaux de Los Alamos, Livermore et Berkeley. L’installation a été développée pour produire un unique faisceau de  $1,7 \mu\text{s}$ , découpé en quatre impulsions d’environ 100 ns ou moins chacune, par un système de kicker rapide en sortie de l’accélérateur. Cela permet d’obtenir quatre radiographies avec une vue orthogonale à DARHT-I.

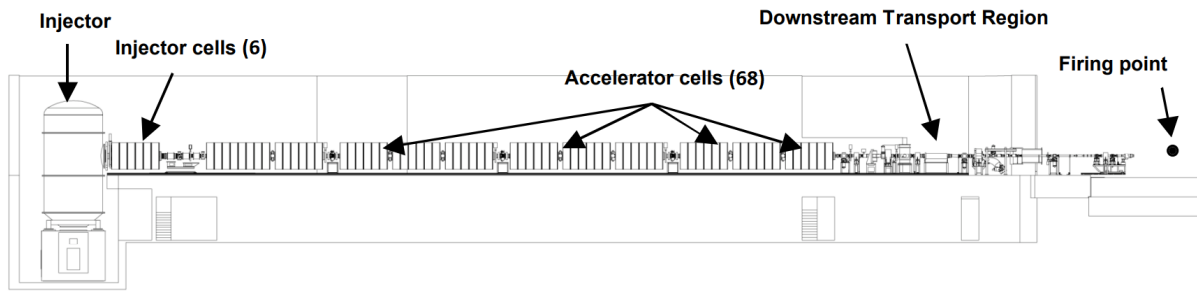


FIGURE 1.5 – Schéma de principe de DARHT-II

DARHT-II, dont le schéma de principe est présenté Figure 1.5, est composé d'un injecteur de 2,5 MV et de 74 cellules à induction : 6 cellules d'injection, opérant chacune à 175 kV et 68 cellules d'accélération, fonctionnant à 200 kV chacune. Les cellules d'injection présentent un diamètre plus important, afin de permettre une meilleure propagation du faisceau en sortie d'injecteur, à plus basse énergie. À la différence de DARHT-I, la cathode de DARHT-II est une cathode thermoïonique. L'ensemble de ces 74 cellules a été remis à neuf lors de la reconception de DARHT-II. En sortie d'accélérateur, un système de kicker détourne alternativement le faisceau vers la cible de conversion ou vers un système de décharge, le découpant ainsi en 4 faisceaux impulsionnels.

DARHT-II a été achevé en 2003. Cependant, au cours de la mise en service de l'installation, des claquages ont été observés dans plusieurs des 78 cellules de la ligne accélératrice, conduisant à lancer en 2004 un projet de remise en conformité de l'installation. La reconception de DARHT-II s'est achevée en 2008. L'installation permet aujourd'hui, avec un faisceau incident de 18,4 MeV et une tache focale d'environ 2 mm, de réaliser 4 flashs radiographiques de 20 à 100 ns.

### 1.4.5 DRAGON I & II

Le premier LIA développé par la Chine voit le jour en 1989, avec un faisceau de 1,5 MeV, 3 kA, 90 ns. Plusieurs LIA suivront, montrant la montée en puissance de la Chine dans ce domaine. En 2003, à l'Institut de Physique des Fluides du CAEP (China Academy of Engineering Physics), le LIA DRAGON-I est achevé.

DRAGON-I se compose d'un injecteur de 3,6 MeV et de 72 cellules accélératrices. L'injecteur, basé sur la technologie IVA (Inductive Voltage Adder), est constitué de 12 cellules à induction fournissant chacune 300 kV. Les tensions des sept premières cellules sont sommées par la présence d'un conducteur central relié à la cathode de velours, fournissant une tension de -2,1 MV. De la même manière, la tension des cinq autres cellules est sommée le long d'un conducteur central relié à l'anode, fournissant +1,5 MV, portant la tension de diode à 3,6 MV. L'injecteur est alimenté par deux générateurs de Marx, chargeant chacun six lignes de mise en forme (PFL, Pulse Forming Lines). Les cellules accélératrices sont alimentées par une impulsion de tension de 250 kV, 60 ns, avec une variation du plateau de tension de  $\pm 1\%$ . Le faisceau produit par DRAGON-I est de 20 MeV, 2,5 kA, 70 ns pour un diamètre de tache focale estimé à 1 mm [17].

Le LIA DRAGON-II est déployé quelques années plus tard et produit 3 faisceaux d'électrons, avec un délai inter-impulsions pouvant descendre jusqu'à 300 ns. Les 3 faisceaux produits ont une énergie de 18 ~ 20 MeV, un courant d'environ 2 kA et une durée d'impulsion de 70 ns [18].

### 1.4.6 MERLIN (EPURE Axe 2)

MERLIN est une machine radiographique de nouvelle génération basée sur la technologie IVA (Inductive Voltage Adder). L'objectif du projet d'assemblage et de mise en service de MERLIN est de valider ses performances radiographiques dans le TDC (Technology Development Centre, centre de recherche

et de développement de l'Atomic Weapons Establishment<sup>4</sup>) avant son transport vers EPURE où elle constituera la source X du deuxième axe radiographique.

L'énergie électrique est stockée dans un générateur de Marx qui comporte 46 condensateurs agencés en 23 étages. Ces derniers sont chargés en parallèle à 73 kV puis déchargés en série à travers 23 éclateurs. L'impulsion obtenue en sortie du générateur est de 1,7 MV avec une durée de 1  $\mu$ s. Comme dans toute architecture IVA, les impulsions de tension individuelles sont générées par les lignes de mise en forme qui alimentent 10 cellules à induction. Un conducteur central sous vide traversant les cellules à induction permet la sommation des tensions et alimente une diode sous 7,5 MV en 60 ns. Le courant électrique est de l'ordre de 220 kA. Les performances radiographiques visées pour la machine MERLIN sont les suivantes :

- tache focale de diamètre 3,3 mm,
- dose de 400 rads à 1 m,
- durée d'impulsion de 60 ns.

Les composants de MERLIN ont été entièrement assemblés pour la première fois dans le TDC. La mise en service s'articule en trois phases :

- des essais de génération de haute tension avec le générateur de Marx,
- des essais de fonctionnement d'ensemble avec une cathode d'irradiation (LAD, Large Area Diode) comme charge en sortie du générateur,
- des essais de fonctionnement d'ensemble avec une diode radiographique SMP (Self Magnetic Pinch) qui sera optimisée pour être la source de radiographie éclair des essais hydrodynamiques réalisés ultérieurement dans l'installation EPURE.

Finalement, quelle que soit la technologie employée, il en résulte un faisceau d'électrons de haute énergie et de forte densité, présentant des caractéristiques physiques qu'il convient de savoir analyser. Les grandeurs et phénomènes physiques d'intérêt pour notre étude sont ainsi présentés dans le chapitre suivant.

---

4. Installation de recherche du ministère de la Défense du Royaume-Uni, chargée de la conception, de la fabrication et du soutien des têtes nucléaires du Royaume-Uni, équivalent britannique de la Direction des Applications Militaires du CEA.



# État de l'art sur l'émission électronique

## 2.1 Introduction

L'ensemble du travail de thèse présenté dans ce manuscrit repose sur la confrontation entre des résultats expérimentaux et des modèles de simulation. Il est donc nécessaire d'avoir une bonne connaissance des phénomènes physiques en jeu et des outils permettant de caractériser un faisceau, à la fois pour étudier les faisceaux d'électrons expérimentaux et pour dimensionner au mieux les simulations. Pour ce faire, dans ce chapitre, nous définissons les notions de courant limité par la charge d'espace, d'émittance ainsi qu'un processus d'interaction électrons-matière crucial, l'émission Cerenkov.

Afin d'avoir une vision globale, la deuxième partie du chapitre présente un état de l'art des mécanismes d'émission électronique, d'abord dans le cas des matériaux conducteurs, puis dans le cas particulier des matériaux diélectriques. Finalement, une troisième partie est dédiée à la présentation détaillée de l'émission électronique du velours, coeur du sujet de ce travail de thèse.

## 2.2 Caractérisation d'un faisceau d'électrons

### 2.2.1 Loi de Child-Langmuir : émission limitée par la charge d'espace

Pour des faisceaux d'électrons de forte intensité et de haute énergie comme ceux étudiés, la limitation générée par la charge d'espace doit être prise en compte. Cette limitation ou régime limité par la charge d'espace agit sur le courant maximal pouvant être émis à la cathode.

Child [19] et Langmuir [20] ont été les premiers à déduire l'équation de la densité de courant limite ( $J_{CL}$ ) qui peut être extraite pour des électrodes infinies, planes et parallèles séparées par une distance  $D$  et une différence de potentiel  $V$ .

Considérons une anode et une cathode, électrodes planes parallèles de dimension infinie et une réserve infinie d'électrons libres à la cathode. La cathode est au potentiel 0 et l'anode au potentiel  $V$ . La densité de courant limite que l'on peut extraire et propager dans le gap anode-cathode est :

$$J(z) = \rho(z)v(z) \tag{2.1}$$

Avec  $\rho$  la densité de charge et  $v$  la vitesse des électrons dans le gap anode-cathode ( $d_{AK}$ ), fonctions de la position  $z$  entre les deux électrodes.

La diode est supposée avoir une dimension infinie dans les directions  $x$  et  $y$ , on considère donc uniquement la composante en  $z$ . La direction positive en  $z$  va de la cathode vers l'anode. La définition conventionnelle du courant allant de l'anode vers la cathode, on introduit un signe moins [21] :

$$J(z) = -J_{CL} \quad (2.2)$$

On peut déterminer  $v(z)$  à partir de l'équation de la conservation de l'énergie. On fixe l'énergie totale à 0 puisque les électrons sont initialement au repos, dans une cathode au potentiel nul. Alors :

$$\frac{1}{2}mv^2(z) - e\phi(z) = cte = 0 \quad (2.3)$$

Avec  $m$  la masse d'un électron,  $e$  la charge d'un électron et  $\phi(z)$  le potentiel électrique.

$\phi(z)$  suit l'équation de Poisson, c'est-à-dire :

$$\nabla^2\phi(z) = \frac{-\rho(z)}{\epsilon_0} \quad (2.4)$$

Avec  $\epsilon_0$  la permittivité du vide et toujours  $\rho$  la densité de charge.

En intégrant les équations 2.1, 2.2 et 2.3 dans 2.4, on obtient l'équation différentielle :

$$\frac{d^2\phi}{dz^2} = \frac{J_{CL}}{\epsilon_0} \sqrt{\frac{m}{2e}} \frac{1}{\sqrt{\phi(z)}} \quad (2.5)$$

En multipliant des deux côtés par  $\frac{d\phi}{dz}$ , on peut alors intégrer une première fois :

$$\frac{d\phi^2}{dz} = 4 \frac{J_{CL}}{\epsilon_0} \sqrt{\frac{2e}{m}} \sqrt{\phi(z)} + K \quad (2.6)$$

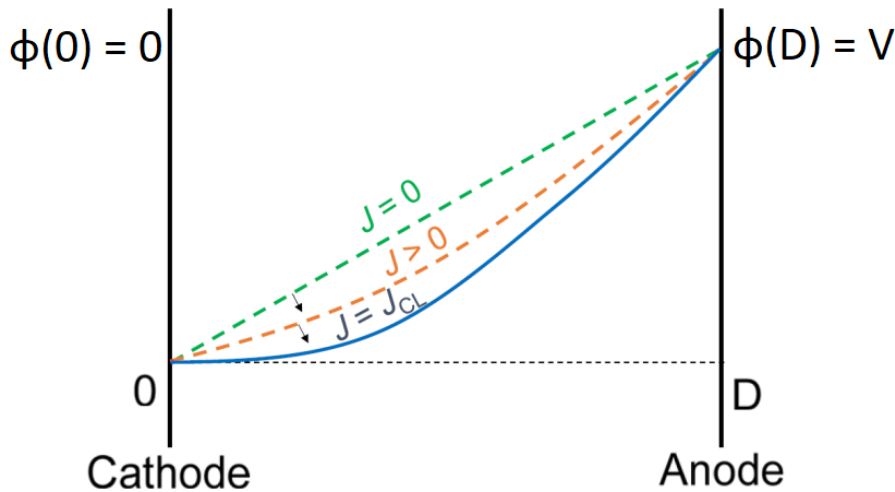


FIGURE 2.1 – Potentiel électrique inter-électrodes en fonction de  $J$

Comme l'illustre la Figure 2.1, lorsqu'il n'y a pas d'électrons dans l'espace  $d_{AK}$  (courbe verte  $J = 0$ ), le potentiel électrique à la cathode vaut simplement  $V/D$  et est dirigé de manière à ce que les électrons soient accélérés de la cathode vers l'anode. De par leur propre charge, les électrons pénétrant dans l'espace  $d_{AK}$  modifient le champ électrique dans la diode (courbe orange  $J > 0$  sur la Figure 2.1). Finalement, les électrons deviennent si nombreux que le champ électrique à la surface de la cathode est annulé par la charge des électrons (courbe bleue  $J = J_{CL}$  sur la Figure 2.1). Le potentiel électrique est écranté et les électrons ne sont plus émis dans l'espace  $d_{AK}$ . L'évolution du potentiel électrique entre les électrodes est

illustré Figure 2.1. L'annulation du champ électrique à la surface de la cathode est la condition d'une émission dite limitée par la charge d'espace ; l'injection d'électrons supplémentaires provoquerait l'inversion de la direction du champ et donc le retour des électrons vers la cathode (apparition d'une cathode virtuelle).

À l'équilibre, les électrons quittent l'espace  $d_{AK}$  en étant collectés à l'anode afin que davantage d'électrons puissent entrer par la cathode : c'est ce processus qui donne lieu à une densité de courant limitée par la charge d'espace. En appliquant la racine carrée puis en intégrant l'équation 2.6 on obtient :

$$\phi(z) = \left(\frac{3}{2}\right)^{\frac{4}{3}} \left(\frac{J_{CL}}{\varepsilon_0}\right)^{\frac{2}{3}} \left(\frac{m}{2e}\right)^{\frac{1}{3}} z^{\frac{4}{3}} + K \quad (2.7)$$

La condition initiale  $\phi(0) = 0$  nous donne  $K = 0$ . Avec la condition  $\phi(D) = V$ , on peut alors résoudre l'équation 2.7 et déduire la densité de courant limitée par la charge d'espace :

$$J_{CL} = \frac{4}{9} \varepsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{V^{\frac{3}{2}}}{D^2} \quad (2.8)$$

L'équation ainsi obtenue est la loi de limitation du courant par la charge d'espace ou loi de Child-Langmuir.

Cette loi permet de simplifier les calculs des densités de courant limite en s'affranchissant des équations différentielles. En revanche, cette loi est établie pour les électrodes planes de dimensions infinies et des électrons non relativistes. De nombreuses variations de cette loi sont donc étudiées pour tenir compte d'effets tels que les géométries cylindriques [22][23] et sphériques [24], les énergies relativistes [25], les vitesses initiales des électrons, les effets de la mécanique quantique ou un champ non nul à la surface de la cathode. Malgré ces avancées théoriques, les codes de simulations multidimensionnels restent nécessaires pour résoudre ces problèmes d'écoulement de charges et étudier la dynamique du faisceau dans des géométries complexes, comme celle de la diode étudiée.

### 2.2.2 Distribution spatiale des particules du faisceau : l'émittance

Comme détaillé dans le paragraphe 1.1, les flashes radiographiques sont générés par la focalisation de faisceaux d'électrons accélérés sur une cible d'indice  $Z$  élevé et leurs propriétés sont directement liées à celles du faisceau. On cherche ainsi à obtenir la tache focale la plus petite possible. Pour qualifier la capacité de focalisation du faisceau, on utilise la notion d'émittance.

#### Émittance géométrique

On considère dans ce manuscrit des faisceaux axisymétriques se propageant le long d'un axe ( $z$ ).

Dans un faisceau parfaitement ordonné, les particules le constituant suivent une trajectoire laminaire [26] : leur déplacement est proportionnel à leur position dans le faisceau par rapport à l'axe de propagation du faisceau (cf Figure 2.2). On peut ainsi focaliser un faisceau laminaire en un point infiniment petit.

Afin de décrire la dynamique d'un grand nombre de particules, on définit un espace 6D, dont les axes permettent de représenter à la fois la position et la vitesse des particules ( $x, y, z, v_x, v_y, v_z$ ). Cet espace est appelé espace des phases [27]. Les 6 dimensions de l'espace des phases sont évidemment impossibles à représenter simultanément, mais un tel espace permet de se faire une idée de la dynamique du faisceau en visualisant la projection du mouvement des particules dans une seule direction (par exemple  $(x, v_x)$ ) ; on peut ainsi représenter l'évolution de la trajectoire des particules dans un espace 2D.



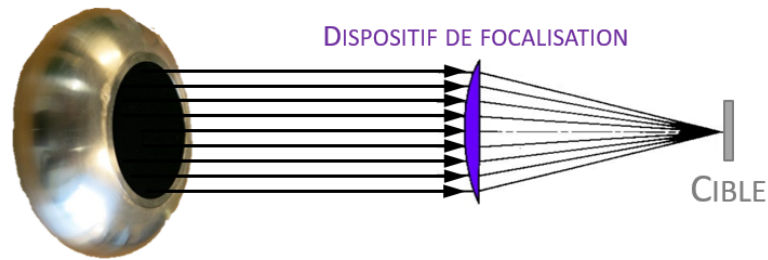


FIGURE 2.2 – Propagation et focalisation d'un faisceau laminaire

Un des théorèmes fondamentaux de la physique des faisceaux de particules est la conservation du volume occupé par une distribution de particules dans l'espace des phases, souvent appelé le théorème de Liouville. Il sert notamment de base au principe de conservation de l'émittance.

On se place dans un repère 2D de l'espace des phases (cf Figure 2.3). Au temps  $t_1$ , un ensemble de points de coordonnées adjacentes représente un ensemble de particules ayant des propriétés similaires. Une frontière,  $B_1$ , circonscrit les points. Au temps  $t_2$ , les positions et les vitesses des particules ont changé. Nous savons, d'après les propriétés des trajectoires dans l'espace des phases [27], que les particules à  $t_2$  seront toujours proches les unes des autres s'il n'y a pas de collisions. L'ensemble peut être circonscrit par une autre frontière  $B_2$ . Le théorème de la conservation du volume de phase stipule que l'aire circonscrite par  $B_2$  est égale à l'aire initiale à l'intérieur de  $B_1$ .

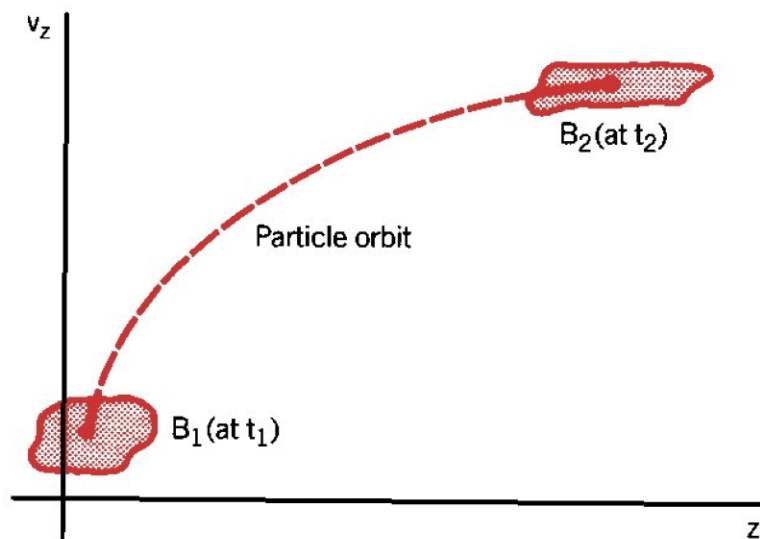


FIGURE 2.3 – Illustration de la conservation du volume dans l'espace des phases

Dans un injecteur, l'échelle des forces appliquées et générées par le faisceau étant importante par rapport à l'espacement interparticulaire, le volume net de l'espace de phase est préservé. Néanmoins, des processus non collisionnels peuvent déformer la forme de la distribution, élargissant le volume de phase effectif. Ainsi, bien que le volume de phase net occupé par le faisceau soit constant (principe de conservation du volume), la distribution des particules peut être étirée et déformée par un certain nombre de mécanismes macroscopiques [28] :

- aberrations sphériques des solénoïdes,
- trajectoire hélicoïdale du faisceau,
- champs magnétiques dipolaires forts,
- oscillation de l'enveloppe du faisceau,

— distribution non uniforme du courant.

Pour déterminer la qualité d'un faisceau, nous devons donc adopter un outil discriminant, basé sur le volume effectif occupé par la distribution. Cette quantité est l'émittance  $\varepsilon$ .

Par rapport à la représentation d'un faisceau dans l'espace des phases, l'émittance est une valeur de mérite inexacte, puisqu'elle « réduit » à une dimension la représentation d'une distribution à 6 dimensions. Par conséquent, sa valeur fait appel à des approximations et des conventions. Malheureusement, il n'existe pas de définition unique de l'émittance qui soit utilisée de manière cohérente dans la littérature : les conventions employées peuvent varier selon l'application, ce qui souvent source de confusion lorsque l'on compare des résultats de différents laboratoires ou publications. Nous allons donc définir ici l'émittance telle que nous l'avons définie pour les travaux menés.

L'inclinaison des trajectoires des particules étant généralement plus directe à calculer que leur vitesse, on exprime l'émittance en termes de position et d'angle transversal. L'angle que fait une particule avec l'axe de symétrie du faisceau ( $z$ ) est ainsi défini par :

$$x' = \frac{dx}{dz} \quad (2.9)$$

$$y' = \frac{dy}{dz} \quad (2.10)$$

Pour les faisceaux paraxiaux, la relation entre les angles et les vitesses transverses est :

$$x' \simeq \frac{v_x}{v_z} \quad (2.11)$$

$$y' \simeq \frac{v_y}{v_z} \quad (2.12)$$

Les coordonnées  $(x, x', y, y')$  sont traitées comme fonctions de  $z$  plutôt que de  $t$ , ce qui permet de décrire la trajectoire d'une particule selon la direction de propagation du faisceau plutôt qu'en fonction du temps. L'espace ainsi nouvellement défini est appelé l'espace des traces. Dans une majeure partie de la documentation scientifique, cet espace est improprement appelé espace des phases, ce qui peut également entraîner des confusions.

Dans un faisceau parfait, toutes les particules se déplacent avec une vitesse transverse nulle. Alors la représentation d'un tel faisceau dans les espaces  $(x, x')$  et  $(y, y')$  est un segment d'épaisseur nulle (cf Figure 2.4). Le volume effectif d'un tel faisceau est donc nul : un faisceau parfait a une émittance  $\varepsilon = 0$ .

Dans un faisceau réel, malgré une trajectoire globale ayant une vitesse transverse nulle, les électrons composant le faisceau ont une distribution aléatoire et se déplacent selon différentes vitesses transverses (cf Figure 2.5). On a donc une taille minimale de tache focale sur la cible de conversion.

Les particules ont donc une vitesse transverse non nulle ce qui induit une représentation du volume effectif du faisceau avec une épaisseur non nulle (cf Figure 2.6). Alors, on définit l'émittance comme l'aire minimale de l'ellipse contenant tous les points de la distribution, divisée par  $\pi$  :

$$\varepsilon_x = \frac{1}{\pi} \int \int dx dx' \quad (2.13)$$

L'émittance permet une interprétation physique d'importance : elle est conservée lorsque le faisceau est soumis à des processus réversibles ; à l'inverse, les processus irréversibles déforment et convoluent les limites de la distribution du faisceau, même si le volume net de l'espace des phases est conservé. L'émittance finale d'un faisceau représente la somme de l'émittance native de la source et la croissance

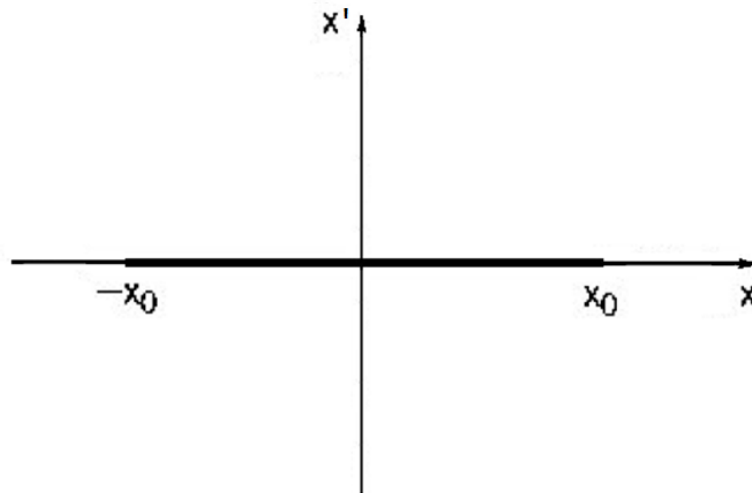
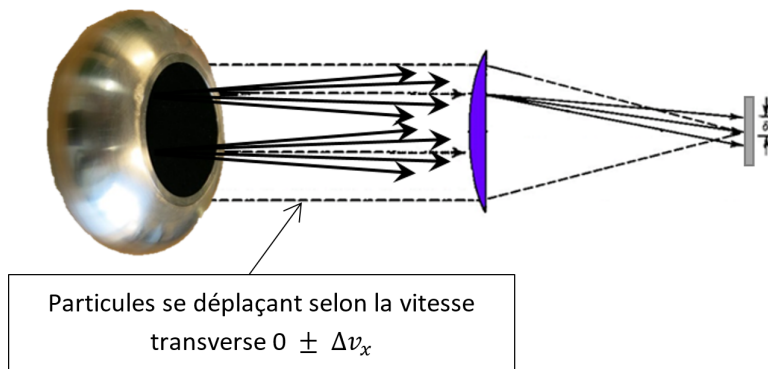
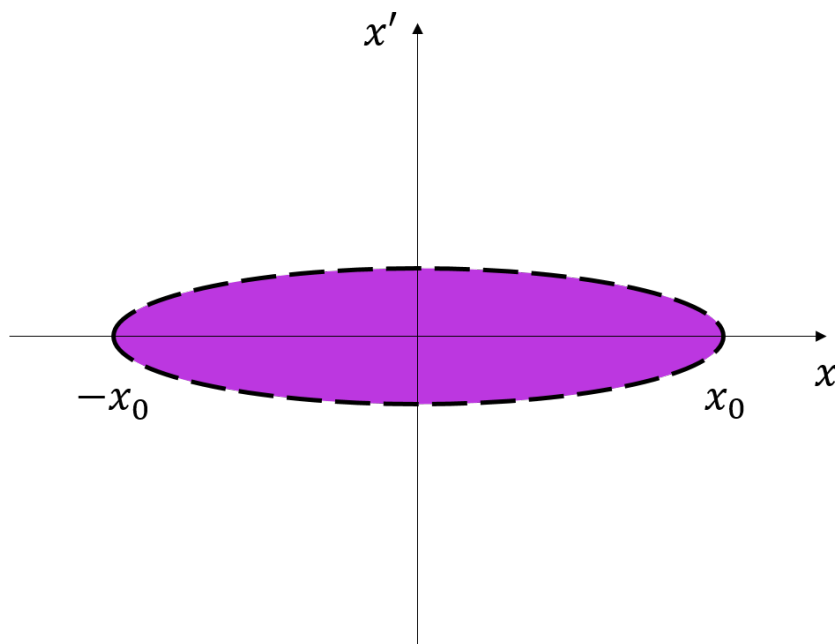
FIGURE 2.4 – Représentation d'un faisceau laminaire dans le repère  $(x, x')$ 

FIGURE 2.5 – Propagation et focalisation d'un faisceau réel (non laminaire)

FIGURE 2.6 – Représentation d'un faisceau réel dans le repère  $(x, x')$

de l'émittance pendant l'accélération du faisceau. Elle traduit ainsi la qualité de l'émission électronique dans la diode et celle du transport et permet d'estimer notre capacité à focaliser le faisceau sur la cible de conversion.

### Émittance RMS et émittance normalisée

La définition géométrique de l'émittance utilise l'aire occupée par le faisceau, ce qui suppose un faisceau à bord bien défini. En pratique, il est impossible de définir précisément le bord du faisceau. On préfère donc une définition de l'émittance qui mesure la trajectoire du faisceau plutôt que la surface de sa représentation dans l'espace des traces. On définit le moment mécanique d'une particule comme la quantité de mouvement angulaire associée à la particule. Mathématiquement, on calcule alors l'émittance RMS  $\varepsilon_{RMS}$  par les moments de la distribution des particules dans l'espace des traces  $(x, x')$  :

$$\varepsilon_{x,RMS} = \sqrt{\langle x^2 \rangle \langle x'^2 \rangle - \langle xx' \rangle^2} \quad (2.14)$$

La relation entre l'émittance  $\varepsilon_x$  et l'émittance RMS  $\varepsilon_{x,RMS}$  est définie telle que :

$$\varepsilon_x = 4\varepsilon_{x,RMS} \quad (2.15)$$

S'il n'y a pas d'accélération ou de décélération ( $\beta\gamma = \text{const}$ ), l'émittance se conserve. En revanche, s'il y a un changement d'énergie, l'émittance ne reste pas constante : d'après le théorème de Liouville, le changement est inversement proportionnel à  $\beta\gamma$ . Pour cette raison, on introduit l'émittance normalisée :

$$\varepsilon_{n,RMS} = \beta\gamma\varepsilon_{RMS} \quad (2.16)$$

$$\varepsilon_n = \beta\gamma\varepsilon = 4\beta\gamma\varepsilon_{RMS} \quad (2.17)$$

Les simulations 2D présentées dans la suite de ce manuscrit ont été réalisées dans un repère cylindrique. Il s'agit d'être particulièrement prudent dans la définition de l'émittance dans un repère cylindrique. On souhaite définir une quantité  $\varepsilon_r$  qui caractérise la dispersion des vitesses radiales du faisceau. Dans le cas d'un repère cylindrique, l'interprétation géométrique simple de l'émittance ne s'applique pas car le poids d'un élément dans la représentation varie avec la position proportionnellement à  $2\pi r dr$  et le mouvement en  $r$  et  $\theta$  n'est pas strictement séparable. Nous utilisons donc la formule de l'émittance  $\varepsilon_{r,RMS}$  telle que définie par C. Ekdahl dans [29] :

$$\varepsilon_{r,RMS} = 2\sqrt{\langle r^2 \rangle [\langle r'^2 \rangle + \langle (v_\theta/\beta c)^2 \rangle] - \langle rr' \rangle^2 - \langle rv_\theta/\beta c \rangle^2} \quad (2.18)$$

Dans le cas d'un faisceau axisymétrique en rotation autour de  $(z)$ , les termes en  $v_\theta$  s'annulent et l'équation 2.18 devient :

$$\varepsilon_{r,RMS} = 2\sqrt{\langle r^2 \rangle \langle r'^2 \rangle - \langle rr' \rangle^2} \quad (2.19)$$

L'équation de l'émittance normalisée dans un repère cylindrique 2D est alors :

$$\varepsilon_{rn,RMS} = 2\beta\gamma\sqrt{\langle r^2 \rangle \langle r'^2 \rangle - \langle rr' \rangle^2} \quad (2.20)$$

### 2.2.3 Moyens pratiques de mesure de l'émittance

Expérimentalement, plusieurs méthodes peuvent être employées pour la mesure de l'émittance d'un faisceau. Précisons qu'en fonction de la méthode utilisée, l'émittance obtenue peut fortement varier. Une méthode directe consiste à mesurer la divergence angulaire des particules du faisceau à l'aide d'un pepper-pot (également appelée « poivrière »). On peut également réaliser la mesure de manière indirecte en exploitant les mesures des dimensions du faisceau dans au moins 3 configurations de focalisation (méthode des 3 gradients).

### Pepper-pot

La technique du pepper-pot permet une mesure en 2D de l'émittance d'un faisceau [30]. La mesure de l'émittance par la technique du pepper-pot consiste à exploiter l'image d'un convertisseur électrons-photons excité par le faisceau à étudier [30][31], situé à une distance  $L$  d'un « masque » composé d'une grille de trous (illustré Figure 2.7). En arrivant sur le masque, le faisceau est séparé en plusieurs « mini-faisceaux » qui viennent ensuite heurter le convertisseur et l'exciter, provoquant un flash lumineux. L'image formée est enregistrée à l'aide d'une caméra pour être analysée. En choisissant un convertisseur linéaire, l'intensité des points obtenus sur le détecteur est principalement proportionnelle au nombre de particules du faisceau qui le frappent.

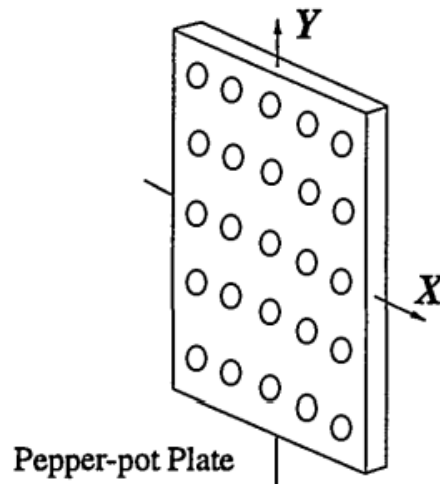


FIGURE 2.7 – Masque pepper-pot

On obtient ainsi un ensemble de taches, de dimensions et d'intensité plus ou moins variables, correspondant à un trou  $(x_i, y_k)$  du masque, comme illustré sur la Figure 2.8. À partir de l'image enregistrée, on retrace l'image du faisceau dans les espaces des traces  $(x, x')$  et  $(y, y')$ , puis on calcule la surface occupée par le faisceau dans ces espaces, ce qui nous donne, par définition, l'émittance.

La représentation dans le repère  $(x, x')$  est obtenue comme illustrée Figure 2.9 : on se place dans le plan  $(x, x')$  et on somme l'intensité des taches lumineuses obtenues. On obtient ainsi une succession de pics dont :

- les sommets représentent l'angle moyen de déviation des mini-faisceaux,
- la largeur représente la dispersion angulaire pour une vitesse longitudinale donnée.

On retrace alors la distribution du faisceau dans l'espace des traces de la manière illustrée Figure 2.10 [32] :

- chaque colonne du masque est définie par une coordonnée  $x_i$  (par exemple  $x_1$ ),
- on définit un niveau de densité donné (par exemple 10% de l'intensité lumineuse mesurée la plus élevée),
- pour chaque pic, on définit alors les deux points correspondant à ce niveau, à des distances  $d_1$  et  $d_2$  de l'axe de propagation ( $z$ ),
- l'angle de divergence  $\alpha_1$  correspondant au point  $d_1$  est alors donné par la relation géométrique  $\tan \alpha_1 \approx \alpha_1 = (d_1 - x_1)/L = x'_1$  (de même pour  $\alpha_2$ , correspondant au point  $d_2$ ),
- on reporte alors dans l'espace des traces, pour chaque position  $x_i$ , les valeurs  $x'_{i,1}$  et  $x'_{i,2}$  correspondantes et on retrace ainsi l'enveloppe de l'ellipse de l'image du faisceau.

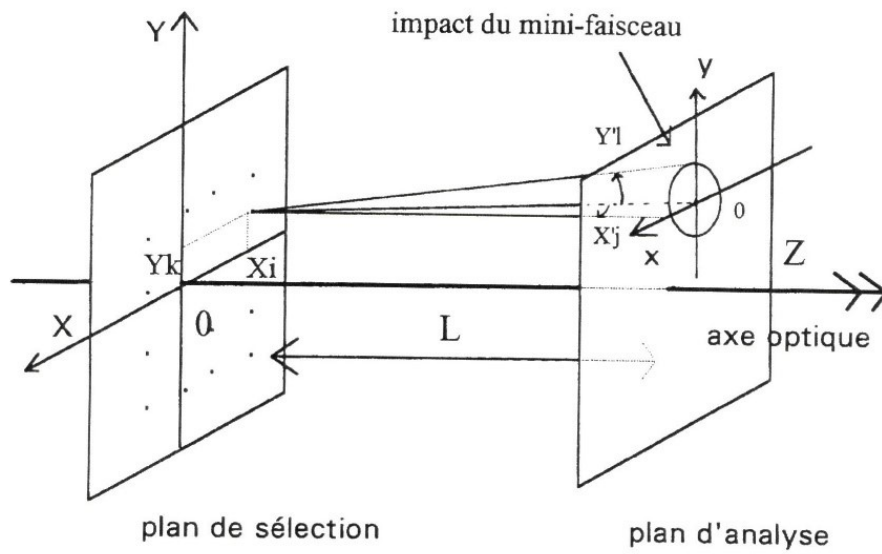


FIGURE 2.8 – Impact du mini-faisceau issu du trou de coordonnées  $(x_i, y_j)$  sur le détecteur

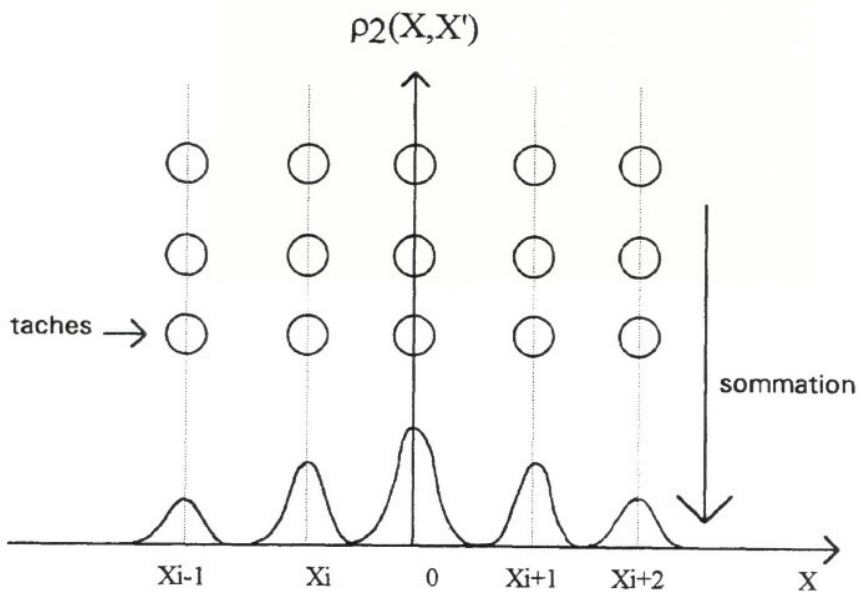


FIGURE 2.9 – Calcul de la distribution  $(x, x')$  à partir de l'image expérimentale

Pour un niveau d'intensité lumineuse choisi de 10%, on obtient alors la représentation du faisceau contenant 90% des particules.

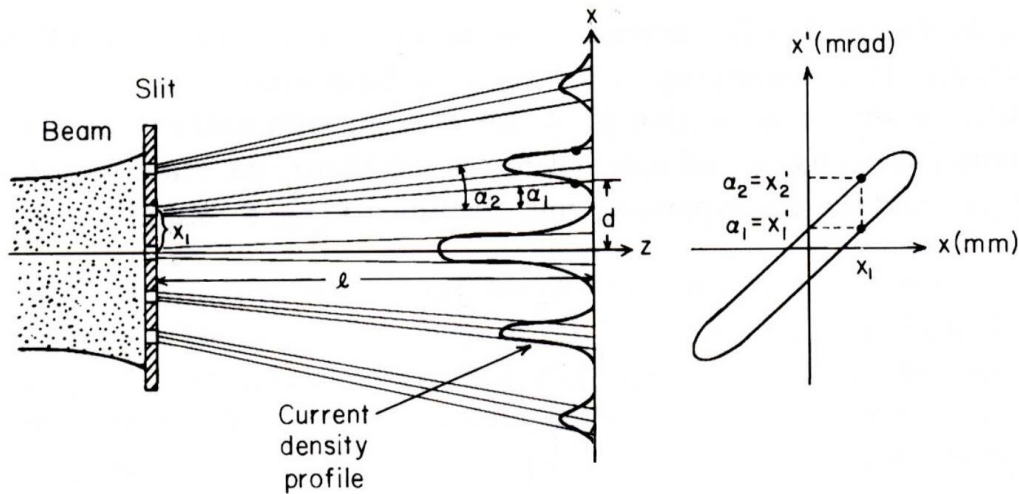


FIGURE 2.10 – Image du faisceau dans l'espace des traces  $(x, x')$  à partir de la mesure du pepper-pot

On procède de la même manière pour la distribution en  $(y, y')$ , ce qui permet finalement d'obtenir l'émittance  $\varepsilon = \varepsilon_x \varepsilon_y$ .

En 1995, une campagne de mesure d'émittance par pepper-pot a permis d'estimer l'émittance normalisée du faisceau du prototype d'AIRIX à  $\sim 1680 \pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$  [33].

Précisons que l'émittance mesurée avec le pepper-pot n'est pas l'émittance mathématique réelle du faisceau mais une estimation. En effet, l'émittance mesurée est basée sur un sous-ensemble de particules au lieu de l'ensemble du faisceau et il existe toujours une contribution de la charge d'espace dans les « micro-faisceaux » prélevés par la grille. Cette méthode conduit donc souvent à sur-estimer l'émittance du faisceau.

### Méthode des 3 gradients

La méthode des 3 gradients est une méthode indirecte de mesure de l'émittance du faisceau. Cette méthode consiste à réaliser plusieurs mesures de la taille du faisceau d'électrons en un point fixe situé en aval d'un élément focalisant réglable (typiquement entre 5 et 10 mesures). L'élément réglable est souvent un quadropôle magnétique, d'où l'autre appellation rencontrée dans la littérature : « Quad scan ».

En mettant en relation le comportement théorique de l'élément focalisant et les mesures obtenues, on remonte aux caractéristiques du faisceau en amont de cet élément, et en particulier sa taille, sa divergence et son émittance géométrique.

On propage le faisceau d'électrons jusqu'à un plan d'analyse. Comme pour le pepper-pot, l'impact du faisceau sur le plan d'analyse provoque un flash lumineux et l'image ainsi formée est enregistrée à l'aide d'une caméra obturable. A l'aide d'un champ magnétique axial, on fait varier le rayon du faisceau sur le plan d'analyse. On obtient ainsi des points de mesure du rayon de faisceau en fonction de la force de focalisation (courant d'alimentation de la bobine d'extraction) [34][35].

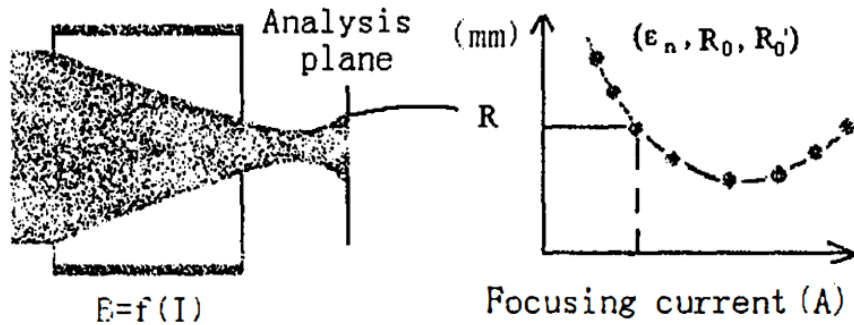


FIGURE 2.11 – Mesure d'émission par la méthode des 3 gradients

L'équation d'enveloppe d'un faisceau permet de calculer l'évolution du rayon de l'enveloppe du faisceau en fonction de sa position axiale :

$$r' + k^2 r - K/r - \varepsilon_n^2 / r^3 = 0 \quad (2.21)$$

avec  $r$  le rayon du faisceau,  $r'$  la vitesse angulaire et  $\varepsilon_n$  l'émission normalisée.  $k$  et  $K$  représentent respectivement les termes de focalisation et de charge d'espace. Comme l'illustre la Figure 2.11, en faisant varier les paramètres de cette équation, on ajuste alors les points expérimentaux par une courbe théorique. On obtient ainsi l'émission du faisceau  $\varepsilon_n$ .

Dans ses travaux de thèse, J-M. Plewa mesure l'émission du faisceau d'AIRIX par la méthode des 3 gradients [10]. Il donne une émission normalisée de 0,103 cm.rad, soit  $327 \pi$ .mm.mrad. Nous voyons donc apparaître un facteur 5 entre les valeurs obtenues par pepper-pot et par la méthode des 3 gradients. Nous savons que la méthode du pepper-pot conduit à une sur-estimation de l'émission. Par ailleurs, la campagne de mesure par pepper-pot a été réalisée en 1995 sur le prototype d'AIRIX. Depuis, AIRIX a connu des campagnes d'amélioration de ses performances. Cela peut donc en partie expliquer le delta entre les deux valeurs d'émission normalisée. Il est également probable que la méthode des 3 gradients conduise à légèrement sous-estimer l'émission de faisceau. Dans ce manuscrit, nous comparerons nos résultats de simulation à l'émission connue d'AIRIX. Nous estimons une valeur crédible d'émission normalisée d'AIRIX entre 350 et 1000  $\pi$ .mm.mrad.

#### 2.2.4 Interaction électrons-matière : l'émission Cerenkov

Dans cette étude, l'imagerie de faisceau est réalisée avec un diagnostic basé sur l'émission Cerenkov. Il est donc nécessaire d'avoir une bonne connaissance de ce phénomène.

La vitesse de la lumière dans le vide  $c$  est la vitesse maximale de déplacement de l'énergie et est donc indépassable. Mais, dans un milieu d'indice de réfraction  $n$ , la vitesse de la lumière est alors égale à  $v_l = c/n$ . Une particule peut donc se déplacer à une vitesse supérieure à celle de la lumière dans ce milieu. On peut alors observer un phénomène, assimilable à une onde de choc : l'effet Cerenkov. Cet effet est souvent employé afin de caractériser des faisceaux d'électrons.

#### Historique

Cet effet est connu depuis 1910 et les travaux de Marie Curie, montrant qu'une solution concentrée en radium émettait spontanément de la lumière. A cette époque on attribue cette lumière à la fluorescence produite par des solutés. Mais très vite, de nouvelles observations s'opposent à cette explication : dès 1926, Lucien Maillat [36], analysant le spectre lumineux produit, remarque que celui-ci est continu, alors que la fluorescence émet un spectre discret ; puis entre 1934 et 1937, Pavel Cerenkov [37] écarte dans ce contexte le phénomène de fluorescence en montrant que la radiation produite est indépendante de la composition du liquide.



P. Cerenkov permit ainsi d'établir les propriétés générales de ce phénomène. L'explication mathématique vint de Ilia Frank et Igor Tamm [38][39]. Les trois scientifiques furent ainsi lauréats du prix Nobel de 1958.

L'effet Cerenkov permet aujourd'hui un nombre d'applications physiques remarquables, notamment dans la détection des particules, la mesure de la masse et la vitesse d'une particule ou encore dans les accélérateurs de particules.

### Théorie

Soit une particule chargée se déplaçant dans un milieu matériel transparent, d'indice de réfraction  $n$ . Tout au long de sa trajectoire, la particule excite<sup>1</sup> provisoirement les électrons des couches supérieures des atomes qu'elle rencontre, provoquant une émission radiative [40].

Si la particule se déplace à une vitesse  $v < v_l$ , les fronts d'onde émis par le déplacement des électrons ne sont pas en phase et la radiation n'est pas perçue.

Si à l'inverse, la particule se déplace à une vitesse  $v > v_l$ , les fronts d'ondes émis au passage de la particule interfèrent de manière cohérente, générant une onde lumineuse se déplaçant dans la direction de la particule.

Le cône de lumière alors généré présente un angle d'ouverture  $\theta$  tel que :

$$\cos\theta = \frac{1}{\beta n} \quad (2.22)$$

avec  $\beta = \frac{v}{c}$  et  $n$  l'indice de réfraction du milieu.

De cette équation, découle 2 conditions limites à l'apparition du cône lumineux :

- il existe une valeur seuil : pour  $\beta < \frac{1}{n}$ , aucun rayonnement cohérent n'est émis
- il existe un angle maximal d'émission de la lumière : pour  $\beta = 1$ ,  $\theta_{max} = \cos^{-1}(\frac{1}{n})$

Les fronts d'ondes pour  $v < v_l$  et  $v > v_l$  sont illustrés Figure 2.12.

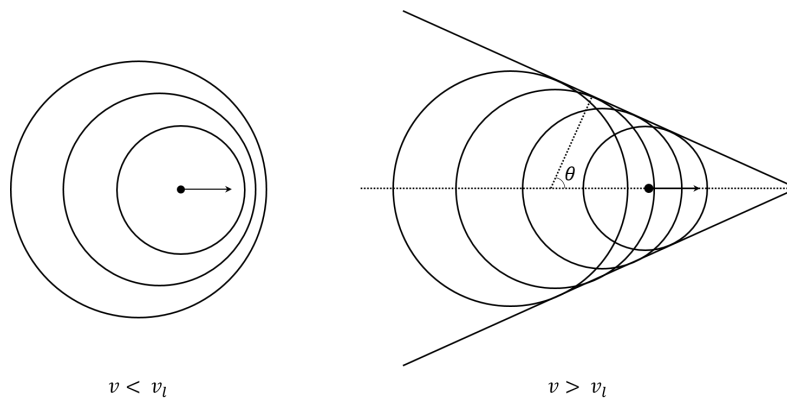


FIGURE 2.12 – Fronts d'ondes pour  $v < v_l$  et  $v > v_l$

Le champ électrique  $E$  est perpendiculaire à la direction de propagation de la lumière et le champ magnétique  $H$  est tangentiel à la surface du cône, comme illustré Figure 2.13.

1. Le terme « exciter » est en réalité impropre : les atomes ne sont ni excités ni ionisés au passage de la particule. Celle-ci provoque de très petits déplacements d'un très grand nombre d'électrons, qui retournent immédiatement à leur position normale après le passage de la particule.

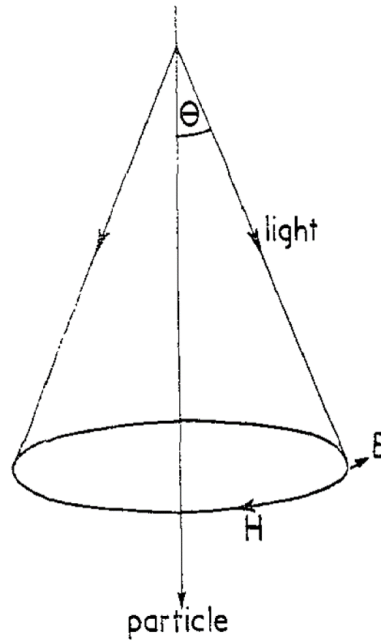


FIGURE 2.13 – Cône d'émission Cerenkov et vecteurs des champs électrique ( $E$ ) et magnétique ( $H$ )

Le nombre de photons  $N$  de longueur d'onde  $\lambda$  émis lorsque la particule se déplace sur une distance  $l$  est déterminé par [38] :

$$\frac{dN}{d\lambda} = 2\pi\alpha l \frac{\sin^2\theta}{\lambda^2} \quad (2.23)$$

avec  $\alpha = \frac{1}{137}$ , la constante de structure fine. Pour obtenir cette formule, Frank et Tamm se sont placés dans les conditions simplificatrices suivantes :

- l'électron a une vitesse constante
- le milieu est considéré comme continu et uniforme
- les interactions électrons-matière sont négligées

Le rayonnement Cerenkov est souvent décrit par analogie avec une onde de choc émise dans le domaine acoustique par un avion se déplaçant dans l'air à une vitesse supérieure à celle du son. En référence à cette analogie, Tamm emploie dans [41] l'expression d'« électrons chantants ».

$\beta$  est liée à l'énergie cinétique  $E$  de la particule et à sa masse au repos  $m$  par la relation :

$$E = mc^2 \left[ \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right] \quad (2.24)$$

En dessous d'un certain seuil énergétique, en fonction de l'indice  $n$  du milieu, il n'y aura pas d'émission Cerenkov. Dans le cas de la Silice (qui nous intéresse dans le cadre du détecteur Cerenkov employé ici), cette valeur seuil est fixée à 195 keV [42]. En plaçant une plaque de Silice sur le chemin d'un faisceau d'électrons de forte énergie, on génère donc de l'émission Cerenkov. La lumière produite est fonction des caractéristiques du faisceau. En récupérant cette lumière par des caméras obturables, on obtient une image du faisceau, dont l'étude permet de déterminer ses caractéristiques.

## 2.3 Mécanismes d'émission électronique

### 2.3.1 Émission des conducteurs

Afin d'avoir une vision d'ensemble et avant de détailler le cas particulier de l'émission électronique du velours, cette partie présente un état de l'art sur les mécanismes d'émission électronique des conducteurs et des diélectriques.

Dans le cas classique d'un matériau conducteur (métal) sous des conditions normales, il n'y a pas d'émission d'électrons possible : les particules sont piégées dans la structure du conducteur. Pour s'extraire du métal dans lequel ils sont confinés, les électrons doivent franchir la barrière de potentiel. Il faut donc fournir un travail de sortie  $\phi_w$ , c'est-à-dire une énergie minimum nécessaire pour que des électrons soient émis ( $\phi_{wmétaux} = 2$  à  $6$  eV) [16]. Il existe différents moyens d'apporter cette énergie et ainsi différents types d'émission électronique.

#### Émission thermo-électronique

L'émission thermo-électronique correspond à l'émission d'électrons causée par un apport d'énergie thermique qui va permettre aux électrons de dépasser la fonction de travail du matériau.

À la température ambiante moyenne, l'énergie que possèdent les électrons libres dans un métal est insuffisante pour déclencher une émission. En apportant de l'énergie thermique, on met en vibration le réseau atomique du matériau. On a alors un transfert d'énergie aux électrons : leur énergie cinétique augmente jusqu'à surmonter la force d'attraction qui existe entre eux et les noyaux. Ils ont alors suffisamment d'énergie pour être expulsés du matériau et libérés dans l'espace environnant le matériau. Pour ce type d'émission, plus la température apportée est élevée, plus le nombre d'électrons éjectés est important. La densité de courant  $j$  ainsi émise est alors liée à la température  $T$  par la relation :

$$j = A_G T^2 e^{\frac{-e\phi_w}{k_B T}} \quad (2.25)$$

Avec  $A_G = \lambda_R A_0$ ,  $\lambda_R$  facteur correctif dépendant du matériau et  $A_0 = 1,20173 \cdot 10^6 \text{ A} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-2}$ .

Le nombre d'électrons pouvant être éjectés reste néanmoins limité par la charge d'espace des électrons (cf paragraphe 2.2.1).

#### Émission par effet de champ

Dans l'émission par effet de champ, l'apport d'énergie est assuré par la présence d'un fort champ électrique  $E$ . Lorsque l'on applique un champ électrique entre 2 surfaces métalliques, les électrons gagnent en énergie potentielle. La barrière de potentiel, empêchant initialement les électrons de sortir du matériau, est alors inférieure au travail de sortie nécessaire pour que les électrons soient extraits : par effet tunnel, les électrons franchissent alors la barrière de potentiel (cf Figure 2.14).

Contrairement à l'émission thermo-électronique, l'émission par effet de champ peut avoir lieu à basse température, voire à température ambiante. Elle est à ce titre souvent appelée émission à cathode froide.

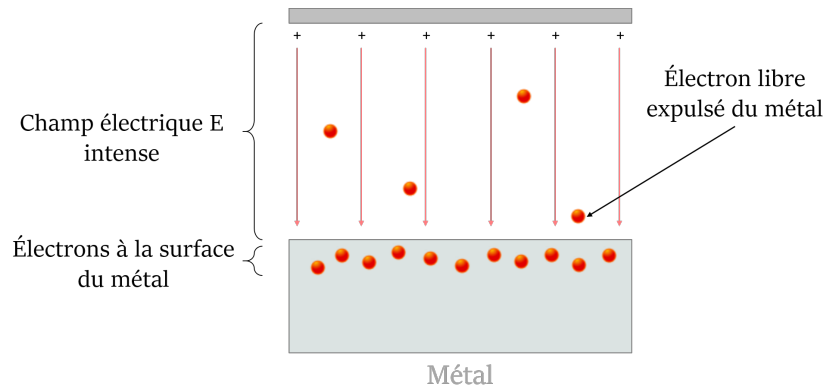


FIGURE 2.14 – Émission par effet de champ

### Effet Schottky

L'effet Schottky correspond à une combinaison entre l'émission thermo-électronique et l'émission par effet de champ. Initialement, l'énergie minimale requise est fournie par un apport de chaleur sur la cathode (émission thermo-électronique).

On applique alors un champ électrique. Si celui-ci est faible, il permet de déplacer les charges émises. Celles-ci ne restent pas devant la cathode et on augmente alors le nombre d'électrons émis. En appliquant un champ électrique plus important, on constate que c'est le travail de sortie nécessaire lui-même qui est abaissé (cf Figure 2.15).

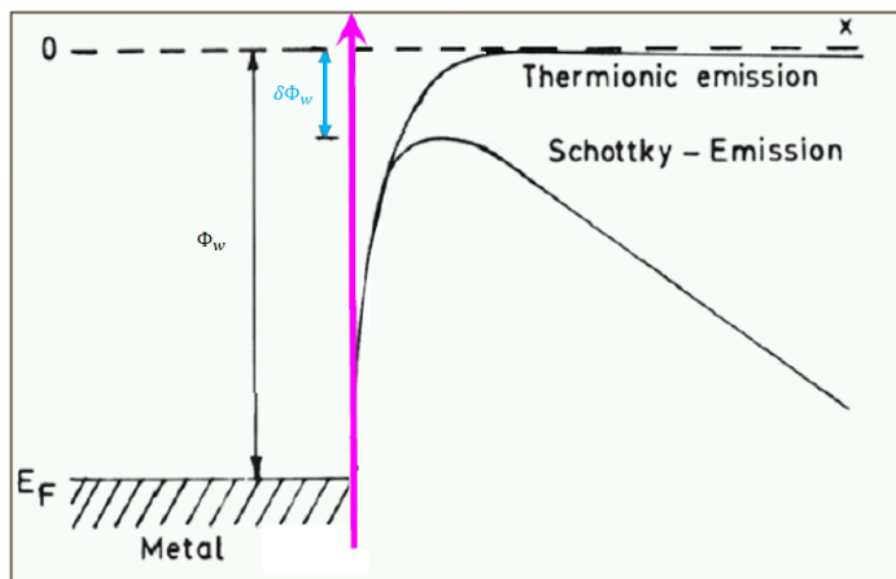


FIGURE 2.15 – Baisse du travail de sortie par effet Schottky

On a alors une densité de courant  $j$  fonction à la fois de la température  $T$  et du champ électrique  $E$  :

$$j = A_G T^2 e^{\frac{-e(\phi_w - \delta\phi_w)}{k_B T}} \quad (2.26)$$

Avec  $\delta\phi_w = \sqrt{\frac{q^3 E}{4\pi\epsilon_0}}$ .

À des valeurs très élevées de champ électrique, l'émission par effet de champ devient prédominante et la contribution de l'énergie thermique est amoindrie.

### Photoémission

La photoémission à partir de solides est un processus en deux étapes. Les électrons sont bombardés de photons, ce qui a pour effet de les faire passer dans des états d'énergie plus élevée. Sous l'effet de cette excitation, ils se déplacent alors vers la surface du solide et s'échappent dans le vide, comme illustré Figure 2.16.

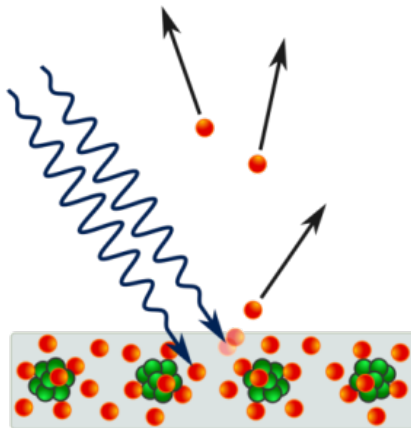


FIGURE 2.16 – Principe de la photoémission

### Émission explosive

L'émission explosive survient avec l'apparition d'un phénomène d'emballement thermique lié à la présence de protubérances microscopiques à la surface de la cathode de métal.

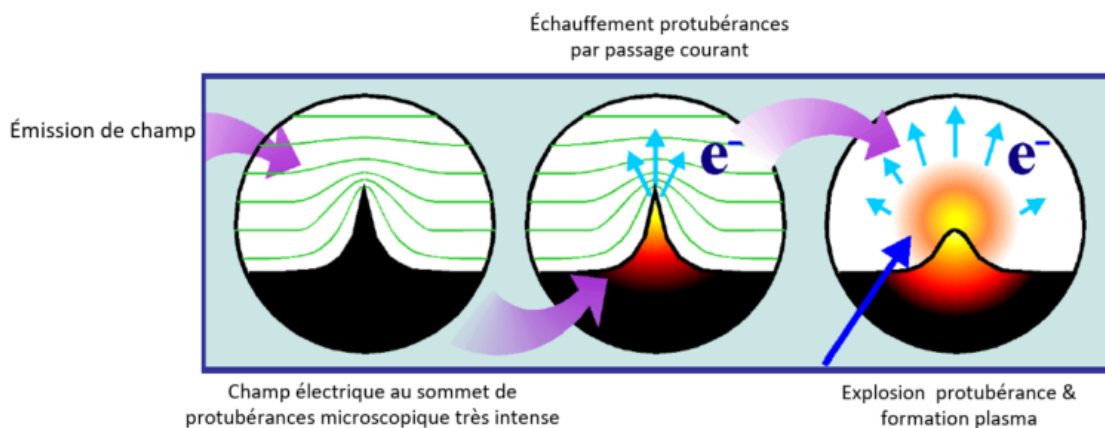


FIGURE 2.17 – Phénomène d'émission explosive

Initialement, l'apport d'énergie permettant l'émission électronique est assuré par la présence d'un champ électrique : on est dans la configuration de l'émission par effet de champ. Mais la présence de protubérances microscopiques à la surface du métal déforme les lignes de champ (cf Figure 2.17) : le champ n'est plus homogène et est très intense au sommet de la protubérance. L'émission électronique par effet de champ survient alors préférentiellement au sommet de la protubérance. Le passage des

électrons génère alors un échauffement du matériau. L'échauffement permet d'exciter d'autant plus les électrons et on assiste à un phénomène d'emballement : de plus en plus d'électrons sont émis au niveau de la protubérance, qui chauffe de plus en plus et excite de plus en plus les électrons. Finalement, la protubérance finit par exploser et on assiste à l'apparition d'un plasma.

### 2.3.2 Émission des diélectriques

#### Émission au point triple

Sur MI2 comme sur les axes 1 et 3 d'EPURE, la diode est constituée d'une cathode de velours (viscose synthétique). Cette dernière est composée de paquets de fibres diélectriques, pris dans une trame tissée, plaquée sur le conducteur. On s'intéresse donc aux phénomènes d'émission électronique des diélectriques.

Classiquement, les matériaux diélectriques sont utilisés en tant qu'isolant : ils sont alors supposés supporter des différences de potentiels importantes. La capacité d'un diélectrique à supporter une différence de potentiel dépend à la fois de ses propriétés (matériau, géométrie, traitement de surface, fixation aux électrodes), des caractéristiques de la tension appliquée (durée, mono ou multi impulsions, etc.) et l'historique d'utilisation de l'isolant. L'emploi de matériaux en tant qu'isolants a permis de mettre en lumière l'existence d'une zone vulnérable : le point triple, c'est-à-dire le point de jonction du conducteur, du diélectrique et du vide. De nombreuses études ont permis de montrer qu'en présence d'un champ électrique suffisamment intense, des électrons sont émis au point triple. Plusieurs auteurs montrent ainsi l'importance de l'influence de la géométrie de l'isolant sur le claquage.

Geis et al. [43] montrent le rôle du diélectrique dans l'augmentation du champ en faisant varier l'angle  $\theta$  du diélectrique (diamant), c'est-à-dire la portion de diélectrique constituant le point triple, comme l'illustre la Figure 2.18 : pour des valeurs de  $\theta < 25$  deg, le claquage de surface survient à des champs électriques relativement faibles (inférieure à 100 kV/cm).

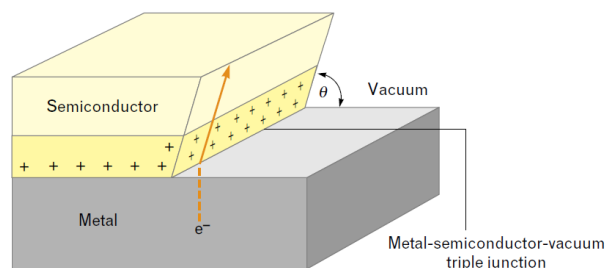


FIGURE 2.18 – Point triple métal-diélectrique-vide

Chung va également dans ce sens et montre que si l'angle de contact du diélectrique avec le conducteur est supérieur à celui du vide, le champ électrique est renforcé au point triple [44]. Il étudie également le point quadruple [45], c'est-à-dire le point de rencontre entre le conducteur, le diélectrique et 2 espaces de vide, comme illustré Figure 2.19. On peut considérer le point quadruple comme la combinaison de deux points triples. Il montre alors que, si le champ électrique peut être réduit au point triple, en fonction de l'angle de contact avec le métal, au point quadruple le champ électrique est renforcé dans tous les cas et de manière plus intense puisque le champ électrique au point quadruple est en effet le produit de l'augmentation du champ de chaque côté du diélectrique.

Plusieurs auteurs [46][47] constatent que les champs de claquage de surface sont également dépendant de la dimension de l'isolant. Des variations de la tension de claquage en fonction de la longueur de l'isolant ont été observées, ainsi qu'une dégradation des performances pour des isolants de grandes dimensions.

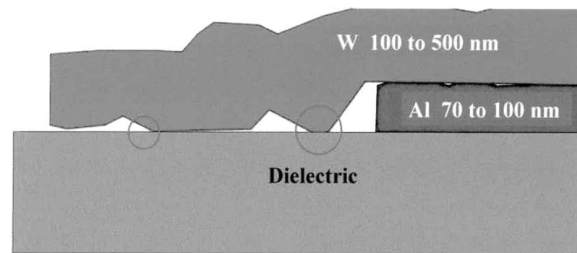


FIGURE 2.19 – Point triple (petit cercle) et point quadruple (grand cercle)

Schächter [48] montre, avec un modèle 2D, que la densité de courant émise par émission de champ au niveau de ce point triple est proportionnelle au coefficient diélectrique du matériau.

Farall et al. [49] montrent que des particules diélectriques à la surface d'électrodes en métal peuvent agir comme des centres d'émission électronique importants.

Ma et Sudurshan [50] montrent par ailleurs qu'un « simple » contact métal-diélectrique avec des cavités de vide entraîne également des claquages électriques.

En 2007, N.M. Jordan et al. [51] suggèrent que le phénomène d'émission du point triple pourrait également être à l'origine de l'émission électronique des cathodes froides, où une multitude de points triples seraient répartis à la surface de la cathode.

Ces mécanismes jouent donc certainement un rôle non négligeable dans le démarrage de l'émission électronique d'une cathode de velours ; mais si la communauté scientifique s'accorde globalement sur le mécanisme à l'origine de l'émission électronique des diélectriques (électrons émis au point triple), on observe des désaccords importants sur les détails permettant alors le développement de l'émission, résultant en un claquage le long de la surface de l'isolant.

Miller [52], Anderson [53], et Hawley [46] entre autres proposent des revues des différentes théories existantes et facteurs influents du mécanisme de claquage de surface. La partie suivante présente brièvement ces différentes théories.

### Avalanche d'émission électronique secondaire

La théorie la plus répandue est celle de l'avalanche d'émission électronique secondaire : les électrons, émis du point triple par effet de champ, dérivent vers l'anode tout en impactant la surface de l'isolant. Ces impacts produisent, par émission secondaire, davantage d'électrons, qui vont à leur tour entrer en collision avec l'isolant et générer une émission tertiaire d'électrons. Par effet cascade, on a l'apparition d'une émission électronique secondaire en avalanche (Secondary Electron Emission Avalanche ou SEEA) le long de la surface de l'isolant et très rapidement, un claquage électrique à cette surface.

De nombreuses expérimentations ont montré que la surface de l'isolant se charge positivement avant de s'embraser [54][55][56] : les électrons émis au point triple bombardent la surface de l'isolant et arrachent des électrons secondaires, provoquant la polarisation positive de la surface de l'isolant, ce qui impacte fortement le développement de l'avalanche d'électrons à la surface de l'isolant.

Le concept d'avalanche d'émission électronique secondaire est introduit en 1963 par Boersch et al., tel qu'illustré Figure 2.20 [57].

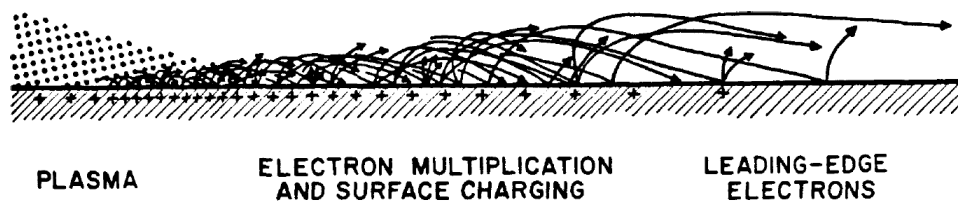


FIGURE 2.20 – Émission secondaire en avalanche selon Boersch et al.

Anderson complète ce modèle d'une hypothèse, selon laquelle le courant porté par les électrons participant à l'avalanche, est limité par la charge d'espace. Cela permet alors d'estimer la puissance délivrée à la surface de l'isolant.

En collaboration avec Brainard, ils proposent par la suite le mécanisme de claquage de surface suivant [58] (diélectrique en céramique), illustré Figure 2.21 :

- le diélectrique est normalement recouvert d'une couche de gaz adsorbés,
- les premiers électrons bombardant la surface de l'isolant désorbent une partie de ces gaz, formant ainsi un nuage qui est alors partiellement ionisé par les électrons,
- une partie des ions positifs résultant de ce phénomène dérivent vers la cathode et renforcent le champ électrique au point triple,
- l'émission électronique au point triple augmente et conséquemment le courant le long de la surface de l'isolant augmente également,
- très rapidement, un claquage survient le long de la surface de l'isolant.

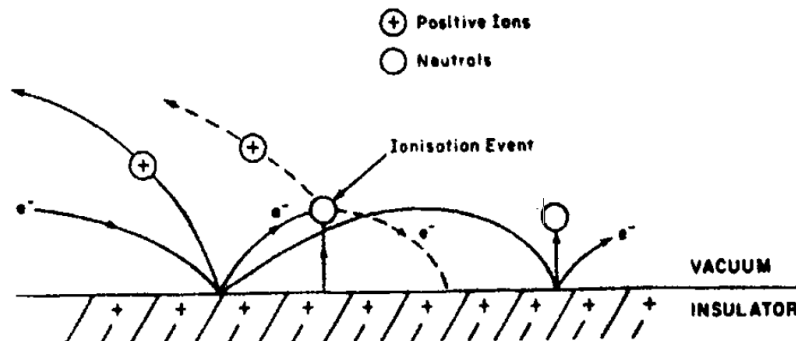


FIGURE 2.21 – Processus d'ionisation des molécules de gaz désorbées de la surface de l'isolant

Anderson et Brainard se basent également sur ce modèle pour prédire le délai entre l'application d'une impulsion de tension et l'apparition du claquage de surface : pour des impulsions de quelques nanosecondes, ils déduisent un délai proportionnel à l'inverse du carré du champ électrique appliqué.

Expérimentalement, ils observent que, pour des impulsions de l'ordre de la nanoseconde, le délai avant le claquage de surface suit bien leurs prédictions. En revanche, pour des impulsions plus longues, comme l'illustre la Figure 2.22, le champ électrique suffisant à l'apparition d'un claquage de surface apparaît bien moins dépendant de la longueur de l'impulsion [58].

Ils attribuent cela aux ions impliqués dans le mécanisme de claquage. Une augmentation de la durée de l'impulsion implique en effet la production de davantage d'ions positifs, qui par l'effet du champ électrique, sont attirés vers la cathode :

- si la durée de l'impulsion est inférieure au temps de transit des électrons dans le gap, alors les ions s'accumulent de plus en plus sur ou à proximité de la surface du diélectrique, ce qui a pour effet d'abaisser le champ électrique nécessaire au claquage,



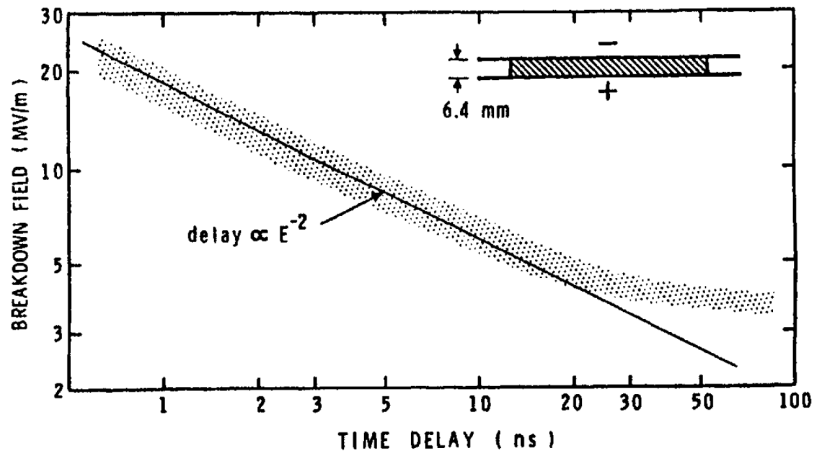


FIGURE 2.22 – Relation entre le délai d'apparition du claquage de surface et le champ électrique appliqué (diélectrique PMMA,  $d = 6,4$  mm)

— à l'inverse, lorsque la durée de l'impulsion devient suffisamment longue pour que les ions traversent le gap au même rythme que de nouveaux ions sont produits, alors l'accumulation d'ions est fortement réduite et leur présence n'abaisse pas davantage la tension de claquage.

Au-delà d'une certaine durée d'impulsion, on a donc un plafonnement de la quantité d'ions positifs dans le gap, conduisant à une stabilisation du champ électrique nécessaire à la survenue d'un claquage de surface.

Dans le cas d'impulsions de tension bipolaires (impulsions carrées alternatives) [59], la relation proportionnelle au carré du champ électrique reste valide pour des durées d'impulsions de plusieurs centaines de nanosecondes. Il s'agit d'une conséquence de la tension alternative qui fait osciller certains ions, les maintenant dans le gap pour un temps plus long que le temps de transit dans le cas d'une tension unidirectionnelle. Ainsi les charges positives continuent à s'accumuler dans le gap, faisant baisser la tension de claquage.

Plus tard, Pillai et Hackam reprennent le modèle d'Anderson et Brainard et émettent l'hypothèse que l'embrasement survient si le produit de la densité du gaz désorbé (fonction du champ appliqué) et de la longueur de l'isolant dépassent une certaine valeur critique  $M_{cr}$  [60]. Avec ce modèle, Pillai et Hackam donnent une tension d'embrasement qui varie en fonction de la racine carrée de la longueur de l'isolant (mais qui ne considère pas le champ électrique appliqué).

Cross [61] formule une hypothèse similaire, sans être toutefois identique : dans ce modèle, le claquage de surface est déclenché par l'émission d'une nuée d'électrons au point triple, qui bombardent l'isolant et chargent négativement les zones successives de l'isolant, amenant les électrons suivants à bombarder l'isolant de plus en plus près de l'anode. Ce processus se poursuit jusqu'à ce que les électrons atteignent l'anode. À ce stade, la présence de gaz excité entre la cathode et l'anode permet l'apparition d'un claquage à la surface de l'isolant.

À partir de ce modèle, Nevrovsky suggère que la cascade d'électrons d'une SEEA peut se diviser en deux parties :

- une région à proximité de la surface, où des électrons de basse énergie génèrent des électrons secondaires, chauffent la surface et causent la désorption thermique de gaz,
- une région éloignée de la surface, où les électrons sont suffisamment énergétiques pour ioniser les gaz désorbés.

### Ionisation de gaz désorbés

Plusieurs chercheurs ont présenté des mécanismes d'émission électronique différent de la SEEA pour expliquer le processus de développement d'un claquage de surface.

Bugaev et al. estiment que le claquage se produit dans la couche de gaz désorbés : les électrons émis au point triple induisent une émission secondaire, qui désorbent des molécules de gaz à la surface de l'isolant, conduisant à la formation d'un plasma et donc à un claquage. Dans cette théorie, l'avalanche d'électrons se produit dans la couche de gaz et non pas à la surface de l'isolant.

Avdienko et Malev [47] considèrent également que l'élément déclencheur du claquage des isolants de forte résistivité ( $\rho \geq 10^{13}$  ohm-cm) est un claquage survenant dans la couche de gaz désorbés. Cependant, ils suggèrent que, en présence de champ uniforme, les électrons primaires émis au point triple se déplacent approximativement parallèlement à la surface de l'isolant, y désorbant suffisamment de molécules de gaz pour activer le processus. Dans les champs non uniformes, la SEEA peut être nécessaire, mais seulement pour produire une charge positive à la surface, qui soit suffisante pour que les électrons bombardent la surface et désorbent ainsi les gaz.

Concernant les isolants de résistivité modérée ( $\rho \geq 10^{12}$  ohm-cm) soumis à des impulsions de tension longues ( $> 1$  ms) Avdienko et Malev expliquent alors le claquage par une rupture thermique dans une couche de l'isolant : pour ce type de claquage de surface, la présence de gaz désorbés n'est alors pas nécessaire.

### Mécanismes internes à l'isolant

Certains mécanismes de claquage de surface suggérés ont pour origine des phénomènes se produisant dans les couches internes de l'isolant.

Ainsi, pour Watson [62], les électrons sont émis depuis les couches sous-surfaciques du diélectrique, par émission thermo-électronique, à une vitesse dépendant du carré du champ électrique appliqué. Cela mène à la charge positive de la surface de l'isolant, attirant d'autres électrons qui vont à leur tour bombarder la surface de l'isolant et, par émission secondaire, mener au claquage de surface.

Un autre mécanisme suggéré par Vigouroux et al. est la propagation d'électrons dans la bande de conduction d'un isolant soumis à un champ électrique [63][64]. D'après ce modèle, les électrons acquièrent de l'énergie cinétique et subissent alors des collisions inélastiques, générant une cascade d'électrons le long de la surface de l'isolant (mais à l'intérieur de celui-ci). Une fraction de ces électrons est émise dans le vide et, soumise au champ électrique, attirée vers l'anode. La cascade d'électrons ayant lieu sous la surface crée des trous dans la bande de valence de l'isolant, menant à la charge positive de la surface de l'isolant. La cascade d'électrons stimule aussi la désorption de gaz, initialement adsorbés proche de la surface. Finalement, le claquage de surface survient à la surface de l'isolant, dans la couche de gaz désorbés, comme pour les modèles cités précédemment.

Un mécanisme similaire, basé sur une ionisation par collision survenant dans une des couches de la surface de l'isolant, est présenté par Jaitly et Sudarshan [65]. Ioniser des particules dans un matériau diélectrique nécessite normalement des champs électriques beaucoup plus élevés que ceux pour lesquels on observe des claquages de surface ; ils font alors la supposition que, l'interface vide-isolant représentant une discontinuité dans la structure de l'isolant, les mécanismes de conduction dans les couches à sa surface diffèrent de ceux dans le corps du matériau. La conduction dans une fine couche de la surface est alors facilitée par la présence de défauts, liaisons non saturées, trous, etc. permettant que le processus d'ionisation démarre, pour un champ électrique inférieur à ce qui serait nécessaire pour les couches internes de l'isolant. Comme l'ensemble des modèles présentés, leur théorie postule que, pour des tensions suffisamment importantes, des charges sont produites au point triple de la cathode. Le matériau ayant une

conductivité très faible, une charge d'espace négative apparaît à la cathode. La fine couche sous-surfacique ayant une conductivité plus élevée, la majorité du courant généré à la cathode passe donc dans cette couche et l'ionisation par collision produit alors des charges positives dans cette couche. Plus le champ électrique augmente, plus le processus d'ionisation s'accroît, renforçant le champ au point triple. Alors le processus électron / ionisation par collision devient régénératif, jusqu'à ce qu'un seuil soit atteint, auquel on a la formation d'un plasma hautement conducteur, causant un claquage.

Tous les modèles supposant une cascade d'électrons sous-surfacique dépendent donc vraisemblablement des effets liés à l'interface vide-diélectrique qui modifierait les propriétés du diélectrique à sa surface.

Blaise et Le Gressus assument également la présence d'une cascade d'électrons sous-surfacique [66][67]; en revanche, ils considèrent que, bien que ce phénomène soit essentiel à l'initiation d'un claquage de surface, il joue par la suite un rôle mineur dans son développement. Ils attribuent le mécanisme à l'origine du développement du claquage à un détachement rapide de charges en une multitude de points locaux, menant à la polarisation des couches de la surface de l'isolant.

Il est très probable qu'aucune des théories présentées ici ne permette d'expliquer tous les cas de claquage de surface; en revanche, en fonction des conditions expérimentales mises en œuvre, il est pertinent d'imaginer qu'un mécanisme particulier domine le processus d'un claquage de surface. Dans ce travail de thèse, le diélectrique d'intérêt est le velours constituant la cathode de la diode. La partie qui suit détaille les études menées sur le cas particulier de l'émission électronique des cathodes de velours.

## 2.4 Émission électronique du velours

### 2.4.1 Le processus d'émission

Comme mentionné précédemment, la cathode est constituée de fibres regroupées par paquets et prises dans une trame tissée. Ces paquets de fibres sont approximativement perpendiculaires à la trame et sont répartis de manière homogène.

Plusieurs études ont montré que le début de l'émission électronique d'une cathode de velours se fait en même temps que l'apparition d'une gaine de plasma sur le velours. L'apparition de cette gaine est attribuée à un claquage de surface le long des fibres du velours [4][68] lors de l'application d'un champ électrique dans la diode.

Krasik montre que plus le temps de montée du champ électrique  $dE/dt$  est rapide, plus « l'allumage » de la diode et le début de l'émission sont rapides et plus le faisceau formé est homogène [68]. Le courant extrait est également plus important pour un  $dE/dt$  élevé.

R. Miller [4] propose le modèle d'émission par une cathode de velours suivant (cf Figure 2.23) :

- (0) Un champ électrique intense  $E$  est appliqué, polarisant les fibres du velours.
- (1) Lorsque le champ  $E$  dépasse un certain seuil, un claquage de surface le long des fibres du velours survient et une colonne de plasma apparaît le long des fibres.
- (2) Le champ électrique induit l'extraction des électrons de la surface et un faisceau d'électrons, limité par la charge d'espace, se forme.
- (3) Le courant s'établissant ainsi chauffe le plasma.
- (4) Le plasma s'expand, selon une vitesse proportionnelle à sa température.
- (5) Le plasma continue s'étend à toute la surface du velours et dans le gap (espace anode-cathode).

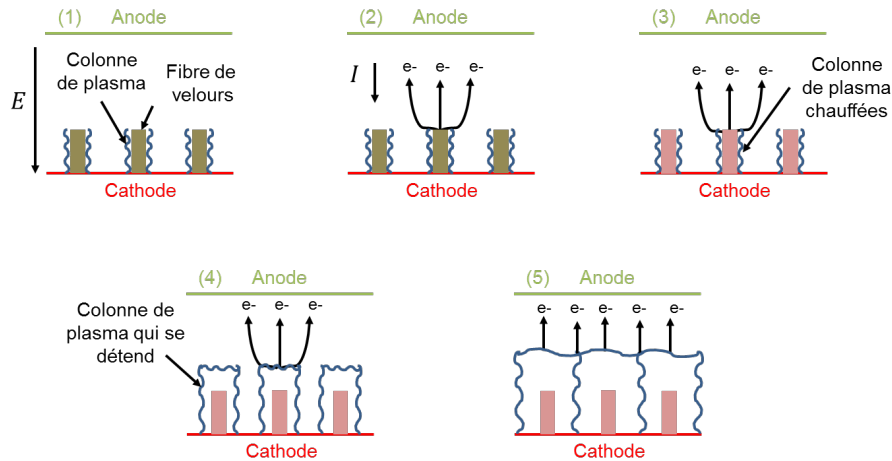


FIGURE 2.23 – Processus d'émission électronique du velours selon R.B. Miller

Krasik illustre également ce mécanisme de claquage de surface [69] en imageant le claquage d'une fibre diélectrique en carbone soumise à un champ électrique de 23 kV/cm. Sur la Figure 2.24 on observe l'allumage de la fibre sur toute sa longueur pendant toute l'impulsion.

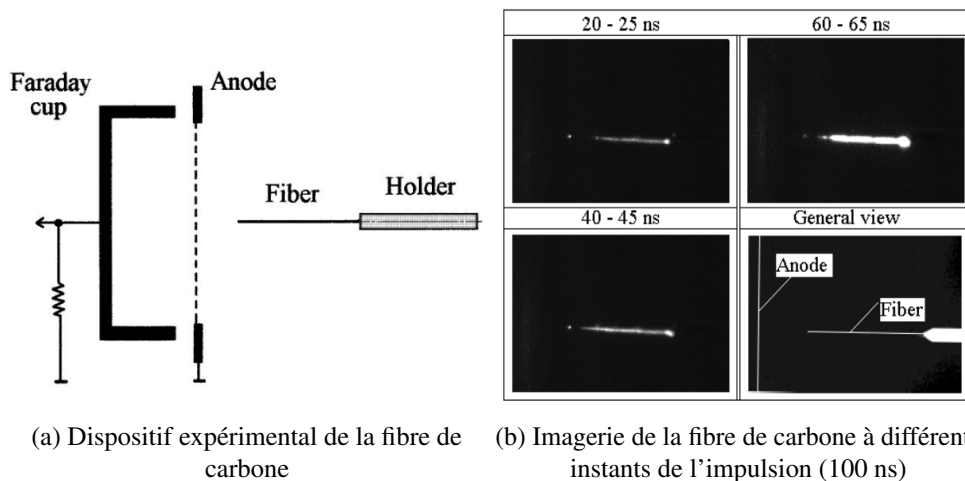


FIGURE 2.24 – Émission électronique d'une fibre de carbone

Dans [68], Krasik estime l'énergie qui serait déposée dans la fibre par effet Joule à environ 15 mJ et l'énergie nécessaire à l'évaporation de la fibre à 1 mJ. Or la même fibre étant utilisée pendant plus de 1000 essais sans aucun dommage visible, Krasik corrobore l'hypothèse de Miller et conclut que l'émission d'électrons est faite à partir du plasma, résultant du claquage de surface.

## 2.4.2 Le plasma de cathode

### Motif d'émission en spots

L'idée générale du fonctionnement de l'émission d'une cathode de velours est donc que le plasma se forme rapidement, ce qui fournit la mer d'électrons pour un flux limité par la charge d'espace.

L'imagerie optique de la cathode a montré la présence de zones, en forme de spots, plus lumineuses [70][68][5][71].

Pour Krasik [68], Saveliiev [72] ou Houck [70], ces points lumineux sont des points d'émission discrets sur la surface du velours et indiquent donc des chemins de conduction des électrons, depuis la

base métallique jusqu'au velours.

D'après Krasik et Houck, plus ces spots apparaissent rapidement, sont nombreux et uniformément répartis à la surface du velours, meilleure est la qualité du faisceau ainsi formé [68][8].

Les expérimentations de Houck et Coleman, illustrées sur les Figures 2.25 et 2.28, permettent d'observer un fond lumineux sur toute la cathode, laissant penser qu'une gaine de plasma recouvre tout le velours.

Dans tous les cas, la localisation de ces spots lumineux est globalement très reproductible d'un faisceau à l'autre, comme le montre Houck [70] : pour 4 faisceaux générés avec la même cathode dans les mêmes conditions, on observe sur la Figure 2.25 une très bonne reproductibilité du motif de spots sur la cathode.

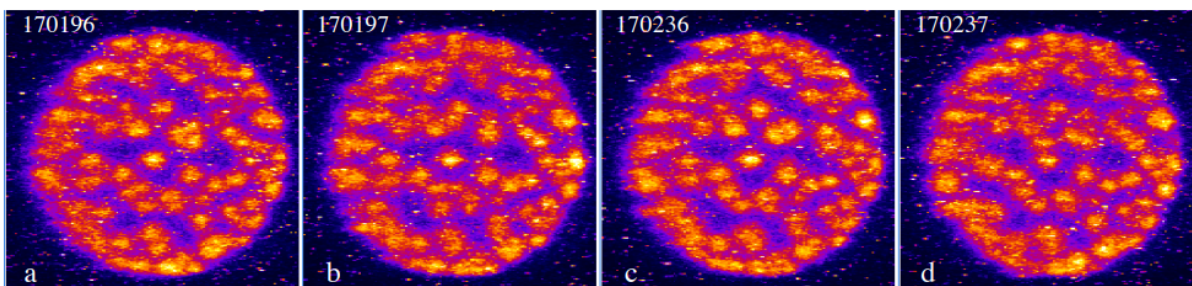


FIGURE 2.25 – Reproductibilité du profil de la cathode - 4 images de cathode, exposition 10 ns, délai de déclenchement 170 ns

Pour Houck, les électrons formant le faisceau viennent du conducteur métallique sur lequel est fixé le velours. Il formule alors l'hypothèse suivante expliquant la reproductibilité du motif de spots [70] :

- lors des premières utilisations de la cathode, les électrons sortant du métal doivent se frayer un chemin à travers l'adhésif (entre le métal et le velours), puis le velours, avant d'être éjectés dans l'espace  $d_{AK}$  : ils creusent ainsi des passages dans la matière,
- des « voies privilégiées » apparaissent alors, qui seront empruntées par les électrons suivants,
- la légère dispersion d'emplacement des spots observés d'un faisceau à l'autre est quant à elle liée aux nombreuses petites ouvertures du velours (espacement entre les fils) : la position d'un spot peut ainsi légèrement varier en fonction des conditions locales et du champ électrique à la surface du velours.

Ainsi, la répartition spatiale des électrons dès leur émission serait impactée par le choix de l'adhésif. Houck s'appuie notamment sur les résultats de Krasik, qui obtient un profil de cathode très uniforme, constitué d'une multitude de petits spots (cf Figure 2.26) en utilisant du velours collé avec une colle époxy conductrice chargée d'argent [5].

Cette hypothèse se heurte néanmoins à nos observations : sur nos accélérateurs à induction, aucun adhésif n'est utilisé entre le métal et le velours. Celui-ci est simplement plaqué sur le métal et maintenu en place par une bague. Les études optiques réalisées montrent pourtant la même reproductibilité de l'emplacement des spots de plasma.

Saveliev produit quant à lui des motifs d'émission spécifiques (cf Figure 2.27) en établissant des chemins de conduction à travers le velours [72].

Coleman [71] montre que plus la tension appliquée à la diode est élevée, plus l'intensité lumineuse des spots ainsi que le courant extrait augmentent, comme l'illustre la Figure 2.28.

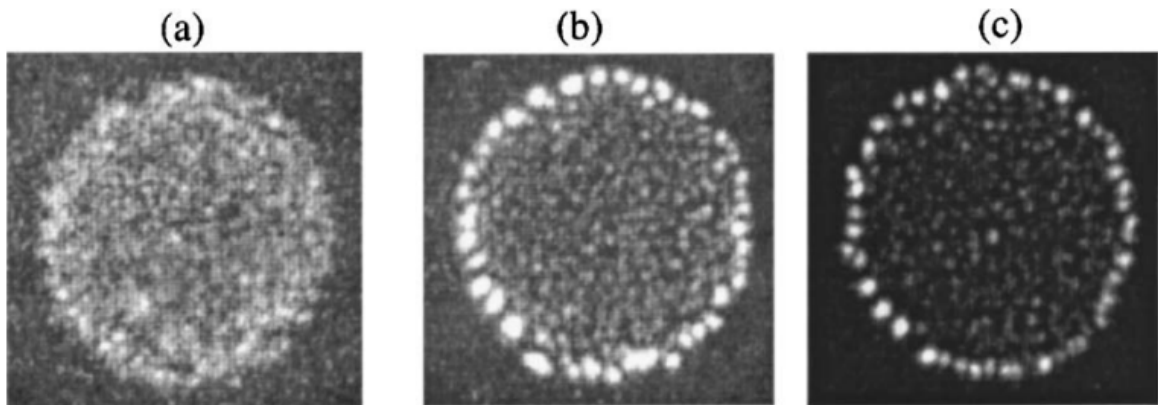


FIGURE 2.26 – Imagerie optique avec un velours collé à l'époxy chargée d'argent  
(a) délai  $\tau_d = 30$  ns, (b)  $\tau_d = 250$  ns, (c)  $\tau_d = 400$  ns

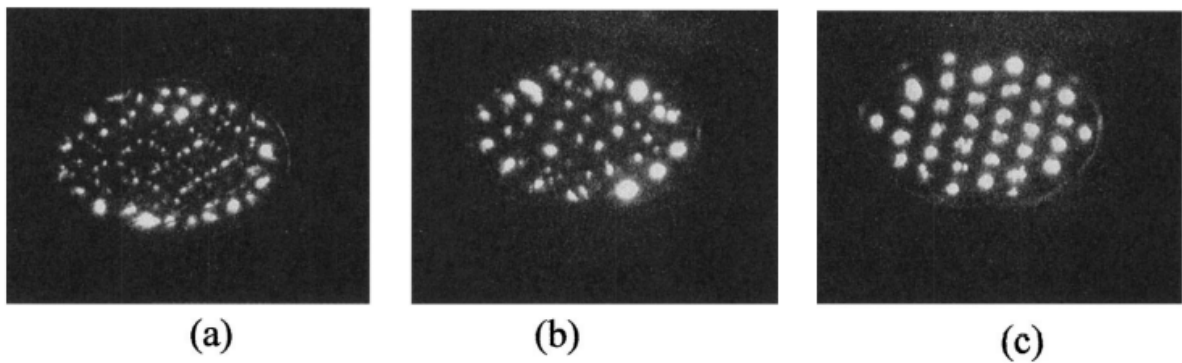


FIGURE 2.27 – Imagerie optique d'une cathode de velours avec motifs d'émission spécifiques  
(a) grille de fils enfouis aux racines des fibres (b) aiguilles métalliques (c) masque en métal perforé

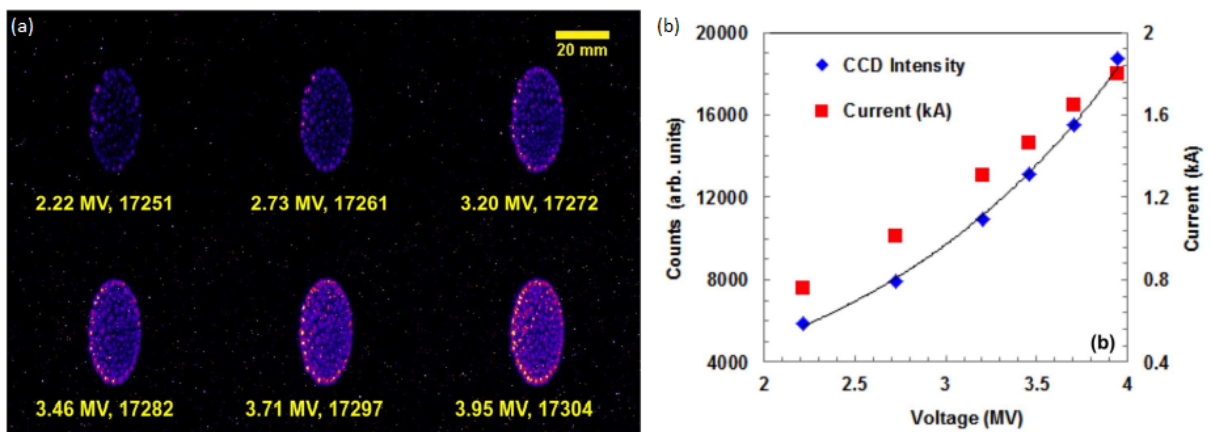


FIGURE 2.28 – (a) Imagerie optique de la cathode de velours pour différents niveaux de tension, exposition 10 ns à mi-impulsion  
(b) Intensité lumineuse sur la cathode en fonction de la tension et du courant

Sur la machine américaine FXR le diamètre des spots est estimé entre 2 et 2,5 mm [70][73].

Notons également que l'emplacement des spots est influencé par la charge d'espace. En effet, lorsqu'une touffe de velours/bulle de plasma se met à émettre, les électrons émis induisent un champ de charge d'espace à proximité. Avec l'action de la répulsion coulombienne, les touffes de velours environnantes ne peuvent donc pas émettre à leur tour des électrons, ce qui implique une distance minimale entre 2 spots d'émission électronique.

### Détente du plasma

Lorsque la densité de courant extraite  $j$  est élevée ou lors d'une impulsion longue, il a été expérimentalement observé que la gaine de plasma formée se détend et avance dans l'espace inter-électrodes [74][75].

Krasik, Xia, Coleman ou encore Yang considèrent que la dynamique du plasma est fortement corrélée à la densité de courant, le champ électrique et la température [5][74][75][76].

La méthode la plus courante pour étudier l'évolution temporelle du plasma de cathode consiste à comparer la pervéance de la diode avec une modèle 1D basé sur la loi de Child-Langmuir.

Dans [76], Coleman définit la pervéance de la diode par :

$$K = \frac{4\epsilon_0}{9} \sqrt{\frac{2e}{m}} \quad (2.27)$$

En supposant un faisceau relativiste dominé par la charge d'espace, la distance anode-cathode en fonction du temps,  $z(t)$  s'exprime alors par :

$$z(t) = \sqrt{\frac{K\pi r^2 V(t)^*}{I(t)}} \quad (2.28)$$

avec  $r$  le rayon de la cathode. La puissance appliquée à  $V(t)$  est exprimée par \* car dans le modèle développé par Coleman *et al.*, sa valeur oscille entre 1,3 et 1,4, avec  $\langle * \rangle = 1.3473$ .

On détermine alors la vitesse d'expansion du plasma par la dérivée temporelle de  $z(t)$  :

$$v(t) = \frac{dz(t)}{dt} \quad (2.29)$$

A travers ces formules, Coleman met en avant que la vitesse d'expansion de plasma est fortement dépendante du courant de faisceau, de la tension de diode ainsi que du temps de montée de l'impulsion de tension. Expérimentalement, il détermine une vitesse d'expansion du plasma  $< 10 \text{ cm}/\mu\text{s}$  [76].

Pour une émission limitée par la charge d'espace (loi de Child-Langmuir), Yang et ses collaborateurs [74] donnent la vitesse d'expansion du plasma selon la relation suivante :

$$v(t) = \frac{Kd_0 - R_0}{t(K+1)}, \quad K = \sqrt{\frac{I}{2,34 \times 10^{-6} \pi U^{3/2}}} \quad (2.30)$$

avec  $I$  le courant dans la diode,  $U$  la tension de diode,  $d_0$  la distance anode-cathode initiale et  $R_0$  le rayon de la cathode. Ils donnent ainsi une vitesse d'expansion du plasma d'une cathode de velours à environ  $8 \text{ cm}/\mu\text{s}$ .

Coleman réalise en 2015 une étude [76] de la cathode de velours de la machine DARHT-1, comparant imagerie optique de la cathode et simulations PIC. En imageant l'espace AK pendant l'émission (temps d'exposition de 20 ns à 8 moments différents de l'émission, de la montée en tension à la fin de l'émission), il apparait que le plasma se trouve bien sur la cathode et ne déborde pas des 2,5 mm de retrait entre le velours et le support de cathode. Il montre ainsi que malgré une vitesse d'expansion du plasma rapide ( $\sim$

0,59 cm/ $\mu$ s), le plasma ne s'expand pas plus que sur 2 ou 3 mm. Il montre également par la simulation que moins le plasma est dense, plus il s'expand rapidement.

Sur l'axe 1 d'EPURE, la vitesse d'expansion du plasma est estimée à 0,53 cm/ $\mu$ s [77].

### Émission en régime multi-impulsions

En mode mono-impulsion, compte-tenu de la durée d'impulsion, l'effet de la détente du plasma est imperceptible [75]. En revanche, la détente du plasma devient non négligeable en mode multi-impulsions.

La présence de la gaine de plasma se maintient en effet pendant plusieurs microsecondes après l'impulsion. En réalisant des images de la cathode après un tir sur FXR, T.L. Houch montre que le plasma se maintient à la surface du velours plus d'une microseconde après la fin de l'impulsion [70]. Coleman mesure quant à lui un maintien du plasma de 9  $\mu$ s dans [76].

Le plasma étant globalement neutre, lorsque celui-ci avance dans l'espace anode-cathode, on assiste à la décroissance du gap effectif [6] et le champ électrique à la surface du velours n'est plus uniforme [75]. Or comme le montre l'équation de Child-Langmuir, le courant extrait est inversement proportionnel au carré de  $d_{AK}$  et une variation de quelques millimètres a alors un impact non négligeable sur la densité de courant extrait. Si on souhaite retrouver les mêmes conditions que lors de la première impulsion, on doit alors attendre que le plasma se dilue, ce qui fait chuter la fréquence de répétition maximum entre 2 impulsions [6][76].

Dans le cadre de faisceaux émis à des intervalles allant de 80 ns à 2  $\mu$ s, le plasma affecte donc les conditions d'émission électronique et par conséquent la dynamique du second faisceau.

Xia et ses collaborateurs calculent une vitesse d'expansion du plasma entre 2 impulsions inférieure à 4 cm/ $\mu$ s [75].

Lors des premières expérimentations de double impulsion sur le prototype d'injecteur ATA, G. Westenskow *et al.* estiment que les effets du plasma de cathode sur la seconde impulsion sont minimes et diminuent largement après 400 ns [6].

Cependant, cette conclusion est contredite par une étude plus récente, menée par R. Delaunay *et al.* [7] qui montrent que la gaine de plasma se détend d'autant plus que le délai inter-impulsions est important, affectant la valeur du courant transporté par un second faisceau pour des délais allant de 0.5 à 3  $\mu$ s. L'évolution de la variation de courant résultant de la détente du plasma, en fonction du délai inter-impulsions, est présentée Figure 2.29.

Ils observent néanmoins que l'expansion de la gaine de plasma reste inférieure à 1 mm pour un délai de 3  $\mu$ s et estiment une vitesse moyenne d'expansion du plasma à 0,025 cm/ $\mu$ s, bien inférieure aux vitesses estimées dans de précédentes études.

### 2.4.3 Influence de la position de la cathode

On observe un autre phénomène cause d'instabilité et de l'augmentation de la composante radiale d'un faisceau : l'effet de bord.

Le courant extrait est proportionnel au champ électrique total à la surface de la cathode. Ce champ électrique total est l'addition du champ électrique « externe », appliqué à la cathode et du champ électrique induit par la charge d'espace des électrons (de signe opposé). Au centre de la cathode, le champ électrique externe est écranté par la charge d'espace des électrons environnant et le champ électrique total est donc dominé par l'effet de charge d'espace. Il en résulte un champ électrique total plus faible à l'intérieur



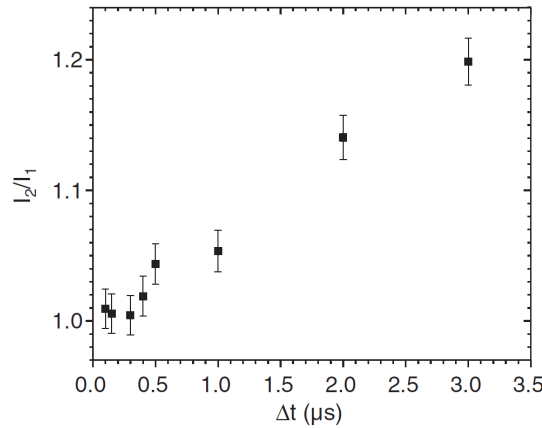


FIGURE 2.29 – Variation du rapport entre le courant du second faisceau  $I_2$  et celui du premier  $I_1$  en fonction du délai inter-impulsions  $\Delta t$

du faisceau qu'à l'extérieur. Vers les bords de la cathode, l'écrantage du champ externe dû à la charge d'espace des autres électrons est moins prononcé et la contribution de la charge d'espace au champ électrique total est donc moins importante. Pour un velours positionné sur le même plan que son support (on parle de velours affleurant, cf Figure 2.30a), on a ainsi, aux bords du faisceau, une discontinuité du champ électrique entre le vide environnant et le faisceau [78][77]; le champ électrique sur les bords du faisceau est plus important, entraînant un courant extrait plus élevé et par l'effet de la répulsion coulombienne, une trajectoire divergente.

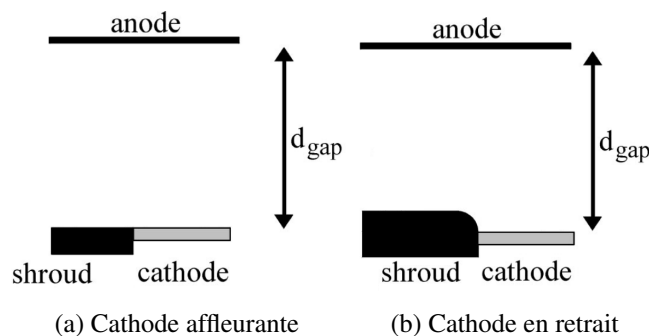


FIGURE 2.30 – Schéma de l'espace anode-cathode pour une cathode (a) affleurante (b) en retrait

Plusieurs auteurs ont montré que l'on peut compenser la divergence du faisceau en agissant sur la position du velours par rapport au support de la cathode [78][70].

Houck montre, par la simulation, l'impact de l'effet de bord sur la divergence du faisceau [70]. En effet, comme l'illustre la Figure 2.31, le déplacement de la surface de velours par rapport au support de cathode a un effet important sur le faisceau. Houck constate ainsi que le rayon du faisceau simulé est plus grand et le courant transporté plus important lorsque le velours est avancé d'1 mm par rapport au support. Le faisceau ainsi émis est très divergent ce qui conduit à des pertes et du bruit, une partie du faisceau allant heurter le conduit de l'anode.

Lorsque le velours est affleurant, le faisceau généré est toujours divergent, mais le rayon diminue et le faisceau ne subit pas de perte dans le conduit de l'anode.

Lorsque le velours est en retrait d'1 mm par rapport au support (tel qu'illustré Figure 2.30b), l'effet de bord est atténué, générant un faisceau mieux ordonné, bien que transportant une densité de courant moindre.

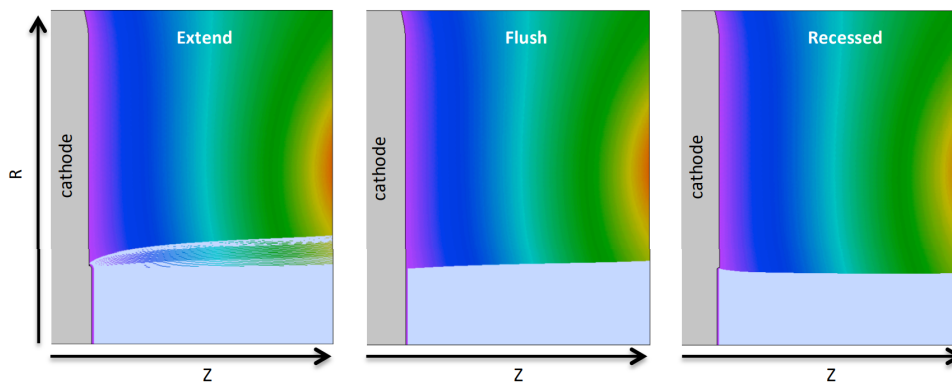


FIGURE 2.31 – Simulation d’un faisceau généré par une cathode de velours en fonction de la position du velours

Plewa *et al.* montrent très bien l’effet de bord et l’impact de la position du velours sur le profil de courant extrait dans [77]. La Figure 2.32 montre la densité de charge portée par le faisceau en fonction de  $x$  pour différentes valeurs de retrait. En augmentant le retrait, on fait donc diminuer le champ électrique aux bords de la cathode, ce qui réduit le rayon du faisceau ainsi que l’émission radiale sur les bords.

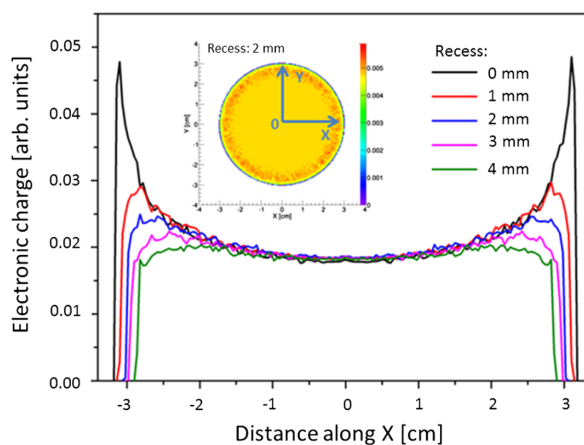


FIGURE 2.32 – Profil spatial du faisceau d’électrons à la cathode pour différentes valeurs de retrait

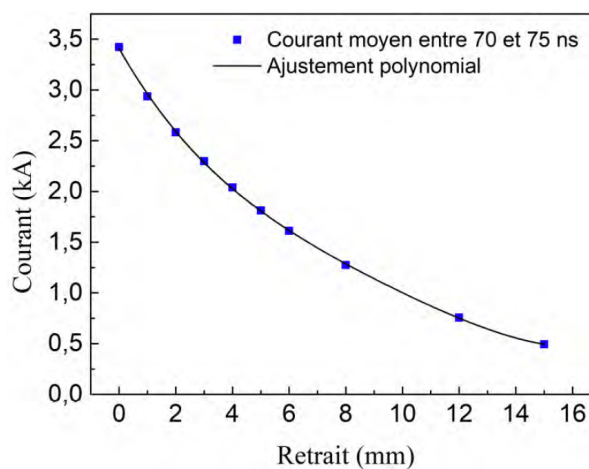


FIGURE 2.33 – Courant en fonction du retrait du velours

A partir de leurs mesures (cf Figure 2.33), ils proposent également le polynôme d'ordre 4 suivant pour déterminer l'évolution du courant en fonction du retrait (où  $I$  est exprimé en kA et le retrait en mm) :

$$I = 3408,08 - 491,40(\text{retrait}) + 47,76(\text{retrait})^2 - 3,07(\text{retrait})^3 + 0,08(\text{retrait})^4 \quad (2.31)$$

Visuellement, l'effet de bord se matérialise par un cercle externe de spots plus intenses (particulièrement visibles sur les figures 2.26(b), Figure 2.26(c) et 2.28(a)). Saveliev montre [72] que la distance entre ce cercle de spots plus intenses et le bord de la cathode,  $\Delta R$ , diminue lorsque le champ électrique dans la diode augmente, puis se stabilise autour d'environ 2 ou 3 mm (cf Figure 2.34).

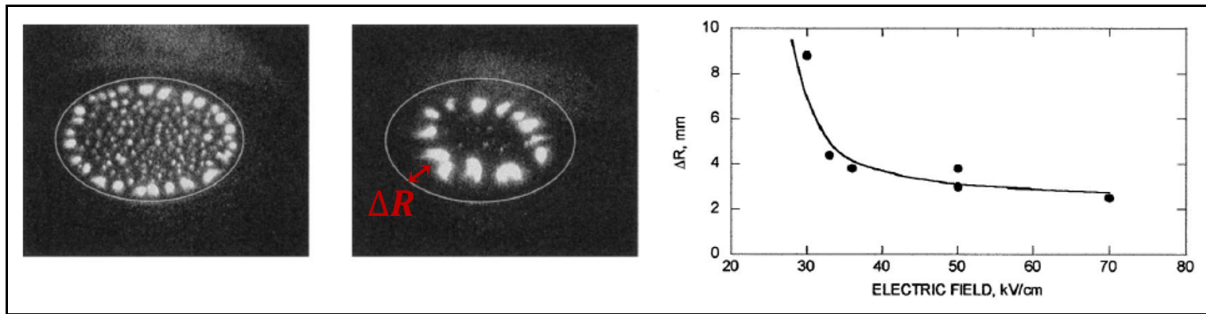


FIGURE 2.34 – Effet de bord et  $\Delta R$  en fonction du champ électrique dans la diode pour un retrait  $r = 0,5$  mm

Sur EPURE comme MI2, afin de compenser l'effet de bord tout en maximisant le courant extrait, la cathode de velours a été positionnée en retrait de 2 mm par rapport à son support.

## 2.5 Enjeux et conclusion

Ainsi, les propriétés des faisceaux émis sont directement liées aux conditions électromagnétiques à la cathode. La compréhension et la maîtrise de la dynamique d'un faisceau d'électrons dès son émission est un enjeu majeur afin de pouvoir produire et acheminer jusqu'à la cible de conversion deux faisceaux d'électrons aux propriétés adéquates.

Ce travail de thèse s'inscrit dans les études prospectives pour le développement d'un axe radiographique multi-temps sur EPURE. Les enjeux concernent ici l'étude de l'évolution de l'émittance en sortie d'injecteur (dite émittance native) entre deux faisceaux.

La nature particulière de ces faisceaux nécessite l'utilisation d'outils numériques capables de reproduire les forces auto-induites et les conditions rencontrées à la surface émissive, pour simuler la dynamique du faisceau et ainsi améliorer notre compréhension des phénomènes survenant à l'émission électronique du velours en régime multi-impulsions.

Pour permettre au lecteur une meilleure compréhension des conditions de production des données expérimentales et simulées employées dans la suite du manuscrit, le moyen expérimental et l'outil de simulation numérique employés dans cette thèse sont donc présentés dans le Chapitre 3.

Différentes méthodes de modélisation seront présentées et discutées dans le Chapitre 4, afin de justifier la nécessaire prise en compte du caractère discret de l'émission électronique d'une cathode de velours pour obtenir un bon accord entre les données expérimentales et simulées.

L'étude des différents paramètres géométriques d'une surface émissive discontinue sera réalisée dans le Chapitre 5. Cette étude permettra d'identifier comment influent ces paramètres sur les caractéristiques

du faisceau émis et ainsi de guider la modélisation des faisceaux expérimentaux.

Finally, le Chapitre 6 présentera la modélisation des deux faisceaux expérimentaux et l'émittance associée. L'analyse critique des résultats de cette étude permettra de proposer un modèle de phénoménologie à l'origine de l'évolution de l'émittance entre les deux faisceaux d'électrons et de présenter les applications issues de ce travail.



## Du moyen expérimental à l’outil de simulation

### 3.1 Introduction

Le Mini-Injecteur à Induction (MI2) est un générateur de Haute Puissance Pulsée (HPP) développé au CEA CESTA dans le cadre des études prospectives menées par le CEA DAM pour le développement d’un axe radiographique multi-temps. Pour être représentatif du besoin d’un injecteur aux dimensions d’AIRIX, les caractéristiques des impulsions électriques doivent permettre d’extraire la même densité de courant au niveau de la cathode.

Les données expérimentales présentées dans ce manuscrit ont été obtenues avec ce générateur. Ce chapitre présente donc dans un premier temps les différents ensembles composant le Mini-Injecteur à Induction. Par la suite, nous détaillons le fonctionnement des diagnostics électriques et optiques employés pour les besoins des expériences menées sur la machine.

Comme évoqué précédemment, ce travail de thèse confronte données expérimentales et simulations. La suite de ce chapitre présente par conséquent la démarche de comparaison entre expérimentations et simulations, puis les principes de la méthode de simulation employée, le logiciel ainsi que les paramètres et diagnostics utilisés.

Finalement, les traitements mis en place pour exploiter les résultats de simulation sont présentés dans une dernière partie.

### 3.2 Le générateur MI2

MI2 est composé d’un générateur bi-pulse Haute Tension, d’un IVA (Inductive Voltage Adder ou Additionneur Inductif de Tension) et d’une diode où sont formés les deux faisceaux. Le synoptique de MI2 est illustré Figure 3.1. Les différents éléments sont présentés dans les parties suivantes.

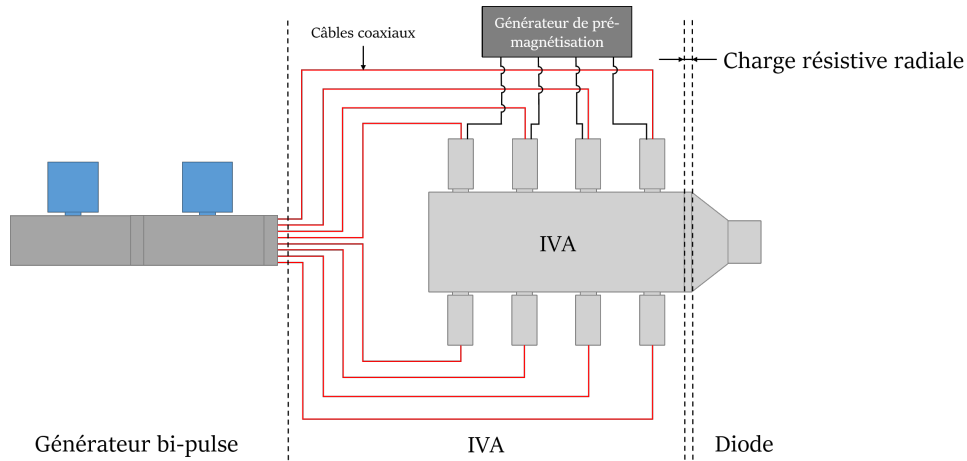


FIGURE 3.1 – Synoptique du Mini-Injecteur à Induction (MI2)

### 3.2.1 Le générateur bi-pulse

La figure 3.2 présente les différents éléments du générateur.

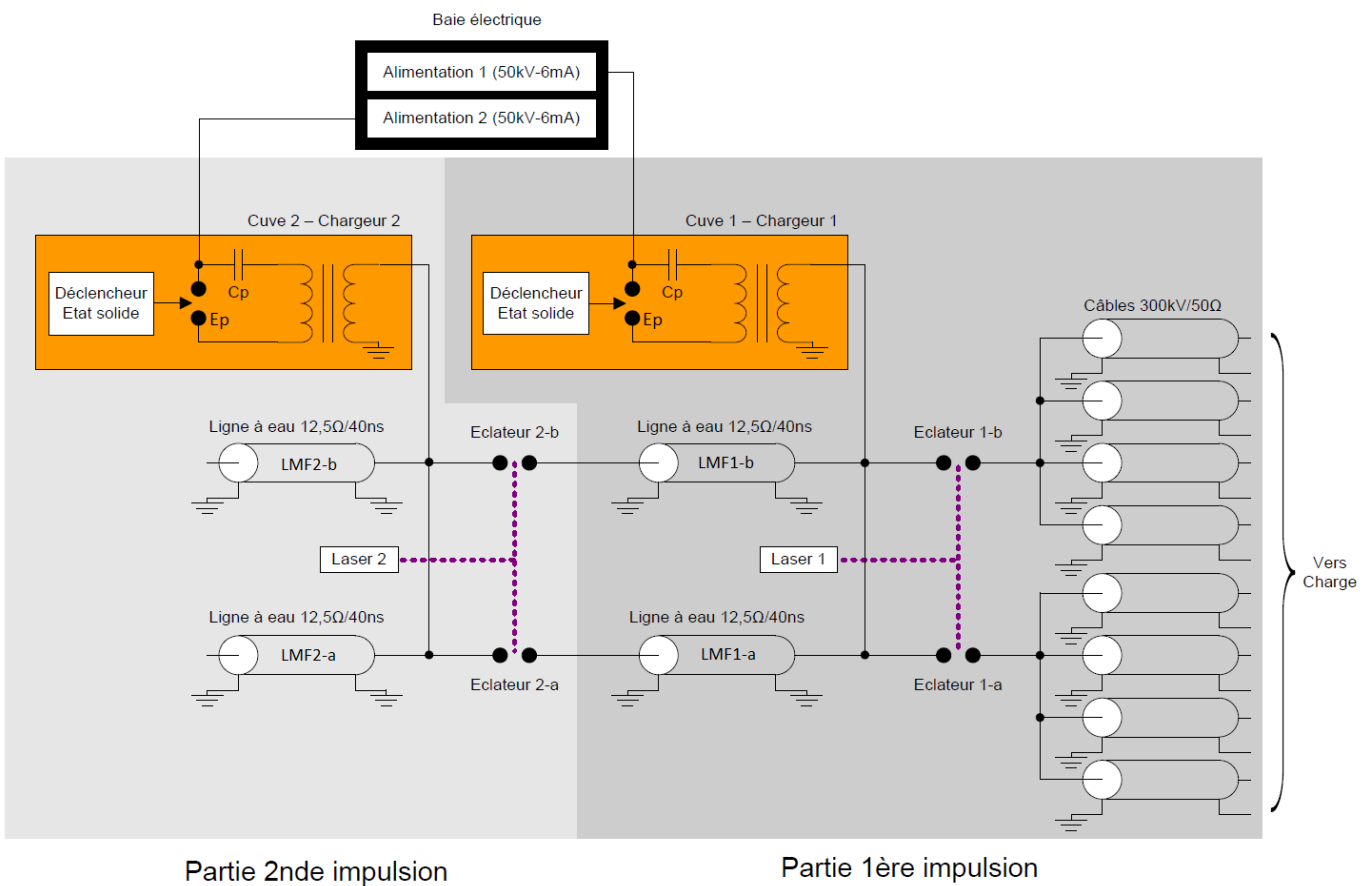


FIGURE 3.2 – Synoptique du générateur double impulsion

Le générateur est constitué de :

- deux chargeurs (en orange sur la Figure 3.2) qui permettent de charger les Lignes de Mise en Forme (LMF) deux par deux, en environ  $2 \mu s$ ,
- quatre LMF, regroupées deux par deux, ce qui permet de diminuer l'impédance du générateur d'un facteur 2,
- quatre éclateurs qui par leur commutation engendrent les impulsions Haute Tension (HT), transmises à l'ensemble des câbles coaxiaux, connectés, à leur autre extrémité, à l'IVA,
- $2 \times$  quatre câbles coaxiaux de  $50 \Omega$ , formant un générateur équivalent de  $6,25 \Omega$  et une charge de  $12,5 \Omega$  sur chacune des LMF.

Les LMF ont une impédance de  $12,5 \Omega$ . L'adaptation d'impédance entre le générateur et les câbles permet ainsi de réduire les réflexions. La durée de propagation de l'onde de tension dans les LMF est  $\tau = 40$  ns, formant ainsi des impulsions électriques proches de 80 ns.

Chaque chargeur est composé d'une cuve d'huile diélectrique d' $1 \text{ m}^3$  dans laquelle sont notamment plongés :

- un condensateur  $C_p$  acceptant une tension de charge maximale de 50 kV,
- un éclateur à air pressurisé  $E_p$ ,
- un déclencheur à thyristors,
- un transformateur élévateur 600 kV au secondaire, dont le rapport de transformation est de 12.

Le générateur fonctionne de la manière suivante :

- les condensateurs  $C_p$  sont chargés en statique entre 25 et 50 kV,
- la commutation des éclateurs  $E_p$  par une impulsion HT transfère la charge des condensateurs aux LMF, à travers le transformateur élévateur, conduisant à une tension de charge  $V_{charge}$  de 300 à 600 kV (en  $2 \mu s$ ),
- la première impulsion, d'amplitude  $V_{charge}/2$  et de longueur  $2\tau$ , est générée par la commutation synchrone des éclateurs 1-a et 1-b, qui permet de transférer l'impulsion des lignes LMF1-a et LMF1-b aux câbles. La commutation est réalisée à l'aide d'une même impulsion laser (Laser 1), divisée en deux pour être injectée dans le gap des éclateurs,
- la présence de deux lasers indépendants permet de retarder la première et la seconde impulsion d'une durée choisie : typiquement entre 100 ns et  $5 \mu s$ ,
- la tension des premières lignes (LMF1-a et LMF1-b) étant désormais proche de zéro, la commutation des éclateurs 2-a et 2-b par le Laser 2 permet de générer la seconde impulsion. Du fait de l'adaptation des lignes, celle-ci traverse les premières LMF sans être modifiée et est ainsi injectée dans les câbles coaxiaux sans déformation.

Les caractéristiques du générateur ainsi obtenues sont présentées dans le Tableau 3.1.

Paramètres	Valeurs
Tension du générateur	150 - 300 kV
Durée du plateau	70 ns
Temps de montée	10 ns
Délai entre impulsions	100 ns - $5 \mu s$
Impédance LMF	$12,5 \Omega$

TABLEAU 3.1 – Caractéristiques électriques de MI2



### 3.2.2 L'IVA

Les impulsions du générateur bi-pulse sont transmises à huit câbles coaxiaux  $50 \Omega$  de 10 mètres dont l'extrémité est connectée à un pot d'impédance qui permet l'adaptation partielle du système. Les huit pots d'impédance attaquent par paire quatre cellules inductives formant un IVA.

Un IVA est formé d'une série de  $N$  cellules à induction identiques (quatre dans notre cas). Le principe de fonctionnement d'un IVA quatre cellules est illustré Figure 3.3.

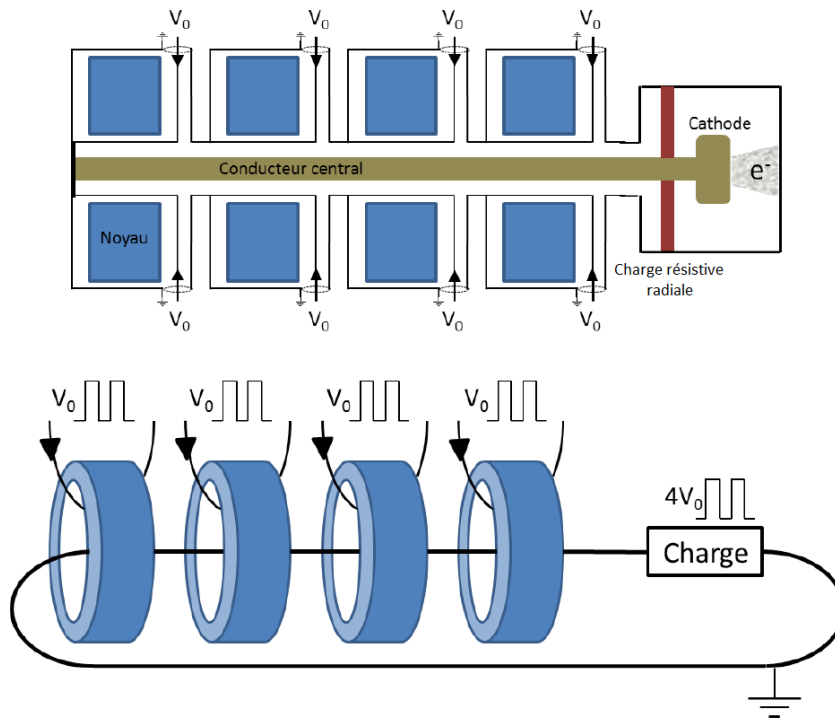
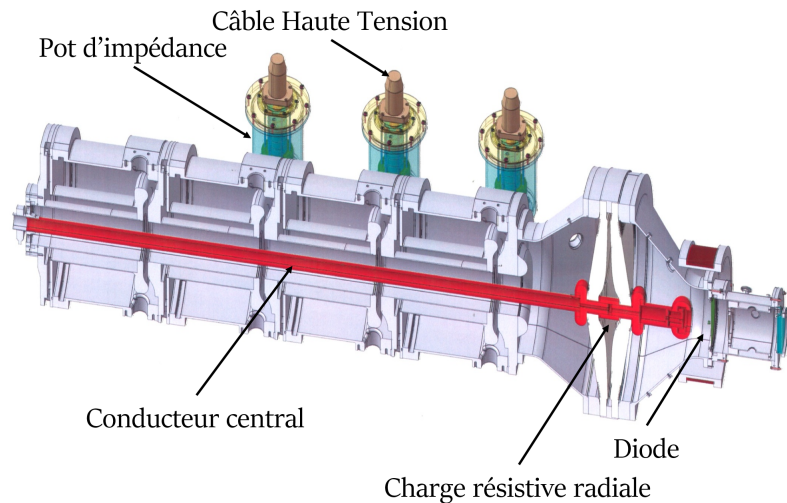


FIGURE 3.3 – Principe de fonctionnement de l'IVA

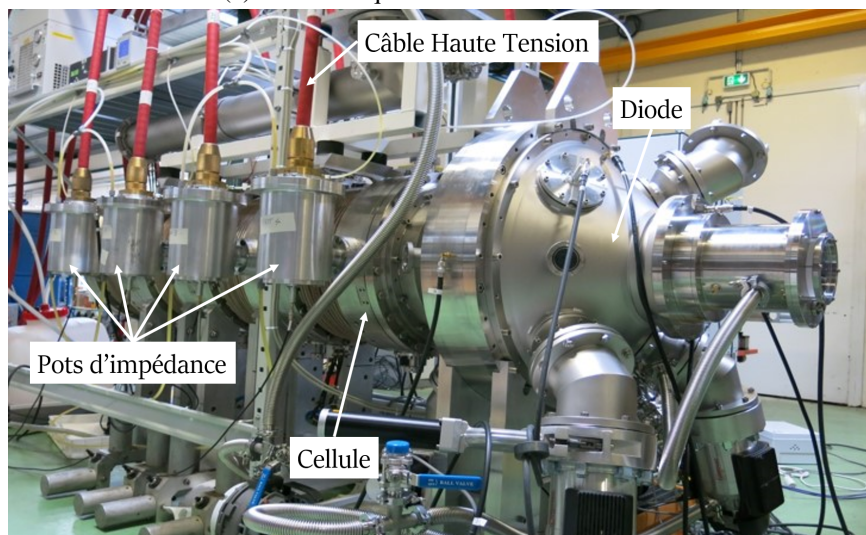
Les impulsions HT ( $V_0$  sur la Figure 3.3) sont délivrées par les câbles coaxiaux à travers les pots d'impédance, faisant circuler un courant dans la cellule, générant un flux dans les tores constituant le noyau magnétique de la cellule (voir le schéma détaillé d'une cellule Figure 3.6).

La figure 3.4 présente une vue en coupe ainsi qu'une photo de l'ensemble IVA + diode. Comme illustré Figure 3.4a, les 4 cellules inductives sont traversées par un conducteur central qui joue le rôle de secondaire. Ce dernier est référencé à la terre d'un côté. Chaque cellule ayant un rapport de transformation de 1 : 1, les tensions délivrées à chaque cellule s'additionnent donc le long du conducteur central, portant la cathode, à l'autre extrémité, à environ 4 fois le potentiel des impulsions attaquant les cellules.

Typiquement, chaque cellule reçoit une impulsion carrée de 250 kV. Du fait de la sous-adaptation en impédance, l'élévation d'un facteur 4 d'une impulsion de 250 kV à l'entrée du transformateur induit un plateau de tension en sortie de l'ordre de 700 kV dans la diode.



(a) Vue artistique de l'IVA et de la diode



(b) Photo de l'IVA et de la diode

FIGURE 3.4 – MI2 : ensemble IVA + diode

Les pots d'impédance sont remplis d'huile diélectrique et contiennent :

- des résistances d'adaptation partielle des câbles coaxiaux, limitant les rebonds pour la seconde impulsion,
- pour quatre pots, un diviseur capacitif de tension pour effectuer une mesure,
- pour les quatre autres, une connexion à une inductance qui permet la pré-magnétisation des corps magnétiques.

### 3.2.3 Le système de pré-magnétisation

L'augmentation de tension assurée par chaque cellule de l'IVA n'est garantie que si le noyau magnétique des cellules n'est pas saturé. Pour s'assurer de disposer de la variation d'induction magnétique maximale et ainsi ne pas saturer la cellule, on injecte un courant de pré-magnétisation, avant l'arrivée de la première impulsion HT. Il permet de positionner les ferrites au point d'induction rémanente  $-B_r$  en parcourant le cycle d'hystérésis en sens inverse, tel qu'illustré Figure 3.5.

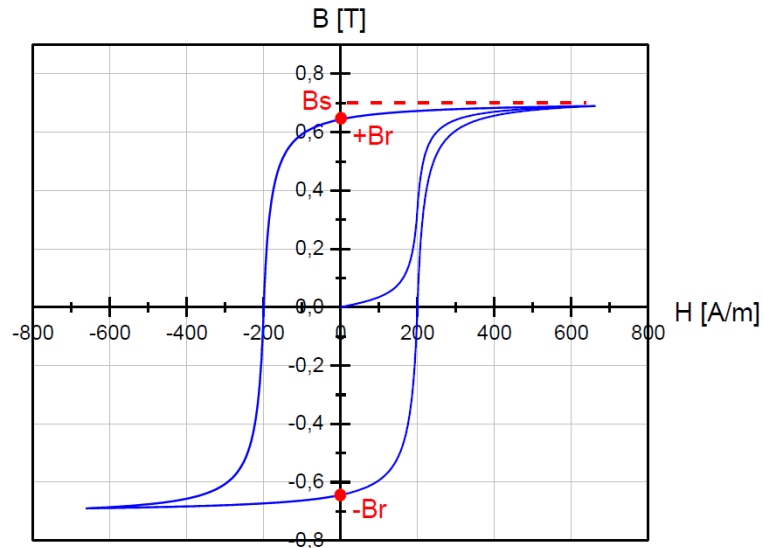


FIGURE 3.5 – Cycle d'hystérésis d'un noyau magnétique d'une cellule de l'IVA

Pour éviter la saturation du noyau magnétique avant la fin des deux impulsions HT transmises par les câbles, la section  $S$  du noyau doit vérifier l'équation :

$$V_0 \times \Delta t = S \times \Delta B \quad (3.1)$$

avec  $V_0$  la tension délivrée par le câble HT,  $\Delta t$  la durée de l'impulsion HT,  $S$  la section du noyau et  $\Delta B = B_r + B_s$  l'excursion maximale de l'induction magnétique moyenne dans le noyau.

Le noyau magnétique d'une cellule est constitué de 13 tores. La Figure 3.6 présente le schéma d'une cellule magnétique et ses différentes dimensions caractéristiques. Les dimensions sont présentées dans le tableau 3.2.

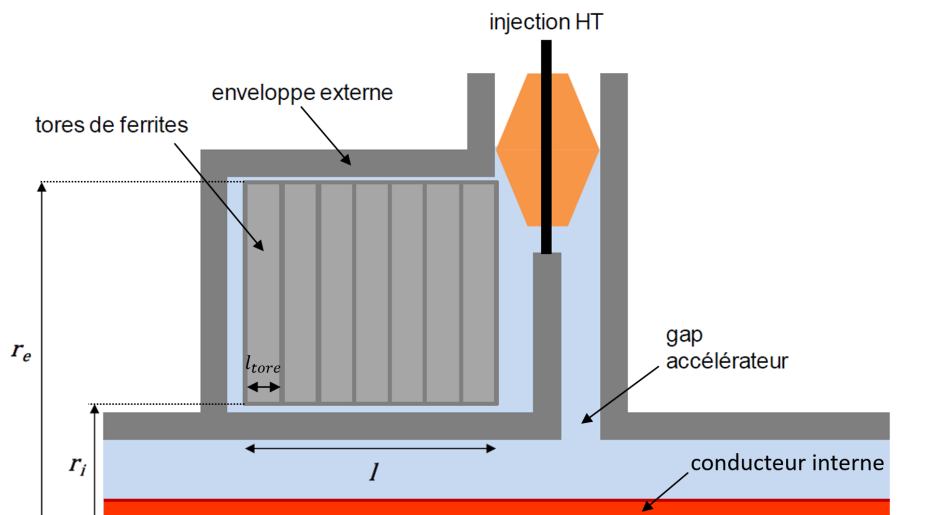


FIGURE 3.6 – Schéma d'une cellule magnétique &amp; définition de ses dimensions caractéristiques

Rayon interne	$r_i$	135 mm
Rayon externe	$r_e$	250 mm
Longueur d'un tore	$l_{tore}$	24 mm
Longueur du noyau	$l$	312 mm

TABLEAU 3.2 – Dimensions des tores constituant le noyau magnétique d'une cellule de l'IVA

Pour une impulsion HT de 250 kV avec un plateau de 70 ns, avec  $S = l \times (r_e - r_i)$ , on a alors :

$$\Delta B = \frac{250.10^3 \times 70.10^{-9}}{213.10^{-3} \times (250 - 135).10^{-3}} = 0,5T \quad (3.2)$$

Le cycle d'hystérésis du noyau (cf Figure 3.5) montre que, pour une unique impulsion HT, le noyau ne serait pas saturé. Il existe néanmoins un risque de saturation en fin d'impulsion, impliquant une pré-magnétisation de précaution. Pour deux impulsions HT, la pré-magnétisation du noyau devient nécessaire afin de garantir que le noyau ne soit pas saturé lors de la seconde impulsion.

En positionnant les ferrites à  $-B_r$ , on s'assure ainsi qu'après chaque impulsion HT, on bénéficiera d'une variation d'induction magnétique suffisante pour que le noyau ne sature pas.

D'après le cycle d'hystérésis du noyau, on doit approcher  $H = -500$  A/m pour garantir un positionnement à  $-B_r$ , soit :

$$\oint H \cdot dl = I \Leftrightarrow \Delta H = \frac{\Delta I}{2\pi r_e} \Leftrightarrow \Delta I = 500 \times 2\pi \times 250.10^{-3} = 785A \quad (3.3)$$

On injecte donc un courant  $I \geq 785$  A pour assurer la pré-magnétisation des cellules de l'IVA.

Cette pré-magnétisation est réalisée par un générateur impulsif, développé par EP3E. Il produit, quelques secondes avant la première impulsion HT, une impulsion de courant de 800 A, de largeur à mi-hauteur  $200 \mu s$ . Cette durée d'impulsion assure ainsi la pré-magnétisation des cellules pour les deux impulsions HT. L'impulsion de pré-magnétisation est injectée dans chacune des 4 cellules au travers d'une inductance de découplage, d'un filtre et d'un jeu de câbles coaxiaux. L'inductance de découplage et le filtre sont liés au pot d'impédance correspondant. La liaison entre le générateur et les filtres est réalisée par 4 câbles RG214 munis de connecteur de puissance HN. Le synoptique du système de pré-magnétisation est présenté Figure 3.7.

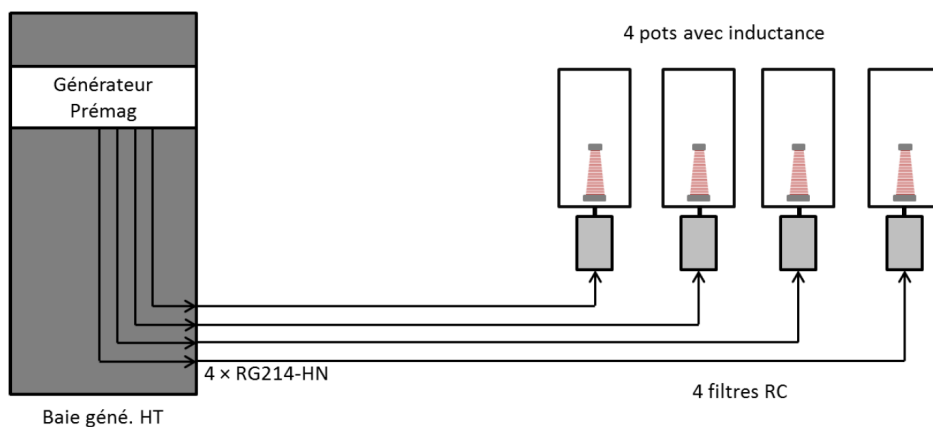


FIGURE 3.7 – Synoptique du système de pré-magnétisation des cellules de l'IVA

### Inductance de découplage

L'injection du courant de pré-magnétisation est réalisée au travers d'une inductance de  $110 \mu\text{H}$  placée dans un des deux pots d'impédance qui équipe une cellule. Cette inductance constitue la charge du générateur de pré-magnétisation. Elle joue également le rôle d'élément de découplage, entre le circuit principal générateur-cellule et le circuit de pré-magnétisation par son impédance élevée en HF.

### Filtre

La fonction de découplage de l'inductance des pots d'impédance est limitée. En effet, cette inductance présente une capacité parasite entre spires estimée à  $30 - 40 \text{ pF}$ . Bien que réduite au maximum, cette capacité crée un chemin préférentiel pour les composantes les plus hautes fréquences de l'impulsion HT provenant du générateur bi-pulse. Un filtre additionnel, dont le schéma électrique est présenté Figure 3.8, a donc été associé à cette inductance pour limiter ces remontées transitoires vers le générateur de pré-magnétisation. Chaque pot d'impédance muni de l'inductance est donc également muni d'un filtre constitué d'un circuit RC série  $10 \mu\text{F} - 8 \Omega$  (deux branches parallèles  $5 \mu\text{F} - 17 \Omega$ ) associé à une branche de trois varistances  $1000 \text{ V}$  en série.

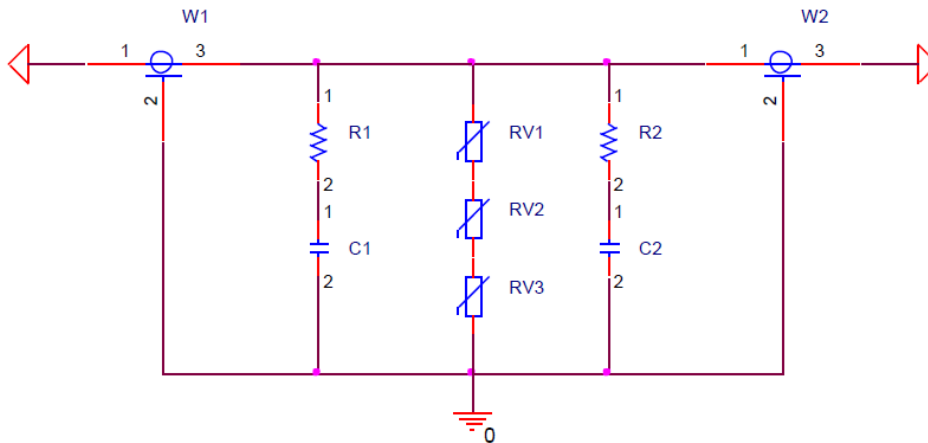


FIGURE 3.8 – Schéma électrique du filtre additionnel,  $R1 = R2 = 17 \Omega$ ,  $C1 = C2 = 5 \mu\text{F}$ ,  $RV1 = RV2 = RV3 = 1000 \text{ V}$

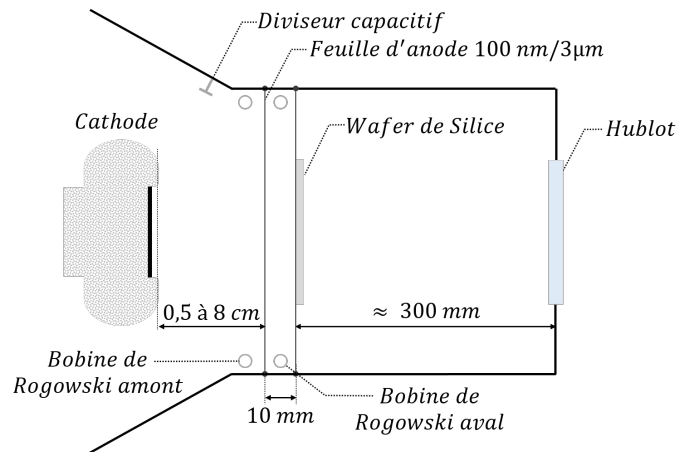
### 3.2.4 La charge résistive radiale

Afin d'avoir un transfert optimal de l'énergie électrique, il est nécessaire d'adapter l'impédance des impulsions provenant des câbles coaxiaux à l'impédance de la diode. En conséquence, une charge résistive radiale est présente entre les cellules à induction constituant l'IVA et la diode. Ce dispositif, visible sur la Figure 3.4a, est peu inductif et se compose de deux panneaux en plexiglas entre lesquels circule une solution de thiosulfate de sodium. L'impédance de la résistance radiale est inversement proportionnelle à la concentration de thiosulfate de sodium.

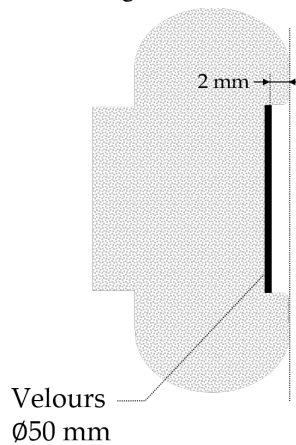
### 3.2.5 La diode

#### Les composants de la diode

La diode, dont le schéma est présenté Figure 3.9a, est composée d'une cathode et d'une anode, sous vide secondaire. La distance anode-cathode peut varier de  $0,5 \text{ cm}$  à  $8 \text{ cm}$ .



(a) Vue schématique de diode et des différents diagnostics



(b) Vue schématique de la cathode de velours et de son support

FIGURE 3.9 – MI2 : ensemble IVA + diode

La cathode est constituée de velours et montée de manière à ce que le sommet des touffes de velours soit positionné en retrait d'environ 2 mm du support de cathode (cf. Figure 3.9b). L'anode est constituée d'une feuille de milar aluminisée (100 nm de milar recouvert d'une couche d'aluminium de 3 μm), transparente pour les électrons.

Plusieurs diagnostics électriques, présentés par la suite, sont présents dans la diode (cf Figure 3.9a) :

- un diviseur capacitif,
- une bobine de Rogowski en amont de l'anode,
- une bobine de Rogowski en aval de l'anode.

Un wafer de Silice est installé 10 mm derrière l'anode afin d'obtenir des images des faisceaux par rayonnement Cerenkov.

### Calcul de l'espace anode-cathode

L'objectif est de reproduire dans la diode de MI2 les mêmes conditions de champ à la cathode que dans la diode de la machine mono-impulsion AIRIX. On veut donc un courant porté par le faisceau de 2 kA, avec une cathode circulaire de diamètre  $\varnothing = 5$  cm, soit une densité de courant de  $\sim 100$  A/cm<sup>2</sup>. L'impulsion de tension appliquée est de 700 kV. On souhaite approximer le  $d_{AK}$  nécessaire pour extraire

une telle densité de courant par la loi de Child-Langmuir, décrite dans le chapitre 2, paragraphe 2.2.1, qui présente l'avantage de simplifier grandement les calculs.

On rappelle, d'après Child-Langmuir :

$$j_{CL} = \frac{4}{9} \epsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{V_{AK}^{\frac{3}{2}}}{d_{AK}^2} \quad (3.4)$$

Or, la loi de Child-Langmuir est définie pour des particules non relativistes. Dans la diode de MI2, les électrons sont très fortement accélérés dans le gap, de sorte qu'ils sont relativistes à leur arrivée à l'anode. Il convient donc de vérifier si, dans les conditions rencontrées dans la diode de MI2, l'équation de Child-Langmuir permet encore des approximations valables.

On va donc comparer  $V_{AK}(z)$  de Child-Langmuir et  $V_{AK}(z)$  obtenu avec les équations relativistes.

D'après les équations relativistes, on a le facteur de Lorentz  $\gamma$  :

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \Leftrightarrow v = c \cdot \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma^2}} \quad (3.5)$$

$$E = \gamma m c^2 = qV + m c^2 \Leftrightarrow \gamma = 1 + \frac{qV}{m c^2} \quad (3.6)$$

On sait que  $V_n$  le potentiel électrique d'une particule à la position  $n$  vaut :

$$V_n = V_{n-1} + dV_{n-1 \rightarrow n} \quad (3.7)$$

$$dV_{n-1 \rightarrow n} = \frac{E_{n-1} + E_n}{2} \cdot dz \quad (3.8)$$

avec  $E_{n-1}$  le champ à la position  $n-1$ ,  $E_n$  le champ à la position  $n$  et  $dz$  le pas entre les positions  $n-1$  et  $n$ . Et :

$$E_n = E_{n-1} + \frac{dE_{z_{n-1 \rightarrow n}}}{dz} \cdot dz \quad (3.9)$$

D'après Maxwell-Gauss :

$$\text{div} \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (3.10)$$

$$\frac{dE_z}{dz} = \frac{\rho}{\epsilon_0} = \frac{j}{\epsilon_0 \cdot v} \quad (3.11)$$

avec  $j$  la densité de courant du faisceau,  $\epsilon_0$  la permittivité du vide et  $v$  la vitesse des particules.

D'où la variation du champ entre les positions  $n-1$  et  $n$  :

$$\frac{dE_{z_{n-1 \rightarrow n}}}{dz} = \frac{j}{\epsilon_0 \cdot v_{n-1}} \quad (3.12)$$

Finalement :

$$\frac{dE_{z_{n \rightarrow n+1}}}{dz} = \frac{j}{\epsilon_0 \cdot c \cdot \sqrt{1 - \frac{1}{1 + \frac{qV_n}{m c^2}}}} \quad (3.13)$$

On peut ainsi remonter à la valeur du potentiel pour toutes les positions de particules dans le gap et finalement obtenir  $V_{AK}(z)$  relativiste.

Les deux courbes ainsi obtenues sont présentées Figure 3.10.

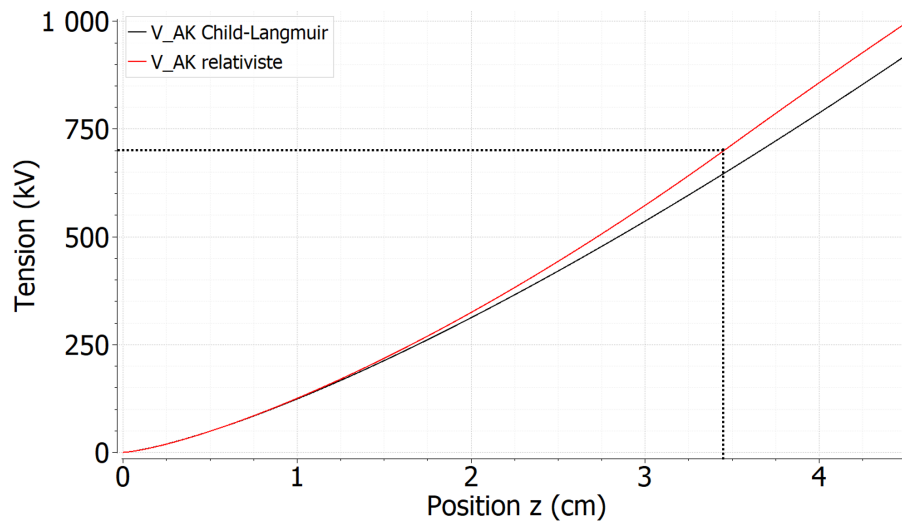


FIGURE 3.10 –  $V_{AK}$  en fonction de la position  $z$  d’après la loi de Child-Langmuir et les équations relativistes

On constate que les deux courbes de potentiel électrique sont très proches pour les niveaux de tension employés sur MI2 (tension limitée à 700 kV dans la diode). On confirme ainsi que l’usage de la loi de Child-Langmuir reste valable dans notre cas et permet de définir correctement le  $d_{AK}$  nécessaire pour générer les mêmes conditions d’émission que dans la diode de AIRIX. Le  $d_{AK}$  ainsi défini est  $d_{AK} = 3,5$  cm.

### 3.3 Les diagnostics électriques et optiques

#### 3.3.1 Diviseur capacitif

Le diviseur capacitif est un diagnostic de tension. Il présente l’avantage de n’avoir aucune connexion entre le conducteur haute tension et le capteur. La vue schématique ainsi que le schéma électrique équivalent d’un tel capteur sont présentés Figure 3.11.

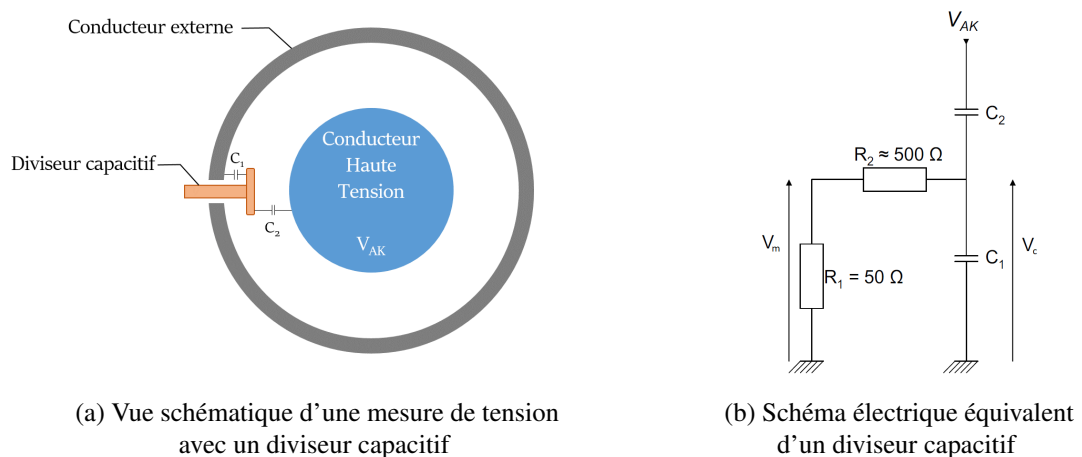


FIGURE 3.11 – Vue schématique et schéma électrique d’un diviseur capacitif



Comme illustré Figure 3.11a, le capteur s'insère entre le conducteur externe et le conducteur Haute Tension. On constitue ainsi une première capacité entre conducteur externe (à la masse) et le capteur ( $C_1$ ) et une seconde entre le capteur et le conducteur Haute Tension ( $C_2$ ). Le capteur est relié à un oscilloscope d'impédance  $R_1 = 50\Omega$ . Pour que la mesure soit correcte, la constante de temps du capteur doit être grande devant la durée du signal, c'est-à-dire :

$$(R_1 + R_2)C_1 \gg \tau \quad (3.14)$$

avec  $\tau$  la durée du signal et  $R_1C_1$  la constante de temps du capteur. On met donc une résistance  $R_2 = 500\Omega$  en série avec  $R_1$ , pour augmenter la résistance totale.

La capacité  $C$  d'un condensateur s'exprime par :

$$C = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{S}{e} \quad [F] \quad (3.15)$$

Avec  $\epsilon_0$  la permittivité du vide,  $\epsilon_r$  la permittivité du milieu,  $S$  la surface du capteur et  $e$  l'épaisseur entre les deux « armatures » du condensateur.

Alors,  $C_1 \gg C_2$  car la distance entre le capteur et le conducteur Haute Tension est largement supérieure à la distance du capteur au conducteur externe. D'où :

$$V_c = \frac{\frac{1}{C_1\omega}}{\frac{1}{C_1\omega} + \frac{1}{C_2\omega}} V_{AK} = \frac{C_2}{C_1} V_{AK} \quad (3.16)$$

Finalement, la tension mesurée  $V_m$  vaut :

$$V_m = \frac{R_1}{R_1 + R_2} V_c = \frac{R_1}{R_1 + R_2} \frac{C_2}{C_1} V_{AK} \quad (3.17)$$

On procède le plus souvent à un étalonnage, car  $C_2$  est mal connu pour une géométrie non homogène.

### 3.3.2 Bobine de Rogowski

La bobine de Rogowski est un diagnostic de courant, constitué d'un tore bobiné de  $n$  spires, que l'on enroule autour du conducteur dans lequel circule le courant pulsé à mesurer (dans notre cas le faisceau d'électrons).

La Figure 3.12 présente une vue schématique d'un conducteur, dans lequel circule un courant  $I_p$ , mesuré par un bobinage de  $n$  spires (sonde de Rogowski), réparti sur tout le périmètre de façon homogène.

Le courant créé par le passage du faisceau est accompagné d'un champ magnétique  $\vec{B}$ . Le flux traversant le bobinage des spires induit une tension dans le circuit de mesure.

Le faisceau étant centré par rapport à la sonde, on fait l'hypothèse que  $\vec{B}$  est homogène. Avec le théorème de Stokes, le champ dû au faisceau est :

$$\iint \overrightarrow{rotB} \cdot \overrightarrow{dS} = \oint \vec{B} \cdot \overrightarrow{dl} \quad (3.18)$$

$$\iint \mu_0 \vec{j} \cdot \overrightarrow{dS} = B \oint dl \cdot \vec{u} \quad (3.19)$$

$$\mu_0 I_p = B 2\pi r \quad (3.20)$$

$$B = \frac{\mu_0}{2\pi r} I_p \quad (3.21)$$

avec  $\mu_0$  la constante magnétique,  $r$  le rayon de la sonde et  $I_p$  le courant à mesurer.

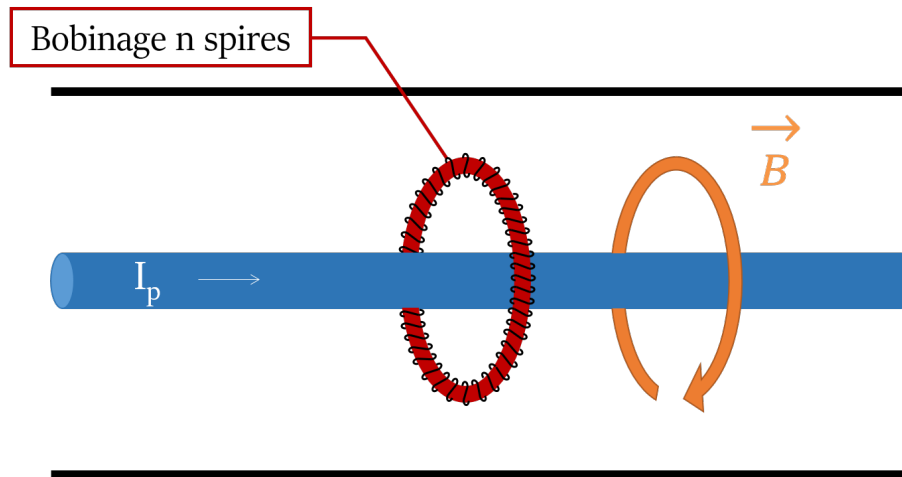


FIGURE 3.12 – Vue schématique d'une mesure de courant par sonde de Rogowski

$B$  est donc proportionnel au courant du faisceau. Le champ magnétique traverse les  $n$  spires et génère une tension  $V_\phi$  :

$$V_\phi = -n \frac{\partial \phi}{\partial t} \quad (3.22)$$

Or  $\phi = S \cdot B$ , soit :

$$V_\phi = -n \cdot S \cdot \frac{\mu_0}{2\pi r} \cdot \frac{\partial I_p}{\partial t} \quad (3.23)$$

$$= K \cdot \frac{\partial I_p}{\partial t} \quad (3.24)$$

En posant  $K = \frac{-n \cdot S \cdot \mu_0}{2\pi r}$ .

La tension aux bornes du bobinage est donc proportionnelle à la variation de courant.

La Figure 3.13 présente le schéma équivalent d'une sonde de Rogowski. Elle est constituée d'un bobinage et d'une résistance, aux bornes de laquelle est réalisée la mesure de tension. Elle est donc caractérisée par une inductance  $L_{eq} = L_{bobine}$  et une résistance  $R_{eq} = R_{bobine} + R_{mesure}$ .

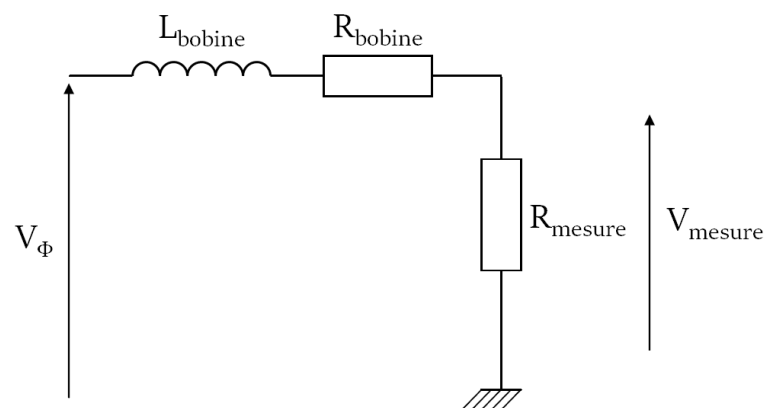


FIGURE 3.13 – Schéma électrique équivalent d'une sonde de Rogowski

Le courant circulant dans la sonde est  $I_s$ . Comme il s'agit de mesurer des faisceaux pulsés, la largeur  $t_{pulse}$  de l'impulsion à mesurer est un paramètre primordial.

**Considérons le cas où  $t_{pulse}$  est très grande devant la constante de temps du circuit.**

Cela implique :

$$\frac{L_{eq}}{R_{eq}} \gg t_{pulse} \quad (3.25)$$

On peut alors approximer :

$$V_{L_{eq}} \gg V_{R_{eq}} \quad (3.26)$$

$$\Leftrightarrow V_{\Phi} \cong L_{eq} \frac{\partial I_s}{\partial t} \quad (3.27)$$

$$\Leftrightarrow K \cdot \frac{\partial I_p}{\partial t} = L_{eq} \frac{\partial I_s}{\partial t} \quad (3.28)$$

$$\Leftrightarrow \frac{\partial I_s}{\partial t} = \frac{K}{L_{eq}} \frac{\partial I_p}{\partial t} \quad (3.29)$$

$$\Leftrightarrow I_s = \frac{K}{L_{eq}} I_p \quad (3.30)$$

On a donc une sonde auto-intégratrice, qui donne en sortie un courant proportionnel au courant du primaire  $I_p$ . Connaissant  $R_{mesure}$ , la mesure de la tension en sortie de la sonde donne le courant du faisceau.

**Dans le cas où  $t_{pulse}$  est très petite devant la constante de temps du circuit, cela implique :**

$$\frac{L_{eq}}{R_{eq}} \ll t_{pulse} \quad (3.31)$$

$$\Leftrightarrow V_{L_{eq}} \ll V_{R_{eq}} \quad (3.32)$$

$$(3.33)$$

Alors la tension aux bornes de  $L_{eq}$  est négligeable, ce qui donne :

$$V_{mesure} = \frac{R_{mesure}}{R_{mesure} + R_{bobine}} V_{\Phi} = K \frac{R_{mesure}}{R_{mesure} + R_{bobine}} \frac{\partial I_p}{\partial t} \quad (3.34)$$

Dans cette configuration, le courant qui parcourt le bobinage n'est pas directement proportionnel au courant primaire mais à sa dérivée. Ce type de capteur, appelé Bdot, permet de retrouver le courant par traitement numérique, en intégrant le signal de mesure.

On dimensionne donc une sonde Rogowski de manière à permettre une mesure directe du courant (courant de sortie proportionnel au courant à mesurer), ce qui signifie :

$$V_{L_{eq}} \gg V_{R_{eq}} \quad (3.35)$$

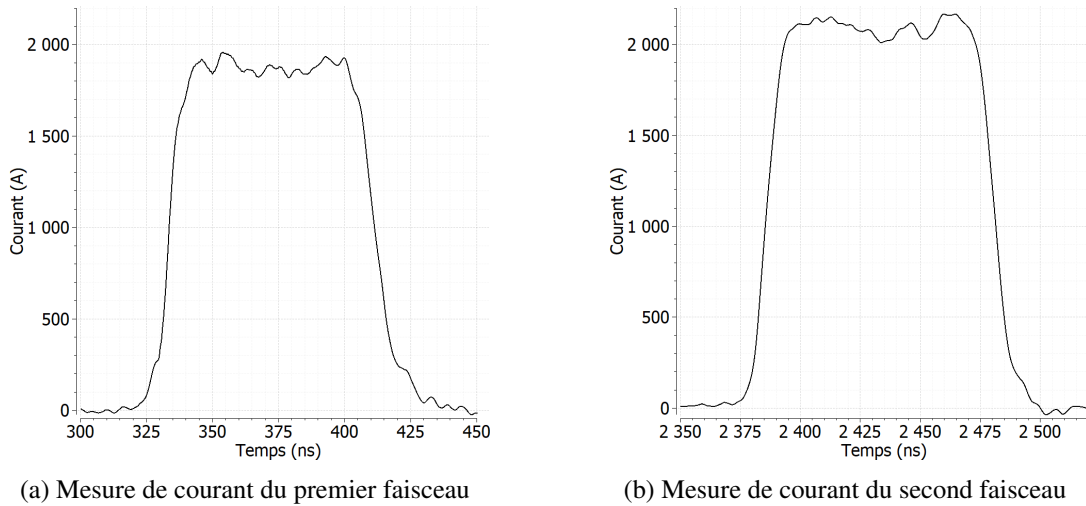


FIGURE 3.14 – Mesures de courant des deux faisceaux de MI2

Le courant mesuré en amont de l'anode (cf. *Bobine de Rogowski amont* sur la Figure 3.9a) pour les deux faisceaux est présenté Figure 3.14. Le courant du premier faisceau est de  $1,9 \pm 0,2$  kA. Le courant du second faisceau est de  $2,1 \pm 0,2$  kA. La différence de courant transporté entre les deux faisceaux a fait l'objet d'une étude et d'une publication [7].

### 3.3.3 La caméra à image intégrale

Comme mentionné dans la partie 1.2.4, on produit en sortie de la diode du rayonnement Cerenkov permettant, à l'aide d'un diagnostic optique, de réaliser des images des faisceaux.

Sur MI2, l'imagerie est réalisée à l'aide d'une caméra à image intégrale PI MAX 4, développée par Teledyne Princeton Instruments. La résolution de la caméra est de  $1024 \times 1024$ . La Figure 3.15 présente le chemin optique de la diode de MI2 jusqu'à la caméra.

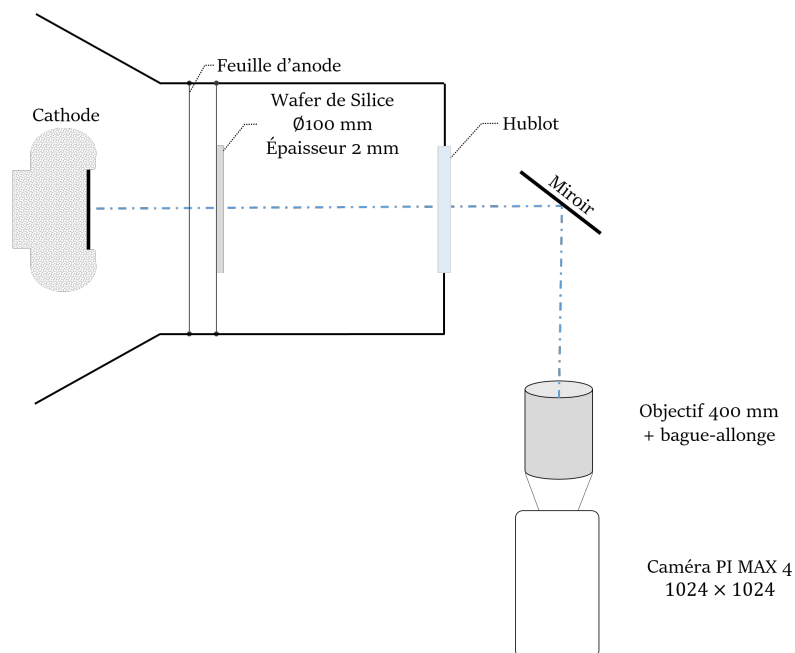


FIGURE 3.15 – Chemin optique de la diode jusqu'à la caméra

Un objectif Nikon de 400 mm associé à une bague-allonge est monté sur la caméra. La bague-allonge est un accessoire optique permettant de profiter d'un pouvoir de grossissement plus important. La caméra est positionnée à un angle de  $90^\circ$  par rapport à l'axe de propagation du faisceau, comme présenté Figure 3.15.

La durée d'exposition est variable, de 1 ns à plusieurs  $\mu s$ . Dans notre expérience, on choisit des temps d'exposition de 3 à 100 ns. Les images fournies sont issues de temps d'exposition de 3 ns, durée brève par rapport à la largeur d'impulsions et suffisamment longue pour intégrer assez de lumière et avoir des images exploitables. Avec cette durée, il y a peu de flou.

En réglant le délai de déclenchement de la caméra, on peut observer une partie du faisceau pour différents instants du plateau de l'impulsion.

### 3.4 Des signaux expérimentaux à la simulation numérique

#### 3.4.1 Extraction de la densité de courant expérimentale à partir de l'image Cerenkov

10 mm en aval de la feuille d'anode, le faisceau interagit avec un wafer de silice de 2 mm d'épaisseur, produisant un rayonnement Cerenkov.

On sait que l'épaisseur du wafer de silice influence la diffusion des photons dans la matière [42] et donc les dimensions de l'image Cerenkov observée : plus l'épaisseur de la cible est importante, plus le diamètre de l'image s'élargit. Dans notre cas, l'épaisseur de la plaque de silice est suffisamment faible pour que l'on considère la diffusion des photons négligeable.

La quantité de photons générée par effet Cerenkov est proportionnelle à la quantité et à la vitesse des particules incidentes [42][40]. On estime que l'ensemble des particules du faisceau a une vitesse longitudinale homogène. La variation de la quantité de photons générée est alors seulement proportionnelle à la quantité d'électrons pénétrant dans la silice. On considère ainsi que l'image Cerenkov obtenue est une représentation exacte de la charge du faisceau et que le flux optique est proportionnel à la densité de courant. En conséquence, en représentant le niveau de gris de chaque pixel en fonction de la position du pixel, on détermine la courbe de densité de courant du faisceau en fonction du rayon.

La Figure 3.16 présente le principe d'extraction de la courbe de densité de courant à partir d'une image Cerenkov.

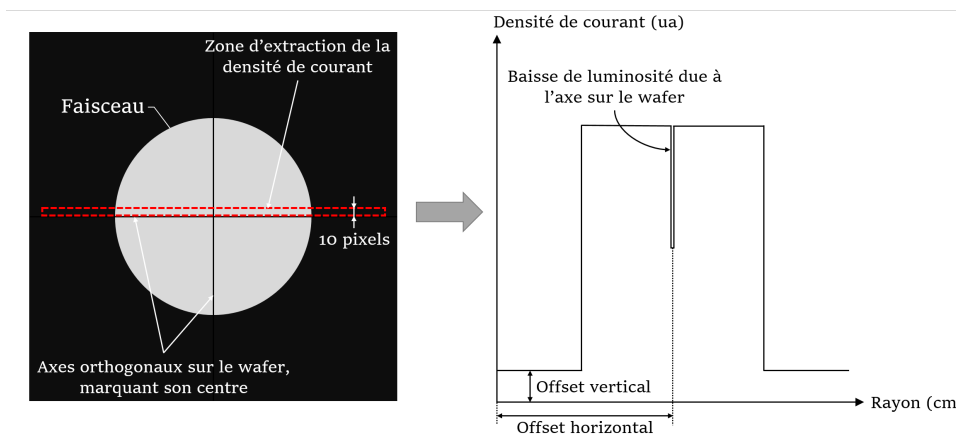


FIGURE 3.16 – Principe d'extraction de la courbe de densité de courant d'un faisceau à partir d'une image Cerenkov

Afin d'extraire la courbe de densité de courant associée sur tout le diamètre du faisceau, on extrait le profil lumineux au plus près du centre du faisceau, sur une épaisseur de 10 pixels, tel qu'illustré Figure 3.16. On a mesuré 1 pixel = 81,2  $\mu\text{m}$ . En appliquant ce facteur, on retrouve ainsi la densité de courant en fonction du rayon du faisceau. Le traitement suivant est ensuite appliqué à la courbe expérimentale :

- calcul et correction de l'offset horizontal afin de centrer le faisceau en 0,
- calcul et correction de l'offset vertical,
- normalisation de la courbe telle que  $j_{RMS} = 1$ .

Les Figures 3.17a et 3.17c présentent une image du premier faisceau et la courbe de densité de courant associée. Les Figures 3.17b et 3.17d présentent une image du second faisceau et la courbe de densité de courant associée.

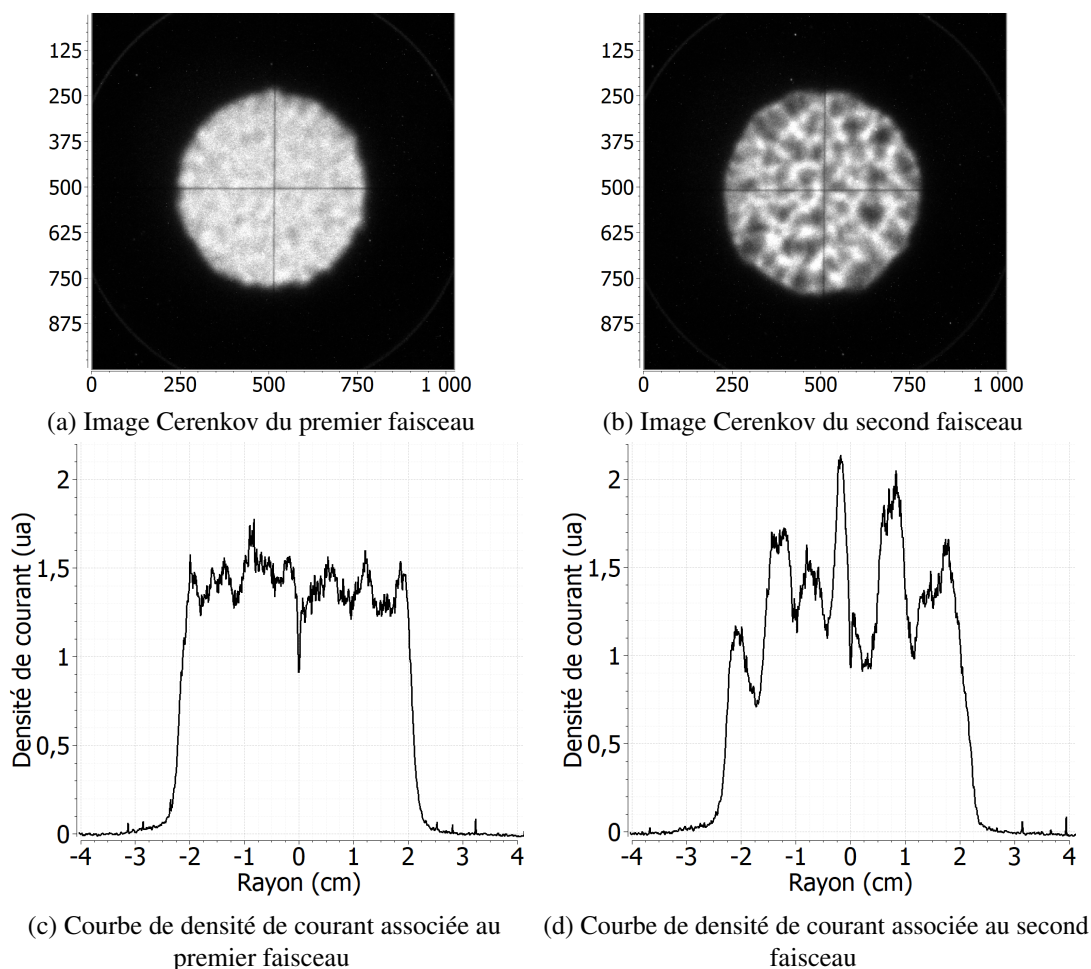


FIGURE 3.17 – Images Cerenkov et densité de courant associées des faisceaux de MI2

Le centre de la cible est indiqué par deux axes orthogonaux dessinés sur le wafer. Ces axes sont donc visibles sur les images Cerenkov. Théoriquement, nous devrions observer une raie de densité nulle au centre de la courbe de densité de courant. Néanmoins, du fait des imperfections de la chaîne optique, le pic observé au centre de la courbe n'est pas nul. Quoiqu'il en soit, on observe bien une baisse de luminosité, qui ne vient pas du faisceau. Lors de l'exploitation de ces courbes expérimentales, le centre des courbes sera donc exclu car non représentatif.

### 3.4.2 Calcul de l'émittance par la simulation numérique

Les deux faisceaux présentent des différences importantes en termes d'homogénéité de densité de courant. En effet, la densité de courant du second faisceau semble bien plus hétérogène que le premier faisceau, signe d'une augmentation de l'émittance du second faisceau par rapport au premier.

Comme mentionné dans le chapitre 2, paragraphe 2.2.2, l'émittance native (dès l'émission du faisceau dans la diode) est déterminante dans la valeur totale de l'émittance finale en bout d'accélérateur. Une augmentation de l'émittance native a donc des conséquences sur les caractéristiques des rayons X générés. Ainsi, il est primordial de connaître l'émittance des faisceaux dès leur émission dans la diode. Pour y parvenir, nous allons procéder par comparaison entre les résultats expérimentaux, obtenus sur MI2, et des modèles numériques, développés avec le logiciel de simulation LSP.

Les étapes logiques de la démarche pour déterminer l'émittance d'un faisceau par comparaison expérimentations / simulations sont illustrées Figure 3.18.

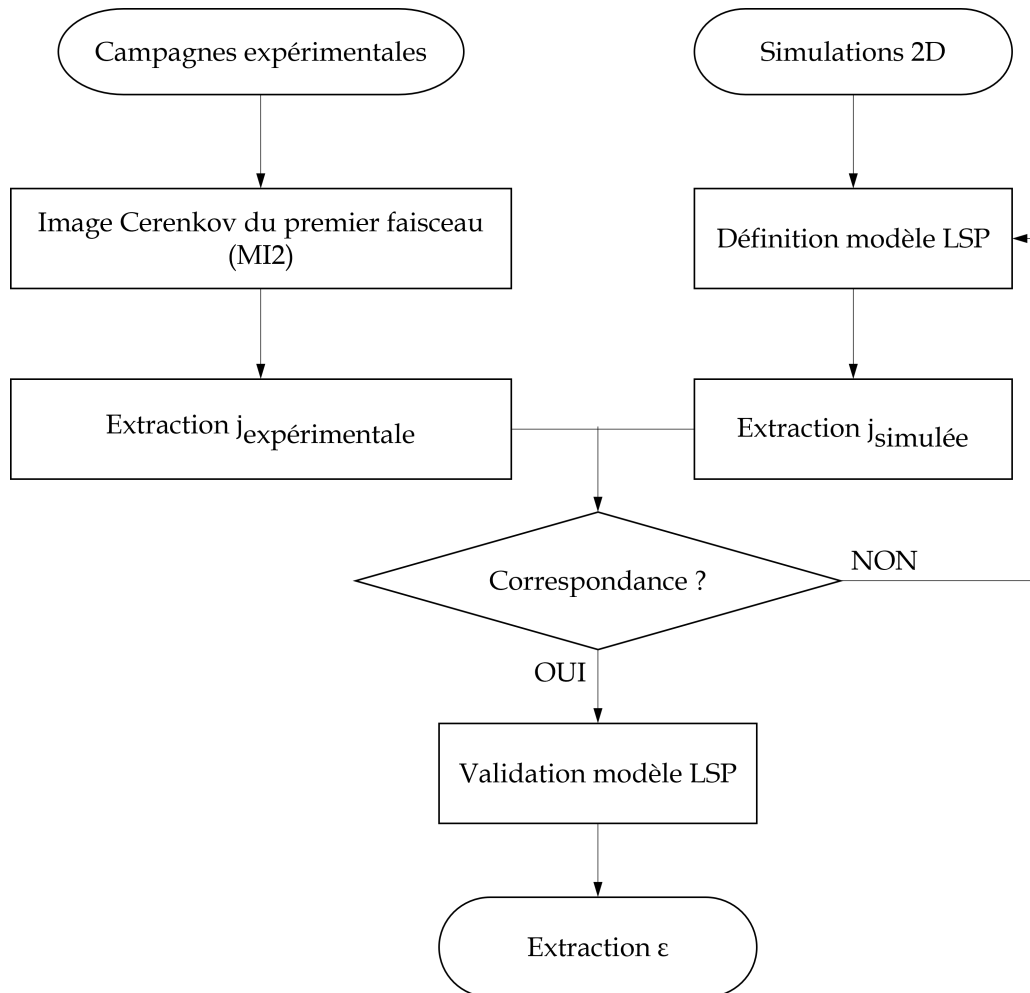


FIGURE 3.18 – Logigramme pour le calcul de l'émittance d'un faisceau par comparaison des données expérimentales et simulées

Tant que les densités de courant expérimentales et numériques se présentent pas une correspondance suffisante, nous modifions les paramètres du modèle LSP afin de faire varier la densité de courant simulée, améliorant ainsi la correspondance entre les courbes expérimentale et simulée. Lorsqu'une correspondance suffisante est atteinte, le modèle numérique LSP peut être validé. Nous en extrayons alors l'émittance du

faisceau. Les critères définis pour assurer une correspondance suffisante entre les courbes expérimentales et simulées seront présentés au Chapitre 6.

Cette démarche sera d'abord appliquée au premier faisceau d'électrons. Les conditions de champ à la surface de la cathode étant identiques à celles de la diode d'AIRIX, le courant extrait et l'émittance native du faisceau sont également identiques. Les campagnes de mesures réalisées sur AIRIX ont permis d'estimer l'émittance du faisceau en sortie de l'injecteur à environ  $1000 \pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$ . L'émittance native du premier faisceau est donc connue.

L'objectif est alors de développer une méthode de modélisation du faisceau d'électrons permettant de retrouver par la simulation 2D des courbes de densité de courant simulées cohérentes avec les courbes de densité de courant expérimentales. Simuler selon une géométrie cylindrique 2D implique une symétrie de révolution et une diffusion des vitesses transverses des particules uniquement selon la dimension  $r$ . À l'inverse, les particules constituant un faisceau réel ont des vitesses transverses selon deux axes et ne présentent pas de symétrie de révolution. L'émittance calculée en sortie d'une simulation en 2D est donc nécessairement sous-estimée et le rapport entre une émittance 2D et 3D est délicat à déterminer en première approche. En raisonnant donc par comparaison entre les profils de densité de courant expérimentaux et simulés, nous obtiendrons ainsi une émittance 2D. Une discussion pourra ensuite être menée sur la transposition de cette valeur 2D à une émittance 3D.

Une fois le modèle du premier faisceau d'électrons validé, la méthode de modélisation ainsi développée sera appliquée au second faisceau d'électrons, permettant d'obtenir une émittance 2D du second faisceau. La comparaison de l'émittance du premier et du second faisceau permettra finalement de déterminer le rapport d'émittance native des faisceaux entre la première et la seconde impulsion.

## 3.5 L'outil de simulation

### 3.5.1 La méthode de simulation PIC

La fonction de distribution de particules est une fonction qui décrit, à l'instant  $t$ , la répartition des particules d'une espèce donnée dans un milieu. L'équation de Vlasov décrit l'évolution temporelle de la fonction de distribution  $f$  des particules de masse  $m$  et de charge  $q$ . Elle s'applique donc à la dynamique d'un faisceau de particules chargées :

$$\frac{\delta f}{\delta t} + v \cdot \frac{\delta f}{\delta r} + \frac{q}{m} [E + v \times B] \cdot \frac{\delta f}{\delta v} = 0 \quad (3.36)$$

avec  $r = (x, y, z)$  la position des particules,  $v = (v_x, v_y, v_z)$  leur vitesse,  $f(r, v, t)$  la fonction de distribution des particules,  $q$  la charge d'une particule et  $m$  sa masse. Le champ électrique  $E$  et le champ magnétique  $B$  sont déterminés par les équations de Maxwell.

L'équation de Vlasov représente ainsi une équation 6+1 dimensions (le temps). La résolution complète de cet espace nécessite alors une quantité de mémoire informatique excédant largement les capacités de la plupart des machines. Des modèles ont été développés pour résoudre directement les équations de Vlasov-Maxwell [79][80] mais ils sont généralement limités à deux ou trois dimensions et à des dimensions géométriques réduites. L'approche directe n'est donc pas adaptée à la résolution de dynamiques complexes sur de larges échelles.

Une approche indirecte consiste à approcher la fonction de distribution réelle par celle d'un ensemble de macro-particules. Chaque macro-particule regroupe ainsi plusieurs particules qui suivraient toutes la même trajectoire et auraient ainsi des coordonnées très proches dans l'espace 6D. Elle possède un poids qui détermine le nombre d'électrons réels qu'elle représente. On calcule ensuite les trajectoires des



macro-particules dans les champs électriques et magnétiques.

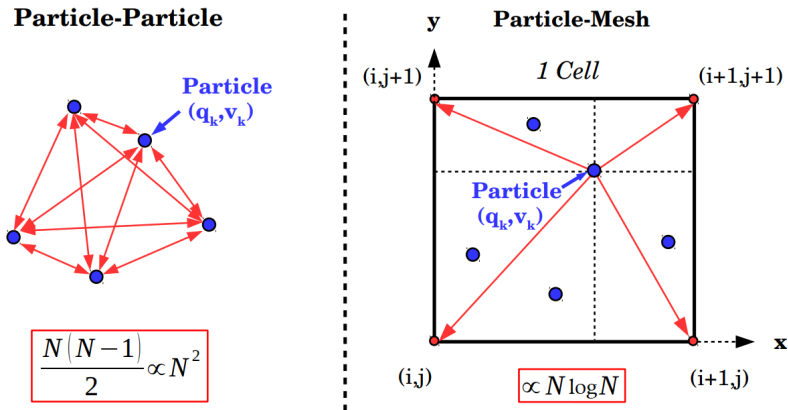


FIGURE 3.19 – Méthode particule à particule vs méthode PIC

Les premiers modèles ainsi définis traitaient les  $N$  macro-particules comme des points discrets et calculaient la force électrique agissant sur chaque particule en additionnant les interactions de Coulomb avec chacune des  $N - 1$  autres particules. Le principe de cette méthode est illustré Figure 3.19 (Particle-Particle). Le nombre d'interactions nécessaires par pas de temps est alors de  $N(N - 1)/2$ . Cette variation en  $N^2$  limite fortement le nombre de macro-particules pouvant être employées. En prenant par exemple  $10^7$  particules réparties sur  $10^4$  pas de temps et en estimant que le calcul de la force appliquée nécessite 10 opérations, on obtient un nombre total d'opérations de  $\sim 5 \cdot 10^{18}$ . Avec un temps d'opération de  $\sim 10^{-9}$  s, le temps total de calcul de la dynamique des particules serait de  $\sim 5 \cdot 10^9$  s  $\approx$  160 ans.

En réponse à ces temps de calcul inenvisageables, on a introduit une grille spatiale, sur laquelle les charges et les densités de courant des particules sont combinées avec un algorithme d'interpolation. Les particules ne ressentent pas directement les champs des autres particules : elles se « sentent » mutuellement à travers la grille, via leur contribution aux densités de courant et de charge appliquées sur la grille. Le nombre d'opérations par pas de temps est alors réduit à  $\sim N \log N$ . C'est ce qu'on appelle la technique "Particle-in-Cell" (PIC). Le principe de la méthode PIC est présenté Figure 3.19 (Particle-Mesh).

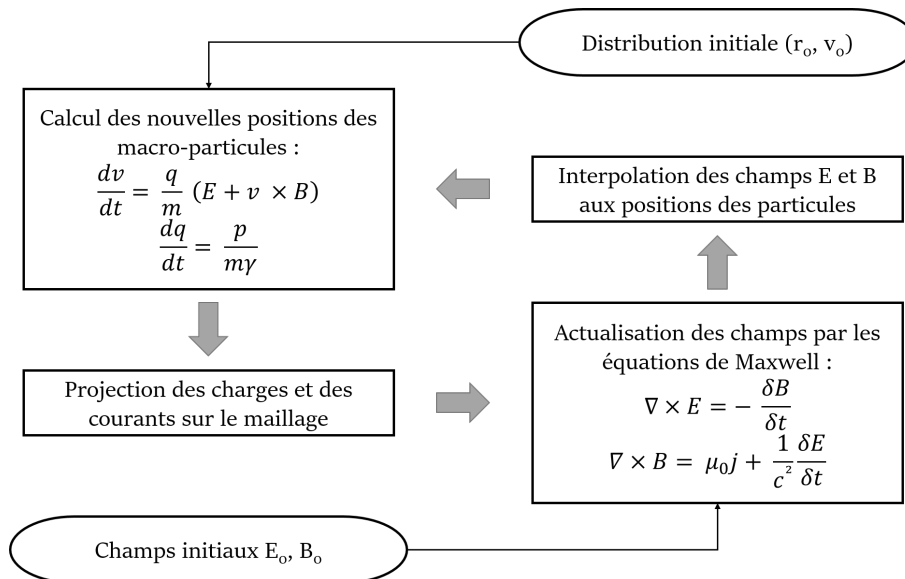


FIGURE 3.20 – Schéma de résolution de la dynamique de macro-particules par la méthode PIC

Les équations de Maxwell sont résolues sur un maillage discrétisant l'espace. Ceci implique d'interpoler successivement les champs connus aux points de ce maillage vers les positions des macro-particules, puis de projeter les charges et les courants des macro-particules connues sur les points du maillage.

Au final, la résolution numérique du système, présentée Figure 3.20, implique de répéter les opérations suivantes à chaque itération [81] :

- interpolation des champs  $E(t)$  et  $B(t)$  du maillage vers les positions des macro-particules,
- résolution des équations du mouvement des macro-particules pour calculer les nouvelles positions des macro-particules,
- projection des densités de charge  $\rho(t + \Delta t)$  et de courant  $j(t + \Delta t)$  vers les nœuds du maillage,
- résolution des équations de Maxwell pour le calcul des champs  $E(t + \Delta t)$  et  $B(t + \Delta t)$ .

Le schéma de principe d'un espace de simulation PIC est illustré Figure 3.21.

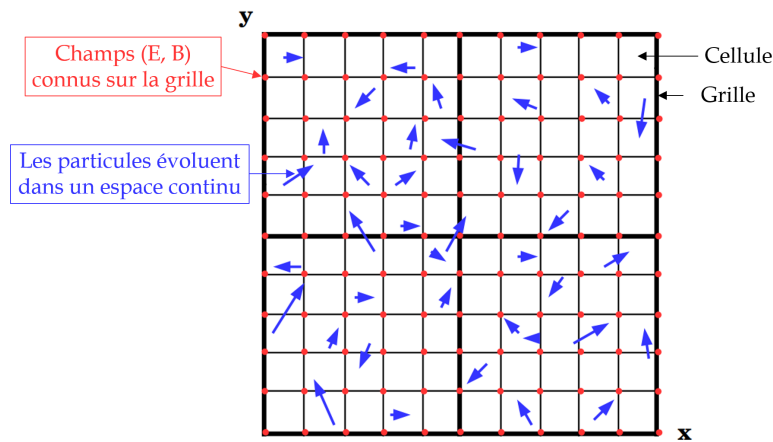


FIGURE 3.21 – Schéma de principe d'un espace de simulation "Particle-in-Cell"

La méthode a été développée entre la fin des années cinquante et le début des années soixante par Dawson [82] et Buneman [83].

Notons que les premiers codes PIC utilisaient l'approximation du point de grille le plus proche. Mais cette approche entraînait des fluctuations excessives lorsque les particules se déplaçaient sur la grille. La plupart des codes utilisent aujourd'hui des algorithmes d'interpolation linéaire. Ceci implique une interpolation entre 2 points de la grille en 1D, entre 4 points en 2D et entre 8 points en 3D.

Pour être cohérentes, les simulations PIC doivent traiter des situations dans lesquelles les champs varient lentement à l'échelle du pas de la grille. Il convient donc de définir attentivement le maillage utilisé en réalisant une étude de convergence, afin de garantir des résultats fiables et indépendants du maillage.

Il existe une littérature très étendue sur le sujet, constitués d'articles de références [84][85][86] et de nombreux manuels [87][88][89][90][91].

Couplée aux machines de calcul massivement parallèle, la méthode PIC demeure l'outil numérique le plus performant pour l'étude de la dynamique des faisceaux intenses.

### 3.5.2 Le logiciel LSP

Dans cette thèse, le code PIC utilisé est le code Large Scale Plasma (LSP). LSP est un code électromagnétique tridimensionnel conçu pour les simulations à grande échelle. Comme vu précédemment,

le code calcule l'interaction entre les particules chargées (ions et électrons) et les champs électriques et magnétiques externes et auto-induits.

Il permet de réaliser des simulations dans les systèmes de coordonnées géométriques cartésiennes, cylindriques ou sphériques. Il peut être utilisé en 1D, 2D ou 3D. La conception du code a débuté en 1995 par T. Hugues, R. Yao et R.E. Clark, puis a été commercialisé en 2002. Il est maintenu par R.E. Clark, C. Mostrom et D.W. Welch à Voss Scientific ; LSP est sous licence commerciale chez Orbital ATK Mission Systems. Il est programmé en C++. Il possède différents types de solveur électromagnétique : explicite ou implicite. Il existe aussi plusieurs options afin « d'avancer » les particules. Plusieurs algorithmes sont implémentés pour l'émission de champ, les diélectriques, les matériaux magnétiques dispersifs, la génération d'électrons secondaires, la diffusion multiple, l'ionisation des neutres, le chauffage des surfaces ou encore la désorption des neutres à partir des surfaces.

Un modèle fluide hybride est également implémenté pour les électrons, permettant de modéliser les électrons dans des plasmas denses avec un traitement cinétique ou fluide en fonction du besoin.

### 3.5.3 Modélisation de la diode de Mi2

La géométrie de la diode, illustrée Figure 3.22, reproduit l'architecture de la diode de MI2.

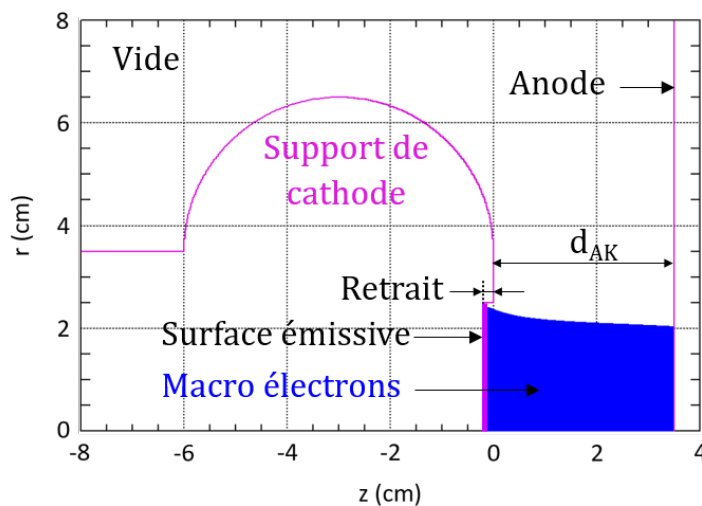


FIGURE 3.22 – Modèle LSP de la diode de Mi2

#### Choix de la géométrie

La première étape d'une simulation LSP consiste à choisir la géométrie (cartésienne, cylindrique ou sphérique) et les dimensions (1D, 2D ou 3D) du cas.

Afin d'obtenir une comparaison directe entre les valeurs expérimentales et simulées du profil de densité de courant et de l'émittance, la méthode la plus directe consisterait à travailler dans une géométrie 3D. En 3D, nous travaillons classiquement en géométrie cartésienne, plus simple à mettre en œuvre. Cependant, les simulations 3D induisent une complexité des modèles et des temps de simulations largement supérieurs à la 2D. Il est également envisageable de travailler en géométrie 2D cylindrique et de définir un faisceau circulaire axisymétrique.

Prenons les dimensions de la diode de MI2. En 2D cylindrique  $(r, z)$ , la symétrie de rotation permet de ne simuler que sur le rayon. Afin de représenter le support de cathode à l'extrémité du conducteur central, la diode sous vide, le gap et l'anode, on définit les dimensions suivantes pour la zone de simulation :

- $\Delta r = 12,5$  cm
- $\Delta z = 13,6$  cm

Il faut donc mailler une zone de  $12,5 \times 13,6$  cm<sup>2</sup>. En première approche, on estime une taille de maille raisonnable à 0,02 cm. On a donc  $625 \times 680 = 425.10^3$  mailles. Pour une simulation de 20 ns, nous observons un temps de calcul de  $\sim 22.10^3$  s  $\approx$  6 heures.

En 3D cartésien  $(x, y, z)$ , il faut prendre en compte une dimension supplémentaire et l'absence de symétrie de rotation. Pour la même géométrie, les dimensions de la grille sont alors :

- $\Delta x = 25$  cm
- $\Delta y = 25$  cm
- $\Delta z = 13,6$  cm

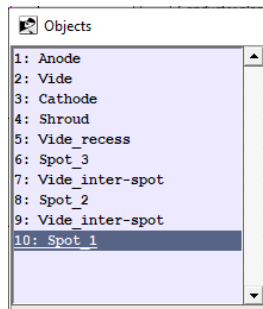
Soit, pour la même taille de maille,  $1250 \times 1250 \times 680 \approx 1,1.10^9$  mailles. Pour une simulation de 20 ns, à puissance de calcul égale, il en résulterait alors un temps de calcul de  $\sim 56.10^6$  s, soit 1,8 ans. Une telle simulation n'est donc absolument pas envisageable. Le recours à un supercalculateur comme TERA permettrait de faire baisser ce temps de calcul. Cependant, compte-tenu des ressources informatiques nécessaires et du temps dont nous disposons pour cette étude, il est apparu davantage pertinent de réaliser cette étude en géométrie cylindrique 2D  $(r, z)$ . Ces simulations permettront ainsi de fournir des premiers résultats et d'identifier des phénomènes d'importance, dont les effets pourront éventuellement être approfondis ultérieurement par des calculs 3D sur un supercalculateur.

### Définition des objets

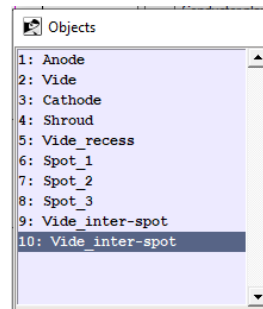
Une fois la géométrie et le système de coordonnées choisis, il est nécessaire de définir les objets qui vont constituer la simulation. Différentes formes d'objet sont disponibles : blocs, cônes, cylindres, sphères, parallélépipèdes, tores, etc. Chaque objet peut être défini comme conducteur ou non (l'objet est alors constitué de vide ou diélectrique) et peut également être associé à un médium et à un potentiel électrostatique. Ici, nous conservons le médium conducteur par défaut de LSP. Les valeurs de potentiel peuvent être définies de manière statique à travers le menu *Potentials* ou à la frontière de la grille à travers le menu *Boundary*.

Des formes complexes peuvent ainsi être construites en assemblant des objets conducteurs et non conducteurs. L'ensemble des objets ainsi définis constitue une liste. L'effet des objets est cumulatif : un objet définit les mailles à l'intérieur de ses limites comme ayant les propriétés définies pour l'objet, remplaçant toutes propriétés définies pour les objets apparaissant avant lui dans la liste. L'ordre dans lequel sont définis les objets est donc primordial puisque la géométrie définie est le résultat direct de la superposition des objets.

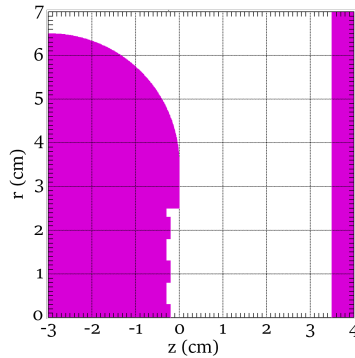
Un exemple de géométrie complexe, construite par la superposition d'objets, est illustré Figure 3.23c. À titre de comparaison, la Figure 3.23d présente la géométrie résultant de la même liste d'objets dont l'ordre a été modifié.



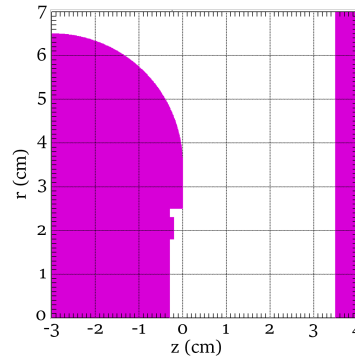
(a) Liste d'objets LSP



(b) Liste d'objets LSP (ordre modifié)



(c) Géométrie LSP résultant de la liste d'objets (a)



(d) Géométrie LSP résultant de la liste d'objets (b)

FIGURE 3.23 – Géométrie LSP en fonction de l'ordre des objets

### Définition des espèces des macro-particules

Il faut ensuite définir les espèces des macro-particules à utiliser dans la simulation ainsi que leurs propriétés, à travers le menu *Particle Species*. Chaque espèce est identifiée par un indice. C'est à cet entier que l'on fait référence pour désigner l'espèce dans les autres menus de LSP (cf. notamment le menu *Particle Creations*, présenté un peu plus loin).

La charge d'une particule est définie selon la norme au positron. Pour définir des électrons, la valeur de charge à définir est donc  $-1$ . Les autres propriétés par défaut de LSP sont maintenues.

Il est possible de définir « plusieurs » espèces d'électrons, qui seront discernables en post-traitement par leur indice. Cela peut être typiquement utilisé pour distinguer les électrons émis sur le bord de la cathode de ceux émis au centre.

### « Création » des particules

Il faut également définir comment, où et quelles particules (parmi celles définies dans *Particle Species*) peuvent être introduites dans la simulation. Ce paramétrage s'effectue dans le menu *Particle Creations*. Il existe de nombreux modèles d'introduction des particules implémentés dans LSP. A titre d'exemple, nous pouvons notamment citer :

- émission : les particules sont émises d'une surface en utilisant les modèles disponibles dans LSP (modèle de Child-Lanmuir [19][20] notamment),
- injection : les particules sont injectées par une des frontières de la grille
- secondaire [92] : émission secondaire d'électrons ou de positrons à partir d'une surface

Dans notre cas, les électrons sont introduits dans la simulation selon un modèle d'émission de Child-Langmuir, c'est-à-dire que le logiciel injecte suffisamment de courant pour annuler le champ électrique à la surface.

Après avoir sélectionné le modèle selon lequel les particules vont être introduites dans la simulation, il faut également définir les propriétés et la position de la zone de « création » des particules. Les paramètres à renseigner sont typiquement :

- les coordonnées de la zone de création (dans notre cas en coordonnées cylindriques)
- l'indice de l'espèce émise ou injectée
- l'énergie thermique initiale des particules
- dans le cas d'une émission par une surface le seuil d'émission
- le nombre maximum de particules émises par maille

Le seuil d'émission électronique du velours est estimé entre 15 et 40 kV/cm en fonction de la littérature [68][8][72]. Sur nos expérimentations, nous l'avons estimé autour de 25 kV/cm. Aussi, nous fixons le seuil d'émission à 25 kV/cm dans nos simulations et le nombre de particules par mailles est de  $3 \times 3$ . Les autres paramètres de la zone d'émission des particules varient en fonction des simulations.

### Définition de la grille

Finalement, interviennent la définition de la grille et des conditions limites éventuelles. La section *Grid* définit la zone de simulation et le maillage à l'intérieure de celle-ci. Le code étant conçu pour fonctionner en multi-processeurs, la grille peut être découpée en domaines. Chaque domaine est associé à un processeur, permettant ainsi de paralléliser les calculs. Le découpage en domaine se fait de manière unidimensionnelle le long de l'une des directions de coordonnées de la simulation. Dans notre cas, la grille est divisée en six domaines, permettant de faire tourner une simulation sur 10 processeurs. La machine sur laquelle sont réalisées les simulations disposent de 20 processeurs. En répartissant les cas de simulations sur les différents processeurs, on peut ainsi faire tourner plusieurs simulations en même temps.

LSP permet de définir plusieurs grilles, ce qui peut être utile pour mailler certaines zones d'intérêt plus finement que le reste de la zone de simulation. Néanmoins, le long de la limite commune entre deux grilles, les points de la grille doivent correspondre. Il existe également une option, appelée quadrillage non uniforme, qui permet de faire varier la taille des cellules de manière linéaire tout au long de l'une ou l'autre des coordonnées. On définit pour cela des intervalles en indiquant les bornes supérieures et inférieures et le nombre de cellules voulues dans chaque intervalle. Le code utilise ces informations pour compléter la grille.

Les limites de la grille sont définies comme les parties de la grille qui coïncident avec une surface extérieure de l'espace de simulation. Pour définir correctement les propriétés des cellules aux limites de la grille, les objets qui sont en contact avec une limite de la grille doivent s'étendre au-delà de la cette limite et non pas s'arrêter à la frontière.

### Convergence du maillage

Comme évoqué précédemment, le maillage doit être choisi avec précision. Afin de définir le maillage le plus approprié, une étude de convergence a été réalisée. Des tests de maillages de 0,05 cm à 0,005 cm ont été fait. Les données observées sont :

- la tension anode-cathode  $V_{AK}$  en fonction du temps  $t$
- le courant porté par le faisceau  $I_{AK}$  en fonction du temps  $t$
- la densité de courant  $j_{AK}$  en fonction du rayon  $r$
- l'émittance du faisceau à la sortie de la diode sur le plateau de l'impulsion

L'étude de convergence du maillage détaillée est présentée dans le chapitre suivant, paragraphe 4.4.1.

### Définition de l'impulsion HT

Le champ électrique appliqué est généré par une impulsion de -700 kV, ayant un temps de montée d'environ 10 ns et une durée de plateau de 70 ns. Le potentiel est défini en limite de la grille comme une fonction temporelle à travers le menu *Boundary*. Plusieurs fonctions sont disponibles dans LSP permettant notamment de spécifier les profils temporels et spatiaux des champs et des particules. Pour une fonction temporelle, la variable est donc en unité de temps.

Dans notre cas, l'impulsion de tension est définie par une liste de paires de valeurs. La première colonne ainsi constituée correspond à la variable temporelle. La seconde colonne contient les valeurs de la fonction. L'impulsion de tension ainsi définie est constante sur toute la durée du plateau, telle qu'illustrée Figure 3.24. Cela nous permet d'avoir une émittance et une densité de courant strictement identiques au début, au milieu et à la fin du plateau. On peut ainsi réduire la durée de simulation à 20 ns au lieu de 90 ns.

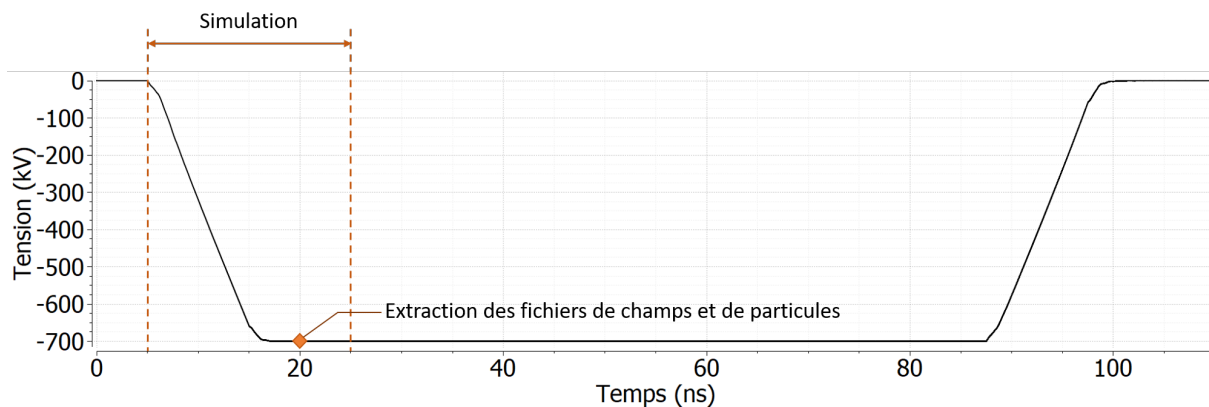


FIGURE 3.24 – Impulsion de tension LSP

### Définition du pas de temps

Le code calcule, en fonction du maillage de la grille, le plus petit pas de temps *Courant\_limited*. Le pas de temps de la simulation est ensuite défini par la multiplication de ce pas par la valeur du *courant\_multiplieur* renseignée par l'utilisateur. En coordonnées cylindriques, la valeur du *courant\_multiplieur* doit être d'environ 0,9 ou moins pour assurer la stabilité. Nous la fixons ici à 0,45. Le pas de temps est approximativement de 0,1 ps.

Le pas de temps de la simulation peut également être renseigné directement par l'utilisateur via le paramètre *time\_step*. Dans le cas, la valeur d'entrée de *time\_step* est prioritaire si elle est inférieure à la valeur calculée en interne.

### Les diagnostics LSP

Une fois les paramètres LSP définis, une simulation peut tourner en l'état. Cependant, si nous ne définissons pas de diagnostics, il sera impossible de caractériser le faisceau simulé en post-traitement. LSP dispose d'un très vaste choix de diagnostics.

La section *Sondes* permet de définir le type de diagnostics pour des grandeurs dépendantes du temps, à un emplacement donné de la grille. Les données mesurées sont enregistrées dans un fichier *history.p4* à des intervalles de temps données par l'utilisateur à travers la variable *probe\_interval*. Par défaut, cette

valeur est fixée à 1, c'est-à-dire qu'à chaque pas de temps, les données sont enregistrées dans *history.p4*.

Il existe des sondes pour mesurer des grandeurs en un point unique de la grille, pour mesurer des champs (sur une surface ou un volume en 3D) ou pour mesurer une quantité de particules. Les paramètres *from - to* définissent la position de la sonde et doivent être conformes à une ligne de grille. La Figure 3.25 présente les positions des diagnostics de courant et d'émittance définis dans l'espace anode-cathode.

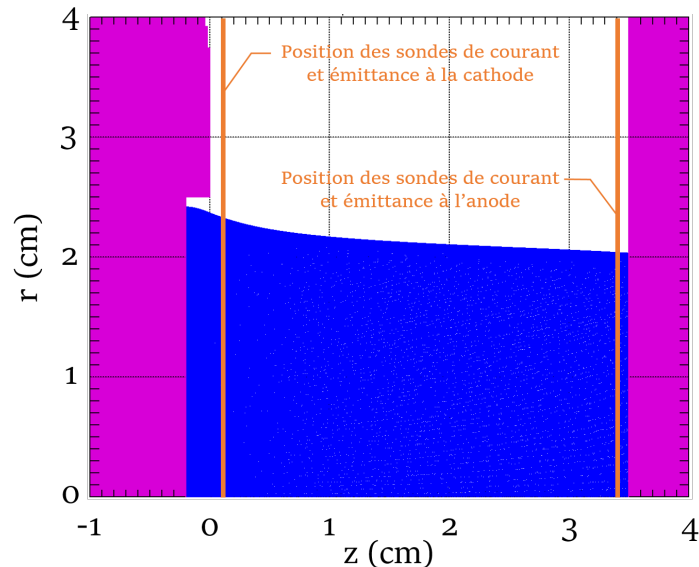


FIGURE 3.25 – Position des diagnostics de courant et d'émittance dans l'espace anode-cathode

Dans notre cas, nous utilisons des sondes permettant de mesurer des champs (*Field Probes*) :

- une sonde de tension, définie sur la limite de la grille, là où est injectée l'impulsion, afin de contrôler que la tension appliquée est bien un créneau avec un temps de montée de 10 ns et un plateau stable à -700 kV,
- deux sondes de courant, en aval de la cathode (1 mm au-dessus de la cathode) et en amont de l'anode (1 mm devant l'anode), afin de mesurer le courant porté par le faisceau.

Deux sondes permettant de mesurer une quantité de particules (*Particle-Measurement Probes*) sont également définies afin de mesurer l'émittance en aval de la cathode et en amont de l'anode (aux mêmes positions que les sondes de courant). Le calcul de l'émittance fait par LSP utilise la formule de l'émittance normalisée 2D de Lapostolle (présentée dans le Chapitre 2, paragraphe 2.2.2). Le résultat est donné en cm.rad.

Pour les besoins de notre étude, nous avons développé nos propres outils de calcul du courant, de la densité de courant et de l'émittance du faisceau. Les sondes définies dans LSP nous serviront ainsi de référence, en vérifiant la cohérence entre les mesures LSP et les résultats obtenus en post-traitement.

La section *Diagnostic Output* permet de définir des diagnostics mesurant des grandeurs sur toute la zone de simulation, à un temps donné. En comparant les fichiers générés aux différents instants, on peut ainsi voir l'évolution de l'ensemble des particules ou champs. Les temps auxquels sont mesurés ces données sont définis par l'utilisateur à travers *Dump Intervals*. Les intervalles peuvent être réguliers ou définis à des instants particuliers à travers *Discrete dump times*. Nous nous intéressons particulièrement aux diagnostics de particules *Dump Particles* et de champs *Dump Fields*. Nous nous intéressons prioritairement aux caractéristiques du faisceau sur le plateau de l'impulsion. De ce fait, nous étudions les fichiers de particules et de champs générés à  $t = 15\text{ns}$ .



## 3.6 Post-traitement des fichiers expérimentaux et simulés

### 3.6.1 Exploitation des fichiers de particules

Afin de maîtriser entièrement les valeurs de densité de courant, de courant et d'émittance extraites des simulations, nous avons fait le choix de développer nos propres scripts Python permettant de les calculer, à partir du fichier de particules contenant les coordonnées et vitesses de toutes les particules de l'espace de simulation.

Les fichiers de particules générés par LSP sont écrits au format XDR, ce qui les rend illisibles pour l'utilisateur. La première étape du développement de nos diagnostics Python a donc consisté à déterminer la structure d'encodage des données dans les fichiers de particules, puis par la suite à développer un script, permettant la conversion des données vers un format ASCII, lisible pour l'utilisateur.

A partir du fichier ASCII, différents traitements post-simulation ont été développés afin de pouvoir extraire des données simulées les caractéristiques du faisceau nous intéressant : le courant, la densité de courant et l'émittance du faisceau simulé. Ces traitements sont détaillés dans les parties suivantes.

### 3.6.2 Calcul de la densité de courant simulée

En développant le script de calcul de la densité de courant, l'objectif était de pouvoir tracer le profil de densité du courant en fonction du rayon  $r$  de la cathode à une position  $z$  donnée de la diode afin :

- d'étudier l'évolution de la densité de courant dans le gap,
- de comparer les densités de courant simulée et expérimentale.

Il existe différentes manières de déterminer la densité de courant à une position donnée : on peut soit extraire les particules à travers une surface pendant un intervalle de temps, soit extraire les particules sur une épaisseur à un temps donné.

Ici, les particules sont extraites au temps donné  $t = 15ns$ , à travers le diagnostic *Dump Particles*. Pour calculer  $j$  en fonction du rayon, on définit un pas  $dr$  et on calcule la densité de courant moyenne  $\langle j \rangle$  par pas  $dr$ . En conséquence, il faut extraire suffisamment de particules pour que la densité de courant calculée par  $dr$  soit représentative, c'est-à-dire qu'il faut une épaisseur  $e_p$  suffisante.

On a :

$$j = n.e.v = \frac{N}{V}.e.v \Leftrightarrow N = \frac{j.V}{e.v} \quad (3.37)$$

Avec  $j$  la densité de courant en  $A/m^2$ ,  $n$  la densité électronique,  $e$  la charge d'un électron,  $v$  la vitesse des électrons,  $N$  le nombre d'électrons et  $V$  le volume sur lequel on extrait les électrons.

Afin de pouvoir étudier les variations de  $j$  sur le rayon du faisceau, on définit un pas  $dr$  suffisamment petit, c'est-à-dire  $dr = 0,01$  cm. Alors, si on calcule par exemple  $j$  à  $r = 0,5$  cm :

$$N = \frac{j.V}{e.v} = \frac{j.2\pi.r.dr.e_p}{e.v} \quad (3.38)$$

$$= \frac{100.10^4 \times 2\pi \times 5.10^{-3} \times 1.10^{-4} \times e_p}{1,6.10^{-19} \times 3.10^8} \quad (3.39)$$

$$= 6,5.10^{10} \times e_p \quad (3.40)$$

En extrayant sur une épaisseur  $e_p = 0,1$  mm, on extrait alors  $6,5.10^{10} \times 1.10^{-4} = 6,5.10^6$  électrons. Or, dans nos simulations, la charge moyenne portée par une macro-particule est de  $4.10^{-13}$  C, soit

$2,5 \cdot 10^6$  électrons. Avec  $e_p = 0,1$  mm, on extrait donc environ 3 macro-particules, ce qui est largement insuffisant pour obtenir une densité de courant représentative. En prenant  $e_p = 1$  mm, on extrait 30 macro-particules à  $r = 0,5$  cm pour un pas  $dr = 0,01$  cm, ce qui permet de calculer un  $j$  moyen bien plus représentatif. Nous avons donc fixé donc  $e_p = 1$  mm.

Le fichier de particules généré à  $t = 15$  ns contient les positions et vitesses de toutes les particules de la grille. On filtre donc les particules pour ne garder que celles contenues dans l'intervalle d'extraction, d'épaisseur  $e_p$ , indiqué par l'utilisateur. Typiquement, l'intervalle d'extraction est  $z \in [-0,2; -0,1]$  cm pour la densité de courant à la cathode et  $z \in [3,4; 3,5]$  cm pour la densité de courant à l'anode.

Comme les particules sont extraites sur une épaisseur  $e_p = 1$  mm, pour chaque  $dr$ ,  $\langle j \rangle$  est déterminée par :

$$\langle j \rangle = \frac{\frac{\sum q \cdot v}{e_p}}{\pi(r + dr)^2 - \pi r^2} \quad (3.41)$$

Avec  $q$  la charge de la macroparticule,  $v$  la vitesse longitudinale de la particule,  $e_p$  l'épaisseur de l'intervalle,  $r$  la position de la particule sur le rayon du faisceau et  $dr$  le pas.

Cette formule provoque un artefact numérique lorsque  $r \rightarrow 0$ . En effet, au centre du faisceau, la surface est nulle, donc  $j$  tend artificiellement vers l'infini.

La courbe de densité de courant simulé ainsi obtenue est également normalisée telle que  $j_{RMS} = 1$ .

Afin de vérifier l'accord avec les mesures des sondes de LSP, on calcule également à partir du fichier de particules le courant total transporté par le faisceau par le calcul :

$$I = \sum \frac{qv}{e_p} \quad (3.42)$$

Toujours avec  $q$  la charge d'une macroparticule,  $v$  sa vitesse longitudinale,  $e_p$  l'épaisseur de l'intervalle.

### 3.6.3 Prise en compte de l'espace de glissement de la diode

Comme montré dans le paragraphe 3.3.2, le profil de densité de courant expérimental est obtenu en extrayant le profil lumineux de l'image Cerenkov. Afin d'effectuer une comparaison valable entre la courbe de densité de courant expérimentale et la courbe de densité de courant simulée, la densité de courant simulée doit donc pouvoir être mesurée à la position de la cible Cerenkov.

La cible Cerenkov est placée 10 mm après la feuille d'anode. Comme la feuille de l'anode et la cible Cerenkov sont à la masse, le champ électrique entre les deux est nul. Le faisceau est alors en vol libre sur 10 mm, avant de pénétrer dans la silice. Il est nécessaire de prendre en compte cet espace de glissement. Or, en faisant le choix de ne simuler que des objets conducteurs définis par le médium par défaut de LSP, la feuille de milar aluminisé de la diode de Mi2 et par conséquent un tel espace de glissement ne sont pas facilement modélisables. Aussi les positions  $r$  des électrons à  $z = 4,5$  cm sont estimées par le calcul.

Les électrons étant fortement accélérés, ils ont une vitesse longitudinale  $v_z$  proche de  $3 \cdot 10^8$  m.s<sup>-1</sup> lorsqu'ils traversent la feuille d'anode. Le temps nécessaire pour traverser l'espace de glissement est alors d'environ 30 ps. Pour une durée aussi courte, la contribution de la charge d'espace est considérée comme négligeable. Seules les vitesses radiales sont donc considérées, car elles sont non négligeables.

La nouvelle position  $r$  des particules est alors estimée par :

$$r_{z=4,5cm} = r_{z=3,5cm} + v_{r_{z=3,5cm}} \times \Delta t \quad (3.43)$$

$$r_{z=4,5cm} = r_{z=3,5cm} + \frac{v_{r_{z=3,5cm}}}{v_{z=3,5cm}} \times 10^{-2} \quad (3.44)$$

On peut ainsi déterminer le profil de densité de courant du faisceau à la position de la cible Cerenkov et comparer les courbes simulées et expérimentales.

### 3.6.4 Calcul de l'émittance du faisceau simulé

Dans le cas d'un repère 2D, le faisceau simulé est axisymétrique. Par conséquent, on détermine l'émittance du faisceau à partir de la formule présentée au chapitre 2, paragraphe 2.2.2 :

$$\varepsilon_{rn,RMS} = 2\beta\gamma\sqrt{\langle r^2 \rangle \langle r'^2 \rangle - \langle r r' \rangle^2} \quad (3.45)$$

Avec  $r$  la position d'une macro-particule sur le rayon du faisceau et  $r'$  l'angle de la particule avec l'axe de symétrie, telle que  $r' = \frac{v_r}{v_z}$ .  $r$ ,  $v_r$  et  $v_z$  sont contenues dans le fichier de particules généré par LSP et préalablement converti en ASCII. Les vitesses  $v_r$  et  $v_z$  contenues dans le fichier LSP sont corrigées en  $\beta\gamma$ . On calcule donc  $r'$  par  $r' = \frac{(\beta\gamma)_r}{(\beta\gamma)_z}$ .

### 3.6.5 Filtrage des courbes

Les courbes de densité de courant expérimentales et simulées présentent une forte composante HF qui bruite le signal. Afin de pouvoir exploiter et comparer les courbes entre elles, nous souhaitons filtrer ces fréquences par un filtre gaussien. La partie qui suit présente le choix des coefficients de filtrage des courbes simulées et expérimentales.

#### Courbes simulées

Pour déterminer le coefficient du filtre à appliquer aux courbes simulées, nous procédons par comparaison entre le signal expérimental et une courbe théorique. En effet, pour un faisceau parfait de densité de courant homogène, la courbe de densité de courant obtenue devrait être un créneau parfait présentant une raie de densité nulle et de fréquence très élevée en son centre correspondant à l'axe sur le wafer.

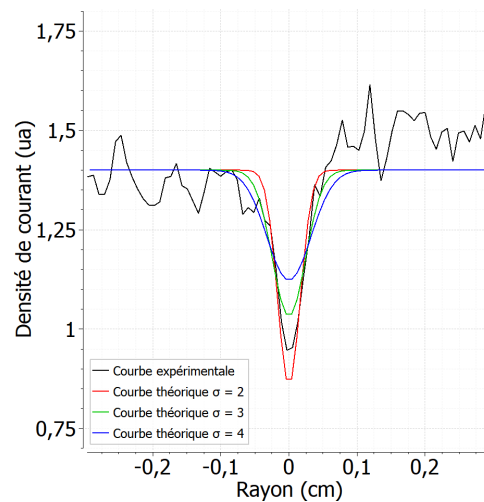


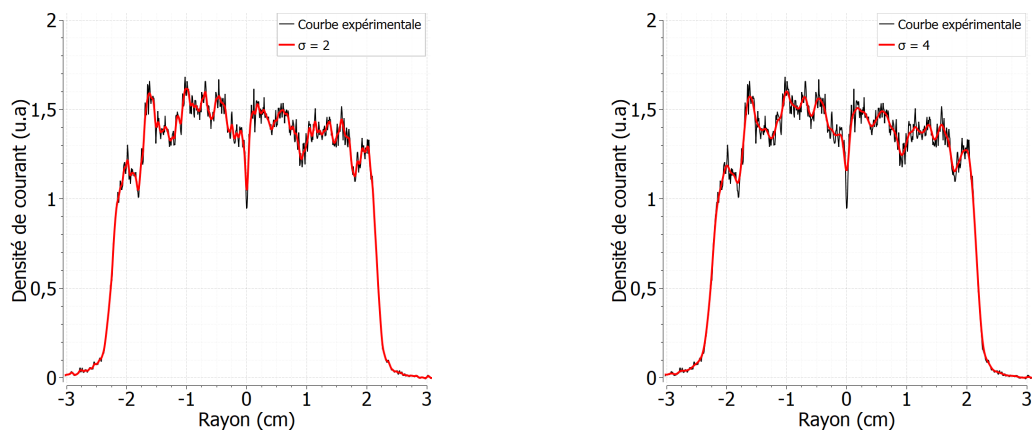
FIGURE 3.26 – Comparaison pic central expérimental et théorique pour différents coefficients de filtrage

Or, comme évoqué dans le paragraphe 3.3.2, la chute de luminosité liée au centre de la cible n'est pas nulle et la fréquence du pic est plus faible que ce qu'elle devrait être théoriquement. On définit donc un créneau théorique présentant une raie nulle de fréquence « infinie » en 0, auquel on applique un filtre gaussien. En faisant varier le coefficient  $\sigma$  du filtre, on cherche à retrouver un pic central d'amplitude et de fréquence similaire à notre courbe expérimentale.

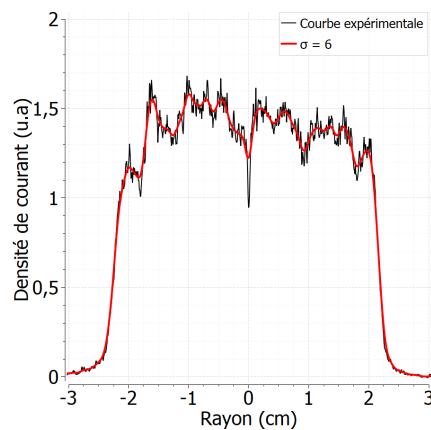
Comme illustré Figure 3.26, on détermine ainsi un coefficient  $\sigma$  compris entre 2 et 3 en amplitude et  $\sigma \approx 3$  en fréquence. On fixe ainsi  $\sigma = 3$ .

### Courbes expérimentales

Pour la courbe expérimentale, nous avons également étudié plusieurs coefficients de filtre  $\sigma$ . Les courbes obtenus pour trois valeurs de  $\sigma$  sont présentées Figure 3.27.



(a) Filtrage de la densité de courant expérimentale,  $\sigma = 2$  (b) Filtrage de la densité de courant expérimentale,  $\sigma = 4$



(c) Filtrage de la densité de courant expérimentale,  $\sigma = 6$

FIGURE 3.27 – Densité de courant expérimentale pour différents coefficients de filtrage  $\sigma$

Pour  $\sigma = 2$ , le filtre n'est pas assez puissant pour supprimer la composante HF du signal expérimental, ce qui rend la comparaison entre les signaux difficile. À partir de  $\sigma = 6$ , le filtre est trop puissant. La courbe  $\sigma = 4$  présente un bon compromis. Nous avons donc fixé  $\sigma = 4$ .

### 3.7 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté l'installation de Haute Puissance Pulsée MI2, avec laquelle ont été produites les données expérimentales de cette thèse. L'installation est composée :

- d'un générateur bi-impulsions délivrant deux impulsions successives de l'ordre de 250 kV, avec un plateau de 70 ns et ayant un délai entre impulsions variant de 100 ns à 5  $\mu$ s,
- d'un IVA élevant d'un facteur 4 les impulsions de tension reçues,
- d'une diode, composée d'une cathode froide de velours et d'une feuille d'anode, permettant l'émission de deux faisceaux d'électrons d'environ 700 kV, 2 kA, 70 ns.

Les dimensions de la diode ont été étudiées pour que les faisceaux extraits soient représentatifs d'un injecteur type AIRIX.

Les différents diagnostics utilisés pour caractériser les faisceaux ainsi produits ont également été présentés :

- un diviseur capacitif, employé pour mesurer la tension dans la diode,
- deux sondes de Rogowski en amont et en aval de la feuille d'anode, mesurant le courant transporté par les faisceaux,
- en sortie de la diode, les faisceaux pénètrent dans une plaque de silice, générant un flash lumineux par effet Cerenkov. Cette lumière, récupérée par caméra obturable, permet d'imager les faisceaux produits et d'en extraire les courbes de densité de courant expérimentales.

Pour étudier la variation de la densité de courant entre le premier et le second faisceau, les données expérimentales de MI2 sont confrontées à des cas de simulation. Dans ce chapitre, nous avons donc également introduit la méthode de comparaison des données expérimentales et simulées.

Par la suite, nous avons détaillé le principe de la simulation Particle-in-Cell, qui permet de calculer la dynamique de faisceaux d'électrons intenses sur de larges échelles, avant de présenter LSP, le logiciel de simulation utilisé dans cette thèse. Nous avons ainsi reproduit la géométrie de la diode de MI2 dans LSP et présenté les choix de modélisation et de diagnostics que nous avons faits.

Dans une dernière partie, nous avons présenté dans ce chapitre l'ensemble des scripts Python développés pour exploiter les résultats de simulation et les courbes de densité de courant expérimentales.

Le chapitre suivant se focalise donc sur la caractérisation des faisceaux d'électrons simulés et la comparaison avec un faisceau expérimental. L'objectif est de montrer que la surface émissive permettant de retrouver des profils de densité de courant cohérents avec un faisceau émis par une cathode froide de velours est nécessairement discrète et non-plane.

# Émission électronique du velours : une émission discrète

## 4.1 Introduction

Le chapitre précédent a servi à présenter les outils expérimentaux et numériques permettant de fournir les données présentées dans la suite de ce manuscrit. L'objectif est par la suite de déterminer le profil cathodique qui engendre un profil de densité de courant, à la cible Cerenkov, similaire aux mesures expérimentales.

Dans un premier temps, nous étudierons des faisceaux dont la surface émissive est plane, émettant des électrons de manière homogène sur toute la surface de la cathode. Ce modèle est classiquement mis en œuvre pour simuler des faisceaux d'électrons émis par une cathode de velours [7]. Nous montrerons que ce modèle n'est pas adapté parce qu'il ne permet pas d'obtenir des courbes de densité de courant en bon accord avec les données expérimentales.

Historiquement, pour retrouver une émittance compatible avec les mesures, les modélisateurs ajustent artificiellement la température électronique initiale. Nous allons étudier l'influence de cette température sur la densité de courant et l'émittance d'un faisceau. Nous montrerons, par une analyse critique, les limitations de simulation liées à cette méthode.

Finalement, nous introduirons une solution visant à prendre en compte le caractère discret de l'émission électronique d'une cathode de velours. La surface émissive sera définie à l'aide de spots émissifs discrets non-plans. Dans ce chapitre, nous présenterons la méthode de simulation qui a été retenue pour représenter un spot émissif unitaire discret.

## 4.2 Hypothèse d'une émission électronique homogène

### 4.2.1 Faisceau émis par une cathode de velours : résultats en faveur d'une émission homogène

Comme vu dans le Chapitre 2, les cathodes froides de velours sont notamment employées pour leur capacité à produire des faisceaux d'électrons relativement homogènes. En effet, malgré un motif d'émission en spots, détaillé dans le paragraphe 2.4.2, un certain nombre d'études montrent la grande homogénéité des faisceaux d'électrons générés par une cathode de velours.

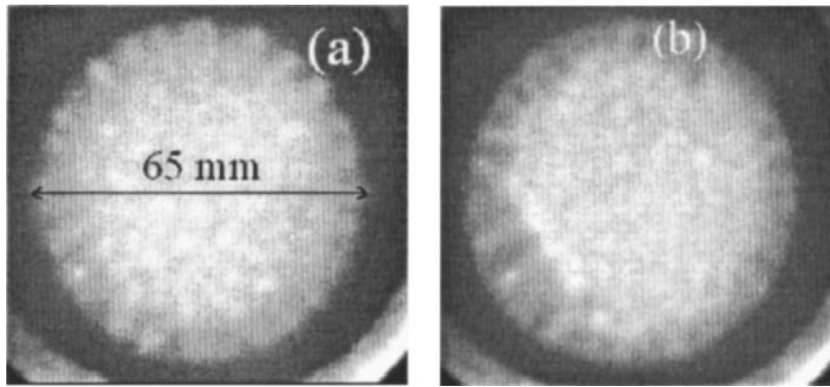


FIGURE 4.1 – Imagerie X d'un faisceau d'électrons (section transversale) à (a) 70 ns et (b) 250 ns après le début de l'impulsion ( $V_{AK} = 200kV$ ,  $d_{AK} = 40mm$ ) [5]

Dans [5], Y. Krasik *et al.* estiment qu'en dépit d'un profil lumineux constitué de spots à la cathode, la section transversale du faisceau observé à l'anode ( $d_{AK} = 40$  mm) est relativement uniforme, comme illustré Figure 4.1.

Ils suggèrent alors deux facteurs pouvant contribuer à l'homogénéisation du faisceau entre la cathode et l'anode :

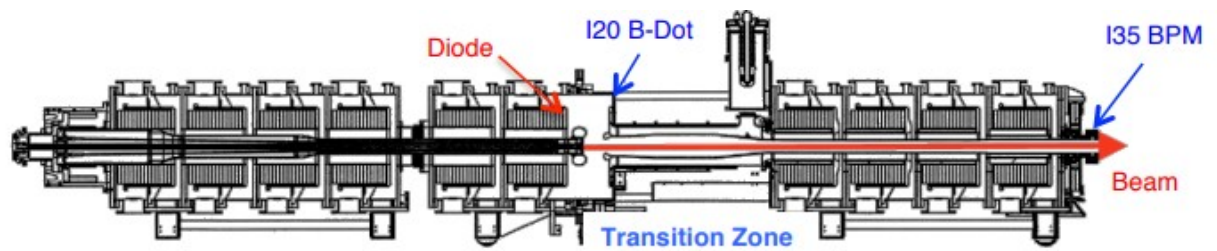
- une divergence de faisceau importante, permettant au faisceau de s'homogénéiser sur les 40 mm séparant la cathode de l'anode,
- une expansion radiale très rapide du plasma de cathode.

La conclusion de leur étude tend en faveur d'une divergence de faisceau de seulement quelques degrés dans l'espace anode-cathode, trop faible pour expliquer à elle seule l'uniformité du faisceau observé à l'anode. Alors, ils suggèrent que le phénomène à l'origine de l'uniformité d'un faisceau d'électrons émis par une cathode de velours est l'expansion radiale très rapide du plasma de cathode. Cette expansion radiale, allant du bord vers le centre, bien plus rapide que l'expansion longitudinale du plasma, permet la formation d'une gaine de plasma uniforme sur toute la surface du velours et donc une surface d'émission électronique continue et uniforme. Dans leurs expérimentations, le faisceau est généré par une cathode de velours de rayon  $r = 3$  cm et transporte un courant  $I = 1$  kA. Ils estiment le champ magnétique azimutal à la périphérie de la cathode  $B_{\theta} = 70$  G et diminuant au centre. Un gradient de  $B_{\theta}$ , de la périphérie vers le centre de la cathode, serait ainsi à l'origine de l'expansion radiale du plasma.

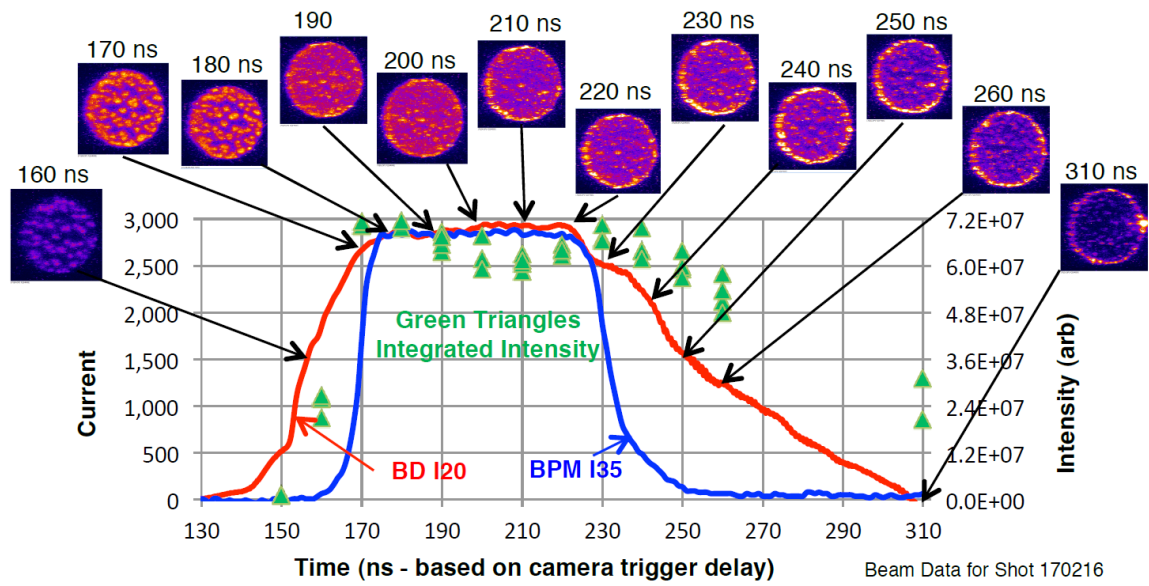
Citons également Houck *et al.* [70] : lors des études menées pour l'optimisation de FXR, ils ont réalisé des images en lumière visible de la cathode de velours à différents instants de l'impulsion. Ces images sont présentées Figure 4.2. Elles montrent la présence d'un fond lumineux sur toute la surface de la cathode. Ce fond lumineux est attribué à la présence d'une gaine de plasma recouvrant le velours. Les prises de vue de la cathode montrent que :

- le fond lumineux apparaît pendant le front de montée de l'impulsion de tension, comme l'illustre la vue 160 ns,
- il se maintient pendant tout le plateau de l'impulsion (vues 170 ns à 220 ns),
- les spots lumineux, très visibles au début de l'impulsion (cf. 170 ns et 180 ns), se fondent au cours de l'impulsion dans une surface lumineuse globalement uniforme (vues 190 ns à 210 ns).

Ces spots lumineux peuvent ainsi être associés aux endroits où démarre l'émission ; puis, la gaine de plasma s'étend radialement, formant alors une couche homogène d'où sont extraits les électrons.

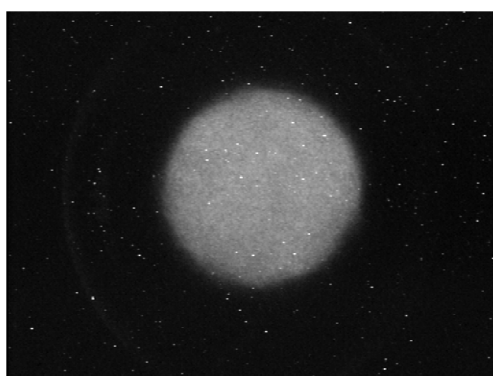


(a) Schéma de l'injecteur de FXR

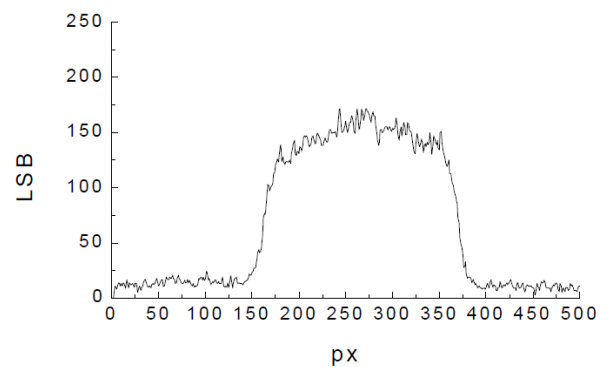


(b) Images de la cathode de FXR durant l'impulsion

FIGURE 4.2 – Impulsion de courant dans l'injecteur de FXR et images de la cathode associées



(a) Image du faisceau d'AIRIX



(b) Profil associé

FIGURE 4.3 – Faisceau d'AIRIX et son profil associé



Dans [71], Coleman *et al.* estiment par simulations LSP qu'environ 10 ns sont nécessaires pour que le plasma recouvre toute la surface de la cathode, ce qui correspond au temps de montée de notre impulsion. Sur le plateau de l'impulsion, les électrons sont alors extraits d'une gaine de plasma continue à la surface du velours.

Différentes campagnes de mesures sur AIRIX, premier axe d'EPURE, ont par ailleurs permis l'observation d'un faisceau très homogène, comme illustré Figure 4.3 [93].

#### 4.2.2 Simulation d'un faisceau à partir d'une émission électronique homogène

On peut donc raisonnablement approximer la surface émissive d'une cathode de velours comme une surface plane et continue d'où les électrons sont extraits de manière homogène.

Dans un premier temps, nous cherchons à modéliser le premier faisceau de MI2. Nous définissons un modèle LSP tel que la surface de la cathode soit plane et la zone de création des particules continue sur toute la surface de la cathode. Comme l'illustre la Figure 4.4, l'émission des électrons ainsi définie est homogène sur la surface de la cathode.

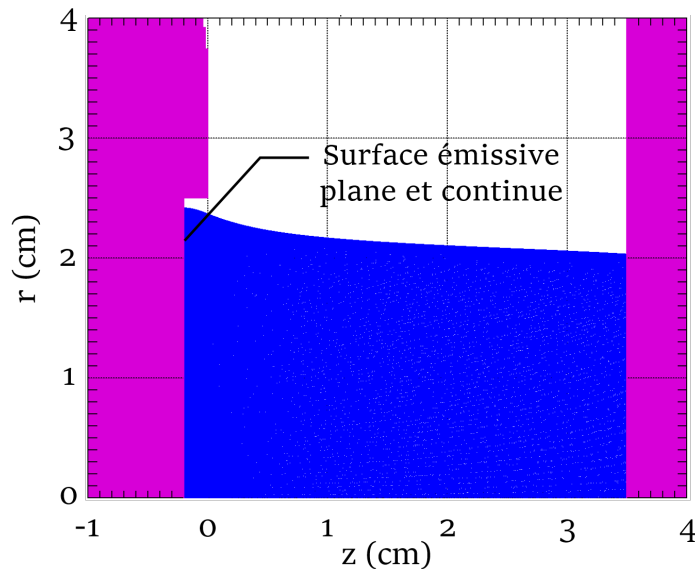


FIGURE 4.4 – Simulation d'une surface cathodique plane et continue

La température électronique initiale des particules est laissée à 0 eV, valeur par défaut de LSP. Le courant transporté par le faisceau ainsi simulé est  $I = 1,98$  kA, ce qui est cohérent avec les mesures expérimentales réalisées (cf. Chapitre 3).

#### Étude de la densité de courant

Comme le montre la Figure 4.5 la densité de courant obtenue avec une surface émissive plane et continue n'est pas en bon accord avec la densité de courant expérimentale. La simulation présente en effet des variations d'amplitude quasiment nulles au centre du faisceau et un pic d'intensité sur le bord du faisceau, tandis que la densité de courant expérimentale présente entre trois et quatre pics (selon les cas) et des amplitudes de pics similaires au centre et au bord du faisceau.

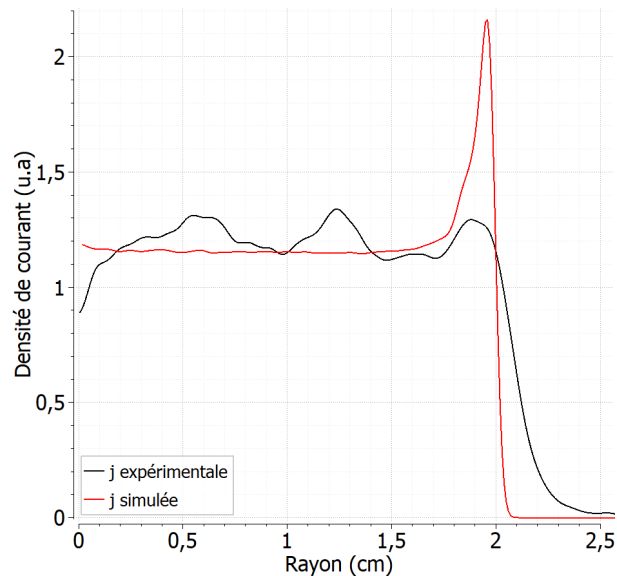


FIGURE 4.5 – Comparaison entre la densité de courant expérimentale et la densité de courant simulée, générée par une surface homogène et une température électronique initiale de 0 eV

Le pic intense observé sur la densité de courant simulée est une conséquence de l'effet de bord et du retrait. En effet, la cathode étant positionnée avec un retrait d'environ 2 mm :

- bien que ce retrait compense l'effet de bord et permette d'extraire une densité de courant plus uniforme, comme l'illustre la Figure 4.6, la densité de courant extraite est toujours plus élevée sur le bord,
- comme le montre la carte de champs Figure 4.7a, le retrait induit une courbure du champ électrique au bord de la surface émissive. Les électrons du bord sont donc lancés vers l'intérieur du faisceau, générant un cumul de charges sur le bord du faisceau qui, comme le montre la Figure 4.7b, courbe la distribution du faisceau.

Il en résulte à la cible Cerenkov un faisceau de rayon inférieur et un cumul de charge important sur le bord du faisceau, qui se traduit sur la densité de courant à la cible en un pic intense.

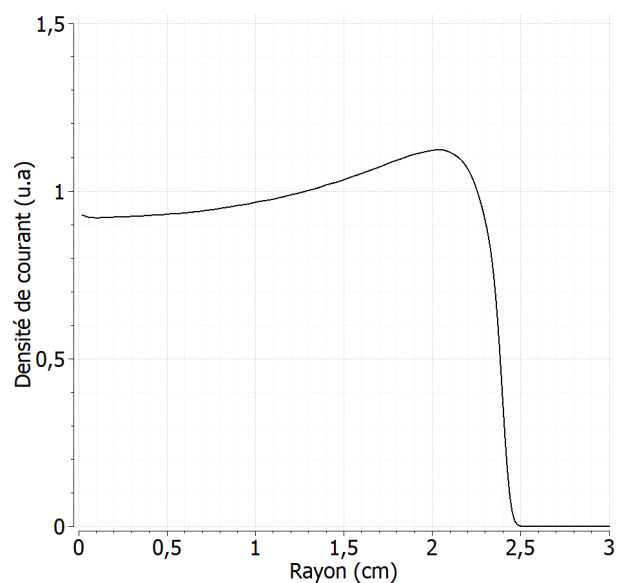


FIGURE 4.6 – Densité de courant simulée à la cathode, pour une surface émissive plane et continue et une température électronique initiale de 0 eV

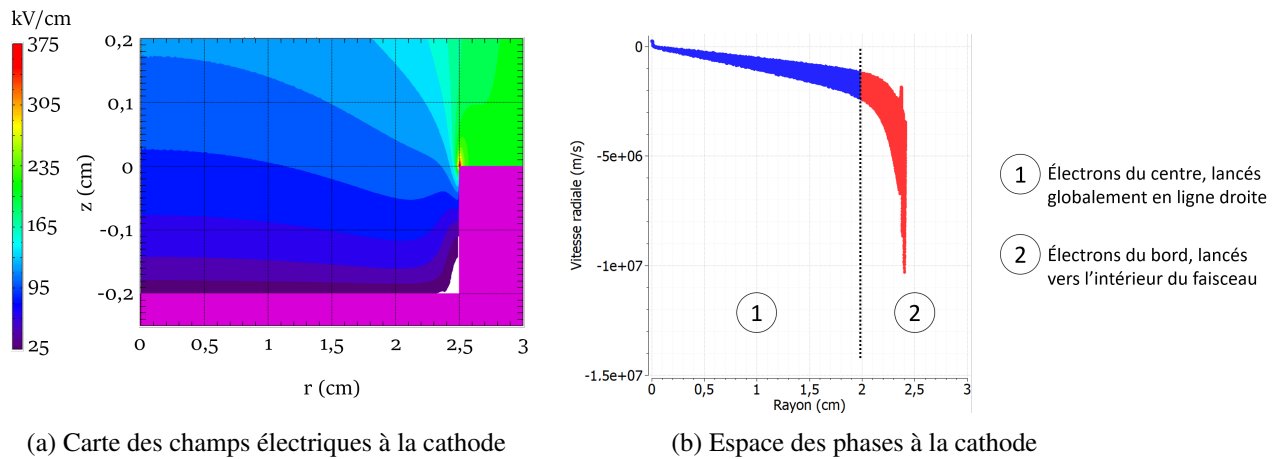


FIGURE 4.7 – Carte de champs et espace des phases à la cathode pour un faisceau émis par une surface plane et continue

Ce pic d'intensité est donc dépendant du retrait de la cathode. Nous estimons la position de la surface émissive pour le premier faisceau à  $z = -2$  mm. En réalité, un plasma se formant à la surface de la cathode, nous avons du mal à estimer son épaisseur. Il se pourrait donc que la surface émissive effective ne soit pas à  $-2$  mm mais plus proche de  $z = 0$  mm. Les équipotentielles au bord de la cathode seraient alors moins courbées, résultant en une zone de cumul des charges sur le bord moins importante. Quoiqu'il en soit, la courbe de densité de courant simulée observée à la cible Cerenkov serait alors quasiment parfaitement homogène, ce qui n'est pas en meilleur accord avec nos observations expérimentales.

### Étude de l'émittance

L'émittance normalisée mesurée dans la simulation est de  $130 \pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$ . Expérimentalement, nous avons vu dans le chapitre 2 que l'émittance normalisée d'AIRIX est estimée entre 350 et 1000  $\pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$ . Nous avons donc une valeur simulée 3 à 8 fois inférieure à la valeur expérimentale. Puisque nous travaillons en géométrie 2D cylindrique, le faisceau présente une symétrie de révolution, inexistante dans un faisceau réel. Cette symétrie implique une dispersion uniforme des vitesses radiales sur tout le rayon et conduit sûrement à des artefacts de simulation, sous-estimant la dispersion réelle des vitesses. Nous nous attendons donc à trouver une émittance normalisée inférieure à ce que nous mesurons expérimentalement. Pour autant, une telle différence nous paraît excessif en première approche. Afin de déterminer les raisons d'une telle différence entre les deux valeurs et de comparer la distribution du faisceau simulé à des données expérimentales, nous nous intéressons à l'espace des phases des faisceaux.

#### • Analyse de l'émittance d'un faisceau simulé

Nous nous intéressons d'abord à la représentation du faisceau simulé dans l'espace des phases, Figure 4.8. Nous distinguons deux parties du faisceau : le bord, représenté en rouge, et le centre, représenté en bleu. Nous notons que, dans tout l'espace des phases, les vitesses radiales sont peu dispersées, résultant en une distribution d'épaisseur quasi-nulle.

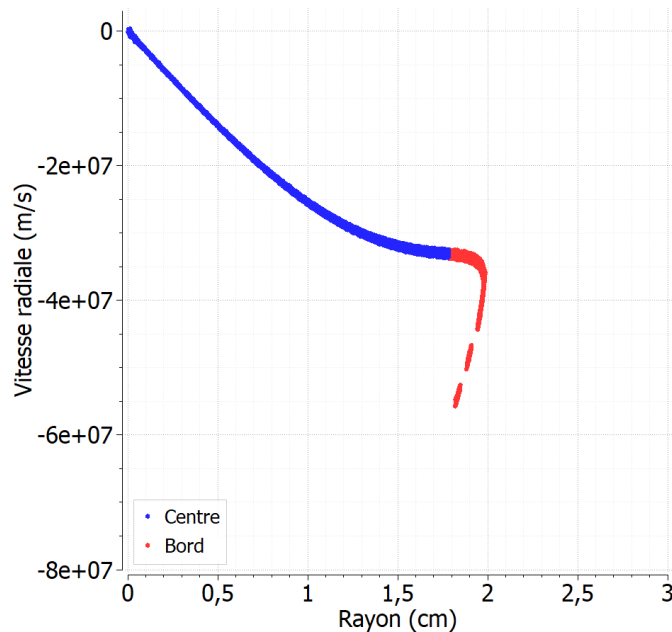
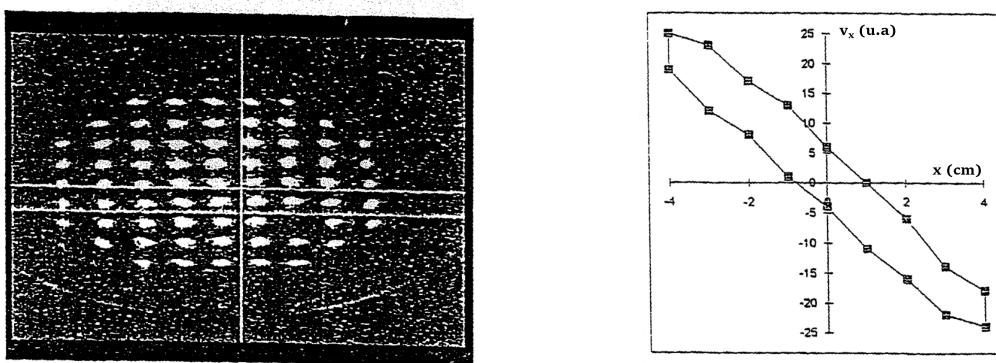


FIGURE 4.8 – Représentation dans l'espace des phases d'un faisceau issu d'une surface émissive plane, continue et homogène

Nous observons néanmoins sur le bord du faisceau un repli de la distribution, générant sur le rayon extérieur une zone avec de fortes différences de vitesses radiales. Ce repli de la distribution du faisceau est la conséquence du retrait de la cathode, courbant le champ sur le bord de la cathode, comme évoqué précédemment.

Dans le cas d'un faisceau émis par une surface plane et continue sans température électronique initiale, la dispersion des vitesses radiales, et donc l'émittance du faisceau, sont uniquement liées à la géométrie de la cathode.

#### • Analyse de l'émittance d'un faisceau expérimental



(a) Mesure expérimentale de l'émittance : image du pepper-pot (b) Espace des traces : émittance normalisée en sortie de l'injecteur

FIGURE 4.9 – Mesure expérimentale de l'émittance d'un faisceau en sortie d'injecteur

La Figure 4.9 [94] présente une mesure expérimentale d'émittance. La Figure 4.9a présente une mesure par pepper-pot. La Figure 4.9b présente la distribution du faisceau calculée à partir de l'image (cf Chapitre 2, paragraphe 2.2.3). Cette image permet de percevoir que la distribution du faisceau est linéaire et présente une épaisseur non nulle sur tout le rayon du faisceau. Cela indique une dispersion des vitesses

transverses du faisceau tant sur les bords du faisceau que partout ailleurs. Notons qu'il s'agit ici de la distribution du faisceau dans l'espace des phases  $(x, v_x)$  et non  $(r, v_r)$ ; néanmoins, à la valeur des vitesses près, la distribution du faisceau serait la même dans l'espace  $(r, v_r)$ .

- **Émittance simulée vs émittance expérimentale : différence de valeur et de nature**

La mesure expérimentale nous permet ainsi de montrer qu'un faisceau réel présente, au centre, des vitesses radiales bien davantage dispersées que celles observées en simulation. Au-delà de la différence de valeur entre l'émittance expérimentale et l'émittance simulée, nous voyons donc que la distribution observée en simulation n'est pas cohérente avec les mesures expérimentales. Un modèle de simulation approximant la cathode comme une surface émissive plane et continue sans température électronique initiale n'est donc ni crédible du point de vue de la densité de courant du faisceau, ni du point de vue de la distribution du faisceau dans l'espace des phases.

Afin d'être davantage cohérent avec les données expérimentales, il faut développer des modèles de simulation permettant de générer des vitesses radiales dispersées à la fois sur le bord et au centre du faisceau.

Deux facteurs peuvent jouer sur la dispersion des vitesses radiales au centre du faisceau :

- l'énergie des électrons liée à la température électronique du plasma
- la vitesse transverse initiale des électrons liée à la courbure des lignes équipotentielles à la surface émissive.

Dans un premier temps, nous allons donc explorer la possibilité de retrouver des résultats cohérents en agissant sur la température électronique initiale.

### 4.2.3 Distribution des vitesses des particules en fonction de la température

Nous allons agir sur la température électronique initiale renseignée dans LSP. Nous souhaitons d'abord étudier comment évolue la distribution des vitesses radiales des particules injectées dans le gap par LSP lorsque la température augmente.

#### Distribution de vitesses en fonction de la température : loi de Boltzmann

D'après la loi de distribution des vitesses de Maxwell, aussi appelée distribution de Maxwell-Boltzmann, la densité de probabilité de la vitesse  $v$  des particules vaut :

$$G(v) = \left( \frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{\frac{2}{3}} e^{-\frac{mv^2}{2k_B T}} \quad (4.1)$$

avec  $m$  la masse de la particule,  $k_B$  la constante de Boltzmann et  $T$  la température en kelvins. Sous LSP, les températures étant renseignées en électron-volt, nous rappelons :  $1 \text{ eV} \approx 1,2 \cdot 10^4 \text{ K}$ . Nous calculons  $G(v)$  pour différentes valeurs de  $T$ , variant de 3,5 à 1000 eV. Les courbes normalisées à la même amplitude ainsi obtenues sont présentées Figure 4.10. Nous allons comparer ces courbes à la distribution des charges dans LSP. De ce fait, les ordonnées sont indiquées en « Quantité de charges », d'unité arbitraire. Ces courbes confirment que l'augmentation de la température provoque un élargissement de la distribution, c'est-à-dire une augmentation de la dispersion des vitesses des particules.

#### Caractérisation des vitesses radiales générées par LSP

Nous traçons en suivant la distribution des charges en fonction de la vitesse radiale  $v_r$  générée par LSP, à la cathode ( $z \in [-0,2; -0,1] \text{ cm}$ ) et pour un rayon  $r$  donné (ici  $r \in [1; 1,1] \text{ cm}$ ).

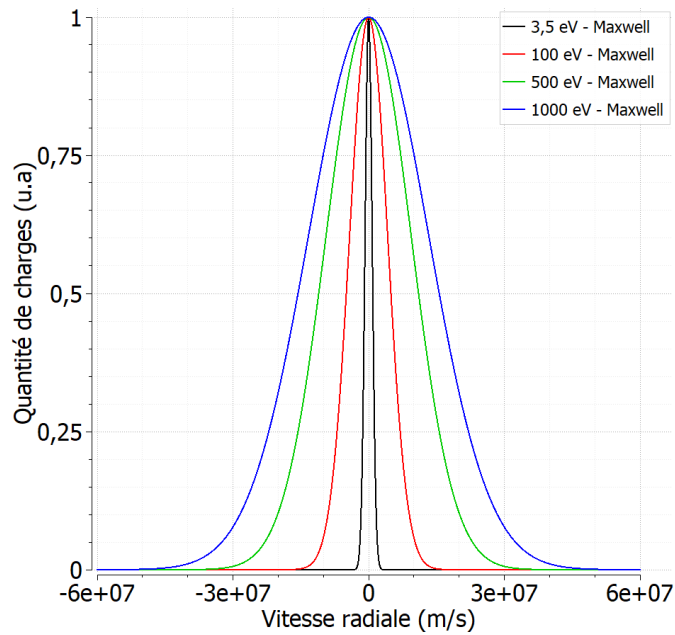
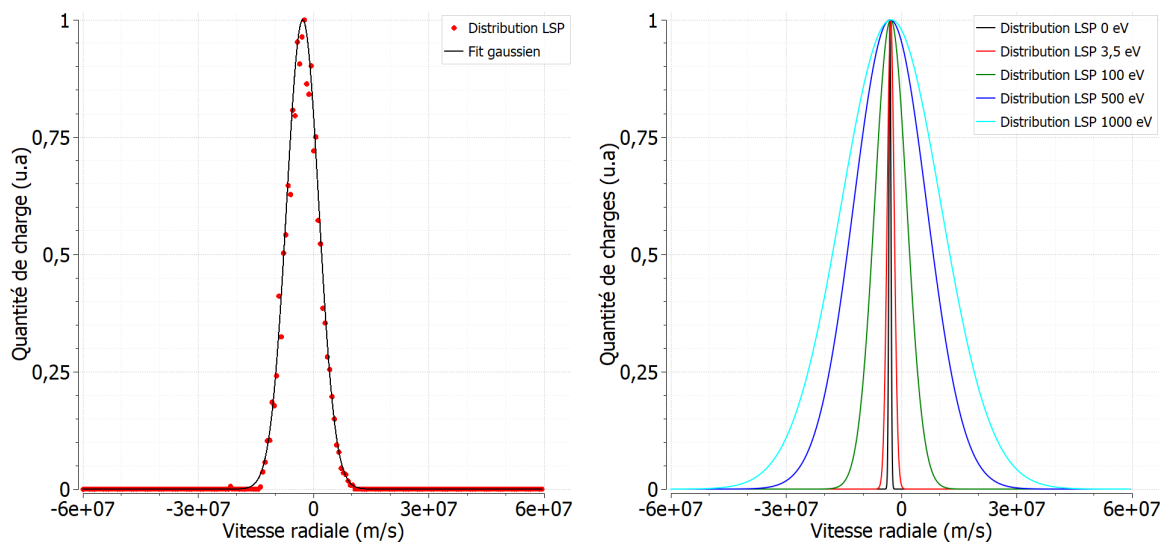


FIGURE 4.10 – Distribution Maxwell-Boltzmann des vitesses des particules pour différentes températures

Pour chaque valeur de température testée, nous obtenons un nuage de point tel qu'illustré Figure 4.11a. Nous ajustons ensuite ces points par une gaussienne. Les distributions ainsi obtenues sont présentées Figure 4.11b pour 0 eV, 3,5 eV, 100 eV, 500 eV et 1000 eV.

(a) Nuage de points et ajustement gaussien pour  $T_{ini} = 100$  eV

(b) Distribution des vitesses radiales des particules sous LSP pour différentes températures

FIGURE 4.11 – Distribution des vitesses radiales sous LSP

Nous observons que les distributions ne sont pas centrées en 0, même lorsque  $T_{ini} = 0$  eV. Cela est dû à la vitesse radiale non nulle induite par la géométrie de la cathode et la charge d'espace des électrons. On soustrait donc cette valeur « offset » aux distributions calculées afin d'observer la distribution des vitesses radiales uniquement liée à la température.

**Comparaison des distributions de vitesses**

En comparant les distributions de Maxwell-Boltzmann et de LSP, Figure 4.12, nous constatons la superposition exacte des distributions à température égale. Ainsi, la distribution générée par LSP suit la loi de distribution des vitesses de Maxwell. Nous confirmons ainsi qu’agir sur la température électronique initiale de LSP génère de la dispersion des vitesses radiales des électrons.

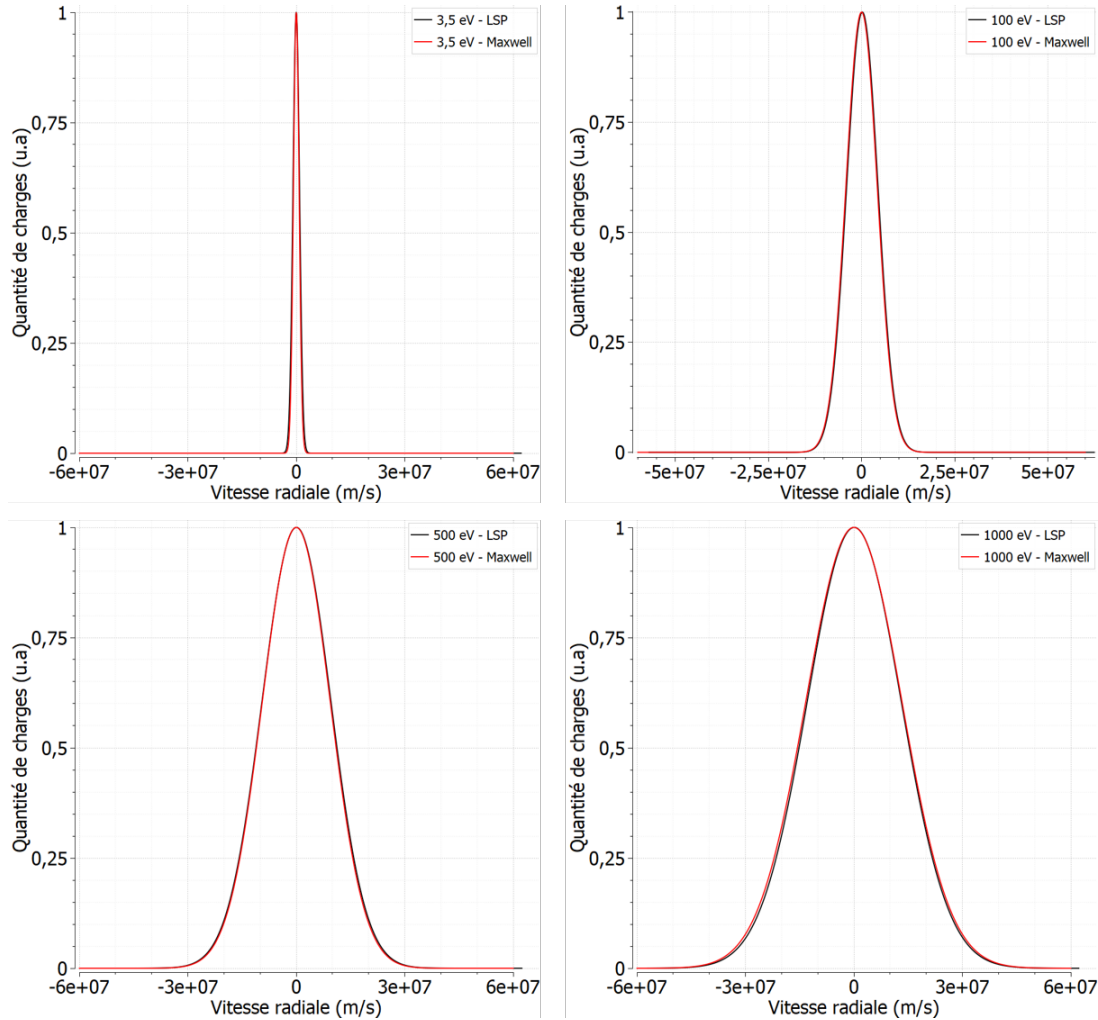


FIGURE 4.12 – Comparaison des distributions des vitesses de Maxwell-Boltzmann et de LSP pour différentes températures

**4.2.4 Étude de l’influence de la température électronique initiale pour des valeurs  $\leq 5$  eV**

Le plasma formé par claquage de surface au début de l’émission a une température estimée à environ 3,5 eV [10][95]. Par conséquent, nous modifions la valeur de la température électronique initiale LSP et fixons  $T_{ini} = 3,5$  eV. Afin d’étudier l’influence de la température électronique initiale sur la densité de courant et l’émittance, nous réalisons également des simulations avec une température initiale de 1 eV et 5 eV.

**Étude de la densité de courant**

La Figure 4.13 montre la courbe de la densité de courant au niveau de la cible Cerenkov pour des températures électroniques de 0 eV, 1 eV, 3,5 eV et 5 eV.

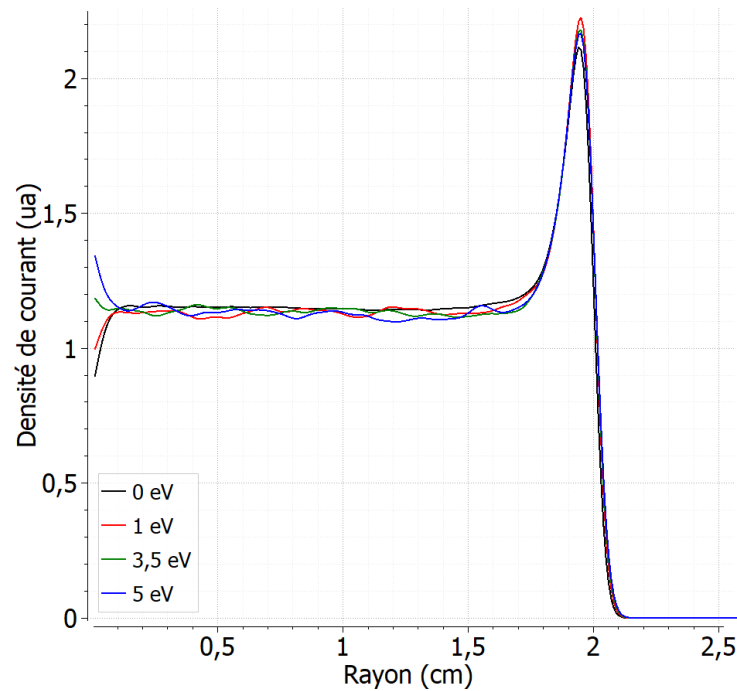


FIGURE 4.13 – Densité de courant à la cible Cerenkov pour différentes températures électroniques initiales

Quelle que soit la température initiale, la densité de courant du faisceau reste identique. La densité de courant simulée reste donc incompatible de nos courbes expérimentales. Une température électronique initiale inférieure ou égale à 5 eV ne peut pas justifier la densité de courant observée expérimentalement.

### Étude de l'émittance

Le tableau 4.1 présente le courant et l'émittance pour chaque cas. Quelle que soit la température électronique initiale, la valeur du courant extrait reste constante. Au regard de l'émittance, on constate que les cas 0 eV et 1 eV donnent des résultats strictement identiques. Les cas 0 eV, 3,5 eV et 5 eV présentent de légères variations mais les valeurs restent très proches. Afin d'étudier ces variations, les espaces de phases associés sont présentés Figure 4.14.

Température électronique initiale (eV)	Courant (kA)	Emittance ( $\pi$ .mm.mrad)
0	1,98	130
1	1,98	130
3,5	1,98	133
5	1,98	136

TABLEAU 4.1 – Courant et émittance de faisceau en fonction de la température électronique initiale



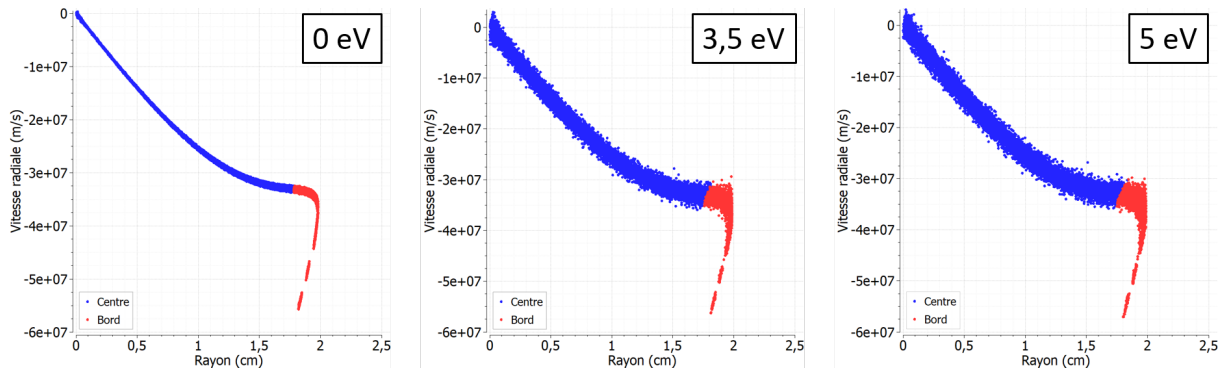


FIGURE 4.14 – Espace des phases à la sortie de la diode pour différentes températures électroniques initiales

Au centre du faisceau (en bleu sur la Figure 4.14), l’augmentation de la température génère un épaississement de la distribution, traduisant une augmentation de la dispersion des vitesses radiales. Le Tableau 4.2 montre des vitesses radiales au centre du faisceau,  $\Delta v_{centre}$ , 4 fois plus dispersées pour 5 eV que pour 0 eV.

Sur le bord du faisceau (en rouge sur la Figure 4.14), le repli de la distribution lié à la géométrie de la cathode se maintient et génère une différence entre les vitesses radiales,  $\Delta v_{bord}$ , variant de  $22.10^6$  m.s<sup>-1</sup> à  $26.10^6$  m.s<sup>-1</sup>. On a donc :

- un  $\Delta v_r$  5 à 15 fois plus important sur le bord du faisceau qu’au centre,
- une différence de vitesses radiales très stable sur le bord du faisceau, avec  $\frac{\Delta v_{bord5eV}}{\Delta v_{bord0eV}} = \frac{26.10^6}{22.10^6} = 1,2$ .

Il est donc évident que l’augmentation d’un facteur 4 de la dispersion des vitesses radiales au centre du faisceau n’a que peu d’impact sur l’émittance. Pour une température initiale inférieure ou égale à 5 eV, l’émittance est principalement liée à la géométrie de la diode, ce qui justifie la stabilité de la valeur. La distribution du faisceau est toujours incompatible des observations expérimentales.

Température électronique initiale (eV)	$\Delta v_{centre}$ (m.s <sup>-1</sup> )	$\Delta v_{bord}$ (m.s <sup>-1</sup> )
0	$1,4.10^6$	$22.10^6$
3,5	$5,6.10^6$	$25.10^6$
5	$5,7.10^6$	$26.10^6$

TABLEAU 4.2 – Dispersion des vitesses radiales au centre et au bord du faisceau pour différentes températures électroniques initiales

**Nous en déduisons que la prise en compte dans LSP de la température électronique initiale ne permet pas de modéliser des faisceaux d’électrons en accord avec les données expérimentales.**

#### 4.2.5 Étude de l’influence de la température électronique initiale jusqu’à 1000 eV

Afin de déterminer les valeurs de température électronique nécessaire pour corriger l’émittance du faisceau, nous avons réalisé des simulations pour des températures variant jusqu’à 1000 eV. Nous étudions également l’évolution de la densité de courant en fonction de la température.

##### Étude de la densité de courant

La Figure 4.15a présente les courbes de densité de courant à la cible Cerenkov pour des températures de 100, 500 et 1000 eV.

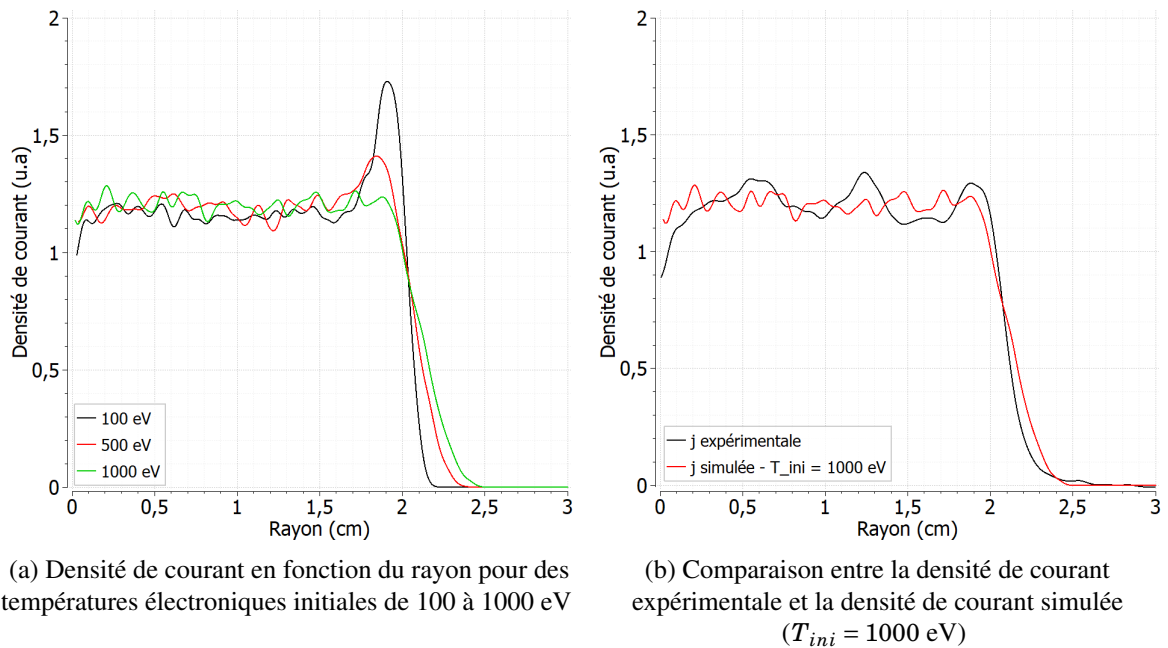


FIGURE 4.15 – Densité de courant en fonction du rayon pour des températures électroniques initiales de 10 à 1000 eV

Les courbes de densité de courant observées ici restent très similaires à celles observées pour des températures inférieures ou égales à 5 eV et ne présentent pas de différences majeures pour les trois températures testées. Néanmoins, nous notons une variation sur le bord du faisceau, avec un pic de bord qui s'amointrit, à cause de la dispersion liée à l'augmentation de la température. Le pic de bord disparaît ainsi complètement à 1000 eV, rendant la densité de courant pour 1000 eV davantage cohérente avec les courbes expérimentales (cf. Figure 4.15b). Mis à part la disparition de ce pic de bord, agir sur la température a peu d'impact sur la courbe de densité de courant. Les résultats obtenus ici sont donc peu satisfaisants. La dispersion de vitesses liée à l'augmentation de la température ne peut pas expliquer des densités de courant non constantes telles qu'observées expérimentalement.

### Étude de l'émittance

Nous étudions également comment varie l'émittance et la distribution du faisceau dans l'espace des phases en fonction de la température. Nous réalisons une dizaine de cas, en faisant varier la valeur de la température.

Nous traçons la courbe de l'émittance en fonction de la température (Figure 4.16). L'émittance est quasiment constante pour de faibles températures, avant d'augmenter fortement pour des valeurs de plusieurs centaines d'eV.

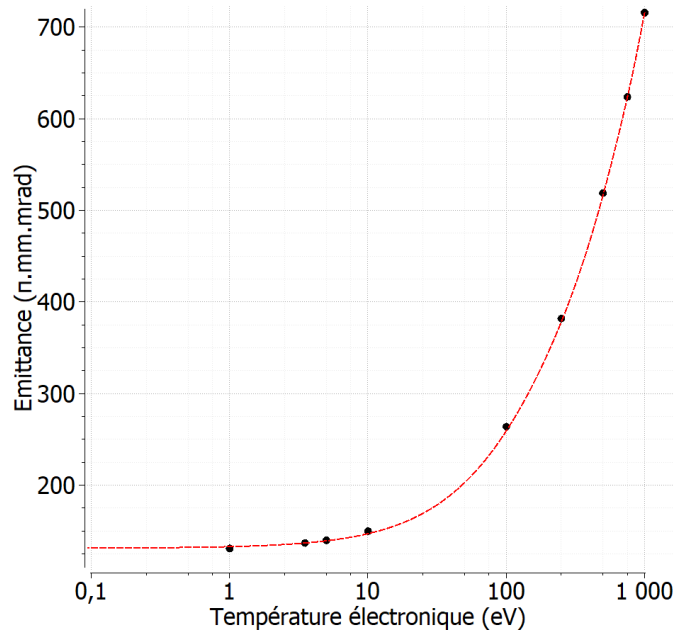


FIGURE 4.16 – Émittance de faisceau en fonction de la température électronique initiale

À nouveau, l'étude conjointe de la représentation du faisceau dans l'espace des phases (Figure 4.17) et de la dispersion des vitesses radiales (Tableau 4.3) nous permet une meilleure compréhension de l'émission.

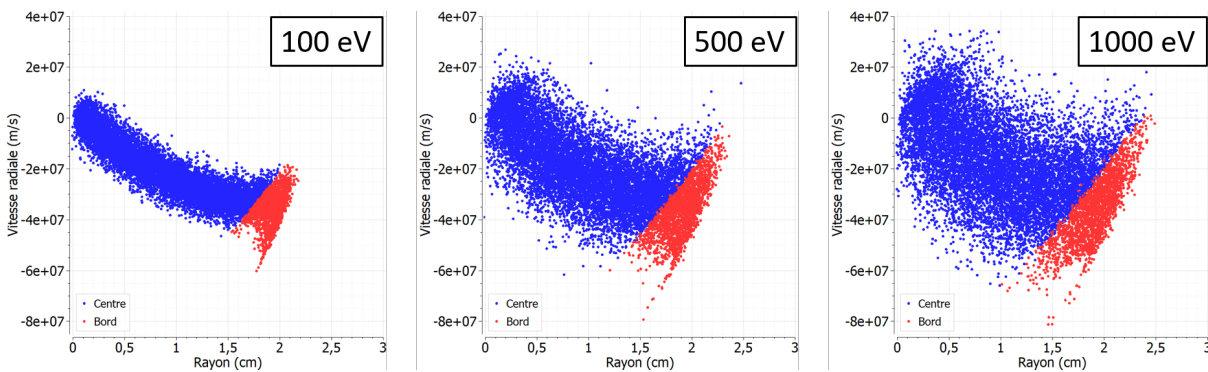


FIGURE 4.17 – Espace des phases à la sortie de la diode pour des températures électroniques initiales de 100, 500 et 1000 eV

Température électronique initiale (eV)	$\Delta v_{centre}$ (m.s <sup>-1</sup> )	$\Delta v_{bord}$ (m.s <sup>-1</sup> )
100	$23 \cdot 10^6$	$40 \cdot 10^6$
500	$63 \cdot 10^6$	$76 \cdot 10^6$
1000	$89 \cdot 10^6$	$82 \cdot 10^6$

TABLEAU 4.3 – Dispersion des vitesses radiales au centre et au bord du faisceau pour  $T_{ini} \in [100; 1000]$  eV

Sur la Figure 4.17, on observe un épaississement de la distribution du faisceau, tant au centre que sur le bord. Plus la température électronique augmente, plus la distribution s'élargit.

À  $T_{ini} = 100$  eV, si on perçoit toujours le repli sur le bord, caractéristique de la géométrie de la cathode, on observe une augmentation générale de la dispersion des vitesses radiales (épaississement

de la distribution). On mesure  $\Delta v_{centre} = 23.10^6 \text{ m.s}^{-1}$  et  $\Delta v_{bord} = 40.10^6 \text{ m.s}^{-1}$ . Nous avons donc une distribution de faisceau davantage représentative d'un faisceau réel. Pour autant, on trouve seulement  $\varepsilon_n = 264 \pi.\text{mm.mrad}$ .

À  $T_{ini} = 500 \text{ eV}$ , la dispersion de vitesses radiales au centre du faisceau est presque aussi importante que sur le bord du faisceau, avec  $\Delta v_{centre} = 63.10^6 \text{ m.s}^{-1}$  et  $\Delta v_{bord} = 76.10^6 \text{ m.s}^{-1}$ . À ce stade, les populations du centre et du bord contribuent à parts égales à l'émittance du faisceau et le repli de la distribution lié à la géométrie de la cathode est désormais éclipsé par la dispersion liée à la température. On calcule  $\varepsilon_n = 519 \pi.\text{mm.mrad}$ , valeur compatible des mesures expérimentales.

À  $T_{ini} = 1000 \text{ eV}$ , comme précédemment, la dispersion des vitesses radiales des électrons est quasiment équivalente au bord et au centre. La disparition du pic de bord, observée Figure 4.15a, s'explique par la dispersion angulaire des électrons : à cette température, la dispersion est telle que les électrons ne s'accumulent plus sur le bord du faisceau mais s'étalent en  $r$ . Par ailleurs, on note que le rayon du faisceau s'élargit légèrement. On trouve ici une valeur plus cohérente avec les mesures expérimentales puisque  $\varepsilon_n = 716 \pi.\text{mm.mrad}$ .

Ainsi, au-delà de  $T_{ini} = 100 \text{ eV}$ , la dispersion liée à la température surpasse la dispersion liée à la courbure des équipotentielles au bord du faisceau et devient la principale source d'émittance. À  $T_{ini} = 500 \text{ eV}$ , nous estimons qu'à la fois la distribution du faisceau dans l'espace des phases et l'émittance sont cohérentes vis-à-vis de nos mesures expérimentales.

Néanmoins, comme évoqué en début de chapitre, la température électronique du plasma de cathode a été estimée à 3,5 eV. L'ensemble des études réalisées sur d'autres installations utilisant des cathodes de velours estime une température du plasma de cathode  $< 10 \text{ eV}$  [5][71]. Nous avons vu que l'énergie des électrons liée à la température électronique du plasma ne peut pas être seule responsable de la dispersion des vitesses radiales du faisceau expérimental (et donc de l'émittance). Pour simuler des distributions de faisceaux cohérentes, des températures de plusieurs centaines d'eV sont nécessaires, ce qui est une aberration physique. Ajoutons également qu'avec un tel modèle, nous ne sommes pas en capacité de maîtriser le nombre de pics et creux sur le rayon, ni leur amplitude, ce qui rend impossible la démarche de reproduction par la simulation des profils de densité de courant expérimentaux.

L'ajustement artificiel de la température électronique est donc un artefact insuffisant pour décrire les densités de courant observées expérimentalement. En approximant la surface émissive d'une cathode de velours comme une surface plane et continue, nous négligeons des phénomènes physiques influant grandement sur la densité de courant et l'émittance des faisceaux émis. La description de l'émittance de faisceau par la température est impropre. Pour générer de la dispersion des vitesses radiales et une densité de courant compatible, nous devons donc nécessairement agir sur la courbure des équipotentielles à la cathode.

### 4.3 Hypothèse d'une émission électronique discrète

Nous avons montré dans la partie précédente que la température nécessaire à une distribution simulée représentative d'un faisceau expérimental est aberrante. Le seul autre moyen d'avoir une dispersion des vitesses radiales au centre comme au bord du faisceau est d'avoir des équipotentielles non-planes à la surface émissive, comme illustré Figure 4.18. Dans une géométrie où les équipotentielles « naturelles » (c'est-à-dire sans faisceau) sont homogènes et parallèles à la surface émissive, seule une charge d'espace non continue peut expliquer une courbure des équipotentielles. Par essence, une charge d'espace non continue correspond à la notion de spots émissifs discrets.

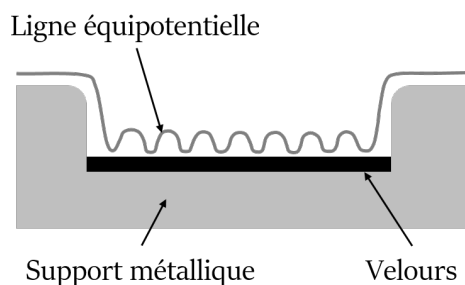


FIGURE 4.18 – Ligne équipotentielle courbée à la surface de la cathode

### 4.3.1 Images expérimentales

Les images optiques d'une cathode de velours pendant l'émission électronique ([5][68][70][71], cf. Chapitre 2, paragraphe 2.4.2) mettent en évidence l'apparition de points lumineux à la surface du velours. Ces observations ont également été réalisées sur EPURE, comme l'illustre la photographie de la cathode d'AIRIX Figure 4.19. Il faut néanmoins faire attention à l'interprétation de ces images en lumière visible : nous savons que l'intensité lumineuse ne représente pas la densité de courant émise à la surface mais est liée à d'autres phénomènes encore mal compris.

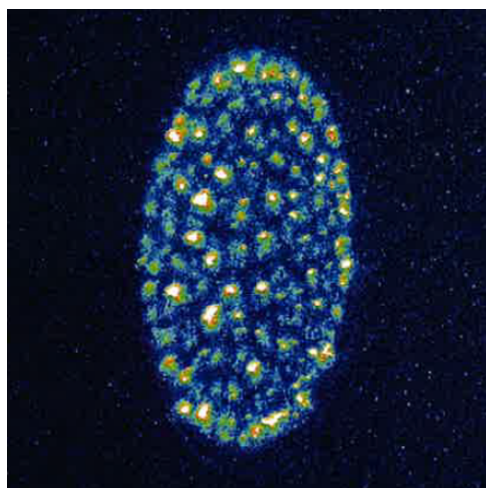


FIGURE 4.19 – Photographie de la cathode d'AIRIX pendant l'émission électronique

L'image Cerenkov du premier faisceau de MI2, présentée Figure 4.20, montre un faisceau constitué d'une multitude de petits spots lumineux, dont la distribution est similaire à celle observée sur les photographies de la cathode.

Nous devinons donc des spots sur la densité de courant expérimentale et nous voyons des spots lumineux sur les images de cathode réalisées en lumière visible. Nous supposons ainsi que ces spots lumineux sont des spots d'émission électronique discrets qui engendrent la distribution observée sur l'image Cerenkov. C'est ce que nous allons essayer de montrer par la simulation dans les chapitres suivants.

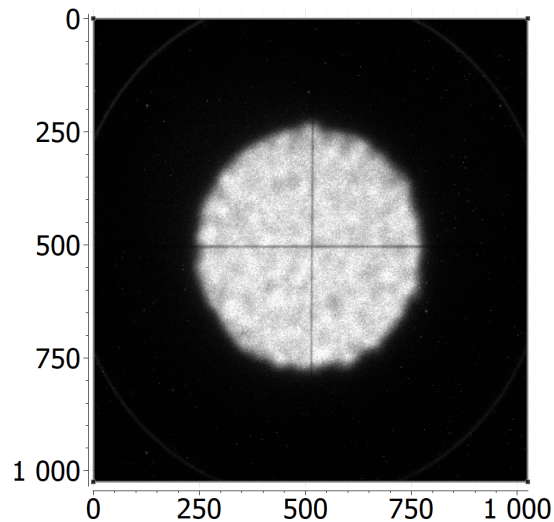


FIGURE 4.20 – Image Cerenkov du premier faisceau de MI2

### 4.3.2 Des points d'émission discrets

Nous supposons que ces points lumineux sont des boules de plasma dense, discrètes, induisant donc la courbure des équipotentiels et une dispersion naturelle des vitesses radiales.

L'hypothèse d'une émission électronique discrète causant une courbure des lignes équipotentiels à la surface émissive est par ailleurs proposée par Krasik *et al.* dans [68] : contrairement aux hypothèses formulées jusqu'alors, le plasma formé par le claquage de surface le long des fibres du velours ne se détendrait pas radialement pour former une source continue d'électrons mais serait constitué de « boules » de plasma hémisphériques, points d'émission électronique discrets répartis sur toute la surface du velours. Krasik *et al.* montrent alors par la simulation que cette nature discrète du plasma cause une courbure des équipotentiels (cf. Figure 4.21) et donc confère aux électrons émis sur les bords de ces spots discrets une vitesse avec une forte composante transversale.

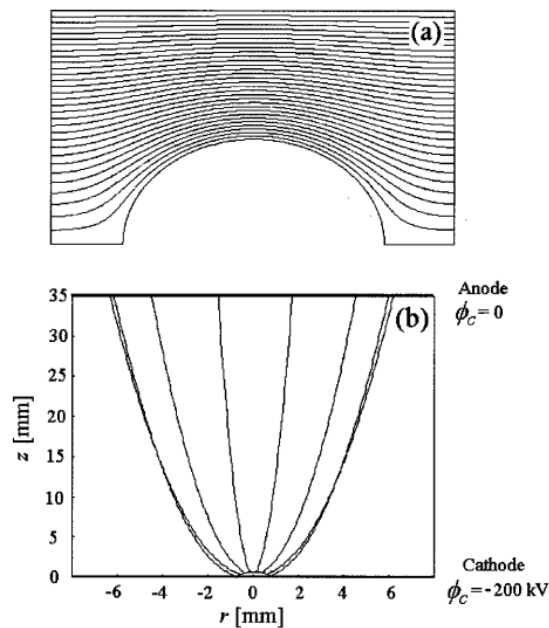


FIGURE 4.21 – Cas d'une source de plasma hémisphérique  
 (a) Lignes équipotentiels (b) Trajectoires des électrons

L'analyse des images Cerenkov des deux faisceaux de MI2, présentée en suivant, corrobore l'hypothèse d'une émission électronique discrète.

### Images Cerenkov du premier faisceau de MI2

La Figure 4.22 présente trois images du premier faisceau de MI2 et les densités de courant associées. On observe sur les Figures 4.22a à 4.22c un profil de faisceau très reproductible et constitué d'une multitude de points lumineux. Comme mentionné précédemment, leur distribution est assimilable à la distribution lumineuse sur une cathode de velours comme observé sur AIRIX (cf. Figure 4.19). Ces images vont donc dans le sens d'une émission discrète en une multitude de spots.

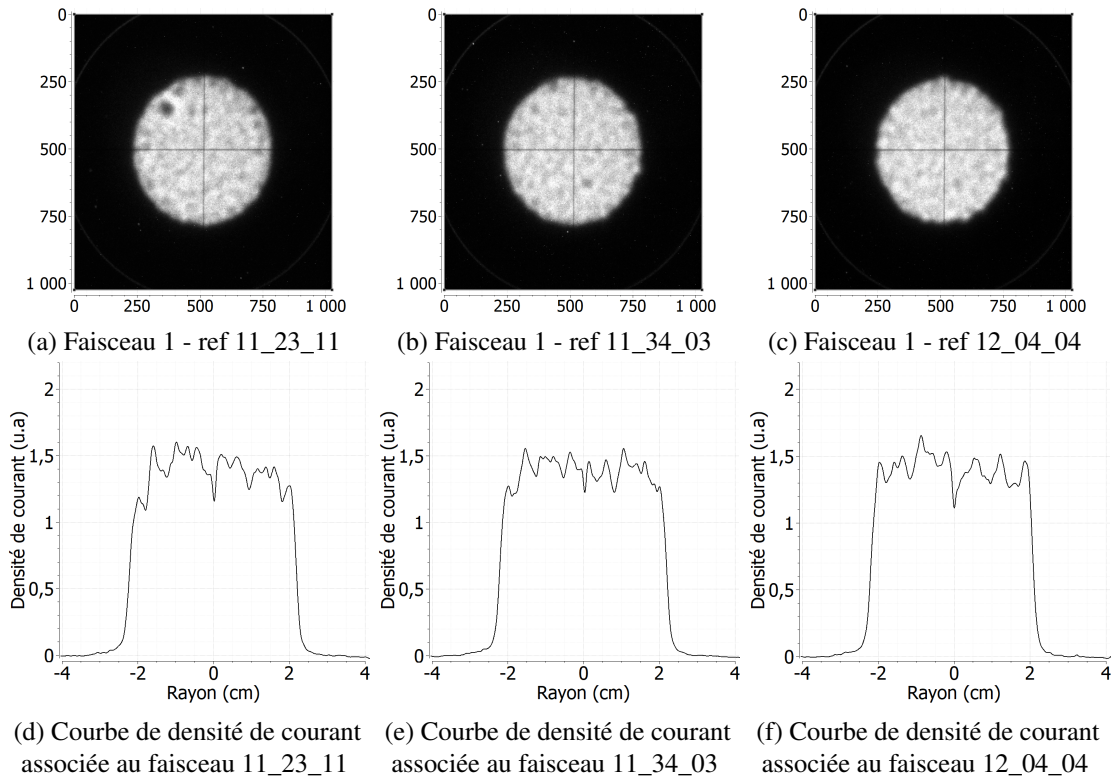


FIGURE 4.22 – Images Cerenkov et densité de courant associées du premier faisceau de MI2

La structure en spots du faisceau ne transparait pourtant pas sur la densité de courant. En effet, les courbes de densité de courant (Figures 4.22d à 4.22f) montrent une bonne homogénéité. Sans les images Cerenkov, on ne remarquerait donc pas la structure hétérogène du faisceau.

### Images Cerenkov du second faisceau de MI2

La Figure 4.23 présente trois images du second faisceau de MI2 et les densités de courant associées. On observe sur les Figures 4.23a à 4.23c une structure reproductible, assimilable à des spots lumineux. Ces spots paraissent néanmoins moins nombreux et de dimensions très variables.

La densité de courant du second faisceau montre quant à elle un aspect bien plus hétérogène que pour le premier faisceau. Les fortes variations d'amplitude sur le plateau sont indicatives d'une alternance de zones de forte densité et de zones de densité très faibles. On perçoit donc bien sur le second faisceau une structure hétérogène caractéristique d'une émission électronique discrète.

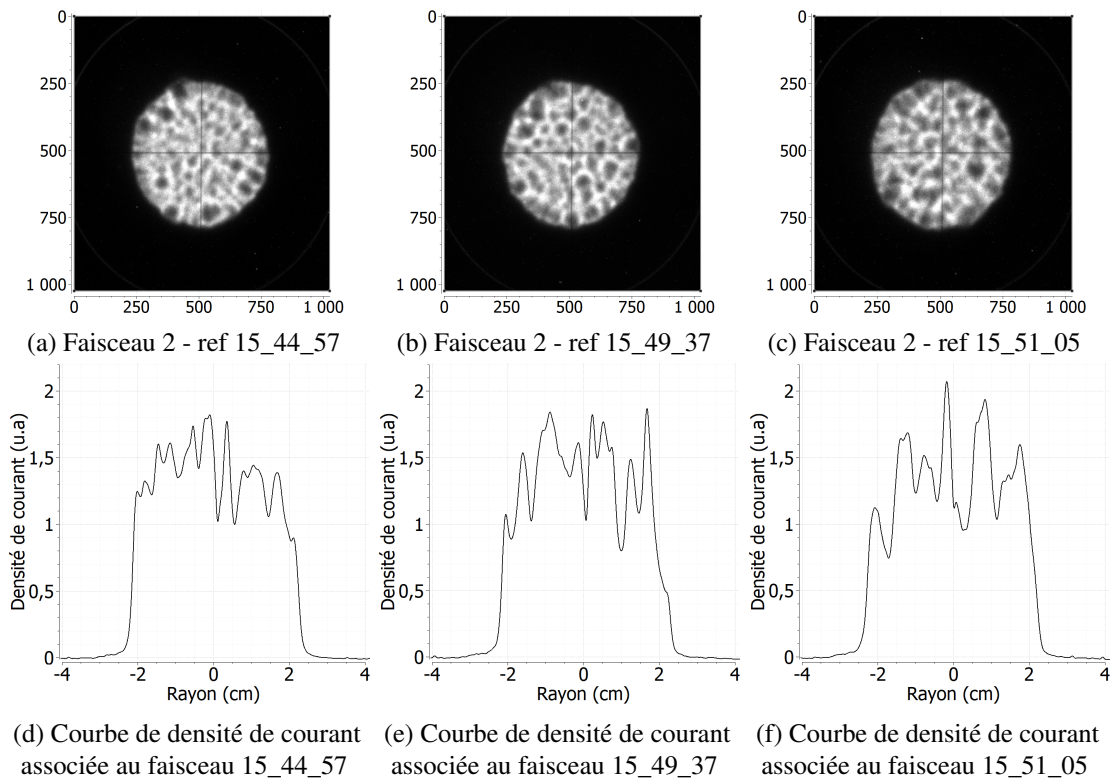


FIGURE 4.23 – Images Cerenkov et densité de courant associées du second faisceau de MI2

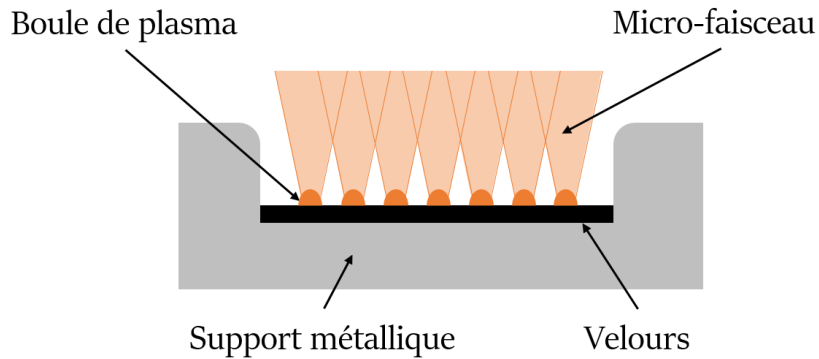
On suppose ainsi que, pour le premier faisceau, une multitude de claquages de surface surviennent le long des fibres du velours, résultant en la formation de spots de plasma denses et discrets à la surface du velours. Des micro-faisceaux d'électrons, présentant une dispersion des vitesses radiales, sont extraits de ces points discrets et se mélangent rapidement. Alors, 4,5 cm en aval de la cathode, à la cible Cerenkov, la densité de courant mesurée devient homogène. Les micro-faisceaux sont néanmoins encore suffisamment peu mélangés pour être discernables sur l'image. Sur AIRIX, où la mesure est réalisée à 1 m, les micro-faisceaux se sont totalement mélangés, résultant en un profil de faisceau entièrement homogène comme présenté Figure 4.3.

Lors de la seconde impulsion, la surface du velours n'est pas revenue à son état initial (précédant la première impulsion) et il en résulte une surface émissive davantage hétérogène. La distribution et les dimensions des spots émissifs induisent des micro-faisceaux qui se mélangent moins rapidement. Il en résulte un second faisceau arrivant à la cible Cerenkov moins mélangé et donc une densité de courant hétérogène.

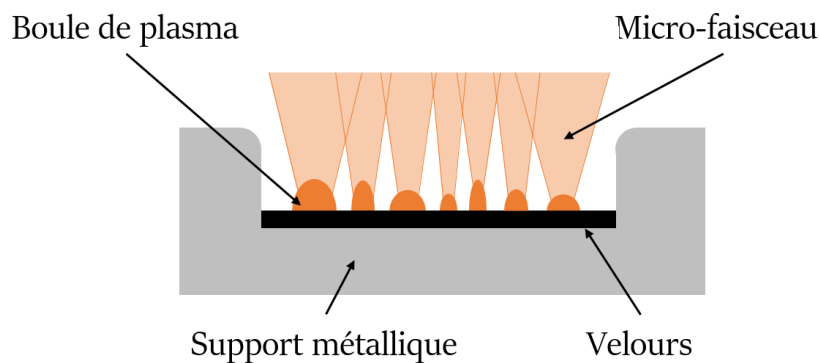
Le schéma de principe de l'émission électronique pour la première et la seconde impulsion est présenté Figure 4.24.

Nous cherchons donc à simuler les spots émissifs discrets tels qu'ils se forment pour la première et la seconde impulsion. L'objectif de ces simulations est de reproduire les densités de courant des deux faisceaux de MI2 et montrer ainsi que ces hypothèses sont compatibles des résultats observés. La suite de ce chapitre s'intéresse à la manière la plus adaptée de simuler un spot discret unitaire dans une géométrie 2D cylindrique.





(a) Schéma de principe de l'émission électronique lors de la première impulsion



(b) Schéma de principe de l'émission électronique lors de la seconde impulsion

FIGURE 4.24 – Schéma de principe de l'émission électronique d'une cathode de velours en régime multi-impulsions

## 4.4 Simulation d'un spot émissif discret

### 4.4.1 Étude de convergence du maillage

Comme présenté dans le Chapitre 3 (paragraphe 3.5) la première étape majeure de toute étude mettant en oeuvre la simulation PIC est l'étude de convergence du maillage : il s'agit de s'assurer que le maillage choisi est suffisamment fin pour garantir des résultats fiables, tout en minimisant les temps de calcul et la mémoire nécessaires. À partir de nos observations expérimentales et des données de la littérature, dans un premier temps, nous modélisons un spot de largeur  $l_{spot} = 0,2$  cm et de hauteur  $h_{spot} = 0,1$  cm.

Le spot est positionné au centre de la cathode. Les limites des objets LSP étant définies à la frontière des mailles, le plus simple est de modéliser un spot rectangulaire, car les formes arrondies résultent en des « marches d'escaliers » dont la finesse dépend de la taille de la maille. Ce choix est discuté dans la partie suivante. Afin de s'assurer que le bord du spot émet, il faut que celui soit englobé *dans* l'aire d'émission. De ce fait, nous fixons la limite de l'aire d'émission à la position du bord du spot + 1 maille, tel qu'illustré Figure 4.25.

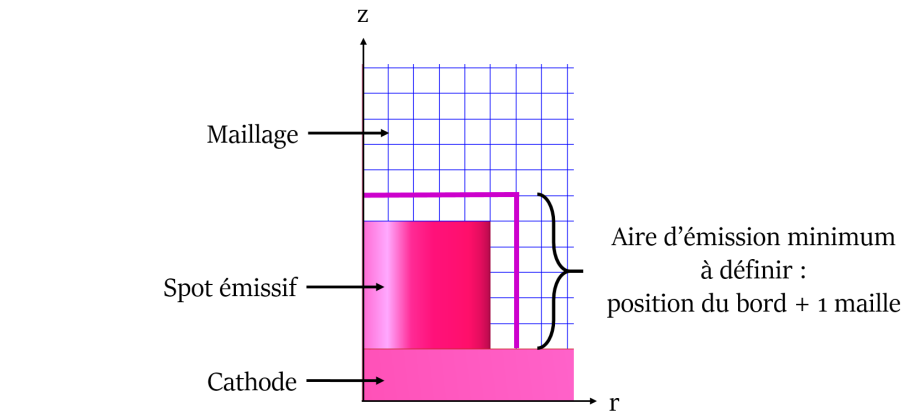


FIGURE 4.25 – Aire d'émission minimum pour assurer l'émission électronique du bord

Différentes grilles ont été testées. Les mailles sont carrées et varient de  $0,05 \times 0,05 \text{ cm}^2$  à  $0,005 \times 0,005 \text{ cm}^2$ . Pour un maillage de  $0,05 \times 0,05$  le spot est ainsi constitué en hauteur de 2 mailles et en largeur de 2 mailles. Pour un maillage de  $0,005 \times 0,005$  le spot est modélisé par un carré de 20 mailles par 20 mailles. Quatre cas de simulation, extraits à  $t = 15 \text{ ns}$ , sont présentés Figure 4.26.

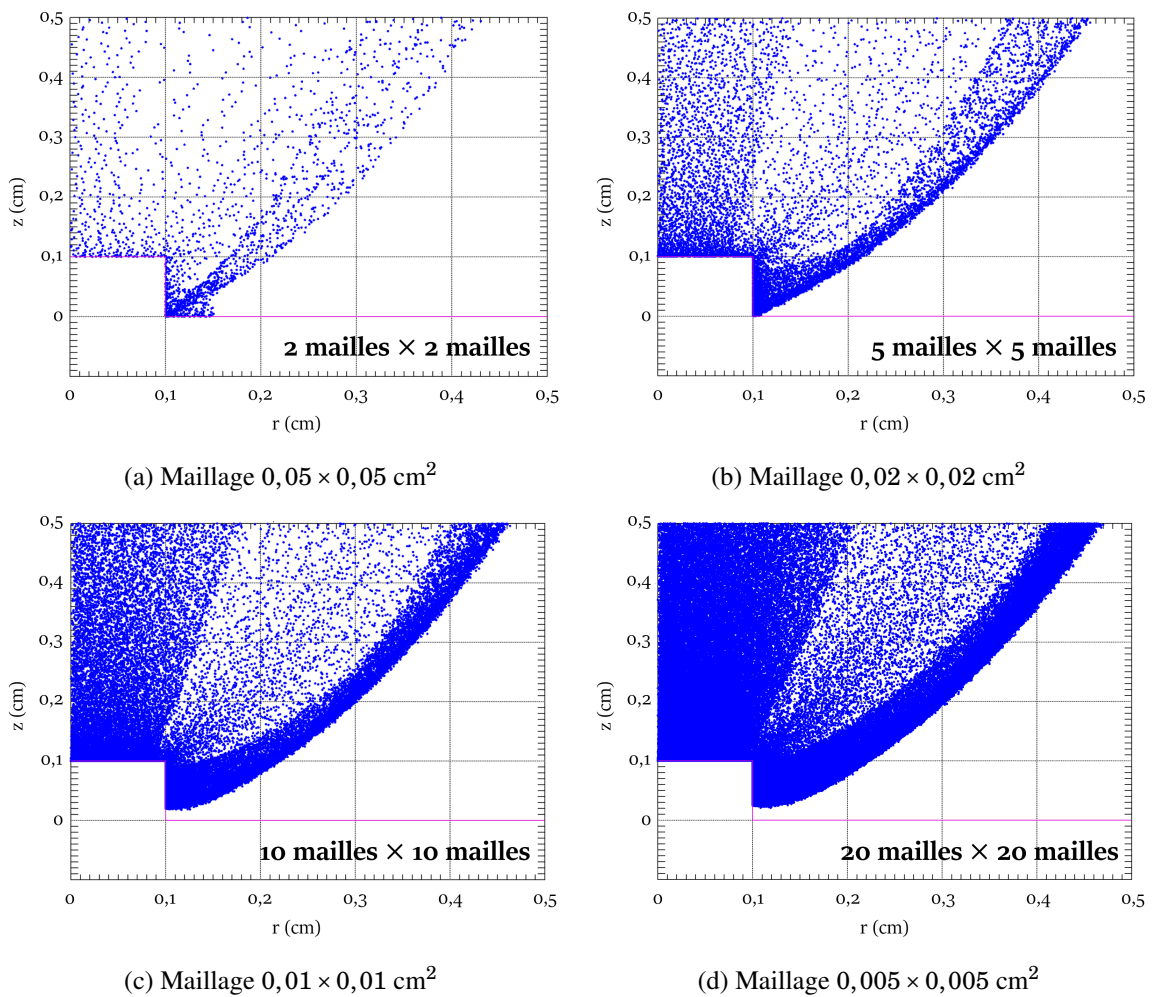


FIGURE 4.26 – Émission électronique d'un spot discret en fonction du maillage

Il apparaît immédiatement qu'un maillage de  $0,05 \times 0,05$  est inadapté (cf. Figure 4.26a) : le nombre de macro-particules est très faible. Par ailleurs, l'aire d'émission spécifiée est trop grande, provoquant l'émission de particules depuis la base de la cathode. Or, nous souhaitons étudier l'émission électronique du spot uniquement. Les trois autres cas présentés ici montrent des variations plus subtiles qu'il convient d'analyser en détails afin de déterminer le meilleur maillage.

On étudie les valeurs du courant, de l'émittance et de la densité de courant en fonction des dimensions du maillage. La Figure 4.27 présente une comparaison de ces grandeurs pour les quatre cas de maillage.

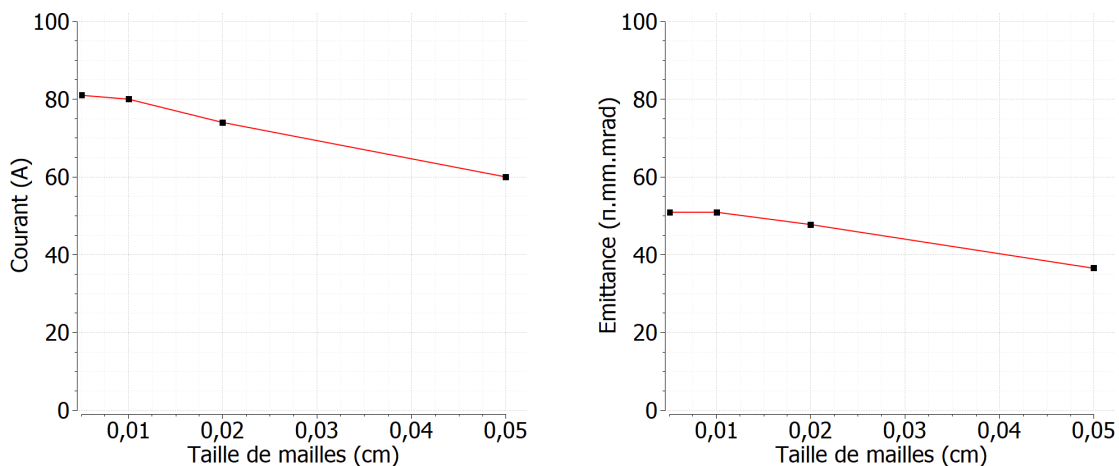
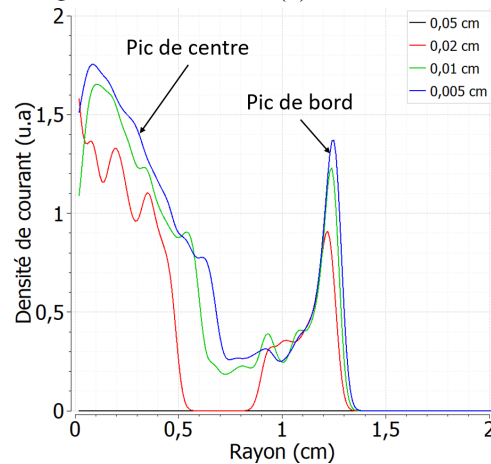
(a) Courant en fonction du maillage, à  $t = 15$  ns(b) Émittance en fonction du maillage, à  $t = 15$  ns(c) Densité de courant en fonction du rayon à la cible Cerenkov pour différentes tailles de mailles, à  $t = 15$  ns

FIGURE 4.27 – Caractérisation de l'émission électronique d'un spot discret en fonction du maillage

Dans un premier temps, ces mesures confirment qu'un maillage de  $0,05 \times 0,05$  cm<sup>2</sup> n'est pas du tout adapté et fausse les résultats : le courant et l'émittance sont sous-estimés et la densité de courant calculée est nulle.

Entre un maillage de  $0,02 \times 0,02$  cm<sup>2</sup> et de  $0,01 \times 0,01$  cm<sup>2</sup>, le courant et l'émittance mesurés varient peu, tandis que le temps de calcul est 5 fois plus élevé pour le maillage  $0,01 \times 0,01$  cm<sup>2</sup> que pour le maillage  $0,02 \times 0,02$  cm<sup>2</sup>. On pourrait alors estimer que la convergence est atteinte avec le maillage  $0,02 \times 0,02$  cm<sup>2</sup>. Cependant, les courbes de densité de courant montrent une différence de taille : pour le maillage de  $0,02 \times 0,02$  cm<sup>2</sup>, la courbe présente un creux avec une densité de courant nulle entre le pic

du centre et le pic du bord. Or il n'est physiquement pas cohérent d'avoir une zone de densité de courant nulle au milieu du faisceau. Pour le maillage  $0,01 \times 0,01 \text{ cm}^2$ , nous observons également une zone de moindre densité mais celle-ci n'est plus nulle ce qui est beaucoup plus cohérent. Nous notons également une différence d'amplitude des pics de centre et de bord.

Finalement, entre le maillage  $0,01 \times 0,01 \text{ cm}^2$  et le maillage  $0,005 \times 0,005 \text{ cm}^2$ , les résultats sont identiques : le courant et l'émittance mesurés sont quasiment identiques et la densité de courant est également très proche, avec des amplitudes de pics similaires. Le temps de calcul passe d'environ 70 heures à 175 heures, soit 7 jours. Le temps de calcul est donc drastiquement augmenté sans pour autant gagner en précision sur les résultats. Nous confirmons ainsi que la convergence est atteinte pour un maillage de  $0,01 \times 0,01 \text{ cm}^2$ . Nous choisissons donc cette résolution pour l'ensemble des résultats présentés dans ce manuscrit.

#### 4.4.2 Spot rectangulaire ou hémisphérique

Comme suggéré dans l'article de Krasik *et al.*[68], selon toute logique, un spot de plasma discret devrait présenter des bords arrondis et non pas en angle droit. Cependant, comme évoqué précédemment, les objets modélisés dans LSP doivent être définis aux frontières des mailles de la grille : cela implique des formes rectangulaires. Le seul moyen de modéliser un spot arrondi est donc de réaliser une forme en « marches d'escalier » : plus le maillage est fin, plus les marches d'escaliers seront petites et plus la forme ainsi définie s'approchera d'une sphère.

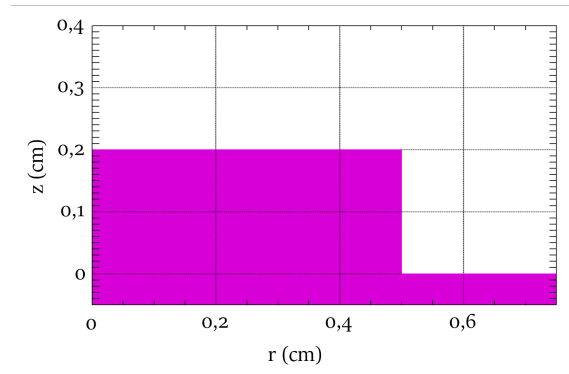
En comparant un faisceau émis par un spot rectangulaire et un faisceau émis par un spot arrondi, on souhaite déterminer la forme la plus adaptée pour des simulations PIC.

##### Maillage $0,01 \times 0,01 \text{ cm}^2$

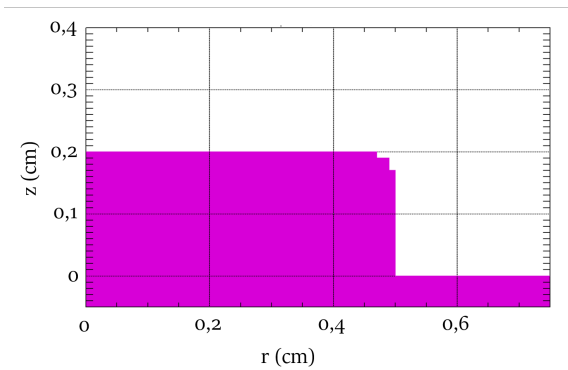
Suite à l'étude de convergence, nous choisissons un maillage de  $0,01 \times 0,01 \text{ cm}^2$ . Nous modélisons d'abord un spot rectangulaire, puis deux spots arrondis, de rayons de courbures différents :

- dans un premier cas  $r_{courbure} = 0,05 \text{ cm}$ ,
- dans un second cas  $r_{courbure} = 0,1 \text{ cm}$ .

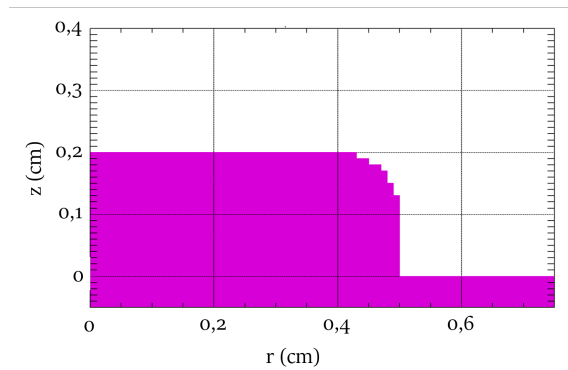
Pour cette étude, nous modélisons un spot assez large avec un rayon  $r_{spot} = 0,5 \text{ cm}$ . Nous faisons ce choix car nous souhaitons observer les variations éventuelles de la densité de courant en fonction de la forme du bord du spot. Or, le calcul de  $j$  présente un artefact de calcul en 0 qui peut fausser les résultats observés pour des rayons proches de 0. Afin de nous affranchir de ce risque, nous modélisons donc un spot large de manière à nous assurer que les différences éventuelles observées sur le bord du faisceau ne soient pas influencées par cet artefact. Afin de pouvoir tracer un arrondi sur une hauteur suffisante, nous fixons par ailleurs une hauteur  $h_{spot} = 0,2 \text{ cm}$ . Les trois géométries de spots ainsi modélisées sont présentées Figure 4.28.



(a) Spot rectangulaire



(b) Spot arrondi,  $r_{courbure} = 0,05$  cm



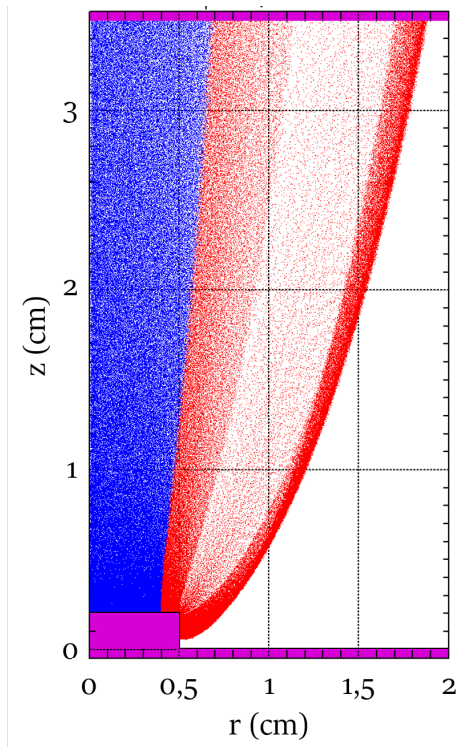
(c) Spot arrondi,  $r_{courbure} = 0,1$  cm

FIGURE 4.28 – Différentes géométries de spot testées

Afin de distinguer en post-simulations les électrons émis sur la partie plane de ceux émis sur le bord, deux espèces distinctes sont définies :

- l'espèce 1, en bleu, correspond aux électrons émis sur la partie plane,
- l'espèce 2, en rouge, correspond aux électrons émis sur le bord.

La Figure 4.29 présente les simulations ainsi obtenues. Les courbes de densité de courant associées sont présentées Figure 4.30.



(a) Faisceau émis par un spot rectangulaire

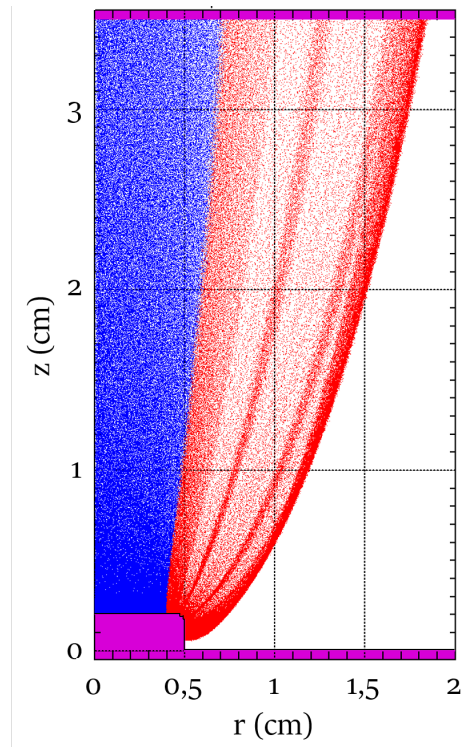
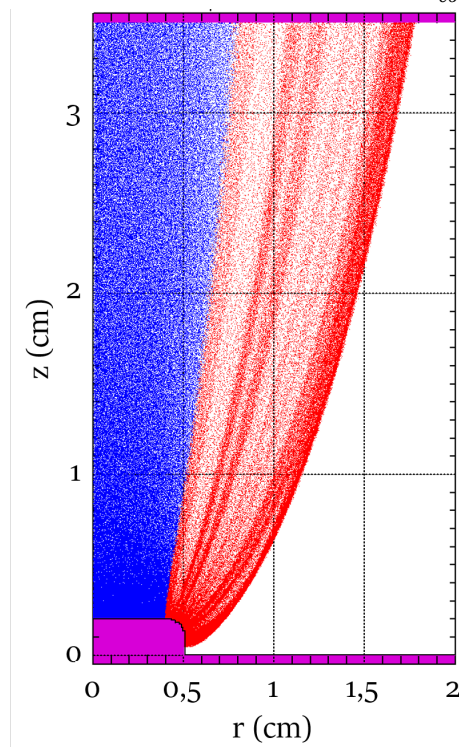
(b) Faisceau émis par un spot arrondi,  
 $r_{courbure} = 0,05$  cm(c) Faisceau émis par un spot arrondi,  
 $r_{courbure} = 0,1$  cm

FIGURE 4.29 – Comparaison d'un faisceau émis par un spot rectangulaire et des spots arrondis

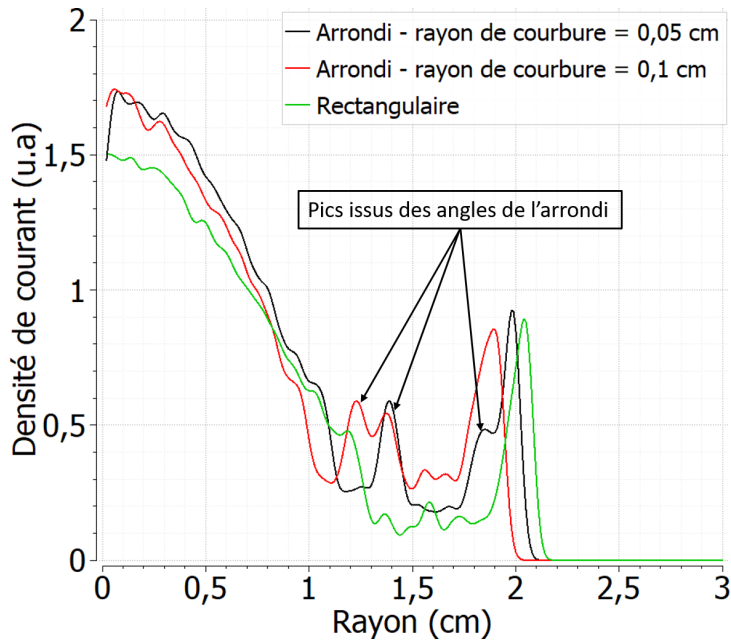
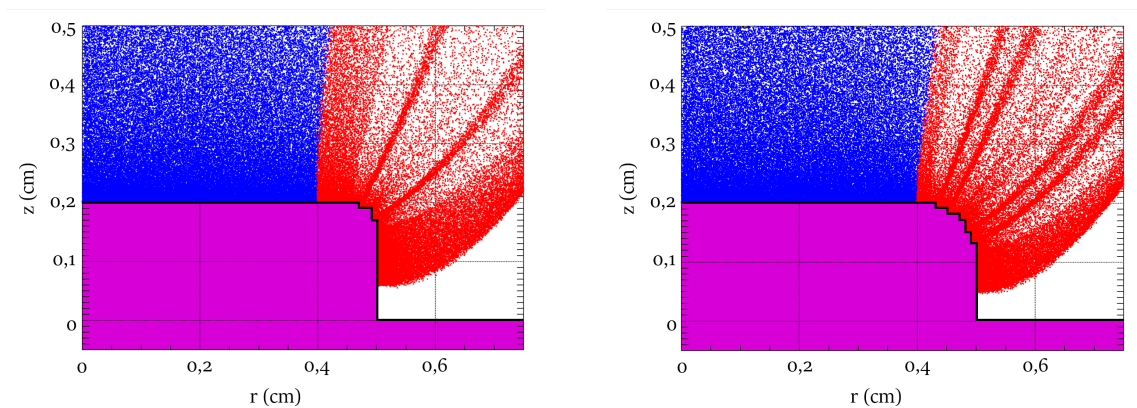


FIGURE 4.30 – Densité de courant en fonction du rayon à la cible Cerenkov pour trois formes de spots émissifs



(a) Zoom sur l'émission électronique d'un spot arrondi,  $r_{courbure} = 0,05$  cm  
 (b) Zoom sur l'émission électronique d'un spot arrondi,  $r_{courbure} = 0,1$  cm

FIGURE 4.31 – Zoom sur l'émission électronique des spots arrondis

Globalement, les densités de courant sont très similaires. Les variations observées, Figure 4.30, sont les suivantes :

- les faisceaux issus des spots arrondis présentent des pics de densité qui n'apparaissent pas sur celle du spot rectangulaire. Ces pics de densité sont issus des angles générés par la modélisation d'un arrondi sur le bord du spot, comme le montre la vue agrandie des spots Figure 4.31. En effet, le spot présente alors des marches d'escaliers sur l'arrondi, renforçant localement le champ. L'émission électronique démarre donc préférentiellement sur ces angles, résultant en des points d'émission électronique intenses. Ces zones de sur-intensité au milieu du faisceau sont donc des artefacts liés aux angles et n'apparaîtraient pas en présence d'un arrondi réel ;
- les faisceaux issus des spots arrondis ont un rayon légèrement inférieur au faisceau issu d'un spot rectangulaire. Plus le rayon de courbure est important, plus le rayon du faisceau diminue. En effet, en modélisant un arrondi sur le bord du spot, nous « supprimons » de la matière. Une partie des

électrons est donc émise à un rayon inférieur. Alors l'effet de charge d'espace sur le bord est moins important, résultant en un faisceau moins divergent ;

- au centre du faisceau, l'amplitude diffère, sûrement dû à la fois à l'artefact de calcul en  $r = 0$  et au rayon plus important du faisceau issu du spot rectangulaire, résultant en une densité de courant légèrement inférieure au centre.

**La structure des faisceaux est néanmoins relativement semblable et la courbe de densité de courant du faisceau issu d'un spot rectangulaire semble mieux reproduire la densité de courant d'un spot réel.**

Nous étudions également la structure des faisceaux émis dans l'espace des phases ainsi que leur émittance. Les espaces des phases des trois faisceaux sont présentés Figure 4.32. Afin de faciliter la comparaison, nous les superposons sur une quatrième figure.

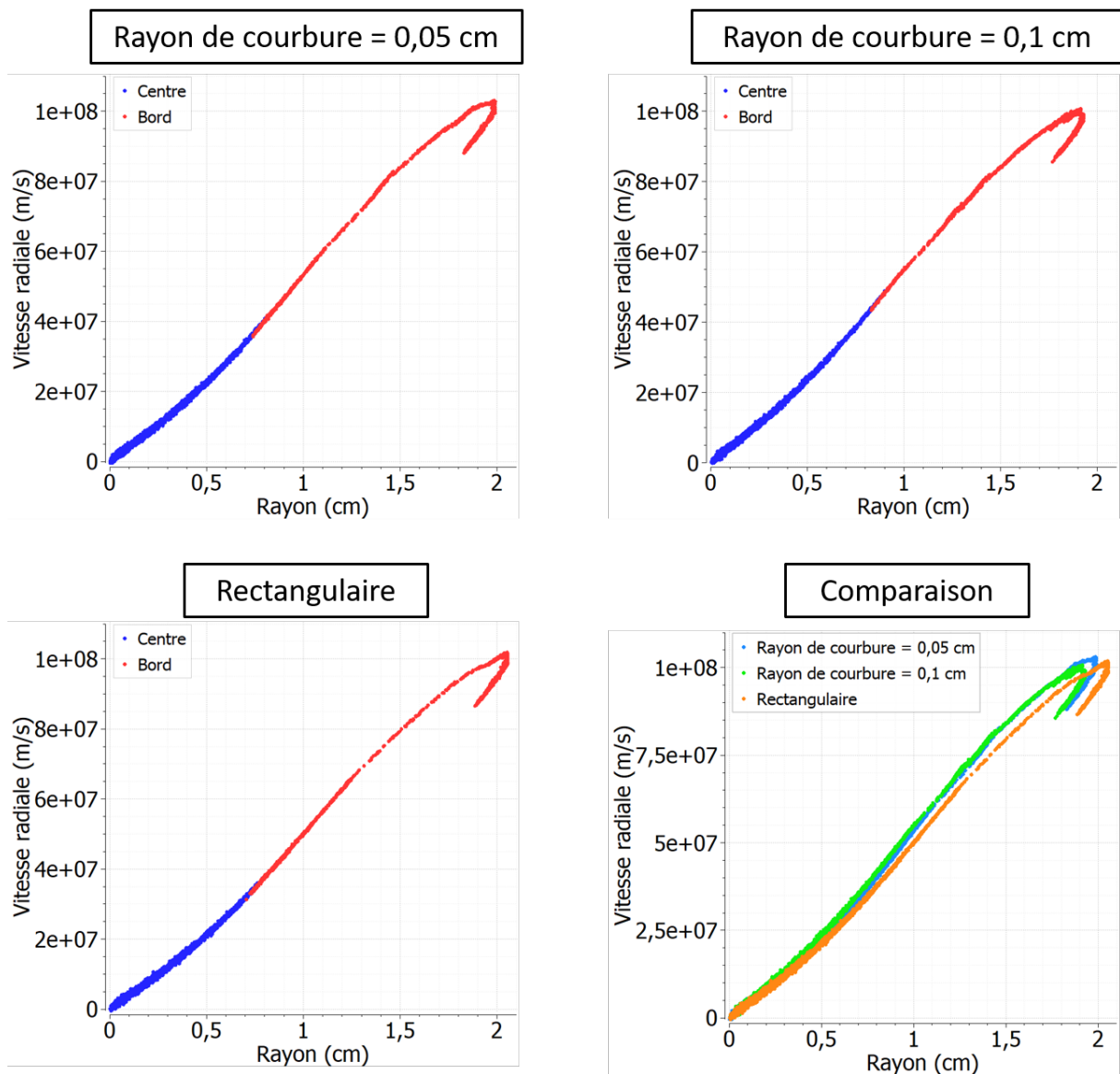


FIGURE 4.32 – Comparaison de l'espace des phases pour un spot rectangulaire et un spot arrondi



On calcule les émittances suivantes :

$$\varepsilon_{n,rectangulaire} = 103 \pi . \text{mm.mrad}$$

$$\varepsilon_{n,r_{courbure}=0,05} = 95 \pi . \text{mm.mrad}$$

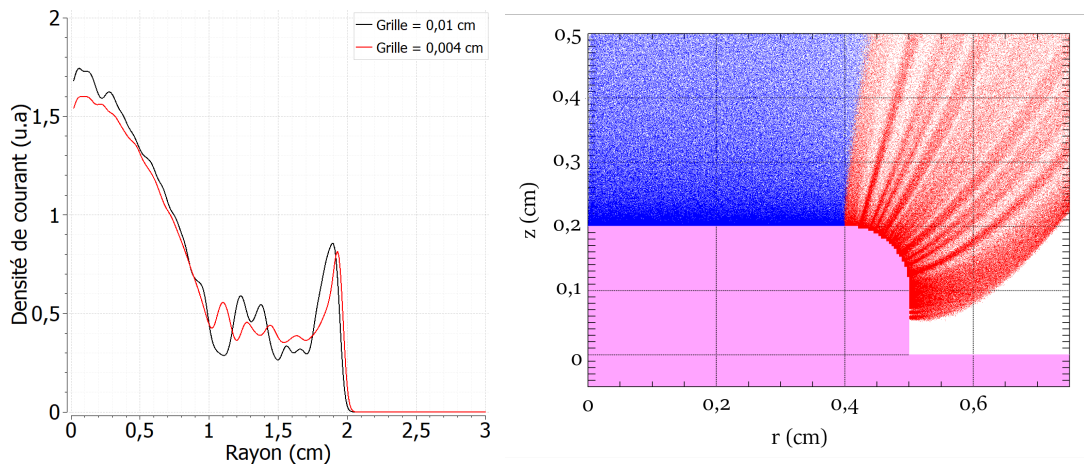
$$\varepsilon_{n,r_{courbure}=0,1} = 86 \pi . \text{mm.mrad}$$

Soit une émittance très proche pour les trois faisceaux. La comparaison des espaces de phases des trois faisceaux montre en effet que les trois distributions sont très similaires. La différence majeure est le rayon du faisceau, qui varie de quelques millimètres et, pour le faisceau issu du spot rectangulaire, une inclinaison légèrement différente de la distribution.

Sur un spot rectangulaire, nous pourrions nous attendre à observer au niveau de l'angle une rupture dans la distribution et ainsi à distinguer les électrons émis sur la partie plane du spot de ceux émis sur le bord. Les espaces des phases montrent pourtant que le mélange des deux populations est identique quelle que soit la forme du spot. Bien que nous distinguions une population de centre et une population de bord, il s'agit bien en réalité d'une seule et unique population d'électrons, s'influçant les uns les autres. Nous montrons ainsi qu'avec le maillage choisi, modéliser une forme rectangulaire permet d'obtenir une distribution de faisceau et une émittance tout aussi cohérentes que celle d'un spot arrondi.

### Maillage affiné

Nous pourrions réduire l'effet de pointe des marches d'escaliers et obtenir des densités de courant plus cohérentes en réduisant le maillage et donc la dimension des marches d'escaliers. Dans cette partie, nous paramétrons le maillage le plus fin possible afin d'étudier cette possibilité. La machine de calcul utilisée pour les simulations nous limite à un maillage de  $0,004 \times 0,004 \text{ cm}^2$ .



(a) Densité de courant pour deux maillages différents,  $r_{courbure} = 0,1 \text{ cm}$  (b) Zoom sur l'émission électronique d'un spot arrondi, maillage  $0,004 \times 0,004 \text{ cm}^2$

FIGURE 4.33 – Vue agrandie des spots émissifs

Comme l'illustre la Figure 4.33, pour cette taille de maille, la densité de courant calculée est sensiblement la même, des artefacts de simulation, bien qu'amoindris, subsistent et le temps de simulation est de 335 heures soit 14 jours. Pour des cas avec plusieurs spots émissifs, impliquant un nombre important de particules et d'interactions, on peut donc s'attendre à une explosion du temps de simulation, ce qui

anéantit les avantages du choix de la simulation 2D.

Par ailleurs, comme vu dans la partie précédente, pour le maillage de  $0,01 \times 0,01 \text{ cm}^2$ , les émittances calculées sont déjà très proches. Réduire le maillage et modéliser un spot arrondi ne nous ferait donc pas gagner en précision sur ces valeurs.

Nous avons montré que modéliser un spot rectangulaire ou arrondi donne des résultats globalement identiques du point de vue de la densité de courant et de l'émittance. Le spot rectangulaire présente également le meilleur compromis en termes de temps de calcul. Nous maintenons donc notre choix de modéliser des spots émissifs discrets rectangulaires.

Dans la partie suivante, nous discutons de la contribution des populations « *centre* » et « *bord* » d'un spot au courant et à l'émittance du faisceau.

### Émission de bord et émission de centre

Le courant total transporté par le faisceau, tel que défini dans la partie précédente, est de 510 A. Les zones émissives « *centre* » et « *bord* » sont redéfinies, telles que la population « *bord* » englobe uniquement la partie verticale du spot. Le découpage des zones émissives est présenté Figure 4.34. Comme détaillé dans le paragraphe 4.4.1, pour définir la paroi verticale comme émissive, il faut l'englober dans l'aire d'émission, en incluant une maille de plus. De ce fait, la population « *bord* » déborde légèrement sur la partie plane du spot.

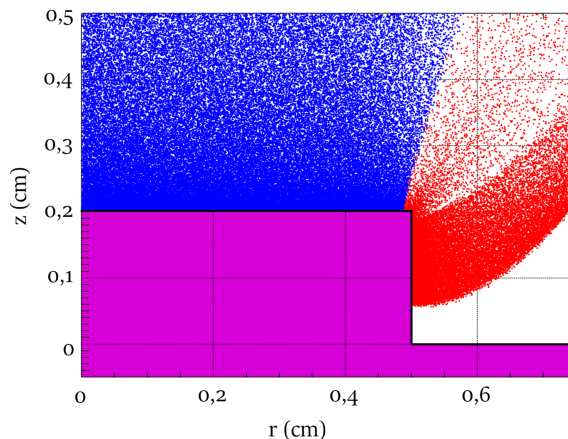


FIGURE 4.34 – Spot rectangulaire : distinction de l'émission du centre (en bleu) et de l'émission du bord (en rouge)

Le tableau 4.4 présente le courant transporté par chacune des populations : le bord transporte 40% du courant total.

Population	Courant (A)
Centre	306
Bord	204

TABLEAU 4.4 – Courant de chaque population

La représentation du faisceau dans l'espace des phases, Figure 4.35, permet de distinguer la contribution de chaque population à l'émittance du faisceau.

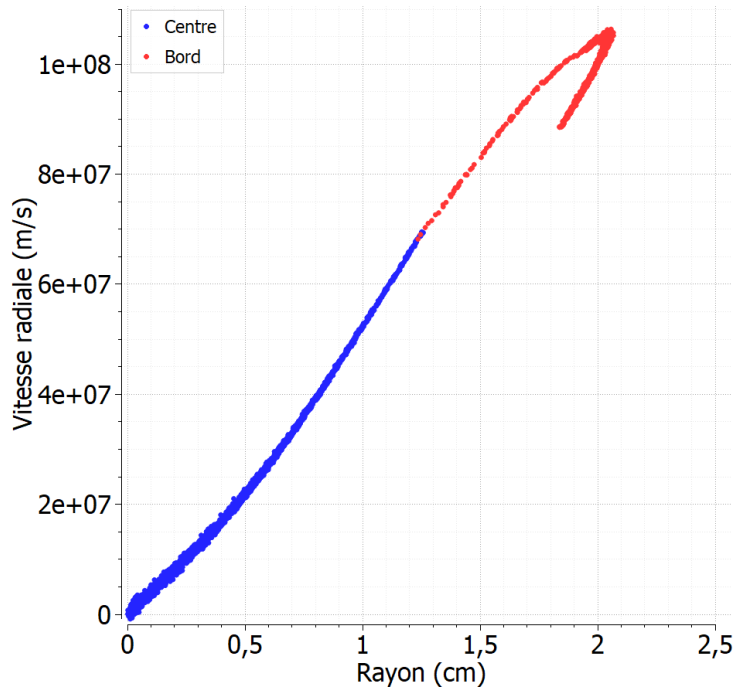


FIGURE 4.35 – Espace des phases à la cible Cerenkov

Il est clair que le « *centre* » n'est pas source d'émission : la dispersion des vitesses radiales est quasiment nulle. En revanche, la distribution de la population « *bord* » est repliée. Comme le « *bord* » transporte dans le même temps une part non négligeable du courant, cela en fait le contributeur principal de l'émission. Pour une émission électronique discrète, l'origine de l'émission du faisceau est donc le bord du spot.

En modélisant une surface émissive constituée de plusieurs spots, on s'attend donc à observer un faisceau :

- dont la densité de courant est en bon accord avec les courbes expérimentales,
- présentant naturellement une dispersion des vitesses radiales sur toute la distribution, du fait de l'émission des bords des spots.

## 4.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons simulé l'émission électronique d'une cathode froide de velours de manière homogène. Nous avons montré que cette méthode de modélisation ne permet pas de trouver une densité de courant et une émission en accord avec les observations expérimentales.

Traditionnellement, pour obtenir une émission compatible des données expérimentales, la température électronique initiale est augmentée artificiellement. Nous avons montré qu'agir sur ce paramètre permet en effet d'augmenter la dispersion des vitesses radiales des particules et donc, d'augmenter l'émission du faisceau. Néanmoins, cette méthode ne permet pas de représenter une densité de courant compatible de nos courbes expérimentales.

Alors, si l'augmentation de température n'est pas une méthode adaptée pour obtenir de bons accords expérimentations / simulations, le seul autre moyen d'augmenter la dispersion des vitesses radiales est de courber les lignes équipotentielles à la surface de la cathode. La courbure des équipotentielles peut être due à la présence d'un plasma non-plan, c'est-à-dire de spots émissifs discrets.

Nous avons ensuite présenté la méthode de simulation d'un spot émissif discret que nous avons choisi : naturellement, nous pensons qu'un spot n'a pas une forme rectangulaire mais arrondie. Cependant, nous

avons montré dans ce chapitre que la densité de courant et la distribution du faisceau sont quasiment similaires pour ces deux formes de spot. Le maillage nécessaire pour rendre la simulation d'un spot arrondi pertinente est bien trop fin, faisant grimper les temps de calculs de manière rédhibitoire. Nous avons donc établi que le meilleur compromis est la modélisation d'un spot émissif en une forme rectangulaire.

Finalement, nous avons confirmé que la simulation d'un spot discret non plan génère naturellement de la dispersion des vitesses radiales des électrons émis. Ces premiers résultats sont donc encourageants, puisqu'ils supposent qu'en modélisant des surfaces cathodiques discontinues composées de plusieurs spots discrets non-plans, nous pourrions engendrer des courbes de densité de courant et une émittance davantage cohérentes avec nos données expérimentales.

Dans le chapitre suivant, nous allons donc réaliser une étude paramétrique sur les dimensions d'une surface émissive discontinue, afin d'appréhender au mieux l'influence de chacun de ces paramètres sur la densité de courant et l'émittance d'un faisceau d'électrons. Cette étude paramétrique nous servira par la suite à guider notre modélisation des surfaces cathodiques discrètes et non-planes nécessaires pour reproduire les profils de densité de courant expérimentaux.



# Discrétisation de l'émission électronique : étude paramétrique d'une surface émissive discontinue

## 5.1 Introduction

Dans le chapitre précédent, nous avons montré la nécessité de prendre en compte le caractère discret de l'émission électronique d'une cathode de velours pour générer une courbure hétérogène du champ à la surface émissive et ainsi engendrer des profils de densité de courant davantage en accord avec les observations expérimentales. Nous avons également montré que l'émittance d'un faisceau issu d'un spot discret trouve son origine dans l'émission électronique des parties verticales d'un spot.

Dans ce chapitre, nous allons étudier l'influence de la discrétisation de la surface émissive sur le faisceau. Un des objectifs de ce travail de thèse est de développer des modèles d'émission électronique discrète permettant de retrouver les densités de courant en accord avec celles des deux faisceaux de MI2.

Cette étude paramétrique a donc pour but de déterminer l'influence des dimensions d'un creux unitaire non-plan sur la densité de courant et l'émittance d'un faisceau. Si les variations sont proportionnelles aux paramètres étudiés, cela permettra de modéliser des surfaces émissives cathodiques par une méthode de résolution de problème inverse. Les résultats de cette étude permettront, au chapitre suivant, de présenter la modélisation de surfaces émissives cathodiques reproduisant les densités des faisceaux expérimentaux. Ces surfaces cathodiques seront constituées de plusieurs spots et creux, étudiés unitairement dans ce chapitre.

Nous caractérisons un creux par :

- sa largeur,
- la hauteur de ses bords,
- sa position sur le rayon de la cathode.

Ce sont donc ces différents paramètres que nous allons étudier dans ce chapitre.

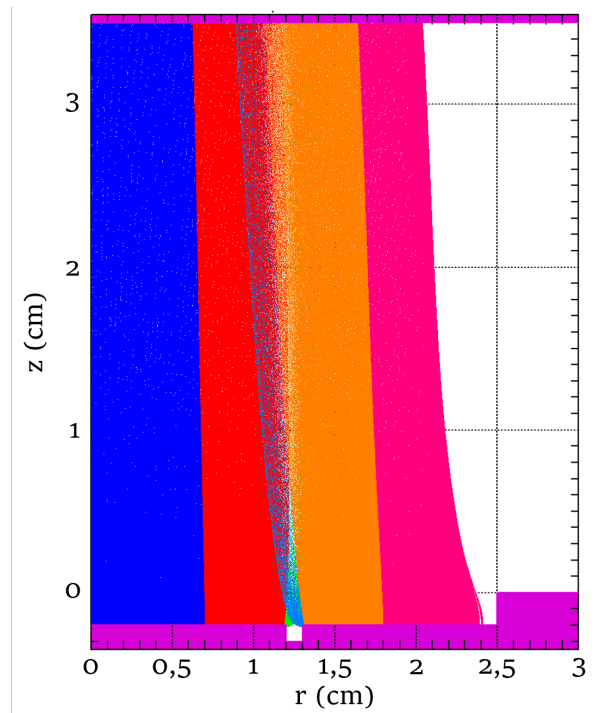
## 5.2 Influence d'un creux dans la surface émissive

Cette première partie a pour objectif d'observer l'impact d'un creux dans la surface émissive, générant ainsi une surface non-plane et discontinue. Un creux constitue une irrégularité dans la surface émissive. On attribue aussi bien aux parois verticales qu'au fond les mêmes propriétés d'émission électronique que

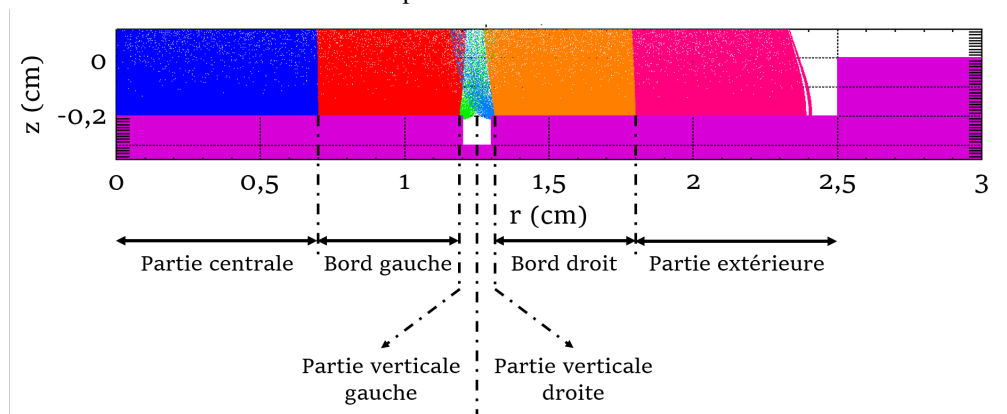
celles de la surface globale. Le creux peut donc émettre tout autant que le reste de la surface émissive.

Dans un premier temps, nous présentons un exemple qui nous permet de décrire la phénoménologie induite par la présence d'un creux dans la surface émissive.

Le creux défini est centré en  $r = 1,25$  cm. Sa largeur est arbitrairement fixée à  $l_{creux} = 0,1$  cm. Les deux bords du creux ont la même hauteur  $h_{bord} = 0,1$  cm. La vue du gap entier est présentée Figure 5.1a. Une vue agrandie de l'émission à la cathode est présentée Figure 5.1b.



(a) Vue complète dans le gap d'un faisceau émis par une surface émissive présentant un creux



(b) Vue du détail de la cathode

FIGURE 5.1 – Émission électronique d'une surface présentant un creux

Afin de pouvoir discriminer en post-traitement l'origine « géographique » des électrons à la cathode, la surface émissive est découpée en six zones distinctes, telles qu'illustrées Figure 5.1b :

- la partie gauche, composée de :
  - la partie centrale du faisceau,
  - le bord gauche,
  - la partie verticale gauche englobant la paroi verticale ainsi que la moitié gauche du fond.
- la partie droite, composée de :
  - la partie verticale droite englobant la paroi verticale ainsi que la moitié droite du fond,
  - le bord droit,
  - la partie extérieure du faisceau.

Une espèce d'électrons distinctes est attribuée à chaque zone.

Il apparaît immédiatement que, pour cette dimension de creux, le fond n'émet pas : le champ électrique à l'intérieur du creux n'atteint pas le seuil d'émission, fixé à 25 kV/cm. Les parties verticales sont quant à elles émissives uniquement sur la partie supérieure<sup>1</sup>, comme le montre la vue agrandie Figure 5.2a.

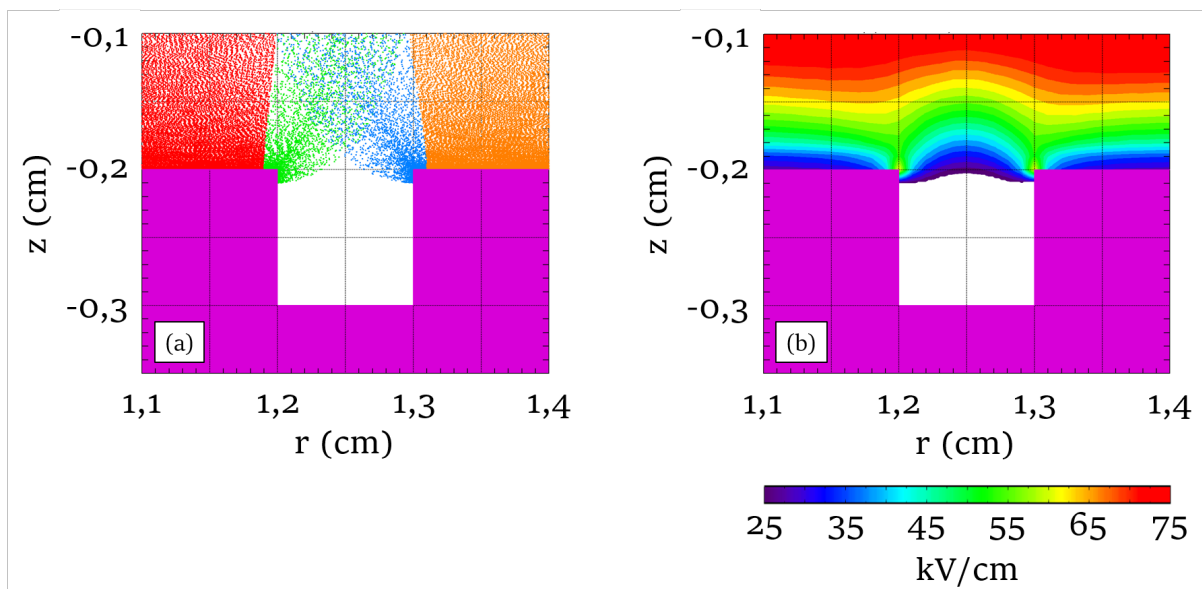


FIGURE 5.2 – Vue de (a) l'émission électronique et (b) le champ électrique au niveau du creux

La carte de champs, Figure 5.2b, confirme que le champ ne pénètre pas dans le creux, expliquant à la fois la non émission du fond et celle uniquement sur la partie supérieure des parties verticales. Par ailleurs, la présence du creux génère une courbure du champ : alors, les électrons des parties verticales divergent et se superposent aux électrons des bords opposés (sur la Figure 5.1a, les électrons bleus clairs se mélangent avec les rouges, tandis que les électrons verts se mélangent avec les oranges).

1. Pour définir une surface émissive verticale, comme nous l'avons expliqué dans le chapitre 4, il faut englober la surface dans l'aire d'émission en incluant une maille supplémentaire. Pour cette raison, nous voyons que l'émission verticale « déborde » sur la partie plane.



### 5.2.1 Étude de la densité de courant

La densité de courant du faisceau est présentée Figure 5.3. Nous comparons la densité de courant d'un faisceau avec creux à celle d'une surface homogène à la cathode (5.3a) et à la cible Cerenkov (5.3b).

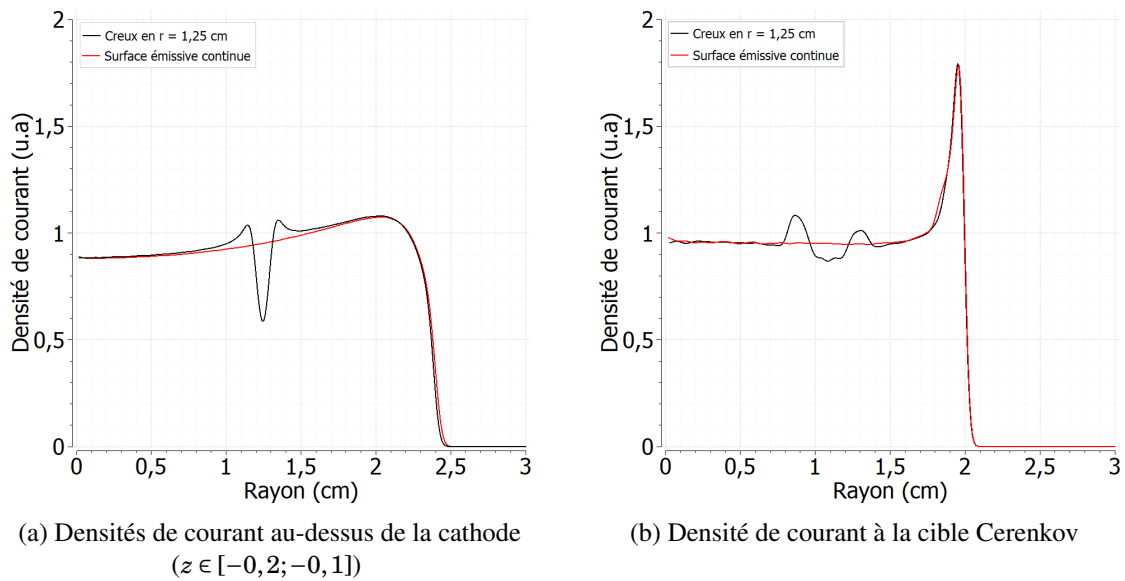


FIGURE 5.3 – Comparaison de la densité de courant d'un faisceau issu d'une surface homogène et d'un faisceau issu d'une surface présentant un creux

Proche de la cathode, la zone non émissive est visible, avec une densité de courant présentant un creux important. Nous voyons néanmoins qu'il n'y a pas de zone de densité nulle : à 1 mm de la cathode (là où l'on extrait la densité de courant), les électrons ont déjà commencé à se mélanger et à combler le trou.

Cette homogénéisation se confirme à la cible Cerenkov. Malgré la zone non émissive à la cathode, à la cible, la densité de courant présente des valeurs relativement continues. Cela montre bien que la discontinuité d'émission à la cathode est masquée dans le gap. La présence du creux engendre néanmoins des variations de densité autour de la valeur moyenne, qui n'existent pas pour la surface émissive continue.

Il est également à noter que la présence du creux n'engendre pas de diminution du courant. Grossièrement, nous voyons que les deux pics supérieurs compensent la partie manquante au centre. En détaillant davantage, nous calculons des courants strictement identiques dans les deux situations et valant 1,97 kA. L'émission des parties verticales compensent donc la non émission du fond. Nous verrons néanmoins par la suite que cela dépend des dimensions du creux.

Nous observons ici des variations d'amplitude d'environ 10%. Comme le montre la Figure 5.4, ces variations de densité de courant sont du même ordre de grandeur que celles observées expérimentalement.

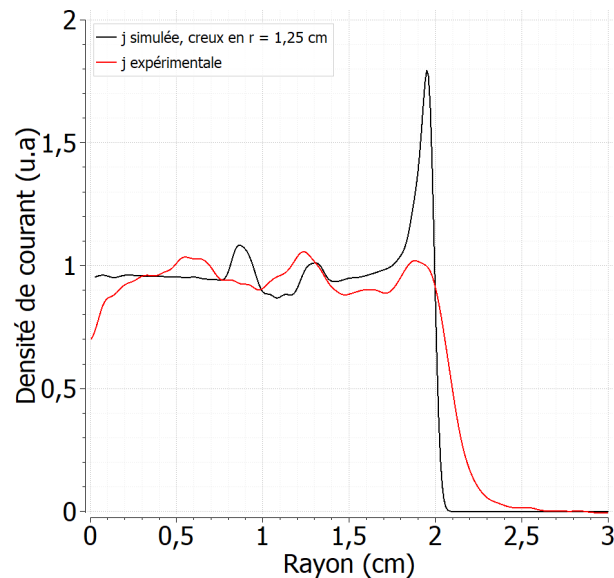


FIGURE 5.4 – Comparaison de la densité de courant expérimentale et d'une surface présentant un creux (à la cible Cerenkov)

La présence d'hétérogénéités à la surface cathodique peut donc expliquer les variations de densité expérimentales, contrairement à une situation homogène, incapable d'engendrer des variations de densité, même avec une température électronique élevée.

### Décomposition de la densité de courant par espèces

L'intérêt de la décomposition de l'émission en différentes espèces (cf. Figure 5.1) est présenté Figure 5.5. Cela nous permet d'étudier la contribution de chaque espèce à la densité de courant totale.

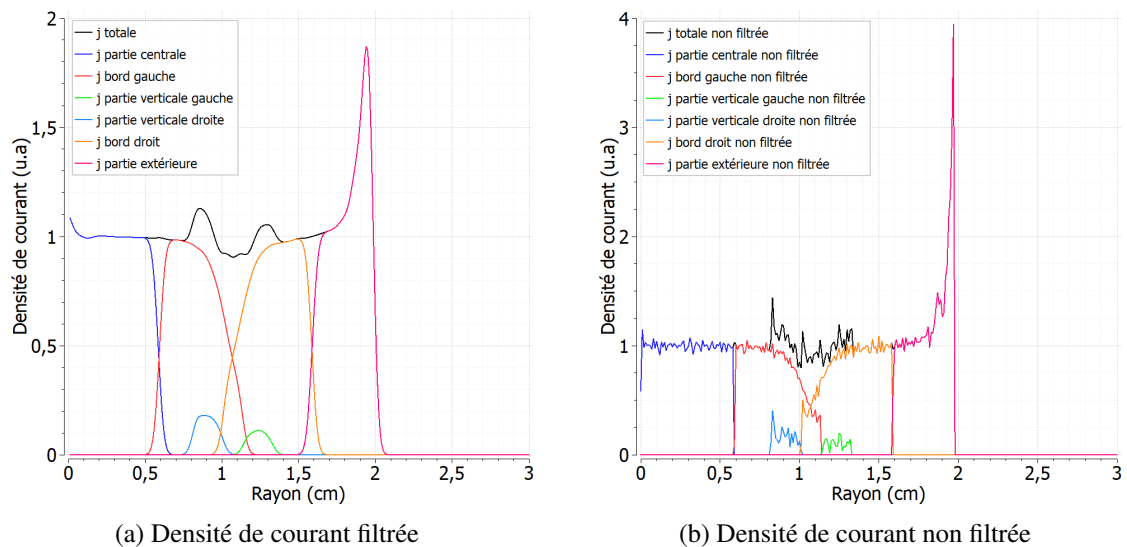


FIGURE 5.5 – Décomposition par espèces de la densité de courant à la cible Cerenkov pour une surface émissive présentant un creux

Nous présentons les courbes filtrées et non filtrées, car le filtrage introduit un artefact au niveau des transitions entre les espèces « partie centrale »/« bord gauche » et « bord droit »/« partie extérieure » : nous voyons que les espèces semblent se superposer. Ces superpositions paraissant surprenantes, nous avons ôté le filtre. La Figure 5.5b montre bien que sans filtrage, les espèces ne se mélangent pas et évoluent

parallèlement.

En revanche, vers  $r = 1,1$  cm, sans filtre, la superposition des espèces « bord gauche » et « bord droit » se maintient. Il s'agit ici bien d'un phénomène physique. À la cathode, les deux espèces ne sont pas mélangées. Mais la présence du creux génère une absence de charge d'espace : alors, les électrons divergent et se mélangent rapidement, résultant en une densité de courant davantage homogène à la cible Cerenkov.

### Influence de l'émission des parties verticales

Afin de comprendre le rôle joué par les électrons des parties verticales sur le mélange des populations, nous avons réalisé une simulation en supprimant l'émission des parties verticales. La vue de la surface émissive est présentée Figure 5.6.

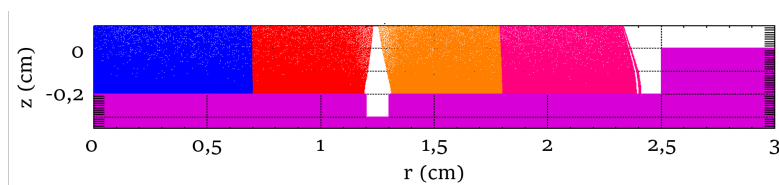


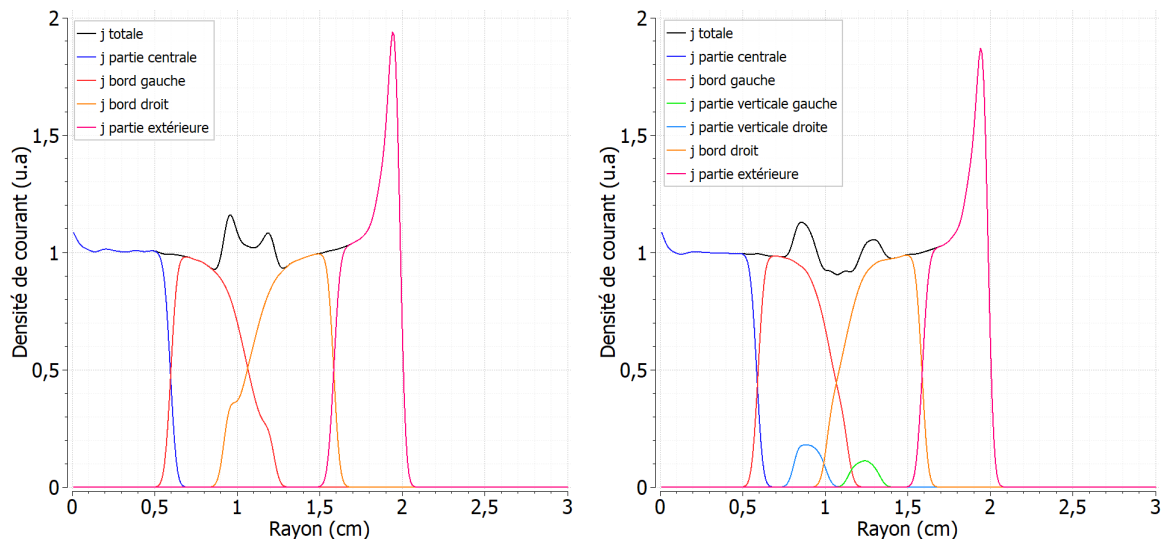
FIGURE 5.6 – Surface émissive avec un creux, parties verticales non émissives

La densité de courant sans émission verticale, décomposée par espèces, est présentée Figure 5.7a. Le courant reste identique et vaut 1,97 kA. À titre de comparaison, la densité de courant avec émission des parties verticales est rappelée Figure 5.7b. Dans le cas avec émission des parties verticales, ces dernières émettent respectivement 25 A et 29 A, tandis que les bords gauche et droit transportent 322 A et 564 A. Lorsque les parties verticales sont non émissives, la perte de courant est compensée par une augmentation du courant des bords gauche et droit qui transportent respectivement 347 A et 593 A.

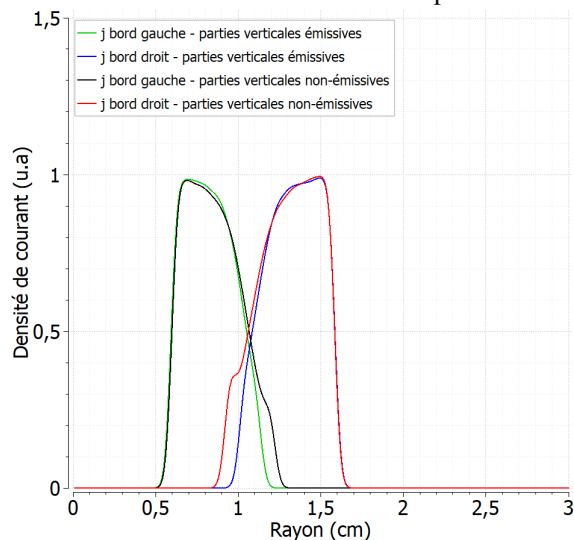
Nous voyons que les deux densités sont très semblables. Cependant, sans émission des parties verticales, les pics sont plus rapprochés et le creux est moins marqué. En superposant les densités de courant des espèces « bord gauche » et « bord droit », Figure 5.7c, nous voyons que les électrons s'étalent davantage en  $r$  en l'absence d'émission des parties verticales. **Nous montrons ainsi que, du fait de leur charge d'espace, les populations des parties verticales limitent la divergence des électrons des bords. Cela génère des hétérogénéités plus distantes et une zone de moindre densité à l'intersection des densités de courant.**

Ces premières simulations d'une surface émissive discontinue et non-plane confirment ainsi que :

- le profil de densité de courant d'un faisceau d'électrons présente des pics et creux comparables aux observations expérimentales,
- l'émission des parties verticales joue un rôle dans la densité de courant ; par ailleurs cette dernière varie certainement avec la largeur du creux.



(a) Parties verticales non émissives : décomposition par espèces de la densité de courant (b) Parties verticales émissives : décomposition par espèces de la densité de courant



(c) Comparaison des densités de courant des espèces « bord gauche » et « bord droit » pour une émission avec et sans parties verticales émissives

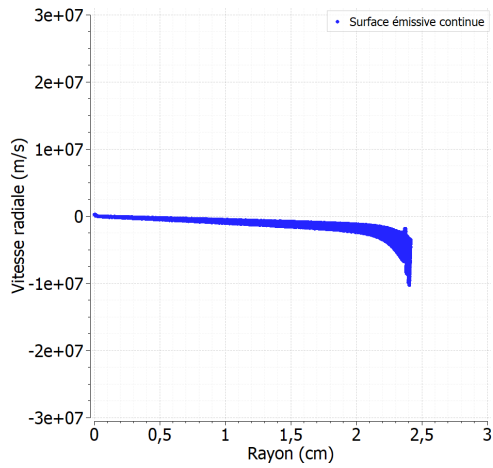
FIGURE 5.7 – Comparaison des densités de courant pour une émission avec et sans parties verticales émissives

## 5.2.2 Étude de l'émittance

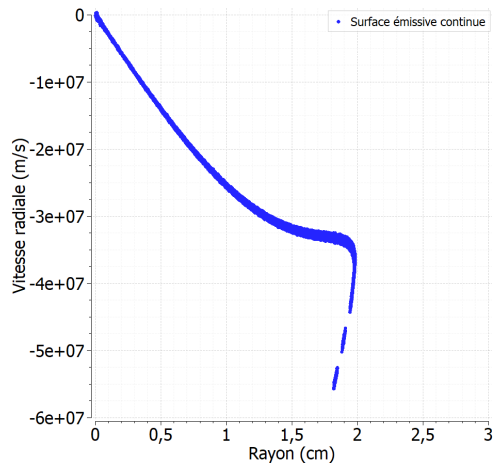
Pour étudier l'influence de la discontinuité sur la distribution et l'émittance du faisceau, nous comparons les espaces de phases de trois cas de simulation respectivement à la cathode et à la cible Cerenkov :

- d'une surface homogène en 5.8a et 5.8b,
- d'une surface présentant un creux en 5.8c et 5.8d,
- d'une surface avec un creux non émissif en 5.8e et 5.8f.

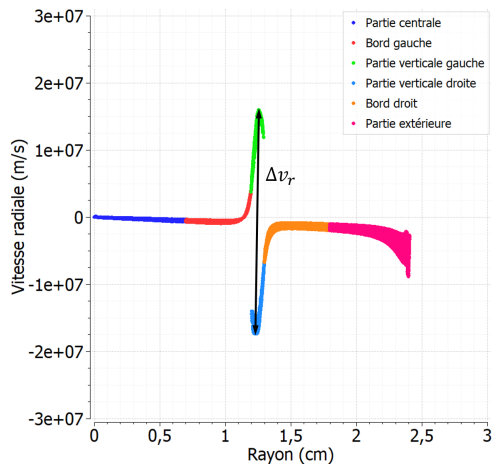
Sur les espaces de phases à la cible Cerenkov, nous faisons également apparaître la distribution d'un faisceau homogène, ce qui permet d'observer la variation globale de la distribution.



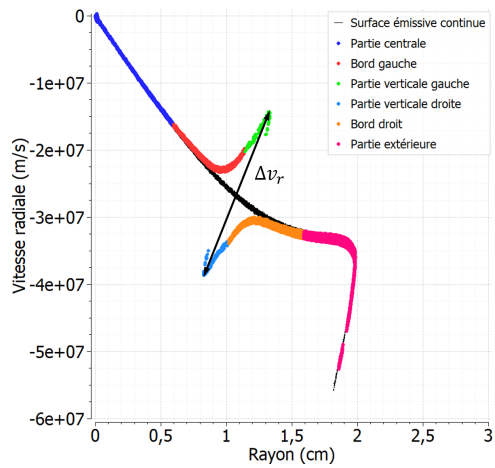
(a) Espace des phases à la cathode pour une surface émissive continue avec des bords non émissifs



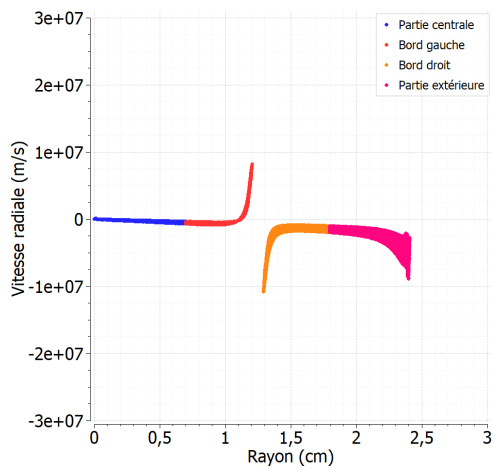
(b) Espace des phases à la cible pour une surface émissive continue



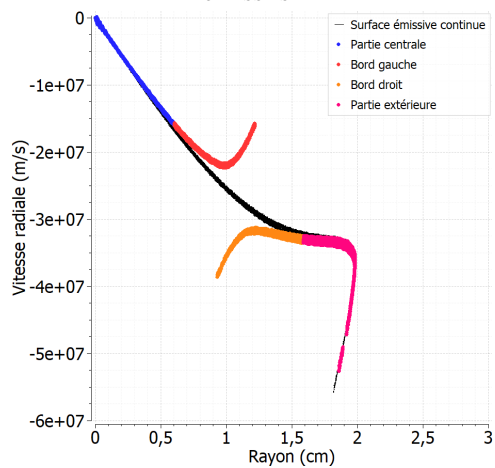
(c) Espace des phases à la cathode pour une surface émissive présentant un creux



(d) Espace des phases à la cible pour une surface émissive présentant un creux avec des bords émissifs



(e) Espace des phases à la cathode pour une surface émissive présentant un creux avec des bords émissifs



(f) Espace des phases à la cible pour une surface émissive présentant un creux avec des bords non émissifs

FIGURE 5.8 – Comparaison des espaces de phases pour une surface émissive présentant un creux et une surface émissive continue

### Description générale

La comparaison entre une émission homogène et continue et une émission par une surface émissive discontinue montre en premier lieu que l'espace des phases n'est modifié qu'à la hauteur du creux et que l'aspect général reste identique quelque soit la simulation.

À la cathode, en dehors du creux, les vitesses restent quasiment nulles, à l'exception de l'extérieur du faisceau (« partie extérieure »), où la courbure du champ due au retrait induit une légère dispersion, comme présenté au chapitre précédent.

À la cible Cerenkov, toujours du fait de la courbure du champ électrique, le faisceau a naturellement convergé. Nous retrouvons sur l'extérieur du faisceau la zone de repli de la distribution, conséquence de la géométrie de la cathode.

### Dispersion des vitesses induite par le creux

La différence majeure est induite par la présence du creux dans la surface émissive. En effet, les populations des parties verticales ont une dispersion extrêmement importante, avec une différence à la cathode  $\Delta v_r = 3,4 \cdot 10^7 \text{ m.s}^{-1}$ .

Nous observons par ailleurs une continuité des vitesses entre les différentes espèces. La dispersion des vitesses radiales ne concernent pas seulement les électrons issus des parties verticales, mais également les électrons des bords. Cela confirme qu'il s'agit bien d'une seule et unique population d'électrons s'influençant les uns les autres. Nous calculons une émittance normalisée à la cathode  $\varepsilon_{n,K} = 162 \pi \cdot \text{mm.mrad}$ .

À la cible Cerenkov, la dispersion des vitesses radiales due au creux se maintient. Néanmoins, nous trouvons une dispersion plus faible qu'à la cathode. À la cible  $\Delta v_r = 2,9 \cdot 10^7 \text{ m.s}^{-1}$ . Cette diminution est liée aux interactions coulombiennes entre les électrons des parties verticales et le reste du faisceau : en traversant le gap, les électrons des parties verticales interagissent avec les électrons du reste du faisceau et sont ralentis radialement. Arrivés à la cible, si la quantité de mouvement totale se conserve, à la position du creux, la quantité de mouvement des parties verticales a diminué, résultant en une dispersion moindre des vitesses radiales. On calcule une émittance normalisée  $\varepsilon_{n,cible} = 151 \pi \cdot \text{mm.mrad}$ .

Pour rappel, l'émittance normalisée à la cible pour une émission continue et homogène vaut  $\varepsilon_{n,cible} = 130 \pi \cdot \text{mm.mrad}$ . La présence d'un creux dans la surface émissive génère donc la dispersion des vitesses radiales et une augmentation de l'émittance. Ici, la dispersion des vitesses radiales du bord du faisceau (partie extérieure) étant déjà très importante, l'émittance n'augmente pas drastiquement.

### La nécessaire émission des parties verticales

Dans le cas où les parties verticales sont non émissives, nous observons toujours une dispersion des vitesses radiales à la position du creux. Ce sont cette fois les électrons des bords qui sont à l'origine de cette dispersion. Celle-ci est néanmoins plus faible puisque nous mesurons  $\Delta v_r = 1,9 \cdot 10^7 \text{ m.s}^{-1}$ .

À la cible Cerenkov, la dispersion atteint pourtant  $\Delta v_r = 2,5 \cdot 10^7 \text{ m.s}^{-1}$ , ce qui est similaire à la dispersion mesurée lorsque les parties verticales émettent. Nous calculons une émittance normalisée  $\varepsilon_{n,cible} = 153 \pi \cdot \text{mm.mrad}$ .

Les dispersions des vitesses radiales à la cathode et la cible, en fonction de l'émission ou non des bords, sont résumées dans le Tableau 5.1. Les émittances normalisées sont également présentées.

Cas	$\Delta v_r$ à la cathode	$\Delta v_r$ à la cible	Emittance ( $\pi$ .mm.mrad)
Parties verticales émissives	$3,4 \cdot 10^7 \text{ m.s}^{-1}$	$2,9 \cdot 10^7 \text{ m.s}^{-1}$	151
Parties verticales non émissives	$1,9 \cdot 10^7 \text{ m.s}^{-1}$	$2,5 \cdot 10^7 \text{ m.s}^{-1}$	153

TABLEAU 5.1 – Dispersion des vitesses radiales à la cathode et à la cible Cerenkov pour des bords émissifs ou non

**L'émittance est donc identique avec ou sans émission verticale. Ce n'est pas la forte émission radiale des parties verticales qui fait l'émittance mais l'hétérogénéité du champ électrique due à la présence du creux.**

Un modèle sans émission verticale pourrait suffire à observer des distributions de faisceaux en accord avec les observations expérimentales. Néanmoins, d'un point de vue physique :

- il est nécessaire d'avoir des trous et donc des bords pour courber les équipotentielles,
- en présence d'un trou dans la surface émissive dans lequel le champ peut pénétrer, il n'y a aucune raison que les bords ne se mettent pas à émettre par émission de champs.

La seule géométrie de surface émissive crédible est donc une surface constituée de spots discrets et non-plans.

Dans cette partie, nous avons ainsi montré que la présence d'une discontinuité d'émission dans la surface émissive influe à la fois sur la densité de courant et l'émittance du faisceau. Afin de modéliser des faisceaux en accord avec les données expérimentales, nous allons dans la suite de ce chapitre étudier la densité de courant et l'émittance en fonction de la géométrie du creux.

### 5.3 Influence de la distance entre deux bords

Dans cette partie, nous allons étudier l'influence de la largeur du creux. Comme précédemment le creux est centré en  $r = 1,25 \text{ cm}$  et la hauteur est  $h_{bord} = 0,1 \text{ cm}$ . La largeur du creux varie sur l'intervalle  $[0,01; 0,9] \text{ cm}$ . L'intervalle est volontairement pris très large afin d'étudier l'impact de la largeur d'un creux sur une grande gamme de valeurs.

Afin de pouvoir discerner les particules « gauches » et « droites » en post-simulation, deux espèces d'électrons sont définies, tel qu'illustré Figure 5.9 :

- l'espèce 1, en bleu, émise par le spot gauche,
- l'espèce 2, en rouge, émise par le spot droit.

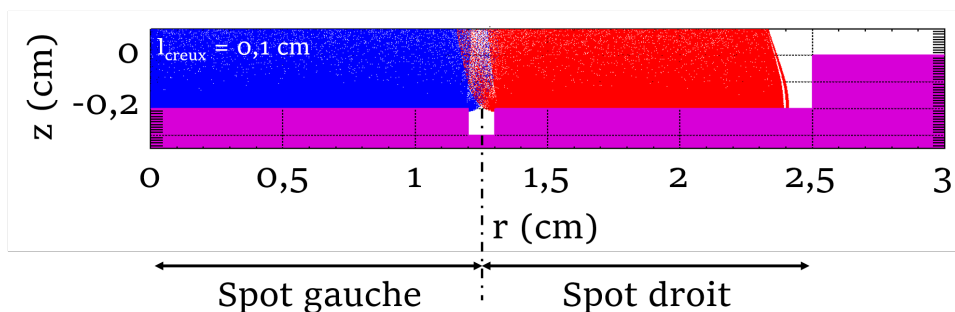


FIGURE 5.9 – Surface émissive

Pour les grandes largeurs de creux, nous empêchons volontairement le fond du creux d'émettre. Le but est ici de voir l'évolution et l'influence des deux micro-faisceaux voisins, en fonction de la distance

qui les sépare. La Figure 5.10 présente la géométrie de 3 cas de différentes largeurs, parmi les 14 réalisés.

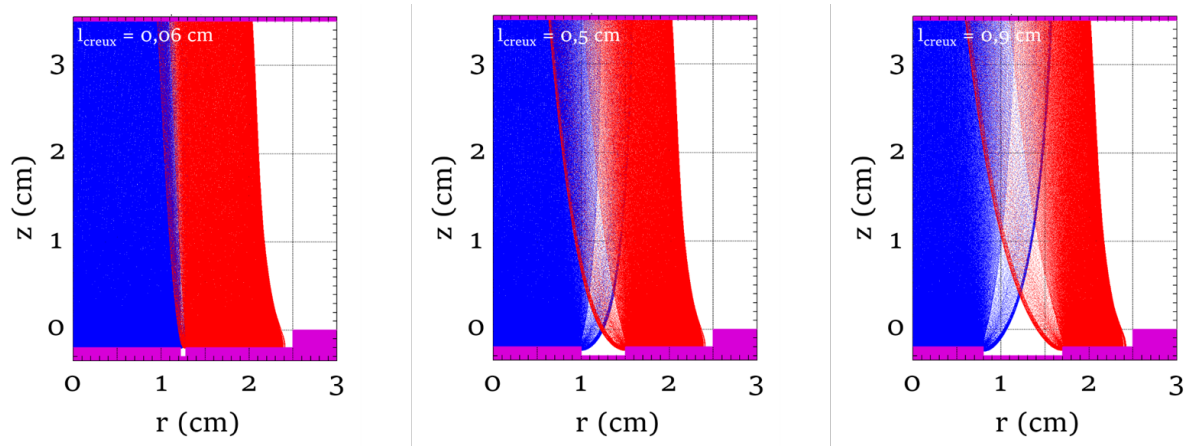


FIGURE 5.10 – Faisceau d'électrons simulé pour différentes largeurs de creux

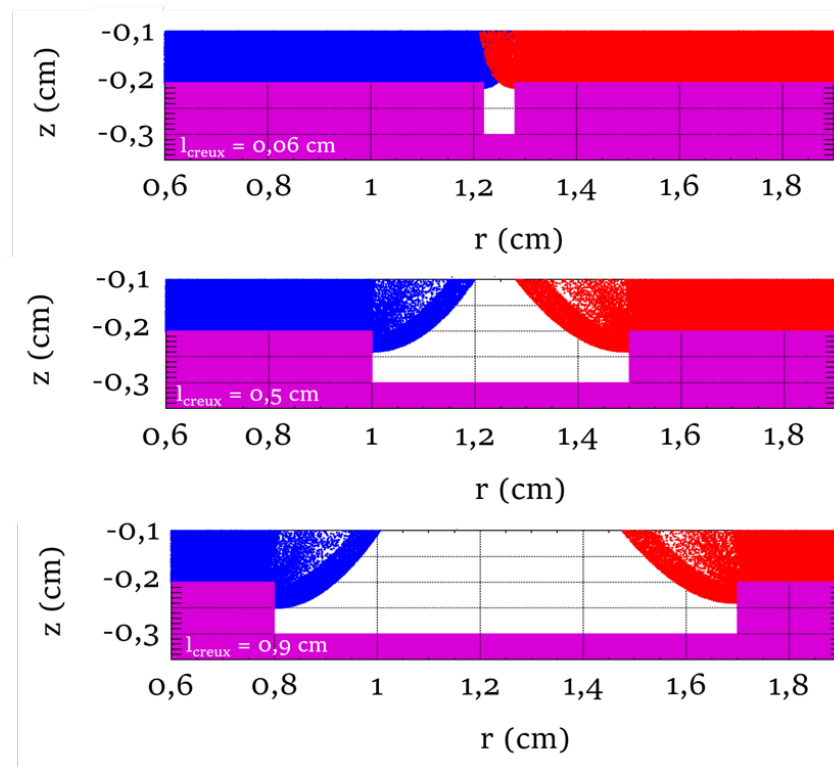


FIGURE 5.11 – Zoom sur les spots émissifs : faisceau d'électrons simulé pour différentes largeurs de creux

### 5.3.1 Aspects généraux

Visuellement, nous notons que même pour un creux de 0,9 cm, représentant une grande partie de la surface, les faisceaux se rejoignent à l'anode.

Une vue agrandie des spots, Figure 5.11, montre l'évolution de l'émission sur les parties verticales en fonction de la largeur du creux : pour les distances les plus faibles, les parties verticales ne participent



quasiment pas à l'émission, laissant présager un faisceau relativement uniforme et une faible dispersion des vitesses radiales. À l'inverse, pour les distances les plus élevées, les parties verticales sont très émissives, et dès l'émission dans le gap, les micro-faisceaux sont fortement divergents. Cela présage un faisceau bien plus hétérogène et une émittance accrue. Nous percevons également que la hauteur émissive de la partie verticale ne change presque pas entre  $l_{creux} = 0,5$  cm et  $l_{creux} = 0,9$  cm : nous verrons en effet dans cette partie qu'au-delà d'une certaine largeur de creux, la hauteur émissive de la partie verticale ne change plus.

Dans les parties suivantes nous présentons pour les différentes largeurs étudiées :

- le courant total,
- la densité de courant à la cathode et à la cible Cerenkov,
- l'émittance.

### 5.3.2 Étude du courant

Nous présentons Figure 5.12 :

- le courant total en fonction de la largeur du creux par rapport à une surface émissive pleine (courbe rouge),
- la surface émissive, en fonction de la largeur du creux par rapport à une surface émissive pleine (courbe bleue).

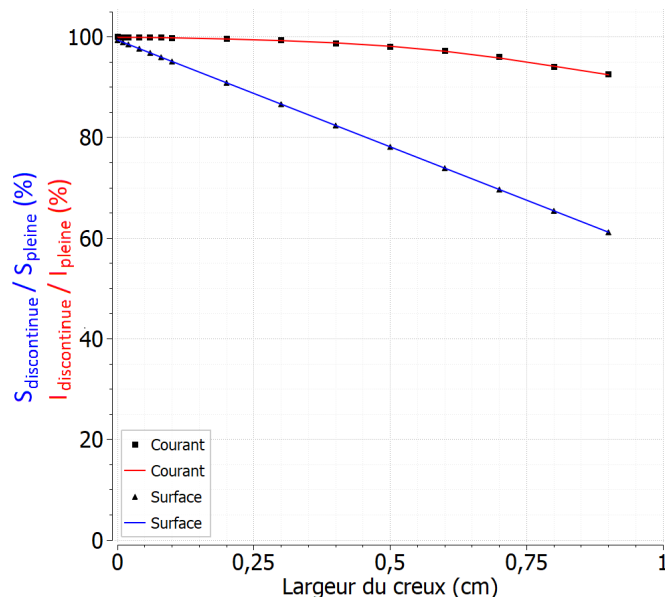


FIGURE 5.12 – Courant transporté par le faisceau en fonction de la largeur  $l_{creux}$

Nous voyons immédiatement que le courant n'est pas proportionnel à la surface émissive.

Pour une largeur de creux inférieure à 0,3 cm, le courant est constant et identique au courant d'une surface émissive pleine. Il décroît à partir d'une largeur supérieure à 0,3 cm. Pour autant, le courant vaut toujours  $I = 1,83$  kA pour  $l_{creux} = 0,9$  cm, soit 92% du courant émis par une surface pleine.

Dans le cas d'une surface émissive pleine, le rayon de la surface émissive vaut 2,4 cm (du fait du retrait, il n'y a pas d'émission entre 2,4 cm et 2,5 cm), soit une surface  $S_{continue} = 18,4$  cm<sup>2</sup>. Pour un creux de 0,9 cm, elle vaut environ 11,3 cm<sup>2</sup>. Nous avons donc une surface émissive valant 61% de la surface émissive d'une cathode pleine, pour un courant de 92%.

Cette non proportionnalité explique notamment que les mesures de courant expérimentales soient en bon accord avec le courant d'une surface émissive discrète : même en présence de zones non émissives à la surface de la cathode, le courant extrait est quasiment constant.

### 5.3.3 Étude de la densité de courant

Nous étudions ensuite les densités de courant à la cathode, puis à la cible Cerenkov, en fonction de la largeur du creux.

#### Densité de courant à la cathode

Les densités de courant à la cathode sont présentées Figure 5.13 pour l'ensemble des largeurs testées.

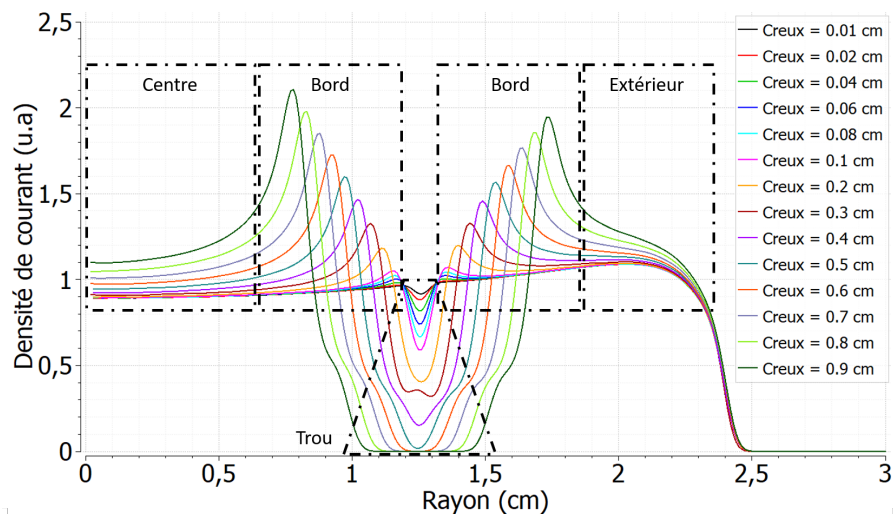


FIGURE 5.13 – Densité de courant en fonction du rayon, à la cathode

Un trou apparaît dans la densité de courant (partie « trou » sur la Figure 5.13), centré en  $r = 1,25$  cm, correspondant à la position du creux dans la surface émissive. L'amplitude et la largeur du trou augmentent avec la largeur du creux. À partir de 0,6 cm, les spots sont si éloignés qu'à 1 mm en amont de la cathode, là où nous extrayons la densité de courant, les micro-faisceaux ne sont pas encore mélangés. Il en résulte une zone de densité de courant nulle.

Notons également l'augmentation de la densité de courant des deux parties « bord » : lorsque les deux faisceaux s'éloignent, la charge d'espace due au voisin diminue. Alors, le champ électrique est renforcé et le courant de chaque micro-faisceau croît. L'absence de charge d'espace influence le champ sur un rayon important, car nous voyons que la densité au « centre » et à l'« extérieur » augmente avec la largeur du creux. Ceci explique également que le courant total porté par le faisceau reste quasiment constant malgré la diminution de la surface émissive.

Comme le montre la comparaison des cartes de champs électriques Figure 5.14, plus les spots émissifs à la cathode sont éloignés, plus le champ pénètre entre les spots. Cela a pour conséquence d'augmenter la hauteur de bord participant à l'émission (ce que nous avons déjà perçu sur la Figure 5.11). Cette hauteur finit par plafonner : la courbure du champ à la base des spots y empêche l'augmentation locale du champ. Alors, la hauteur émissive des parties verticales plafonne à 0,05 cm. Cette hauteur augmenterait sûrement avec une profondeur de creux plus importante.

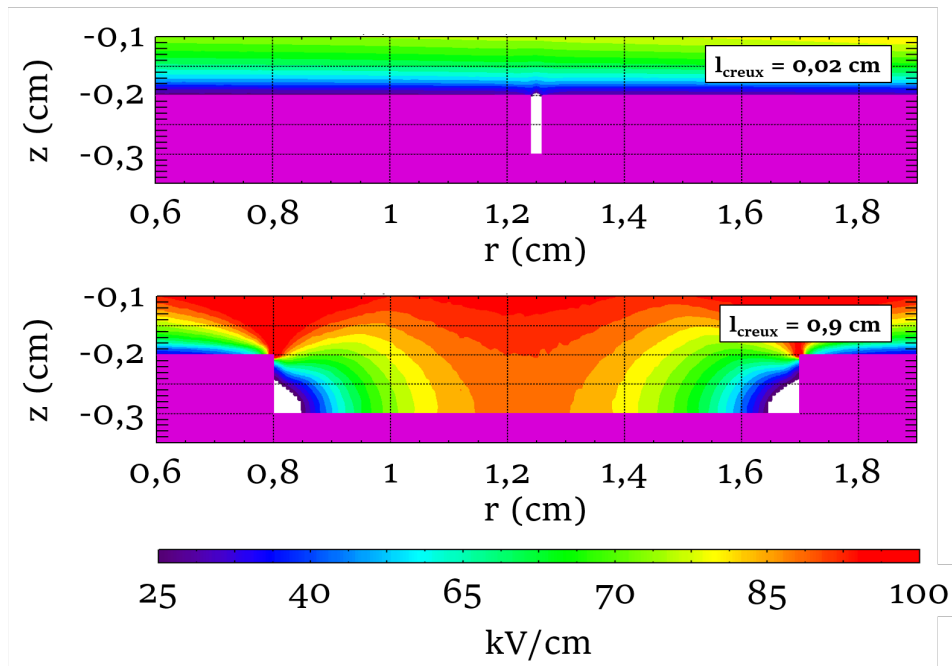


FIGURE 5.14 – Champs électriques à la surface de la cathode pour  $l_{creux} = 0,02$  cm et  $l_{creux} = 0,9$  cm

Sur la Figure 5.14, pour  $l_{creux} = 0,9$  cm, nous voyons que, au fond du creux, le champ atteint 25 kV/cm (seuil d'émission électronique) à environ 1 mm de chaque partie verticale. Cela signifie que si nous avons autorisé le fond à émettre, une nouvelle surface émissive, à une hauteur inférieure, serait apparue. **Au-delà d'une distance entre deux spots émissifs de  $2 \times 1$  mm, il y a donc forcément « apparition » d'un nouveau spot émissif.** Pour cette raison, par la suite, nous ne traiterons que des creux de largeur inférieure ou égale à 1 mm (avec des hauteurs pouvant varier).

L'étude des courbes de densité de courant à la cathode a ainsi montré que :

- la densité de courant émise sur chaque paroi augmente avec la largeur du creux,
- l'hétérogénéité à la cathode augmente avec la largeur du creux,
- la densité de courant de chaque spot augmente lorsque la surface émissive diminue, permettant de conserver un courant total quasiment constant.

### Densité de courant à la cible Cerenkov

Nous nous intéressons ensuite à la densité de courant à la cible Cerenkov. Afin de faciliter la lecture des courbes, nous les découpons en deux blocs, présentés Figure 5.15.

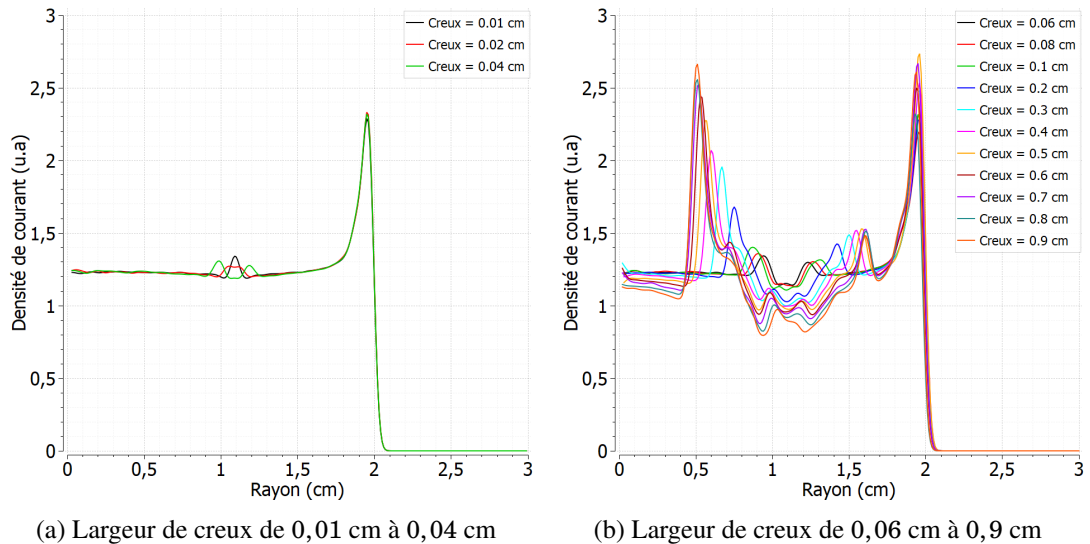


FIGURE 5.15 – Densité de courant à la cible Cerenkov pour différentes largeurs de creux

La densité de courant présente des pics et creux dont le nombre, l'amplitude et la largeur varient avec  $l_{creux}$ . D'emblée, il apparaît que les variations de la densité de courant en fonction de la largeur du creux sont complexes et visiblement non-linéaires.

Comme le montre la Figure 5.15a, pour une distance inférieures à 0,02 cm, la densité de courant présente un unique pic, centré en  $r = 1,09$  cm. À ces valeurs, le creux ne perturbe quasiment pas le champ électrique (cf Figure 5.14) et la charge d'espace avoisinante est semblable à celle d'une surface émissive pleine. Alors, l'émission électronique est quasiment homogène. Les parties verticales émettent néanmoins légèrement : les populations des parties verticales se superposent, formant un pic de densité à la cible. Lorsque la largeur de creux dépasse 0,04 cm, le pic se scinde en deux.

La Figure 5.15b montre que la densité de courant dégénère avec l'augmentation de la largeur du creux.

En mesurant l'amplitude (Figure 5.16a), la largeur (Figure 5.16b) et la distance en  $r$  entre les pics (Figure 5.16c), nous voyons que pour des largeurs inférieures ou égales à 0,1 cm, les variations sont relativement linéaires, avant de dégénérer rapidement.

Puisque nous estimons que la largeur entre deux spots émissifs serait au maximum de 0,1 cm, nous pourrions alors considérer la variation de la densité de courant en fonction de la largeur d'un creux comme linéaire. Néanmoins, nous étudions ici les variations liées à un seul creux. Lors de la modélisation de surfaces cathodiques plus complexes, il est possible que l'interaction de plusieurs spots et donc de plusieurs parties verticales génèrent des variations non-linéaires de la densité.

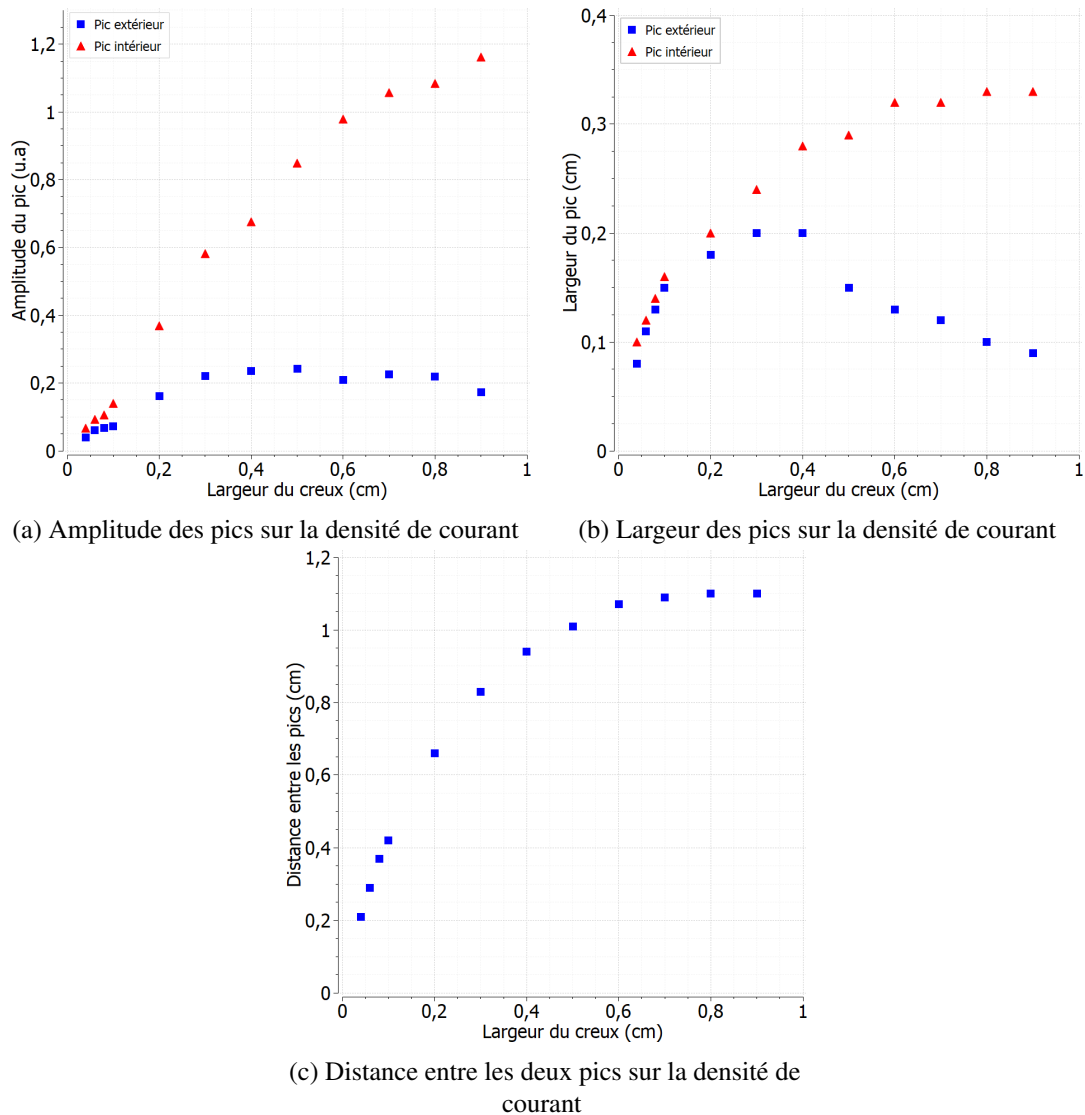


FIGURE 5.16 – Mesure des caractéristiques de la densité de courant en fonction de la largeur du creux

### 5.3.4 Étude de l'émittance

Pour étudier la variation de l'émittance par rapport à une situation homogène, nous calculons la différence d'émittance entre un faisceau homogène et les faisceaux simulés pour les différentes largeurs de creux. Pour rappel, l'émittance d'un faisceau homogène est  $\varepsilon = 130 \pi \text{ mm.mrad}$ . La différence d'émittance en fonction de la largeur du creux est présentée Figure 5.17. Nous observons une augmentation de l'émittance avec l'augmentation de la largeur du creux. Néanmoins, cette augmentation est faible pour des creux inférieurs à 0,1 cm. Elle commence à croître significativement pour des creux supérieurs à 0,2 cm.

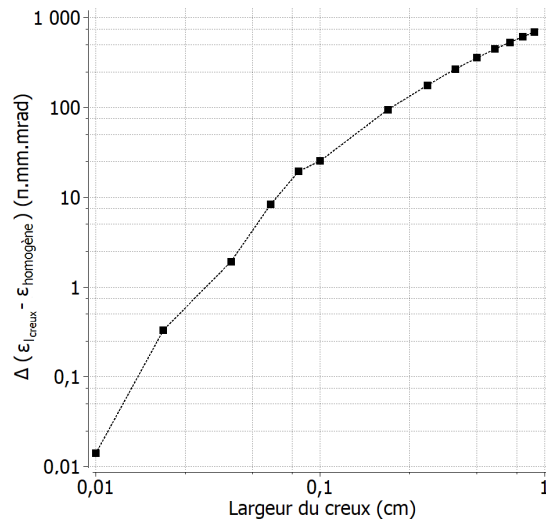
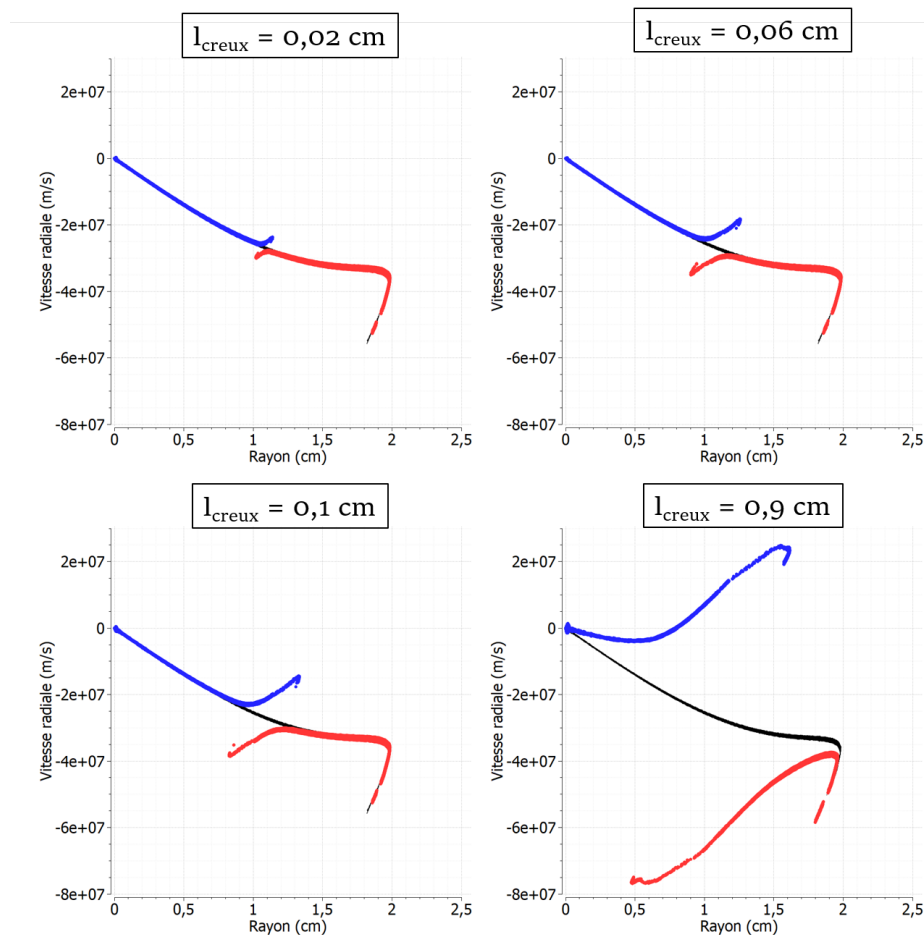


FIGURE 5.17 – Différence d'émission avec un faisceau homogène en fonction de la largeur

L'étude de la distribution du faisceau dans l'espace des phases, Figure 5.18, nous permet d'interpréter l'augmentation de cette valeur. À nouveau, nous faisons apparaître la distribution d'un faisceau homogène (courbe noire), afin d'observer l'évolution par rapport à la situation homogène.

FIGURE 5.18 – Représentation du faisceau dans l'espace des phases pour différentes valeurs de  $l_{creux}$ 

Pour des largeurs très faibles, la distribution du faisceau est quasiment celle d'un faisceau homogène. Une zone de dispersion des vitesses radiales est visible vers  $r = 1,09$  cm, là où les électrons des deux

mini-faisceaux se mélangent. Mais cette dispersion, négligeable par rapport à la zone de repli de la distribution sur l'extérieur du faisceau, ne se traduit pas par une augmentation de l'émittance. À mesure que le creux augmente, l'émission sur les parties verticales gagne en intensité et la dispersion des vitesses radiales augmente. Lorsque la largeur du creux dépasse 0,1 cm, la dispersion des vitesses radiales induite par l'émission sur les bords des spots devient plus importante que la différence de vitesses radiales du bord du faisceau (liée à la géométrie de la cathode). Plus les bords sont éloignés, plus la dispersion des vitesses radiales augmente, résultant en une augmentation de l'émittance. La largeur d'un creux à la cathode agit donc sur la dispersion locale des vitesses radiales. Lorsque le creux atteint des valeurs très importantes, cela impacte toute la distribution du faisceau.

Comme nous avons vu dans le paragraphe précédent, une dimension de creux supérieure à 0,1 cm est peu probable car elle entraînerait l'apparition d'un nouveau spot émissif. Pour une surface émissive présentant un seul creux, l'émittance du faisceau n'est donc pas très impactée par ce creux. Néanmoins, pour des surfaces cathodiques présentant plusieurs creux et plusieurs spots, telles que modélisées au chapitre suivant, il est probable que la distribution globale du faisceau soit modifiée et que l'émittance en soit augmentée.

L'intervalle de valeurs très large choisi pour cette étude a par ailleurs permis de montrer des phénomènes primordiaux :

- le courant total n'est pas proportionnel à la surface émissive et reste quasiment constant,
- les variations de la densité de courant sont non-linéaires et dégènèrent pour de grandes largeurs,
- un creux dans la surface cathodique est responsable d'une dispersion locale des vitesses radiales qui croît avec la largeur,
- au-delà d'une largeur de 0,2 cm, pour une profondeur de 1 mm, le fond se mettrait à émettre, ce qui se traduirait par un nouveau spot, de hauteur différente.

Comme nous l'avons mentionné précédemment, nous estimons donc à ce stade que les largeurs de creux permettant de retrouver les densités expérimentales se situent dans l'intervalle  $[0,01;0,1]$  cm.

## 5.4 Influence de la hauteur des parties verticales

Dans cette partie, nous étudions l'influence de la hauteur des parties verticales du creux dans deux cas de figures :

- lorsque les deux parties font la même hauteur,
- lorsque les deux parties ont une hauteur différente.

### 5.4.1 Hauteur constante

Dans cette première étude, les parties verticales du creux sont de même hauteur. La position des parties planes est fixe en  $z = -0,2$  cm. En faisant varier la hauteur des parties verticales, c'est donc sur la profondeur du creux que nous agissons. Dans l'étude paramétrique sur la largeur du creux (paragraphe 5.3), nous avons réduit l'intervalle à  $[0,01;0,1]$  cm. Nous réalisons donc cette étude pour une largeur fixe,  $l_{\text{creux}} = 0,1$  cm.

La profondeur du creux varie sur l'intervalle  $h \in [0,05;0,2]$  cm. Les vues de la surface émissive à la cathode pour différentes valeurs de  $h$  sont présentées Figure 5.19.

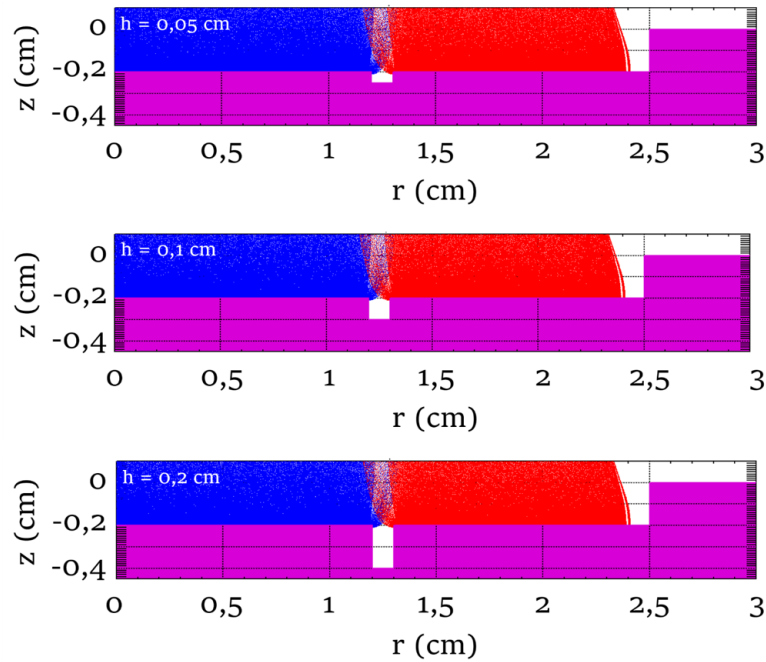
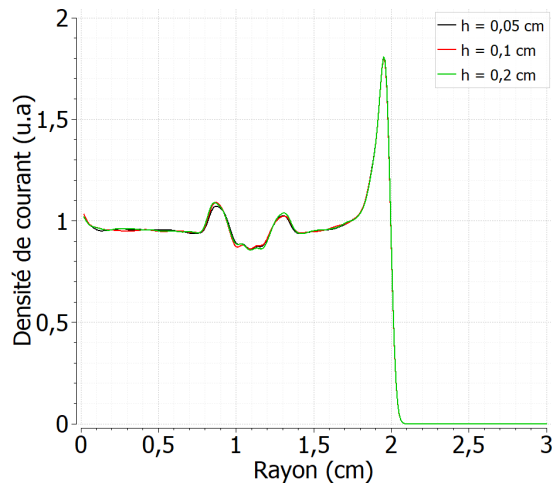


FIGURE 5.19 – Faisceau d'électrons simulé pour différentes hauteurs de spots émissifs

Les courbes de densité de courant de ces trois cas, Figure 5.19, montre que la hauteur des bords n'a aucune influence sur le profil de densité de courant du faisceau.

FIGURE 5.20 – Densité de courant en fonction du rayon pour différentes hauteurs de spots  $h$ 

En effet, la profondeur du creux a beau varier, la largeur du creux étant constante, la pénétration du champ dans le creux est similaire quelque soit le cas considéré : alors, l'émission électronique est identique, résultant en une densité de courant strictement identique.

En toute logique, la surface émissive étant identique pour tous les cas testés, l'émittance du faisceau est donc constante d'un cas à l'autre, comme l'illustre la Figure 5.21.



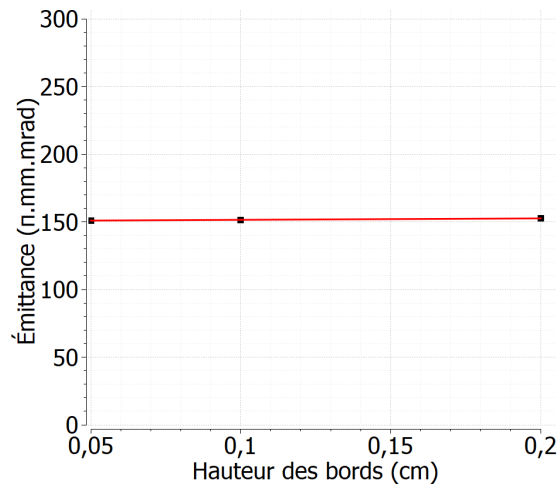


FIGURE 5.21 – Émittance du faisceau simulé en fonction de la hauteur des spots émissifs

Cette étude paramétrique montre que la hauteur en elle-même des parties verticales n'a pas d'influence sur la densité de courant et l'émittance du faisceau généré. Des variations apparaîtraient sûrement pour des largeurs supérieures à 0,1 cm, car le champ électrique pénétrerait davantage dans le creux. Une variation de la profondeur résulterait alors en une variation de la hauteur émissive des parties verticales, faisant varier la densité et l'émittance. Cependant, dans le cadre de cette étude, il ne paraît pas pertinent d'explorer des grandeurs supérieures à 0,1 cm.

Sur les images Cerenkov comme sur les images de la cathode d'AIRIX (en lumière visible), nous observons des spots de densité lumineuse variable. Cela signifie des boules de plasma de densité différente. Il est donc fort probable que ces boules n'aient pas la même hauteur. Pour cette raison, dans la partie suivante, nous nous intéressons à l'évolution de la densité de courant et de l'émittance lorsque la hauteur des parties verticales est différente.

#### 5.4.2 Hauteur variable

Dans cette seconde étude, nous examinons la densité de courant et l'émittance d'un faisceau lorsque les deux parties verticales ont une hauteur différente. La largeur du creux est toujours  $l_{creux} = 0,1$  cm. La partie gauche, définie comme référence, a une hauteur  $h_1 = 0,1$  cm. La hauteur de la partie droite varie sur l'intervalle  $h_2 \in [0,05; 0,15]$  cm. Nous définissons la différence de hauteur entre les parties verticales  $\Delta h = h_2 - h_1$ .

Comme dans le paragraphe 5.2, nous découpons la surface émissive en six zones, afin de pouvoir discriminer en post-simulation l'origine « géographique » des électrons. Une des surfaces émissives ainsi modélisées est présentée Figure 5.22.

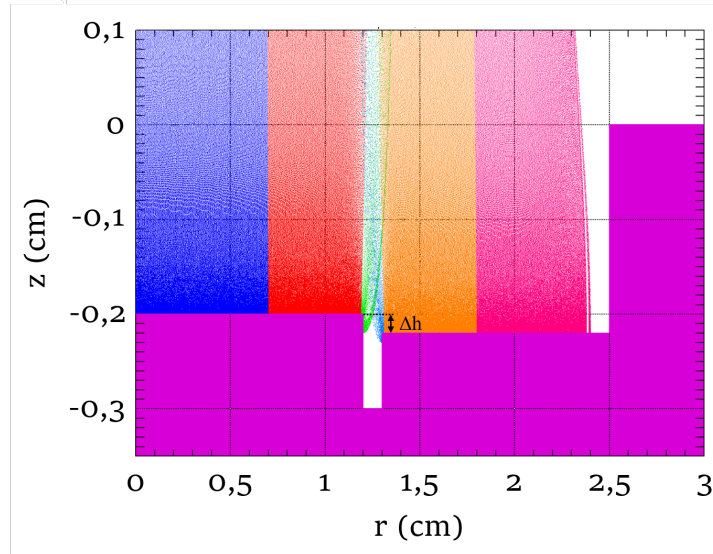


FIGURE 5.22 – Exemple de surface émissive modélisée avec une hauteur de bord variable,  $\Delta h = -0,02$  cm

#### Variations de la densité de courant en fonction de $\Delta h$

Dans cette section, nous étudions la densité de courant à la cible Cerenkov en fonction de  $\Delta h$ .

La densité de courant par espèces pour  $\Delta h = -0,05$  cm,  $\Delta h = -0,02$  cm,  $\Delta h = 0$  cm,  $\Delta h = 0,02$  cm et  $\Delta h = 0,05$  cm est tracée Figure 5.23. L'objectif est d'observer, en fonction de  $\Delta h$  :

- la densité de courant ; la densité de courant pour  $\Delta h = 0$  est présentée Figure 5.23a à titre de comparaison,
- la contribution de chaque population à la densité de courant totale.

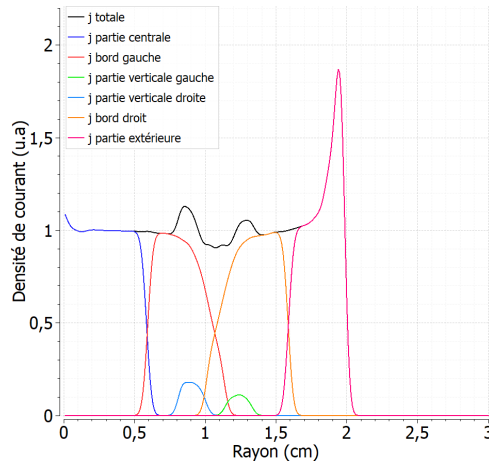
La différence de hauteur induit :

- que la partie verticale la plus basse émette moins celle du cas à hauteur égale, car le champ électrique est localement plus faible,
- que la partie verticale la plus haute émette plus, le champ électrique étant plus fort,
- un changement dans l'angle d'émission des électrons : un champ radial apparaît, poussant tous les électrons dans une même direction. Les électrons du bord le plus haut se dispersent alors et ce côté se retrouve dépeuplé : la densité décroît. À l'inverse, du côté où l'émission est plus basse, les électrons s'accumulent et la densité de courant augmente.

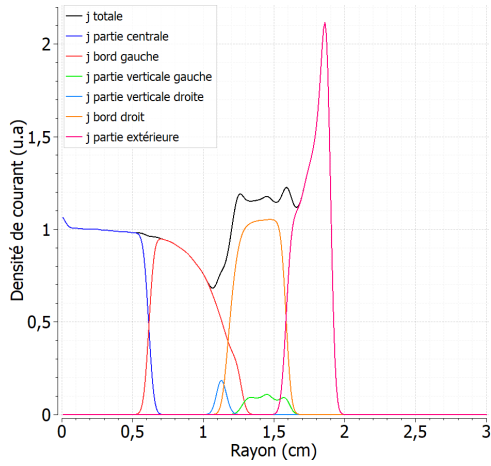
Plus la différence de hauteur est importante, plus la densité de courant et les vitesses radiales des électrons de la partie verticale haute augmentent. À l'inverse, la densité de courant et les vitesses radiales de la partie verticale basse diminuent.

#### Non-linéarité de la densité de courant

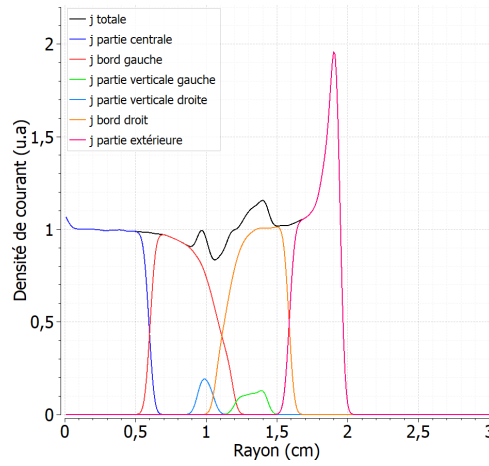
À  $|\Delta h|$  égales, il apparaît une symétrie globale sur la largeur et la position des creux. Néanmoins, la mesure exacte des caractéristiques (position en  $r$ , amplitude, largeur) des variations générées par  $\Delta h$  n'est pas aisée. Nous pouvons percevoir qu'il n'y a pas de linéarité entre  $\Delta h$  et les variations de la densité de courant, car la modification de  $\Delta h$  engendre des profils très différents et non-linéaires. Pour une surface présentant un unique creux avec des hauteurs variables, il est déjà très complexe de déduire, à partir de la densité de courant, la position du creux et la valeur de  $\Delta h$ . Lors de la modélisation des faisceaux expérimentaux, l'interaction des densités de courant de plusieurs spots, de hauteurs probablement variables,



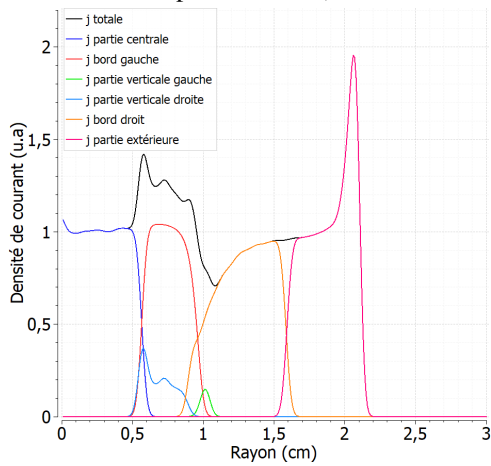
(a) Décomposition par espèces de la densité de courant pour  $\Delta h = 0$  cm



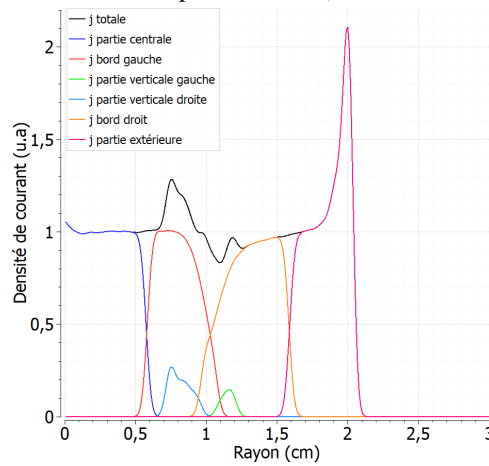
(b) Décomposition par espèces de la densité de courant pour  $\Delta h = -0,05$  cm



(c) Décomposition par espèces de la densité de courant pour  $\Delta h = -0,02$  cm



(d) Décomposition par espèces de la densité de courant pour  $\Delta h = 0,05$  cm



(e) Décomposition par espèces de la densité de courant pour  $\Delta h = 0,02$  cm

FIGURE 5.23 – Densités de courant par espèces pour différentes valeurs de  $\Delta h$

génèrera donc des variations encore différentes de celles observées ici. Il n'est donc pas possible d'établir une relation exacte entre  $\Delta h$  et les variations de la densité de courant.

**Cela compromet la modélisation des surfaces cathodiques expérimentales par une méthode de résolution de problème inverse. Nous lui préférons donc une modélisation « à la main », par itérations successives.**

Ces simulations mettent néanmoins en évidence une forte influence de  $\Delta h$  sur la densité de courant. Par ailleurs, les variations d'amplitude observées nous rappellent celles de la densité de courant du second faisceau de MI2. Ce paramètre jouera donc sûrement un rôle fondamental dans la modélisation du second faisceau de MI2, détaillée dans le Chapitre 6.

### Évolution de la distribution et de l'émittance, de la cathode à la cible Cerenkov

Pour étudier l'influence de  $\Delta h$  sur la distribution dans l'espace des phases et l'émittance, nous regardons d'abord l'évolution de la distribution entre la cathode et la cible Cerenkov.

Les espaces de phases à la cathode et à la cible Cerenkov, pour  $\Delta h = 0,05$  cm, sont présentés Figure 5.24. La surface émissive associée est présentée Figure 5.24a. Il apparaît immédiatement que les électrons de la partie verticale haute (bleus clairs) pénètrent très vite dans la population du bord gauche (rouges). Au contraire, les électrons de la partie verticale basse (verts) paraissent moins pénétrer dans la population du bord droit (orange).

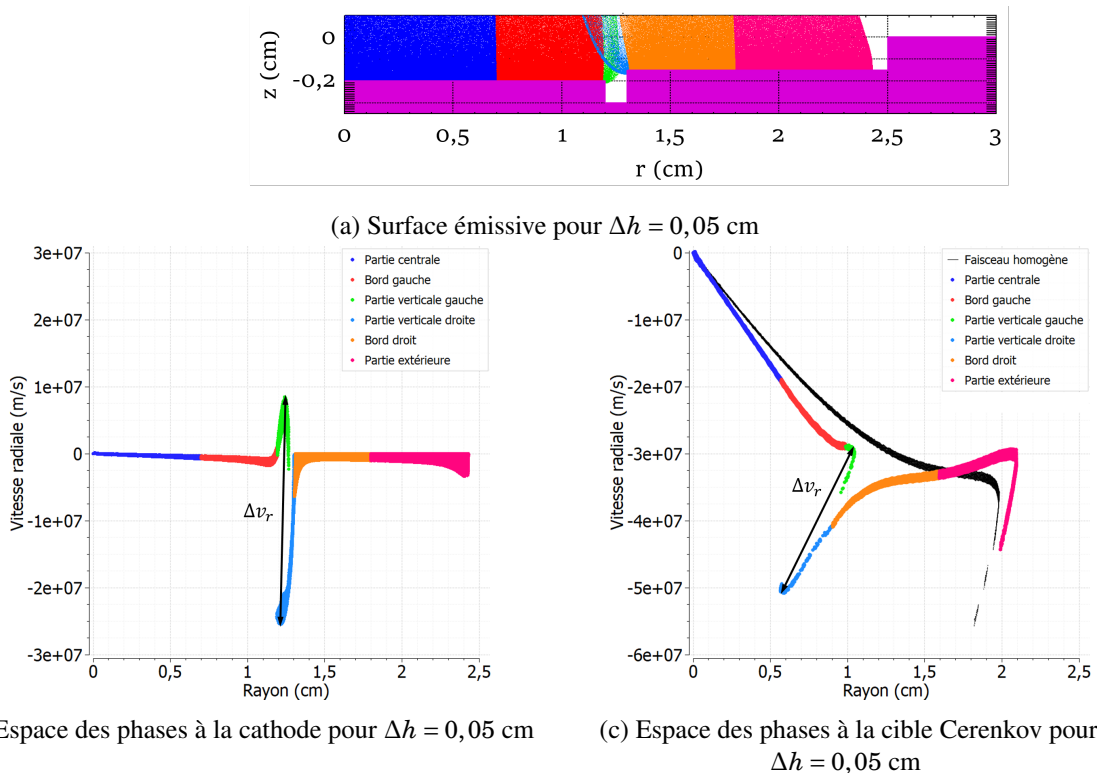


FIGURE 5.24 – Espaces de phases à la cathode et à la cible Cerenkov pour  $\Delta h = 0,05$  cm

À la cathode, les électrons émis sur la partie verticale haute sont à l'origine de la plus forte dispersion des vitesses radiales. Cela confirme que les électrons de la partie verticale haute (bleus clairs) ont des vitesses radiales élevées et dispersées, contrairement aux électrons de la partie basse (verts). La différence de hauteur engendre une asymétrie d'émission des espèces des parties verticales. Comme les électrons de

la partie verticale haute (bleus clairs) divergent rapidement vers le centre du faisceau, les électrons du bord haut (orange), en l'absence de charge d'espace et avec la courbure du champ, divergent également rapidement vers le centre.

À l'inverse, la dispersion des vitesses est très faible pour les électrons émis par la partie basse. Nous observons même une inversion des vitesses radiales des électrons de la partie verticale basse (ici en vert). Cela est la conséquence de la charge d'espace des électrons de la partie haute, qui poussent les électrons de la partie basse dans la direction opposée à leur trajectoire « naturelle ».

À la cible Cerenkov, les électrons émis sur la partie verticale haute sont toujours à l'origine de la plus forte dispersion des vitesses. Sur la Figure 5.24c, la distribution d'un faisceau homogène est rappelée, pour montrer l'évolution de la distribution. Comparé à un faisceau homogène, la distribution s'est courbée. Cette courbure est visible sur la totalité de la distribution et pas seulement au niveau de la discontinuité. Il y a donc, pour une différence de hauteur entre les zones émissives, une influence sur la distribution globale du faisceau.

Comme nous l'avons déjà identifié dans le paragraphe 5.2, la dispersion des vitesses radiales est moins importante à la cible qu'à la cathode. La mesure  $\Delta v_r$  (pic à pic) donne :

- à la cathode  $\Delta v_{r,K} = 3,3 \cdot 10^7 \text{ m.s}^{-1}$ ,
- à la cible Cerenkov  $\Delta v_{r,cible} = 2,5 \cdot 10^7 \text{ m.s}^{-1}$ .

Il semble y avoir un transfert des vitesses radiales des électrons des parties verticales sur les autres populations du faisceau.

### Distribution du faisceau à la cible en fonction de $\Delta h$

Par la suite, nous nous intéressons à l'évolution de la distribution d'un faisceau lorsque  $\Delta h$  varie. La Figure 5.25 présente les espaces de phases à la cible Cerenkov pour  $\Delta h = -0,05 \text{ cm}$ ,  $\Delta h = 0,02 \text{ cm}$  et  $\Delta h = 0,05 \text{ cm}$ .

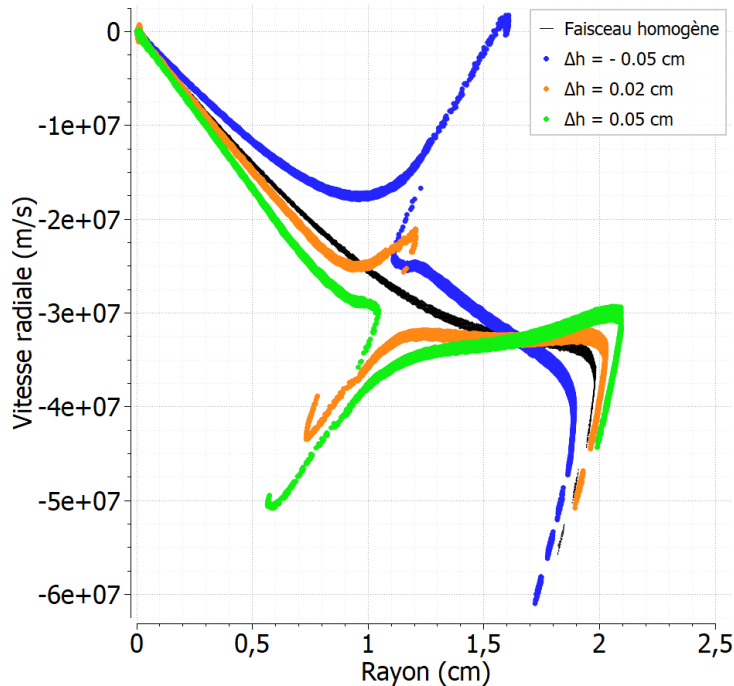


FIGURE 5.25 – Comparaison des espaces de phases pour  $\Delta h = -0,05 \text{ cm}$ ,  $\Delta h = 0,02 \text{ cm}$  et  $\Delta h = 0,05 \text{ cm}$

La mesure de la dispersion des vitesses radiales dans la zone de discontinuité donne des résultats très similaires avec :

- pour  $\Delta h = -0,05$  cm,  $\Delta v_{r,cible} = 3.10^7$  m.s<sup>-1</sup>,
- pour  $\Delta h = 0,02$  cm,  $\Delta v_{r,cible} = 2,6.10^7$  m.s<sup>-1</sup>,
- pour  $\Delta h = 0,05$  cm,  $\Delta v_{r,cible} = 2,5.10^7$  m.s<sup>-1</sup>.

Cela confirme que la dispersion des vitesses radiales à la cible Cerenkov n'est pas dépendante de  $\Delta h$ . En revanche, la distribution du faisceau présente une courbure différente en fonction de  $\Delta h$ . Plus  $|\Delta h|$  augmente, plus la distribution s'éloigne du cas homogène. Cela confirme que  $\Delta h$  joue sur la distribution globale du faisceau. Cette différence de courbure se traduit par une différence d'émittance. En effet, nous calculons  $\varepsilon_{-0,05} = 180 \pi$ .mm.mrad,  $\varepsilon_{0,02} = 212 \pi$ .mm.mrad et  $\varepsilon_{0,05} = 326 \pi$ .mm.mrad.

Il est à noter que le rayon du faisceau varie, ce qui joue sur l'émittance. Ce paramètre fluctue en grande partie car c'est  $h_2$  qui varie, ce qui modifie le retrait au bord de la cathode et donc le rayon de la zone émissive [8][10]. Pour nous affranchir de ce paramètre, il faudrait refaire ces simulations en prenant  $h_2$  comme hauteur fixe et en faisant varier  $h_1$ .

#### Analyse de l'émittance et phénoménologie de l'émission électronique en fonction de $\Delta h$

Afin d'avoir une vue d'ensemble de la variation de l'émittance, nous traçons, Figure 5.26, la courbe de l'émittance en fonction de  $\Delta h$ .

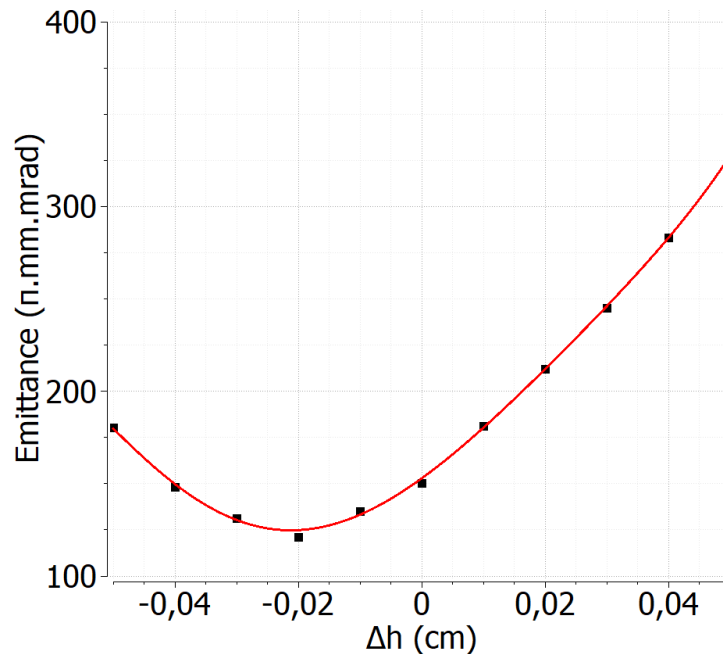


FIGURE 5.26 – Émittance en fonction de la différence de hauteur entre deux bords  $\Delta h$

Nous remarquons ainsi pour les valeurs positives de  $\Delta h$ , une augmentation de l'émittance lorsque  $\Delta h$  augmente, alors que ce n'est pas le cas pour les valeurs négatives de  $\Delta h$ . La plus petite émittance est observée pour  $\Delta h = -0,02$  cm et les valeurs sont quasiment égales pour  $\Delta h = -0,03$  cm et  $\Delta h = -0,01$  cm.

Par rapport à l'espace des phases idéal (cf. Chapitre 2, paragraphe 2.2.2), comme le montre la Figure 5.27, l'émittance d'un faisceau homogène est composée de deux types d'émittance :

- une émittance liée à la courbure générale de la distribution,
- une émittance liée à la géométrie du bord de la cathode.

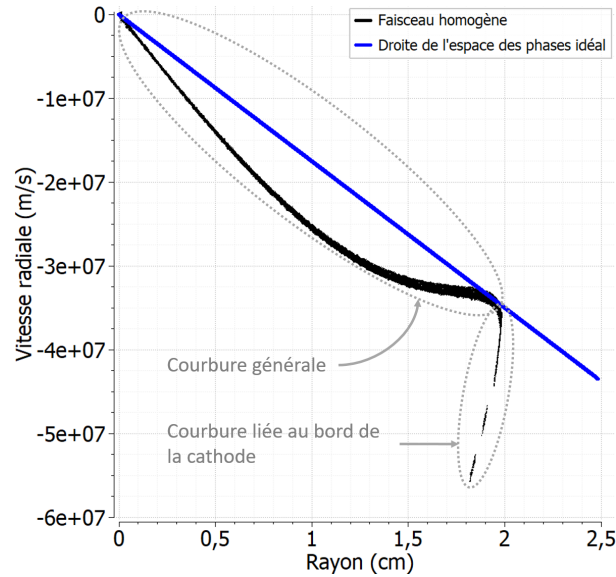


FIGURE 5.27 – Les différentes « composantes » de l'espace des phases d'un faisceau homogène

Avec une surface émissive discontinue et de hauteur variable, la courbure générale de la distribution est compensée ou exacerbée. Dans notre cas, il s'avère que pour  $\Delta h < 0$ , on redresse la courbure générale. Comme ce n'est pas le seul phénomène responsable de l'émittance, ce n'est pas pour  $\Delta h = -0,05$  cm que l'on observe l'émittance minimale, mais pour  $\Delta h = -0,02$  cm, où les émittances globale et liée au bord de la cathode sont minimales.

D'un point de vue phénoménologique, la courbure d'un faisceau homogène est concave, en raison du bord qui fait plonger les électrons vers le centre. En modélisant une différence de hauteur  $\Delta h$  négative, on forme un champ électrique convexe, vers l'extérieur du faisceau, qui compense la courbure « naturelle ».

Pour résumer, en fonction de  $\Delta h$  l'émittance est exacerbée ou compensée. La dynamique de l'émission des électrons en fonction de  $\Delta h$ , pour notre géométrie de cathode, est schématisée 5.28.

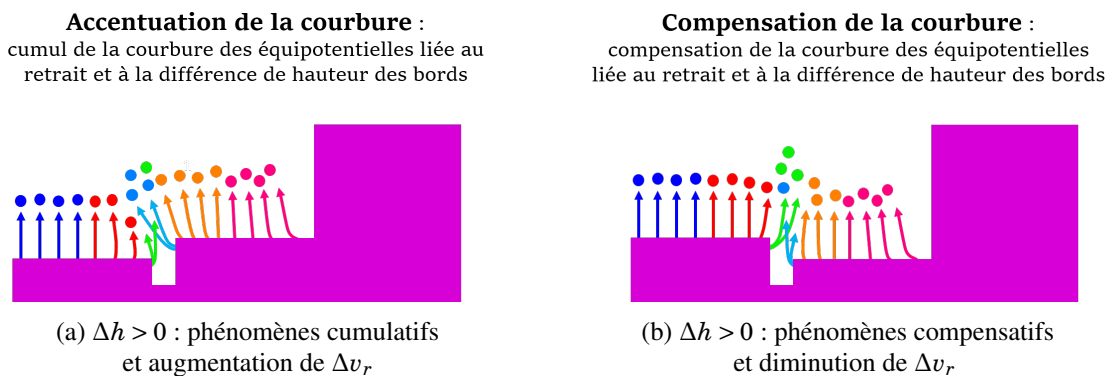


FIGURE 5.28 – Émission des électrons en fonction de  $\Delta h$

En fonction de la géométrie de la cathode, les courbures générale et liée à la différence de hauteur peuvent :

- se cumuler : la différence de hauteur induit une trajectoire des électrons de la partie verticale haute vers le centre du faisceau ; la courbure du champ renforce encore ce phénomène, générant une importante dispersion des vitesses radiales.
- se compenser : la différence de hauteur génère une trajectoire des électrons de la partie verticale haute vers le bord du faisceau ; la courbure de champ quant à elle force une trajectoire des électrons

vers le centre du faisceau. Les électrons émis depuis la partie verticale haute sont donc freinés par les électrons du bord du faisceau.

En conclusion, selon la courbure initiale des équipotentielles, la variation de hauteur entre deux points émissifs peut augmenter ou diminuer l'émittance. Dans un cas réel 3D, avec une surface émissive composée de plusieurs spots, il est peu probable de se trouver dans le cas particulier où la différence de hauteur fait baisser l'émittance. La variation de hauteurs entre des spots émissifs implique donc l'augmentation de l'émittance.

À ce stade, il reste néanmoins difficile d'anticiper comment coexisteront les trajectoires des électrons de différents spots et donc la géométrie cathodique permettant de reproduire les faisceaux expérimentaux.

## Conclusion

L'exploitation de ces simulations permet de mettre en évidence la tendance générale de la dynamique des particules en fonction de  $\Delta h$ . La variation de  $\Delta h$  est un paramètre primordial pour faire varier la densité de courant. Cependant, les variations de la densité de courant ne sont pas proportionnelles à  $\Delta h$ . Les variations non-linéaires de la densité rendent difficile, même avec un seul creux, de déterminer la position et la différence de hauteur du creux. La différence de hauteur influe sur la distribution globale du faisceau, c'est-à-dire que toutes les populations du faisceau sont modifiées lorsque  $\Delta h$  varie. En fonction de la géométrie initiale de la cathode et du signe  $\Delta h$ , l'émittance peut augmenter ou diminuer. Nous ne pouvons donc pas extraire de ces simulations une loi permettant d'anticiper le comportement des électrons en présence de plusieurs spots de hauteurs variables, et donc la densité de courant à la cible Cerenkov. Cela confirme que la modélisation des surfaces émissives à l'origine des faisceaux expérimentaux comportera nécessairement un ajustement manuel et itératif.

## 5.5 Influence de la position en $r$ d'un creux

### 5.5.1 Position d'un creux sur le rayon de la cathode

On s'intéresse maintenant au lien entre la position en  $r$  d'un creux à la cathode et la position en  $r$  du trou observé sur la courbe de densité de courant. On définit à nouveau ici deux spots de hauteur  $h = 0,1$  cm, distants de  $0,1$  cm. Le creux défini entre les deux spots est centré en différentes positions  $r$  sur l'intervalle  $[0,5;2]$  cm.

Des vues de la surface émissive à la cathode pour différentes positions de creux et les courbes de densité de courant associées sont présentées Figure 5.29. Sur les courbes de densité de courant, une ligne en pointillés gris rappelle la position du creux à la cathode.



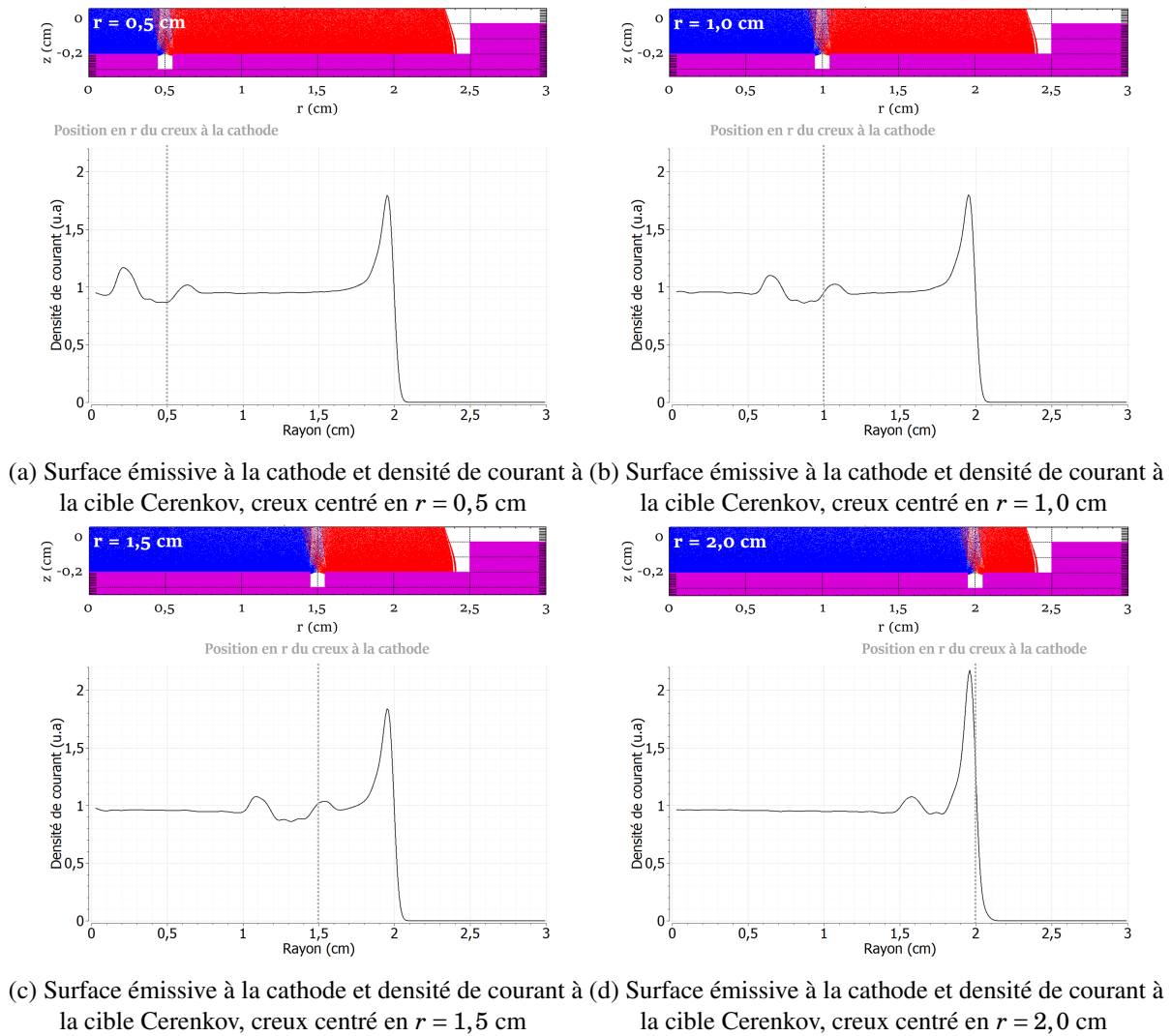


FIGURE 5.29 – Surface émissive à la cathode et courbe de densité de courant à la cible Cerenkov associée pour différentes positions  $r$

Nous désignons par  $\Delta_{Kj}$  la différence entre la position  $r$  du creux à la cathode et la position  $r$  du creux sur la densité de courant. Il apparaît que  $\Delta_{Kj}$  n'est pas constant en fonction de  $r$ . En traçant la position d'un creux sur la courbe de densité de courant en fonction de la position du creux à la cathode (Figure 5.30), il en ressort une droite linéaire d'équation :

$$y = 8,68.10^{-1}x + 1.10^{-3} \quad (5.1)$$

avec  $x$  la position du creux à la cathode et  $y$  la position du creux sur la courbe de densité de courant.

Nous identifions donc ici un paramètre linéaire permettant de positionner les creux à la cathode. Néanmoins, lors de la modélisation des faisceaux expérimentaux, nous nous attendons à ce que l'interaction des densités de courant de plusieurs spots influe sur la position des creux et des pics du profil de densité de courant.

**La relation entre la position d'un creux à la cathode et la position d'un creux sur la densité de courant identifiée dans cette partie permettra donc un positionnement « grosses mailles » des spots, qui sera par la suite affiné par itérations successives.**

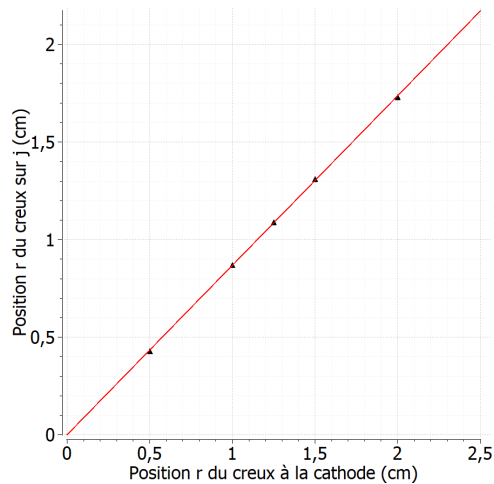
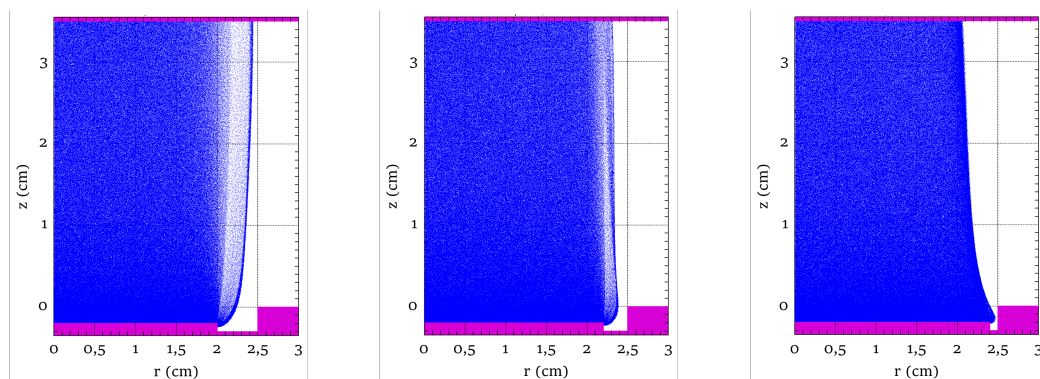


FIGURE 5.30 – Position  $r$  du creux sur la courbe de densité de courant en fonction de la position  $r$  du creux à la cathode

### 5.5.2 Position du spot au bord de la cathode

Les simulations paramétriques de ce chapitre ont montré qu'en modélisant une surface émissive non plane, la densité de courant est en meilleur accord avec les densités expérimentales. Pour autant, le pic de bord observé dans le Chapitre 4 (paragraphe 4.2), incohérent avec les courbes expérimentales, est toujours présent. Pour tous les cas étudiés, la zone émissive est définie jusqu'à la limite de la cathode, en  $r = 2,5$  cm. La littérature et les observations optiques sur EPURE montrent pourtant que les spots émissifs ne vont pas jusqu'à la limite de la cathode, mais s'arrêtent entre 2 et 3 mm avant le bord (cf Chapitre 2, paragraphe 2.4.3).

Dans cette dernière partie, nous avons donc réalisé des simulations en faisant varier la position  $r$  de la surface émissive, dans l'intervalle  $[2; 2,5]$  cm. Trois cas sont présentés Figure 5.31.

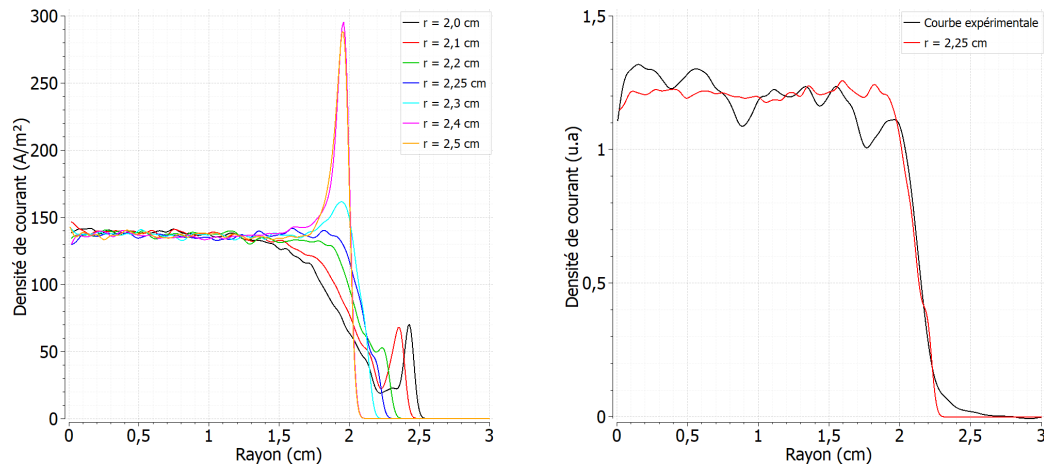


(a) Faisceau simulé pour un bord de spot en  $r = 2$  cm (b) Faisceau simulé pour un bord de spot en  $r = 2,2$  cm (c) Faisceau simulé pour un bord de spot en  $r = 2,4$  cm

FIGURE 5.31 – Faisceaux simulés pour des bords de spot en différentes positions  $r$

Nous voyons apparaître sur ces figures un effet de bord d'autant plus important que la zone émissive s'éloigne de la limite de la cathode. En effet, le creux entre la zone émissive et la limite de la cathode grandissant, le champ augmente sur la partie verticale de la surface émissive et le faisceau émis diverge. Du fait de la courbure du champ (liée au retrait), ces électrons divergents sont redressés. Il en résulte un faisceau se diffusant globalement en ligne droite, plus large qu'un faisceau émis par une cathode plane et homogène.

Les densités de courant à la cible Cerenkov sont présentées Figure 5.32a.



(a) Densité de courant en fonction du rayon pour différentes positions  $r$  du bord du spot (b) Comparaison d'une courbe de densité de courant expérimentale (faisceau 1) et de la courbe de densité de courant pour  $r = 2,25$  cm

FIGURE 5.32 – Densité de courant en fonction du rayon : variation paramétrique et comparaison à une courbe expérimentale

Lorsque l'on éloigne le bord de la zone émissive de la limite de la cathode, le pic d'intensité sur le bord du faisceau diminue, jusqu'à disparaître complètement vers  $r = 2,25$  cm.

Pour des positions  $r \leq 2,2$  cm, un nouveau pic, bien moins intense, apparaît sur le bord du faisceau. Ce type de pic de densité n'étant pas visible sur les courbes expérimentales, il paraît incohérent que le bord du spot le plus proche de la limite de la cathode soit à une position  $r < 2,2$  cm.

En comparant les courbes de densité de courant simulées et une courbe de densité de courant expérimentale issue du premier faisceau de MI2 (cf. Figure 5.32b), il en ressort qu'un bord de spot à la position  $r = 2,25$  cm présente le meilleur compromis : le rayon de faisceau ainsi que la pente du bord de faisceau sont identiques. Les courbes de densité de courant étant très reproductibles, nous en déduisons une distance entre le spot extérieur et la limite de la cathode autour de  $\Delta r = 0,25$  cm.

Connaissant désormais la position  $r$  maximale d'un spot sur la cathode et ayant pu estimer à travers l'étude paramétrique le rôle de chaque paramètre d'une surface émissive discontinue sur la densité de courant, nous allons pouvoir modéliser les surfaces émissives cathodiques représentatives des faisceaux expérimentaux.

## 5.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié l'influence d'une surface émissive discontinue sur le courant, la densité de courant et l'émittance d'un faisceau d'électrons. Nous avons pour cela modélisé un creux dans la surface émissive, générant une surface discontinue et non-plane.

Nous avons d'abord montré que la présence d'un creux dans la surface émissive modifiait la densité de courant du faisceau ainsi que son émittance. La présence d'une discontinuité dans la surface émissive génère un champ électrique hétérogène à la surface de la cathode : il en résulte une émission électronique aux vitesses radiales dispersées, résultant en une densité de courant hétérogène et une augmentation de l'émittance. Nous avons montré que ce n'est pas l'émission électronique des parties verticales elle-même

qui génère l'émission, mais la distorsion du champ électrique causée par la présence du creux. L'émission des parties verticales influe néanmoins sur la densité de courant. Notre objectif étant de modéliser des faisceaux d'électrons en accord avec nos données expérimentales, nous avons par la suite étudié l'influence des différents paramètres caractérisant ce creux.

Ainsi, nous avons montré que la largeur du creux n'a que peu d'impact sur le courant : la densité de courant diminuant à la position du creux, l'effet de charge d'espace diminue également, permettant aux spots émissifs de part et d'autre du creux d'émettre une densité plus importante. Il en résulte une valeur de courant stable, que la surface d'émission électronique soit continue et homogène ou bien discontinue. D'un point de vue global, c'est une très bonne nouvelle, car dans un accélérateur, il faut avoir le même courant pour que le transport soit correct. Nous voyons ici que même si la surface émissive évolue fortement, le courant reste similaire. Cela permettrait donc de transporter les deux faisceaux.

La largeur d'un creux dans la surface émissive a néanmoins un impact sur la densité de courant et sur l'émission : plus les parties verticales sont éloignées, plus elles émettent une densité de courant importante selon des vitesses radiales de plus en plus dispersées. Il en résulte un profil de densité de courant hétérogène et une augmentation de l'émission. L'étude de la largeur d'un creux a également permis de mettre en évidence qu'un spot génère une zone de champ nul à proximité : la présence d'une hauteur de plasma implique donc une zone non émissive. Cela crée des hétérogénéités de champ et des spots de hauteurs différentes. Cette observation nous a permis de réduire l'intervalle des distances entre spots crédibles à  $[0,01;0,1]$  cm.

Nous avons ensuite montré que, pour un creux d'une largeur maximum de 0,1 cm, la hauteur des parties verticales en elle-même n'a d'influence ni sur la densité de courant ni sur l'émission. En revanche, une différence de hauteur entre les deux parties verticales est à l'origine de variations importantes et non-linéaires. Sans itérations successives, même pour une géométrie présentant un unique creux, il est difficile de déduire d'une densité de courant la position du creux et la différence de hauteur. Pour des géométries cathodiques plus complexes, présentant plusieurs spots, une méthode par itérations est donc nécessaire.

Dans le chapitre précédent, en faisant varier la température, nous ne pouvions pas obtenir des densités de courant hétérogènes représentatives des faisceaux expérimentaux. Ici, nous avons montré qu'une différence de hauteur de seulement quelques dixièmes de millimètres permet une augmentation significative de l'émission et une densité de courant hétérogène, et ce sans température électronique initiale. Ces résultats sont donc bien davantage cohérents des données expérimentales. Les images visibles de l'émission électronique d'une cathode de velours montre une densité lumineuse variable, signe de plasma de densités différentes. Cela explique la différence de hauteur entre spots.

Nous avons également montré que, pour des parties verticales de même hauteur, la position en  $r$  des hétérogénéités observées sur la courbe de densité de courant est proportionnelle à la position du creux sur le rayon de cathode.

Finalement, nous avons montré que les spots les plus proches de la limite de la cathode se situent à 2 ou 3 mm du bord.

L'ensemble de cette étude paramétrique nous a permis d'appréhender l'importance des paramètres d'une surface émissive discontinue et non-plane sur les caractéristiques d'un faisceau d'électrons. Nous avons ainsi pu réduire les intervalles de valeurs crédibles et nous faire une idée de comment agir sur ces paramètres pour modéliser des faisceaux d'électrons cohérents de nos données expérimentales. Nous avons identifié certains paramètres induisant des variations linéaires, mais également constaté que certains génèrent des variations non-linéaires de la densité de courant et de l'émission d'un faisceau. Cela com-

promet la possibilité de remonter aux géométries cathodiques expérimentales par résolution de problème inverse.

Par ailleurs, cette étude est menée avec une surface discontinue ne présentant qu'un seul creux. Les données bibliographiques ainsi que nos propres données expérimentales suggèrent pourtant des surfaces émissives constituées de plusieurs spots et plusieurs creux. Les variations de densité de courant et d'émittance, induites par des géométries cathodiques complexes mettant en jeu des paramètres non-linéaires, ne peuvent être anticipées à cette étape. Cette étude paramétrique a donc servi à améliorer notre capacité d'analyse et de compréhension de la phénoménologie d'une surface émissive non-plane. Nous avons pu identifier des géométries « grosses mailles » susceptibles de reproduire les densités de courant expérimentales. Ces géométries seront affinées par itérations successives.

Dans le chapitre suivant, nous présentons les outils de comparaison des densités de courant expérimentales et simulées développés au cours de cette thèse. Par la suite, nous présentons les géométries émissives permettant de modéliser des faisceaux d'électrons en bon accord avec les deux faisceaux de MI2. Nous mènerons finalement une discussion sur l'évolution de l'émittance entre ces deux faisceaux.

# Émittance de deux faisceaux d'électrons en régime multi-impulsions

## 6.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous allons présenter les modélisations des deux faisceaux d'électrons de MI2. Pour rappel, MI2 permet de générer deux faisceaux d'électrons dans des conditions représentatives de la diode d'AIRIX, séparés d'une durée inter-impulsions variant typiquement de 100 ns à 5  $\mu$ s. Les faisceaux présentés ici ont été obtenus pour un délai de 1  $\mu$ s.

La démarche de modélisation repose sur la comparaison entre les densités de courant expérimentales et simulées. Dans une première partie, nous allons présenter la méthode et les outils de comparaison utilisés pour quantifier la similitude entre une courbe expérimentale et une courbe simulée.

Dans une deuxième partie, nous présenterons les modèles LSP reproduisant les densités de courant expérimentales du premier faisceau. L'émittance associée à chaque modèle sera présentée et une analyse des surfaces émissives et des espaces de phases associés expliquera ces valeurs. Nous extrairons de ces modèles une émittance 2D moyenne pour le premier faisceau.

Nous discuterons ensuite des limites de la géométrie 2D et de comparaison entre les données expérimentales et simulées.

Les modèles LSP du second faisceau seront ensuite présentés. De même que pour le premier faisceau, l'analyse des surfaces émissives et des espaces de phases expliquera l'émittance associée. L'émittance 2D moyenne du second faisceau sera calculée. Nous discuterons alors de l'évolution de la surface émissive et de l'émittance entre le premier et le second faisceau.

Finalement, nous ouvrirons des perspectives sur la suite de ce travail de thèse et un modèle de mécanisme d'émission électronique d'une cathode froide de velours en régime multi-impulsions sera proposé.

## 6.2 Méthode et outils de comparaison entre une courbe expérimentale et une courbe simulée

### 6.2.1 Méthode de modélisation des surfaces cathodiques

Nous cherchons à reproduire en 2D des densités de courant identiques aux faisceaux expérimentaux. Au chapitre précédent, nous modélisons une surface émissive quasi homogène, présentant un seul creux. Comme le montre la Figure 6.1, pour correspondre à l'expérimental, nous devons modéliser des surfaces cathodiques composées de plusieurs spots et de plusieurs creux, avec des hauteurs variables. Chaque spot émet des macro-particules d'une couleur différente.

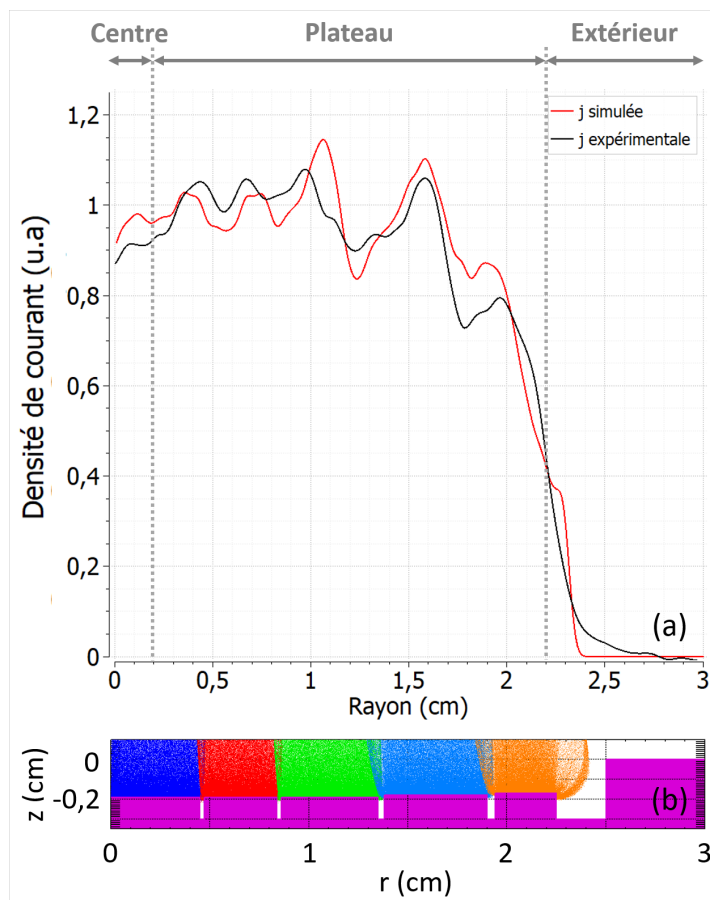


FIGURE 6.1 – (a) Décomposition des courbes en trois parties : le centre, le plateau et le fond (b) Surface cathodique associée

Le chapitre précédent a montré qu'en raison de la non-linéarité des phénomènes, il n'était pas possible de retrouver la définition de la surface émissive expérimentale par une méthode inverse et que, par conséquent, une méthode itérative serait nécessaire.

Néanmoins, à partir des courbes expérimentales et de la relation déterminée au Chapitre 5 (paragraphe 5.5.1), permettant de positionner les creux à la surface cathodique en fonction des creux sur la densité de courant, nous pouvons grossièrement définir la position radiale des creux à la cathode. Par itérations successives, nous modifions les irrégularités de la surface émissive (position et largeur des creux, hauteur des parties verticales) pour améliorer la similitude entre les courbes de densité simulées et expérimentales.

## 6.2. MÉTHODE ET OUTILS DE COMPARAISON ENTRE UNE COURBE EXPÉRIMENTALE ET UNE COURBE

Comme nous l'avons vu, certains paramètres, tels que la différence de hauteur des parties verticales, induisent des variations non-linéaires et globales (sur tout le faisceau). Cela oblige à faire varier les paramètres un à un, ce qui implique un grand nombre d'itérations. Chaque simulation dure entre 24 et 48 heures, et en moyenne, une vingtaine de simulations sont nécessaires pour converger vers un modèle de surface cathodique satisfaisant.

Malgré un grand nombre d'itérations, il n'est pas possible de reproduire à l'identique les courbes expérimentales. Pour décider qu'une simulation est suffisamment proche de l'expérience et arrêter nos itérations, nous nous sommes dotés de critères de comparaison, qui permettent d'assurer une correspondance suffisante.

Les critères de comparaison sont :

1. Une première comparaison visuelle, basée sur l'aspect et les profils des deux courbes, permet de déterminer intuitivement si elles semblent similaires. Néanmoins, ce seul critère intuitif ne saurait être suffisant.
2. Puisqu'il n'est pas possible d'obtenir strictement le profil de la courbe expérimentale, nous avons défini deux critères objectifs :
  - l'un calcule la « distance » entre les courbes,
  - l'autre estime l'amplitude des variations pour chaque courbe.

### 6.2.2 Critères de similitude des courbes

Comme l'illustre la Figure 6.1a (page précédente), chaque courbe est décomposée en trois parties : le centre, le plateau et l'extérieur.

#### Exclusion du centre des courbes

Au centre du faisceau expérimental, la présence d'un axe de symétrie obscurcit le centre de l'image Cerenkov de la cible. Il en résulte une diminution artificielle qui fausse la densité de courant extraite (cf. Chapitre 3).

Au centre de la simulation 2D, le calcul de la densité de courant diverge, en raison de division par des valeurs proches de zéro. Cela provoque, en fonction des cas, des baisses ou des hausses de densité largement surestimés, ce qui rend peu crédible les valeurs. De manière plus pratique, nous observons que les valeurs au centre de la courbe simulée sont instables pour des rayons inférieurs à 0,2 cm.

Les courbes expérimentales et simulées présentent donc, au centre, de fortes différences qui, prises en compte dans les calculs de comparaison, fausseraient les résultats. Nous excluons par conséquent cette zone ( $r < 0,2$  cm) des calculs.

#### Exclusion de l'extérieur des courbes

Sur la partie « Extérieur », les courbes expérimentales ne valent pas exactement  $j = 0$ , tandis que les courbes simulées y convergent strictement. Cela ajoute des différences dans le calcul de nos critères, alors que l'extérieur n'est pas représentatif du faisceau. Nous excluons donc également l'extérieur, c'est-à-dire toutes les valeurs inférieures à la moitié de la hauteur du signal.

Ainsi, les calculs de comparaison entre courbes sont effectués uniquement sur le plateau.

#### Définition du critère sur la distance entre les courbes

Nous cherchons à nous assurer que la courbe simulée est proche de la courbe expérimentale. Pour évaluer la distance entre deux courbes, nous calculons l'aire absolue entre les courbes. Si les deux courbes



se superposent, l'aire devient nulle. À mesure que les courbes s'éloignent l'une de l'autre, l'aire entre elles augmente.

Après avoir interpolé les valeurs de la courbe expérimentale aux abscisses de la courbe simulée, nous définissons la distance relative, en divisant la différence d'aire absolue entre les courbes par l'aire sous la courbe expérimentale. La distance relative entre les courbes s'écrit alors :

$$\Delta = \frac{\int |j_s - j_e| dr}{\int j_e dr} \quad (6.1)$$

avec  $j_s$  la courbe de densité de courant simulée,  $j_e$  la courbe de densité de courant expérimentale et  $dr$  le pas entre deux points de la courbe.

Nous avons initialement fixé la différence acceptable à 5%. Nous allons cependant voir par la suite que ce critère est peu pertinent à atteindre. Nous avons donc établi un critère acceptable à 10%.

### Définition du critère sur les amplitudes des variations

S'assurer que la distance est inférieure à 10% est un critère objectif, mais insuffisant pour valider l'équivalence entre les courbes : avec un critère à 10%, beaucoup de courbes peuvent correspondre. Aussi, pour améliorer la ressemblance, on s'assure que les courbes présentent des variations équivalentes. En effet, le Chapitre 5 a montré que les variations de la densité de courant proviennent des creux et que l'amplitude est corrélée à la largeur et la différence de hauteur. Si le taux de variation engendré par la surface cathodique modélisée est égal à celui de la densité expérimentale, alors la surface cathodique modélisée peut être considérée comme représentative de la surface expérimentale.

Pour calculer la somme des variations d'une courbe  $f$ , nous calculons l'intégrale des valeurs absolues de la dérivée en chaque point du plateau. Nous normalisons par rapport à l'amplitude du signal d'origine. Le calcul ainsi défini est :

$$\alpha = (r_2 - r_1) \frac{\int_{r_1}^{r_2} \left| \frac{df}{dr} \right| dr}{\int_{r_1}^{r_2} f dr} \quad (6.2)$$

avec  $r_1$  et  $r_2$  les extrémités du plateau et  $f$  la courbe traitée.

Nous obtenons ainsi une valeur expérimentale  $\alpha_e$  et une valeur simulée  $\alpha_s$ . Nous fixons comme intervalle acceptable  $0,9 < \frac{\alpha_s}{\alpha_e} < 2$ . Nous expliquerons dans la suite de ce chapitre pourquoi nous avons défini une plage aussi large.

## 6.3 Modélisation 2D des faisceaux expérimentaux

### 6.3.1 Paramètres généraux

Avant de présenter les résultats des simulations des deux faisceaux, nous présentons dans ce premier paragraphe, les paramètres généraux des simulations.

#### Maillage et définition des macro-particules

Pour rappel, le maillage est fixé à  $0,01 \times 0,01 \text{ cm}^2$ . Nous associons à chaque spot émissif une espèce d'électrons distincte, afin de pouvoir discriminer en post-traitement, les contributions de chaque spot à la densité de courant et à l'espace des phases. La température électronique initiale des macro-particules est fixée à  $T_{ini} = 3,5 \text{ eV}$ .

### Tension de diode et espace inter-électrodes

La tension inter-électrodes est égale à  $V_{AK} = -700$  kV et la distance inter-électrodes vaut  $d_{AK} = 3,5$  cm.

### Hauteur des spots du premier faisceau

Une étude précédente [7] a montré que la surface émissive se situe à la position  $z = -0,2$  cm pour le premier faisceau de MI2. Comme le montre la Figure 6.2, nous avons positionné le plat des spots émissifs autour de  $z = -0,2$  cm. La hauteur est fixée aux alentours de  $h = 0,1$  cm. Comme nous l'avons montré dans le chapitre 5, c'est davantage la différence de hauteur entre les spots que la hauteur en elle-même qui influence la densité de courant et l'émittance. Nous aurions donc pu arbitrairement fixer  $h = 0,05$  cm ou  $h = 0,2$  cm. Cependant, faire varier ce paramètre aurait généré trop de variables et donc trop de simulations, pour peu voire aucune influence.

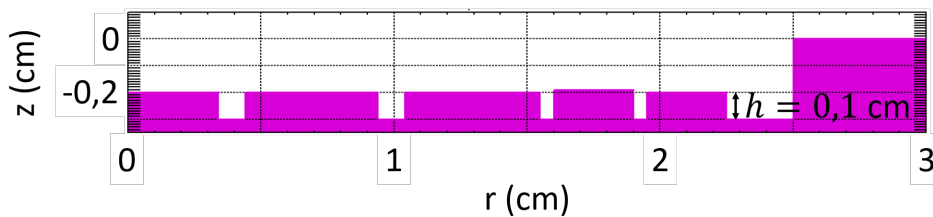


FIGURE 6.2 – Exemple d'une surface cathodique pour la modélisation du premier faisceau

### Hauteur des spots du second faisceau

L'étude [7] montre que la surface émissive se déplace entre les deux impulsions HT, résultant en une position de surface émissive  $z = -0,1$  cm à la seconde impulsion. Pour les modèles du second faisceau, comme l'illustre la Figure 6.3, nous avons donc défini des spots émissifs tels que le plat des spots se situe à environ  $z = -0,1$  cm. Leur base étant à la même position  $z$ , la hauteur de spot est fixée à environ  $h = 0,2$  cm. Nous allons néanmoins voir que les variations de hauteur entre les spots peuvent être assez importantes pour le second faisceau.

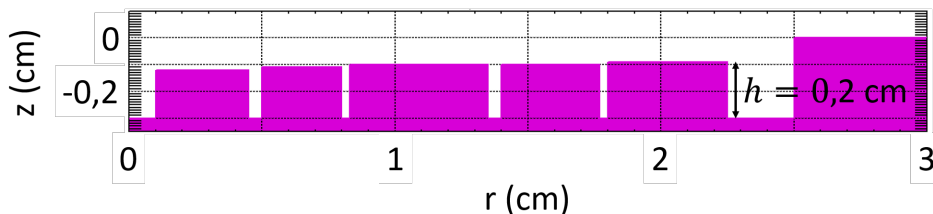


FIGURE 6.3 – Exemple d'une surface cathodique pour la modélisation du second faisceau

## 6.3.2 Modélisation du premier faisceau de MI2

### Courbes de densité de courant expérimentales

Les essais expérimentaux étant très reproductibles, les courbes de densité expérimentales sont très similaires. En outre, pour une même image, quelque soit le rayon de la zone d'extraction, les courbes ont beaucoup de ressemblance.

La Figure 6.4 montre, pour différentes zones d'extractions d'une même image (référence *11\_23\_11*), les différentes courbes de densité obtenues. Le Tableau 6.1 présente la distance ( $\Delta$ ) par rapport à la première courbe (Zone 1), les variations ( $\alpha_e$ ) ainsi que le rayon du faisceau pour chaque courbe de densité (mesuré à mi-hauteur).

La Figure 6.5 et le Tableau 6.2 présentent les mêmes données pour une autre image de faisceau, référencée *12\_04\_04*.

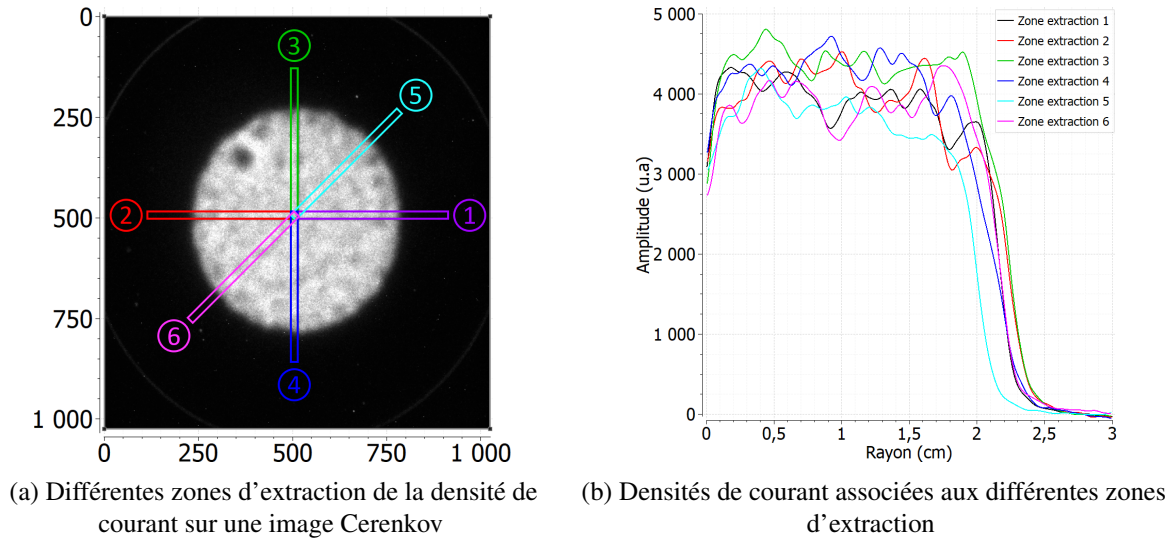


FIGURE 6.4 – Faisceau *11\_23\_11* : différentes zones d'extraction et densités de courant associées

	$\Delta$ (%)	$\alpha_e$	Rayon (en cm)
Zone 1	référence	1,056	2,16
Zone 2	6,9	1,291	2,25
Zone 3	5,7	0,948	2,22
Zone 4	8,4	1,096	2,12
Zone 5	11,8	0,896	2
Zone 6	5,6	1,378	2,15
Valeur moyenne	6,4	1,111	2,15

TABEAU 6.1 – Faisceau *11\_23\_11* : distance ( $\Delta$ ) par rapport à la Zone 1, somme des variations ( $\alpha_e$ ) et rayon du faisceau pour différentes zones d'extraction de la densité de courant

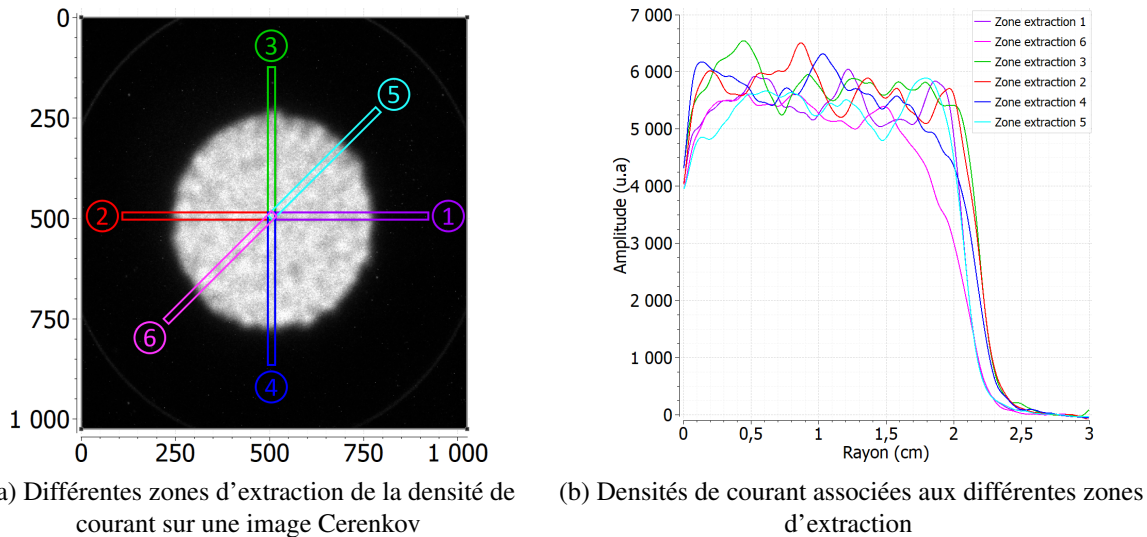


FIGURE 6.5 – Faisceau 12\_04\_04 : différentes zones d'extraction et densités de courant associées

	$\Delta$ (%)	$\alpha_e$	Rayon (en cm)
Zone 1	0	1,074	2,08
Zone 2	8	1,137	2,19
Zone 3	7,3	0,952	2,19
Zone 4	8	0,804	2,14
Zone 5	4,2	0,997	2,09
Zone 6	10,2	0,693	2,15
Valeur moyenne	6,3	0,943	2,14

TABLEAU 6.2 – Faisceau 12\_04\_04 : distance ( $\Delta$ ) par rapport à la Zone 1, somme des variations ( $\alpha_e$ ) et rayon du faisceau pour différentes zones d'extraction de la densité de courant

Nous observons que :

- la distance relative  $\Delta$  entre deux courbes expérimentales est de 6 à 7%. Il n'est donc pas pertinent de chercher à avoir des courbes simulées distantes de courbes expérimentales à moins de 5%. C'est pour cette raison que choisir  $\Delta < 10\%$  est acceptable.
- pour l'ensemble des zones d'extraction, les caractéristiques des courbes extraites sont peu dispersées. En extrayant deux courbes de deux images Cerenkov, nous avons donc des courbes représentatives de la densité moyenne du faisceau. En modélisant des surfaces cathodiques reproduisant ces densités, nous obtiendrons une émittance moyenne du premier faisceau. Nous travaillons avec les quatre courbes présentées Figure 6.6.

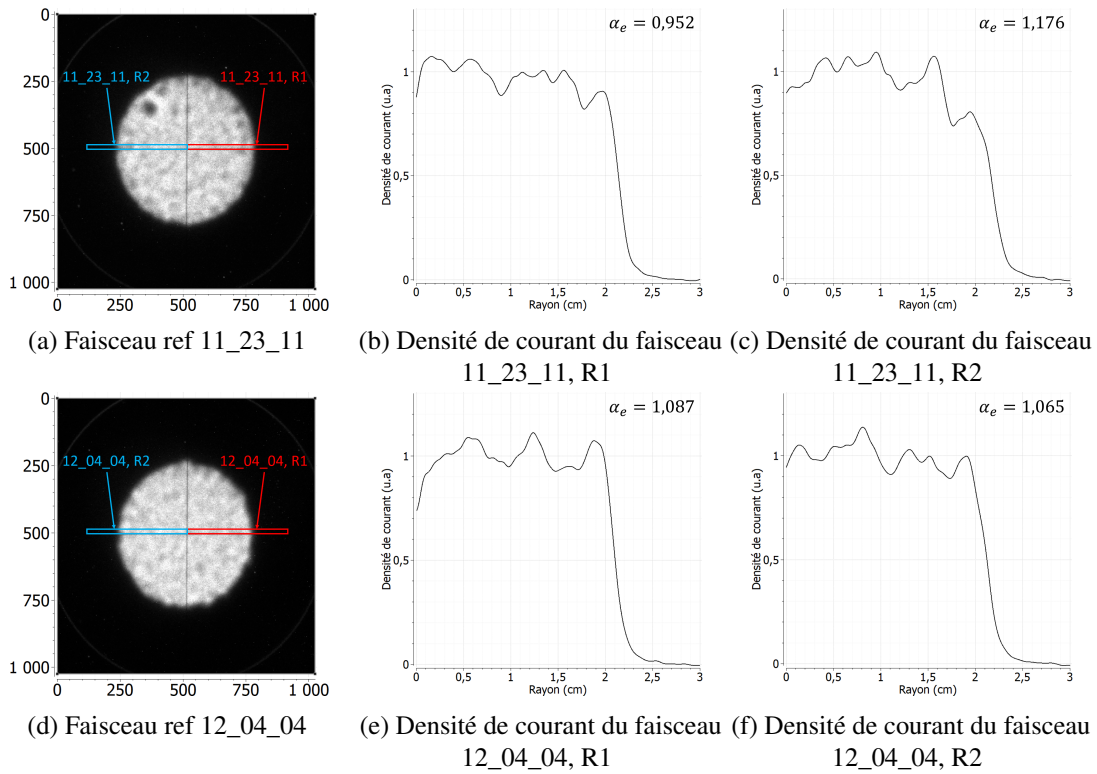


FIGURE 6.6 – Images Cerenkov et densité de courant expérimentales du premier faisceau

## Résultats

Nous présentons, sur la Figure 6.7, les densités de courant, les surfaces cathodiques et les espaces de phases liés aux quatre courbes expérimentales. Pour comparer avec la situation homogène, sa distribution est tracée à chaque fois (courbe noire,  $T_{ini} = 3,5$  eV).

### • Description globale

Le tableau 6.3 résume les caractéristiques de chaque faisceau (distance entre courbes  $\Delta$ , rapport des variations  $\frac{\alpha_s}{\alpha_e}$  et courant  $I$ ). Pour compléter, une description en est faite en suivant.

Cas	1	2	3	4
$\Delta$ (%)	4,6	6,1	4,8	4,6
$\frac{\alpha_s}{\alpha_e}$	1,6	1,7	2	1,6
$I$ (kA)	1,99	2	1,94	1,96

TABLEAU 6.3 – Caractéristiques des modèles représentatifs du premier faisceau de MI2

**Distances entre les courbes** Les distances entre courbe expérimentale et courbe simulée valent entre 4,6% et 6,1%. Cette différence est en-deçà de notre critère très faible et similaire à la différence entre les courbes expérimentales elles-mêmes. Les courbes simulées sont donc représentatives des courbes expérimentales.

**Amplitudes des variations** Les rapports entre les variations expérimentales et simulées valent entre 1,6 et 2. Malgré une ressemblance de profil assez fidèle, les courbes simulées varient davantage que les courbes expérimentales. En effet, en raison du maillage, il n'a pas été possible de diminuer davantage les variations de hauteur entre les spots et donc les variations des densités simulées.

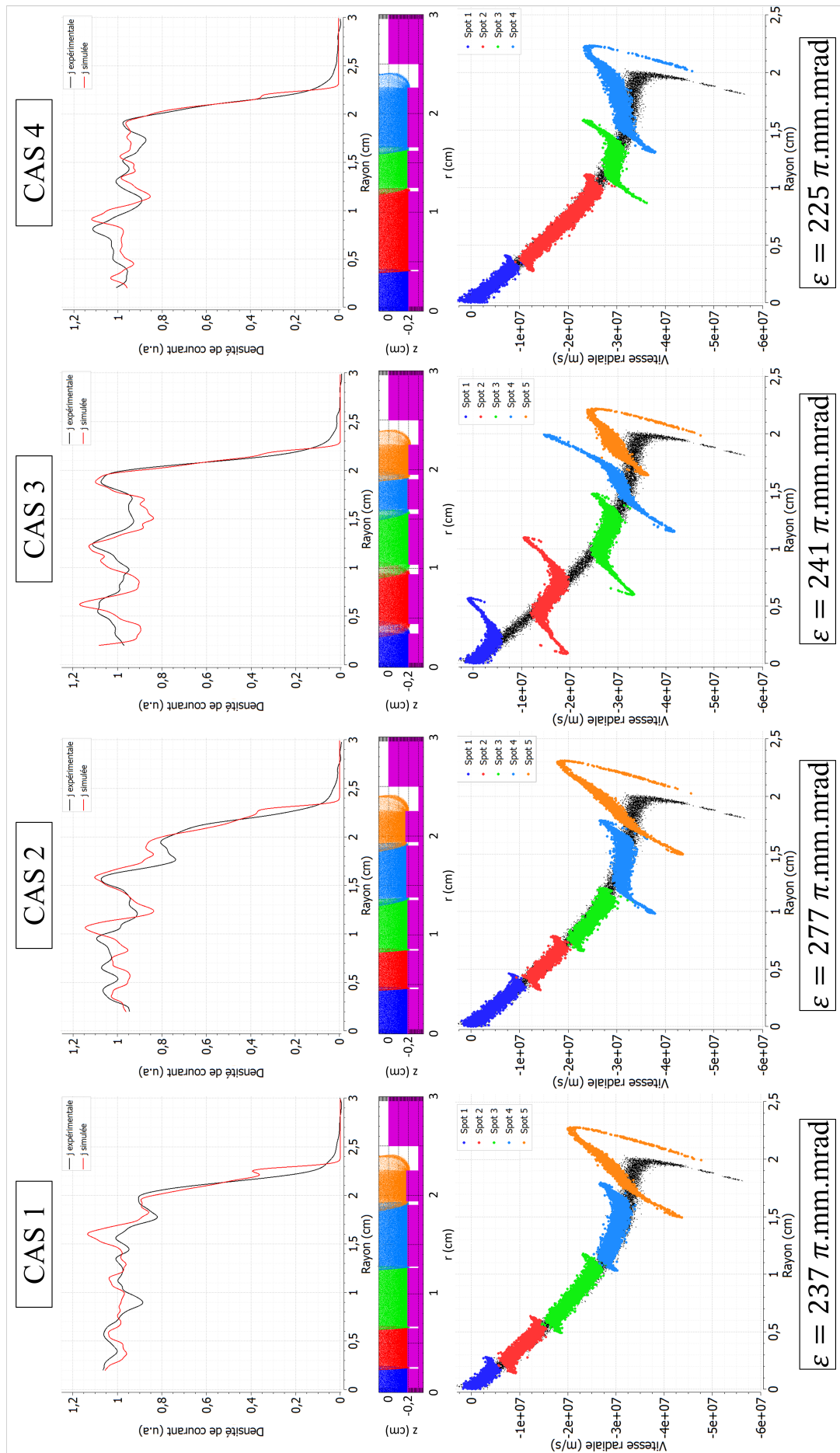


FIGURE 6.7 – Densités de courant, surfaces cathodiques et espaces des phases des modèles du premier faisceau

Si l'on garde des spots de même hauteur, les creux seuls sont insuffisants pour obtenir un profil de densité adapté. Nous obtenons des rapports de variations inférieurs à 2.

**Courant du faisceau** Comme nous l'avons vu au chapitre précédent, malgré la réduction de la surface émissive (du fait des creux), le courant est le même que pour une surface pleine. Pour tous les cas, il est en accord avec la mesure expérimentale du premier faisceau (cf Chapitre 3, paragraphe 3.3.2). La dispersion du courant entre cas simulés vaut 3%.

**Homogénéisation des faisceaux** Chaque modèle présente entre 4 et 5 spots. Les vues des surfaces émissives confirment un mélange des électrons dès les premiers millimètres dans le gap. Ceci explique que nous ne voyons pas de « trou » dans la densité à la cible Cerenkov.

Dans les paragraphes suivants, nous présentons les géométries de chaque cas et analysons ensuite les espaces de phases, afin de mettre en évidence les liens entre la géométrie cathodique, la distribution du faisceau et l'émittance. Pour plus de clarté, les cas sont référencés comme suit :

- CAS 1 : 11\_23\_11, R1,
- CAS 2 : 11\_23\_11, R2,
- CAS 3 : 12\_04\_04, R1,
- CAS 4 : 12\_04\_04, R2.

#### • Description du cas 1

##### Géométrie de la surface émissive

Une vue agrandie de la surface cathodique est présentée Figure 6.8. Elle se compose de quatre creux centrés en  $r = 0,25$  cm,  $r = 0,66$  cm,  $r = 1,27$  cm et  $r = 1,92$  cm, formant ainsi cinq spots. Pour les positions 0,25 cm, 0,66 cm et 1,27 cm, les creux ont une largeur de 0,02 cm. Le creux en 1,92 cm a une largeur de 0,04 cm. À l'exception du spot du bord (orange), les spots font tous la même hauteur (bleu foncé, rouge, vert et bleu clair)  $h = 0,11$  cm. Le spot le plus au bord a une hauteur de 0,12 cm. Nous avons donc une différence de hauteur entre le spot de bord et les autres spots valant  $\Delta h = 0,01$  cm.

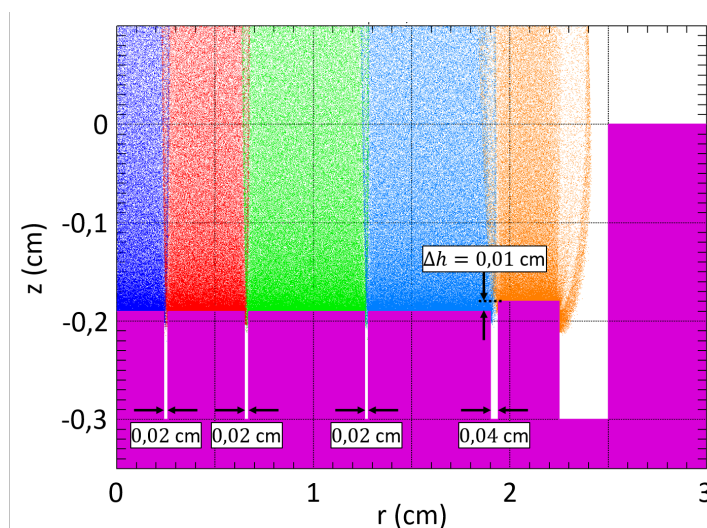


FIGURE 6.8 – Cas 1 : vue agrandie de la surface émissive

##### Analyse

L'espace des phases de ce cas montre une distribution du faisceau très proche de la situation homogène. Nous calculons  $\varepsilon_n = 237 \pi$ .mm.mrad. Il est évident que la distorsion principale, par rapport à la situation

homogène, vient du spot le plus proche du bord de la cathode (spot orange). Pour rappel, l'émittance d'un faisceau homogène vaut, à 3,5 eV,  $\varepsilon_n = 133 \pi$ .mm.mrad. Nous avons donc une augmentation de l'émittance d'un facteur 1,8 entre la situation homogène et la situation discrétisée. Des zones de dispersion des vitesses radiales sont également visibles à l'intersection des populations issues de chaque spot. Cela confirme que, par rapport à une émission homogène, les creux dans la surface émissive sont à l'origine de dispersion des vitesses. Néanmoins, compte-tenu de l'amplitude de ces zones de dispersion, leur contribution à l'émittance est négligeable. L'émittance vient donc quasiment exclusivement du bord. Nous voyons également sur l'espace des phases que la distribution du spot orange, qui présente une différence de hauteur avec les autres spots, a pivoté par rapport à la courbure de la situation homogène. Cela confirme ce que nous avons vu au chapitre précédent : une variation de la hauteur entre deux spots modifie la courbure de l'espace des phases et génère de l'émittance.

### • Description du cas 2

#### Géométrie de la surface émissive

La surface cathodique, présentée Figure 6.9, est également constituée de quatre creux centrés en  $r = 0,46$  cm,  $r = 0,85$  cm,  $r = 1,365$  cm et  $r = 1,92$  cm. Les cinq spots ainsi formés sont respectivement distants de 0,02 cm, 0,02 cm, 0,03 cm et 0,04 cm. Les trois premiers spots (bleu foncé, rouge et vert) ont une hauteur de 0,11 cm. Le spot suivant (bleu clair) a une hauteur de 0,12 cm. Finalement, le spot le plus au bord (orange) a une hauteur de 0,13 cm. Le  $\Delta h$  d'un spot à l'autre est donc de 0,01 cm et la différence de hauteur maximum  $\Delta h_{max}$  vaut 0,02 cm.

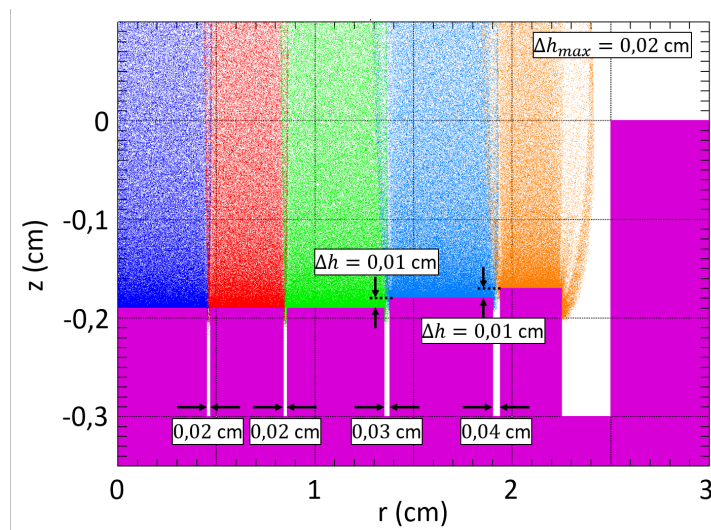


FIGURE 6.9 – Cas 2 : vue agrandie de la surface émissive

#### Analyse

L'espace des phases de ce cas est similaire au précédent, à la différence que les deux spots de bord (bleu clair et orange) présentent davantage de dispersion. Comme la distribution orange, la distribution bleu claire a pivoté. Il s'agit à nouveau des spots présentant des variations de hauteur : cette observation confirme les conclusions du chapitre précédent, c'est-à-dire que  $\Delta h$  agit sur la distribution du faisceau. Là encore, l'émittance a pour origine principale le bord du faisceau. Le spot de bord (orange) étant d'une hauteur supérieure au spot de bord du cas 1, nous voyons que l'effet de bord est plus important sur ce cas. Cela se traduit par une émittance plus élevée qu'au cas précédent, avec  $\varepsilon_n = 277 \pi$ .mm.mrad.



### • Description du cas 3

#### Géométrie de la surface émissive

La surface cathodique de ce cas (Figure 6.10) présente quatre creux, positionnés en  $r = 0,39$  cm,  $r = 0,99$  cm,  $r = 1,575$  cm et  $r = 1,925$  cm. Certains spots sont davantage distants, avec des largeurs de creux de 0,1 cm pour les deux premiers, puis de 0,02 cm pour les deux suivants. Les spots font tous la même hauteur  $h = 0,1$  cm, à l'exception du quatrième (spot bleu clair), de hauteur  $h = 0,11$  cm.

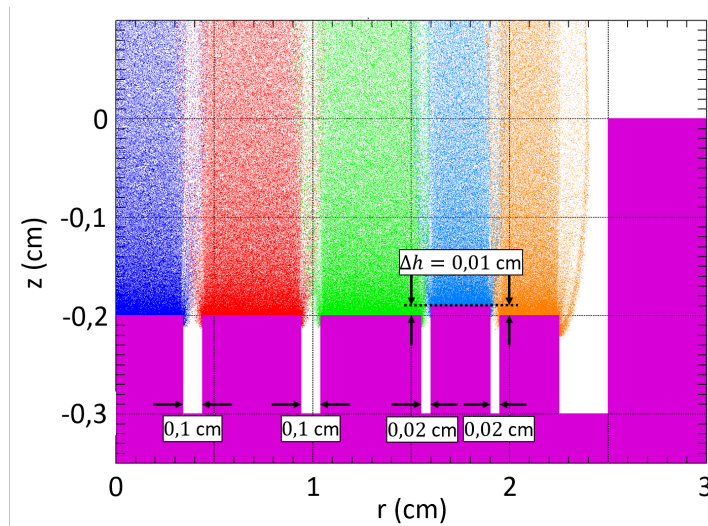


FIGURE 6.10 – Cas 3 : vue agrandie de la surface émissive

#### Analyse

L'espace des phases est beaucoup plus chahuté que les autres cas sur la partie centrale, ce qui montre bien l'influence de la largeur des creux : la dispersion des vitesses radiales a augmenté dans les zones correspondant aux creux.

L'influence de la différence de hauteur  $\Delta h$  apparaît aussi très clairement, avec la rotation de la distribution du micro-faisceau bleu clair (issu du spot le plus haut). Pour autant, l'émittance n'est pas plus élevée que pour les autres modèles de faisceau, avec  $\varepsilon_n = 241 \pi$ .mm.mrad. Cela s'explique par le fait que le spot de bord (orange) est plus bas que pour les cas précédents, ce qui résulte en un effet de bord amoindri. La rotation de la distribution bleu claire (liée à  $\Delta h$ ) compense en partie cette baisse, maintenant une émittance stable. Cela montre de surcroît que les hétérogénéités de la partie centrale n'engendrent pas d'émittance significative par rapport au bord. L'émittance trouve ici son origine dans le bord du faisceau ainsi que dans la rotation de la distribution, liée à  $\Delta h$ .

### • Description du cas 4

#### Géométrie de la surface émissive

La surface cathodique de ce dernier cas, présentée Figure 6.11, est constituée de trois creux, centrés en  $r = 0,41$  cm,  $r = 1,23$  cm et  $r = 1,64$  cm. Les largeurs entre spots sont de 0,02 cm et deux fois 0,04 cm. Les deux spots centraux (bleu foncé et rouge) sont de même hauteur  $h = 0,1$  cm. Les deux spots de bord (vert et bleu clair) sont de même hauteur  $h = 0,11$  cm. Il y a donc une différence de hauteur  $\Delta h = 0,01$  cm entre le centre et le bord.

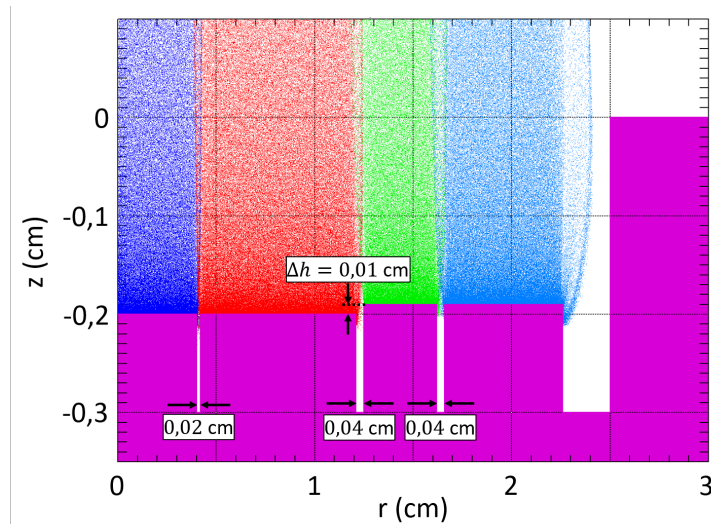


FIGURE 6.11 – Cas 4 : vue agrandie de la surface émissive

### Analyse

À nouveau, l'espace de phases montre bien l'influence de la différence de hauteur, puisque nous observons une rotation des distributions verte et bleu clair. Comme précédemment, le bord est la source principale d'émission. Pour ce cas,  $\varepsilon_n = 225 \pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$ .

#### • Émission totale vs émission de centre

Les quatre cas de simulations indiquent que l'émission du premier faisceau vient principalement du bord. Nous avons donc calculé pour chaque cas l'émission du centre, en supprimant les particules situées sur un rayon supérieur à 1,5 cm (ce qui correspond à environ la moitié du courant). Les quatre émissions, au centre et pour le faisceau entier sont présentées Tableau 6.4.

Cas	1	2	3	4
Émission totale ( $\pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$ )	237	277	241	225
Émission du centre ( $\pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$ )	46	55	106	66

TABLEAU 6.4 – Émission du centre et émission totale pour chaque cas

Ce tableau confirme ainsi que l'émission est bien plus faible au centre du faisceau, avec une diminution d'un facteur 2,5 à 5 en fonction des cas. Nous voyons également que l'émission est deux fois plus importante pour le cas 3, là où les distances entre spots sont les plus grandes, ce qui montre que lorsque nous nous affranchissons du bord, au centre, la dispersion des vitesses radiales liée aux creux est la source principale d'émission.

#### • Récapitulatif

Les quatre émissions calculées pour le premier faisceau sont peu dispersées. L'émission normalisée moyenne vaut ainsi  $\langle \varepsilon_n \rangle = 245 \pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$ . Ces modèles montrent très clairement que **l'émission du premier faisceau vient principalement du bord du faisceau**. Globalement, la différence de hauteur nécessaire pour retrouver les densités expérimentales n'est pas très importante puisque le  $\Delta h$  moyen vaut 0,01 cm. Les variations des densités visibles au centre du faisceau, bien que traduisant une surface émissive non-plane, ne participent pas beaucoup à l'émission. Cette conclusion est néanmoins à mettre en perspective avec l'importance du bord. En effet, pour une configuration sans émission au bord, les

discontinuités liées aux creux dans la surface émissive sont la source principale de l'émittance.

Il est intéressant de noter que ces observations confortent le choix effectué sur la machine américaine FXR, où la cathode de velours n'est pas positionnée en retrait (contrairement à AIRIX), mais en débord. Les bords du faisceau sont ensuite interceptés par un diaphragme ne laissant passer que le centre. En éliminant le bord, l'émittance est donc grandement diminuée.

### Limites des modèles numériques

Il faut néanmoins noter que ces modèles de surfaces cathodiques présentent des limites. En effet, l'émittance calculée est toujours bien inférieure aux valeurs expérimentales, puisque pour rappel  $\varepsilon_{\text{expérimentale}} \in [350; 1000] \pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$ . Nous identifions plusieurs limites pouvant expliquer ces résultats.

#### 1) Une émission verticale sous-estimée en 2D

La géométrie 2D conduit à sous-estimer l'émittance. En effet, la contribution de l'émission du bord des spots est au moins deux fois inférieure à ce qu'elle serait dans une géométrie 3D. Prenons un spot, positionné sur le rayon  $R$  de la cathode et de largeur  $l$  : en 2D, les spots simulés sont des cylindres, tandis qu'en 3D, nous pouvons modéliser des spots ronds, tels qu'illustré Figure 6.12.

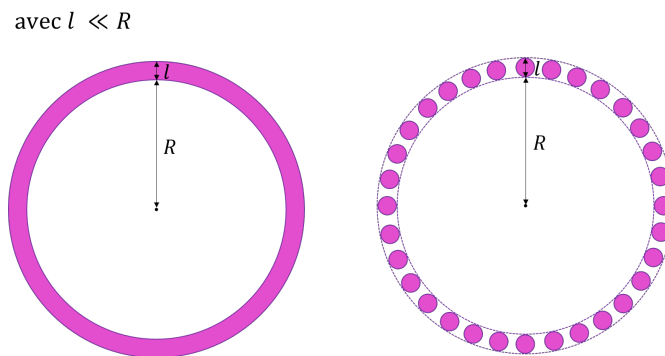


FIGURE 6.12 – Modélisation d'un spot 2D (à gauche) vs modélisation d'un spot 3D (à droite)

- En 2D la relation entre l'aire d'un spot et son périmètre :

$$\frac{\text{aire du spot}}{\text{périmètre}} = \frac{\pi(R+l)^2 - \pi R^2}{2\pi R + 2\pi(R+l)}$$

En considérant  $l \ll R$  :

$$\frac{\text{aire du spot}}{\text{périmètre}} = \frac{l}{2}$$

- En 3D, la relation entre l'aire d'un spot et la longueur des parties verticales est :

$$\frac{\text{aire du spot}}{\text{périmètre}} = \frac{\pi \left(\frac{l}{2}\right)^2}{2\pi \times \left(\frac{l}{2}\right)} = \frac{l}{4}$$

Soit une contribution du bord deux fois plus importante en 3D. Or, nous avons vu dans les chapitres précédents que c'est la présence des parties verticales et l'inhomogénéité du champ qui génère l'émittance. Il faudrait donc probablement multiplier l'émittance par au moins 2 pour trouver l'émittance « réelle » du faisceau. Ce faisant, nous trouvons  $\varepsilon_n = 490 \pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$ , ce qui correspond à une émittance expérimentale

davantage probable.

## 2) Une extraction de la densité de courant expérimentale lacunaire

Lorsque nous extrayons la densité de courant de l'image Cerenkov, les contrastes obtenus ne sont pas les extrêmes réels de l'image, ce qui fausse la représentativité de la 2D.

En effet, comme le montre la Figure 6.13, si les spots sont alignés dans la zone d'extraction, alors la représentation de ces spots en 2D est bonne, car nous extrayons de l'image Cerenkov des amplitudes maximum correspondant aux spots lumineux et minimum correspondant au fond. De plus, en 2D, les trajectoires transverses vont uniquement vers la droite et la gauche : si les spots sont alignés, les trajectoires électroniques transverses dans la zone d'extraction sont alors compatibles des trajectoires 2D. Ceci est à modérer par le fait que des électrons des spots voisins peuvent également contribuer à la densité de courant.

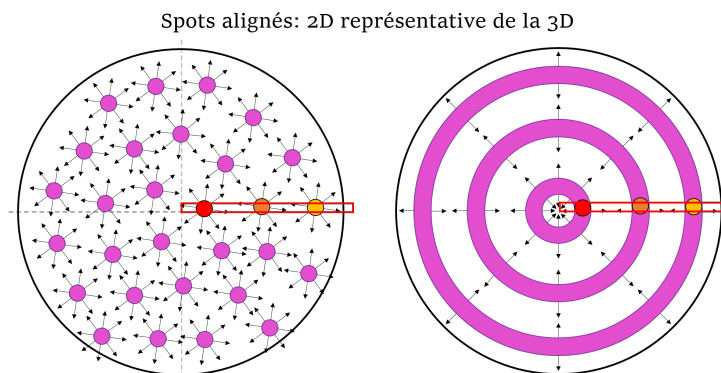


FIGURE 6.13 – Spots 2D représentatifs des spots réels

En revanche, lorsque les spots ne sont pas alignés, comme illustré Figure 6.14, la zone d'extraction ne passe pas par les minimums et maximums de chaque spot lumineux. Tous les spots ne génèrent donc pas les mêmes contrastes. Il en résulte une courbe expérimentale dont les contrastes sont moins marqués que si le chemin d'extraction était passé par les extrêmes. Les spots modélisés en 2D présentent quant à eux toujours des amplitudes maximales. Les variations des courbes simulées sont donc plus importantes que celles des courbes expérimentales, à hauteur de spot identique.

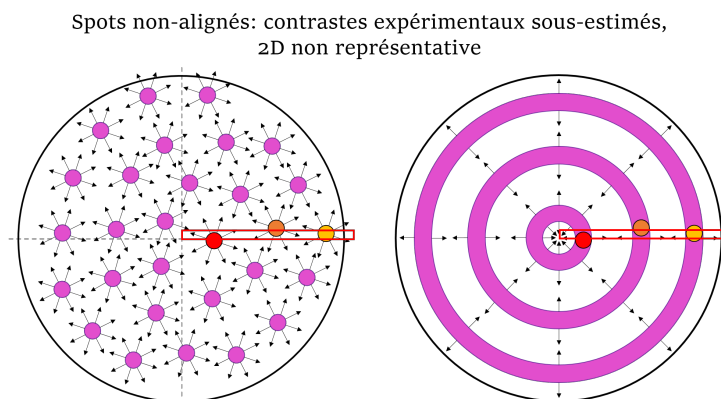


FIGURE 6.14 – Spots 2D non représentatifs des spots réels

Dans la réalité, les spots des images Cerenkov ont très peu de chance d'être alignés. Nous savons donc que notre méthode d'extraction sous-estime les variations réelles de la densité de courant expérimentale. À

ce jour, il est difficile d'estimer à quel point ces amplitudes réelles sont sous-estimées. Nous avons estimé qu'elles le sont sûrement de moitié. C'est pour cela que l'intervalle acceptable est élargi jusqu'à  $\frac{\alpha_s}{\alpha_e} < 2$ .

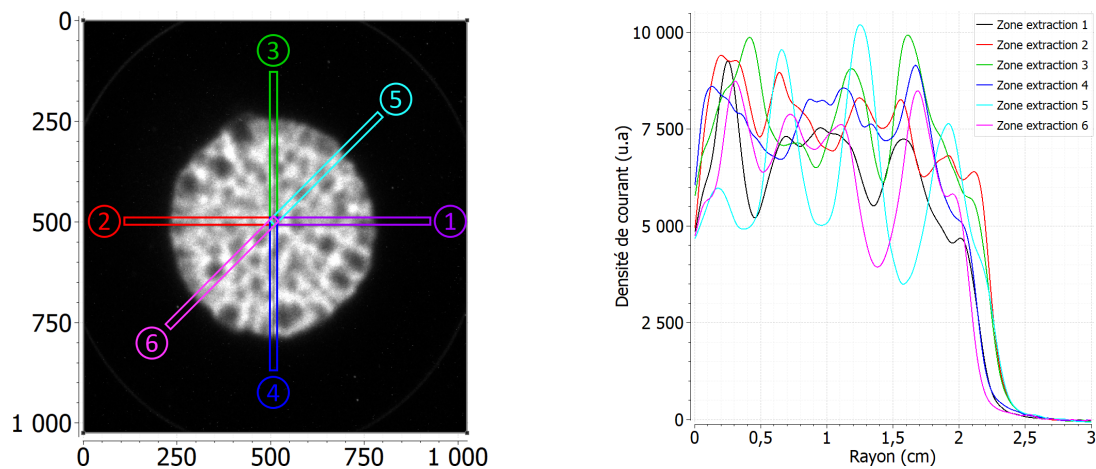
Un axe d'amélioration serait d'optimiser la méthode d'extraction de la densité de courant expérimentale. Il faudrait s'assurer que les contrastes observés sur la densité de courant sont représentatifs des contrastes minimum et maximum réels. Cela mènerait sûrement à des courbes expérimentales davantage contrastées. Une première analyse à partir des histogrammes des images n'a pas permis de déterminer une manière de contourner cette difficulté.

Malgré ces limites, les modèles développés donnent des densités de courant et une émittance en meilleur accord avec les données expérimentales. Comme nous allons le voir dans le paragraphe suivant, cette modélisation de spots discrets permet d'expliquer le profil et la variation d'émittance du second faisceau.

### 6.3.3 Modélisation du second faisceau de MI2

#### Courbes de densité de courant expérimentales

Pour le second faisceau, les images Cerenkov sont également très reproductibles. Comme pour le premier faisceau, la Figure 6.15 montre, pour différentes zones d'extractions d'une même image (référence 15\_44\_57), les différentes courbes de densité obtenues. Le Tableau 6.5 présente la distance ( $\Delta$ ) par rapport à la première courbe (Zone 1), les variations ( $\alpha_e$ ) ainsi que le rayon du faisceau pour chaque courbe de densité.



(a) Différentes zones d'extraction de la densité de courant sur une image Cerenkov du second faisceau

(b) Densités de courant associées aux différentes zones d'extraction

FIGURE 6.15 – Faisceau 15\_44\_57 : différentes zones d'extraction et densités de courant associées

	$\Delta$ (%)	$\alpha_e$	Rayon (en cm)
Zone 1	0	2,115	2,15
Zone 2	12,5	1,636	2,24
Zone 3	16,5	2,352	2,24
Zone 4	8,7	1,425	2,15
Zone 5	29	4,493	2,24
Zone 6	14,1	2,781	2,1
Valeur moyenne	13,5	2,467	2,19

TABLEAU 6.5 – Faisceau 15\_44\_57 : distance ( $\Delta$ ) par rapport à la Zone 1, somme des variations ( $\alpha_e$ ) et rayon du faisceau pour différentes zones d'extraction de la densité de courant

Nous observons que :

- les distances relatives  $\Delta$  entre courbes expérimentales ont doublé par rapport au premier faisceau, avec en moyenne  $\Delta = 13,5\%$ . La disparité entre les courbes est donc plus importante. De ce fait, nous allons choisir des courbes présentant des variations d'amplitude différentes, afin d'obtenir un encadrement correct de la densité de courant et de l'émittance du second faisceau.
- les variations sont plus importantes que pour le premier faisceau, avec une valeur moyenne de  $\alpha_e$  valant 2,467, contre environ 1 pour le premier. Cela montre bien que la densité du second faisceau est beaucoup plus chahutée que celle du premier.

Les quatre courbes expérimentales sont présentées Figure 6.16.

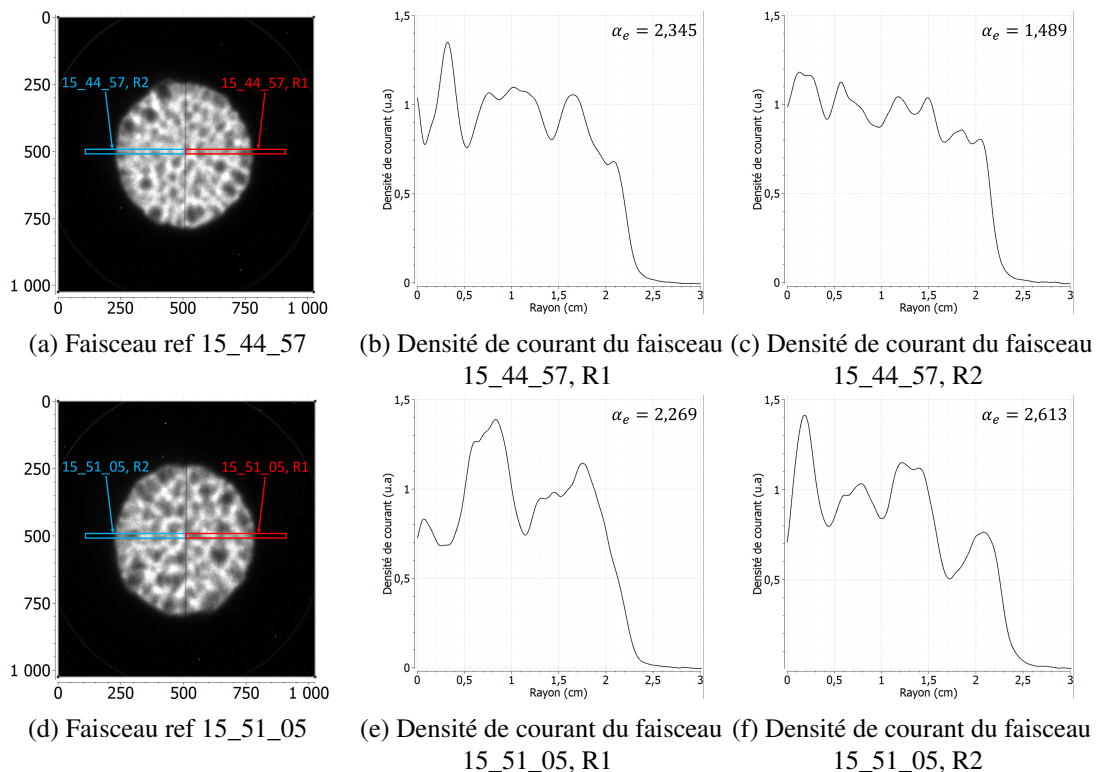


FIGURE 6.16 – Images Cerenkov et densité de courant expérimentales du second faisceau

## Résultats

Nous présentons sur la Figure 6.17 les densités de courant, les surfaces cathodiques et les espaces de phases liés aux quatre courbes expérimentales. De même que pour le premier faisceau, afin d'étudier les variations de la distribution simulée, le cas homogène est tracé avec chaque cas.

### • Description globale

Le tableau 6.6 résume les caractéristiques de chaque faisceau (distance entre courbes  $\Delta$ , rapport des variations  $\frac{\alpha_s}{\alpha_e}$  et courant  $I$ ). Nous rappelons que le courant du second faisceau mesuré expérimentalement vaut  $2,1 \pm 0,2$  kA. Pour compléter, une description en est faite en suivant.

Cas	1	2	3	4
$\Delta$ (%)	8,5	6	8,1	9,5
$\frac{\alpha_s}{\alpha_e}$	1,16	2	1,44	0,99
$I$ (kA)	2,23	2,24	2,33	2,19

TABLEAU 6.6 – Caractéristiques des cas de simulation du second faisceau

**Distances entre les courbes** Par rapport au premier faisceau, la distance entre courbes simulée et expérimentale est plus grande avec un  $\Delta$  compris entre 6% et 9,5%. Cela provient du fait que les densités expérimentales du second faisceau sont plus chahutées. Il est plus difficile de faire correspondre précisément les courbes.

**Amplitudes des variations** Pour le second faisceau, comme les variations de hauteur entre les spots sont importantes, l'obtention d'une courbe simulée dont le  $\frac{\alpha_s}{\alpha_e}$  est proche de 1 a été plus facile dans certains cas. Néanmoins, la taille du maillage a imposé pour certains un rapport de variation proche de 2. Nous encadrons ainsi les variations des courbes expérimentales, avec des rapports  $\frac{\alpha_s}{\alpha_e}$  compris entre 0,99 et 2.

**Courant du faisceau** De même que pour le premier faisceau, malgré la réduction de la surface émissive (du fait des creux), le courant est le même que pour une surface pleine. D'un cas à l'autre, la variation du courant est d'environ 8%. Entre les deux faisceaux, nous calculons une variation de courant de l'ordre de 15%, pour une avancée de la surface émissive d'environ 1 mm, ce qui est en accord avec [7].

**Homogénéisation des faisceaux** Pour le second faisceau, nous voyons clairement que les électrons remplissent également très rapidement les creux liés à la surface émissive discontinue.

**Inhomogénéités moyennes** Pour le premier faisceau, nous avons globalement des creux larges de 0,02 à 0,04 cm et une variation de hauteur  $\Delta h = 0,01$  cm. Pour le second faisceau, ces dimensions ont augmenté, avec :

- des largeurs de creux en moyenne de 0,04 cm et montant jusqu'à 0,12 cm,
- des variations de hauteur moyennes  $\Delta h = 0,05$  cm et un maximum à  $\Delta h = 0,08$  cm.

En moyenne, les surfaces émissives sont donc plus hétérogènes.

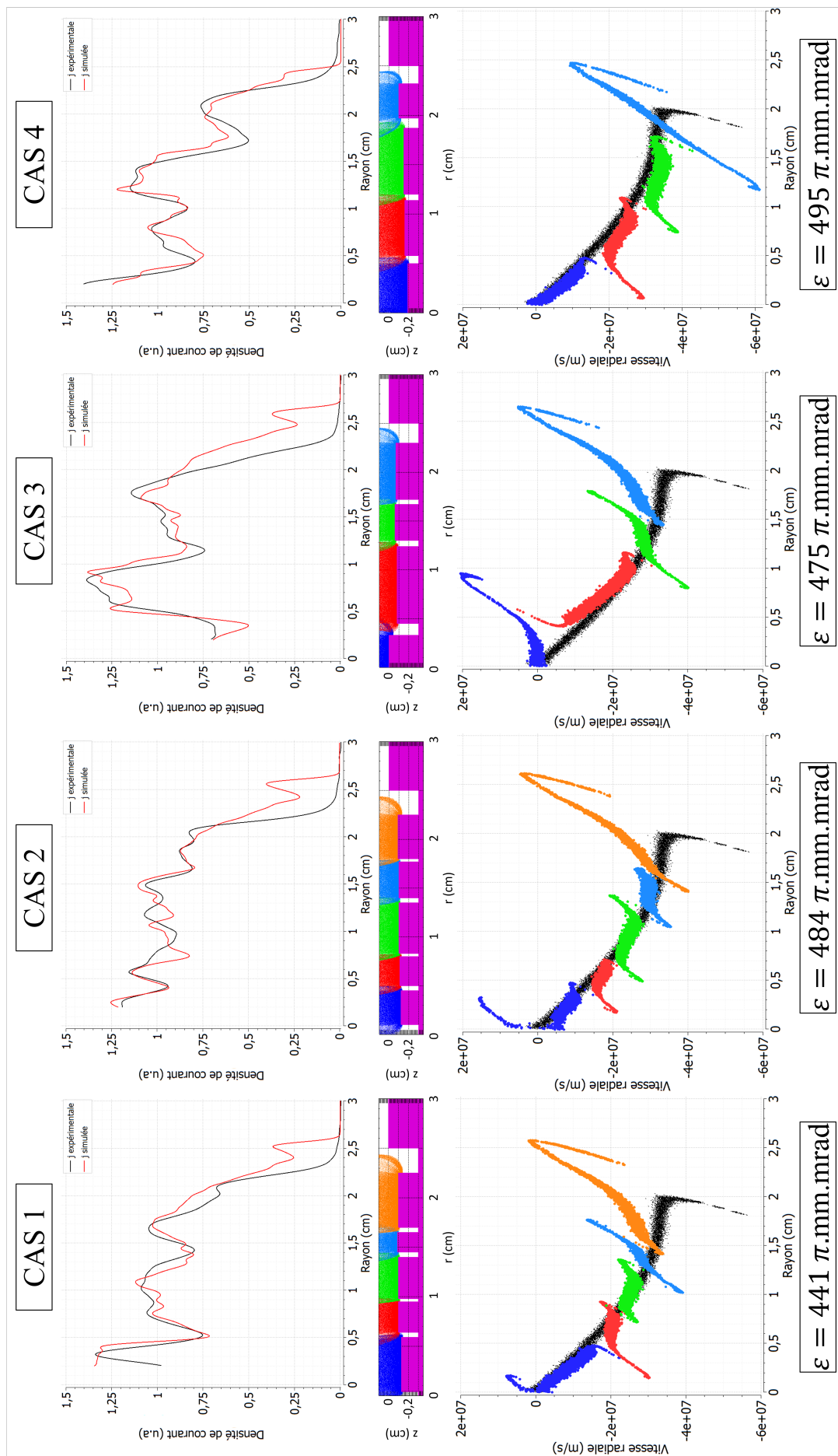


FIGURE 6.17 – Densités de courant, surfaces cathodiques et espaces des phases des modèles du second faisceau



Pour le second faisceau, nous avons eu du mal à retrouver un bord de faisceau en bon accord visuel, comme le montre la présence d'un pic sur les courbes simulées (à l'exception du cas 4). Cela est dû à la diminution du retrait, qui augmente l'effet de bord et la divergence du faisceau. Les itérations successives ne nous ont pas permis de trouver de meilleur compromis. Une étude paramétrique sur la position du spot de bord par rapport à la limite de la cathode, pour des retraits différents de 2 mm, permettrait peut-être de lever cette difficulté.

Comme pour le premier faisceau, nous présentons dans les paragraphes suivants les géométries de chaque cas, puis faisons l'analyse des espaces de phases. Pour alléger la lecture, les cas sont référencés comme suit :

- CAS 1 : 15\_44\_57, R1,
- CAS 2 : 15\_44\_57, R2,
- CAS 3 : 15\_51\_05, R1,
- CAS 4 : 15\_51\_05, R2.

### • Description du cas 1

#### Géométrie de la surface émissive

La surface cathodique de ce cas, dont une vue agrandie est présentée Figure 6.18, est composée de 5 creux, positionnés en  $r = 0$  cm,  $r = 0,615$  cm,  $r = 0,965$  cm,  $r = 1,425$  cm et  $r = 1,675$  cm, respectivement distants de 0,04 cm, 0,05 cm, 0,03 cm, 0,05 cm et 0,05 cm. Le spot central (bleu foncé) a une hauteur de 0,17 cm. Les deux spots voisins ont une hauteur  $h = 0,2$  cm, soit un  $\Delta h = 0,03$  cm. Le spot de bord (orange) a également une hauteur  $h = 0,2$  cm. Le spot le plus haut, en bleu clair, a une hauteur de 0,11 cm. La différence de hauteur avec ses voisins directs est  $\Delta h = 0,01$  cm. La différence de hauteur maximale entre le spot le plus bas (au centre) et le spot le plus haut est  $\Delta h_{max} = 0,04$  cm.

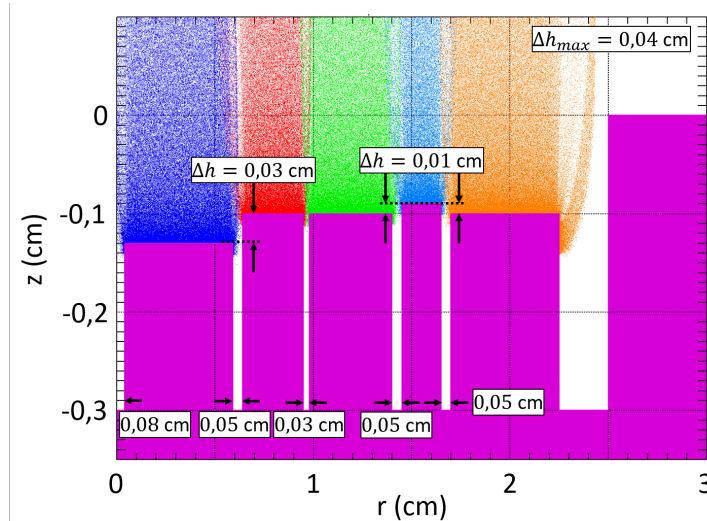


FIGURE 6.18 – Cas 1 : vue agrandie de la surface émissive

#### Analyse

Comme pour le premier faisceau, il est très net (Figure 6.17) que l'émittance vient principalement du bord. La hauteur des spots a augmenté entre le premier et le second faisceau, ce qui a pour conséquence de diminuer le retrait effectif et donc d'augmenter l'effet de bord [10]. Dans le même temps, nous voyons toujours l'effet de la variation de hauteur, avec la rotation de la distribution du spot le plus haut (bleu clair). Le cumul de  $\Delta h$  et de l'augmentation de l'effet de bord (dû à l'avancée de la surface émissive dans le gap) donne une émittance normalisée  $\varepsilon_n = 440 \pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$ .

### • Description du cas 2

#### Géométrie de la surface émissive

Cette surface cathodique (Figure 6.19) se compose de 5 creux, dont le premier est centré est 0. Les suivants sont centrés en  $r = 0,475$  cm,  $r = 0,815$  cm,  $r = 1,375$  cm et  $r = 1,785$  cm. Au centre, le creux est large de 0,2 cm (à cause de la symétrie). Notons que cette largeur est supérieure à 0,1 cm, sans pour autant que le fond se mette à émettre. Cela est dû à l'augmentation de la hauteur des spots émissifs et confirme que pour des hauteurs supérieures à 0,1 cm, il faut augmenter la distance entre deux spots émissifs pour que le fond se mette à émettre et qu'un nouveau spot apparaisse. Les creux suivants ont des largeurs de 0,05 cm, 0,03 cm, 0,05 cm et 0,03 cm. Le spot central est ici aussi le plus bas, avec une hauteur de 0,18 cm. La différence de hauteur avec son voisin est  $\Delta h = 0,01$  cm, soit un spot rouge du hauteur 0,19 cm. Les spots vert et bleu clair sont de même hauteur  $h = 0,2$  cm. Finalement, le spot de bord est à nouveau le plus haut, avec une hauteur de 0,21 cm. D'un spot à l'autre, nous avons donc des différences de hauteur  $\Delta h = 0,01$  cm. La différence de hauteur entre le spot le plus haut et le spot le plus bas de la surface cathodique est  $\Delta h_{max} = 0,03$  cm.

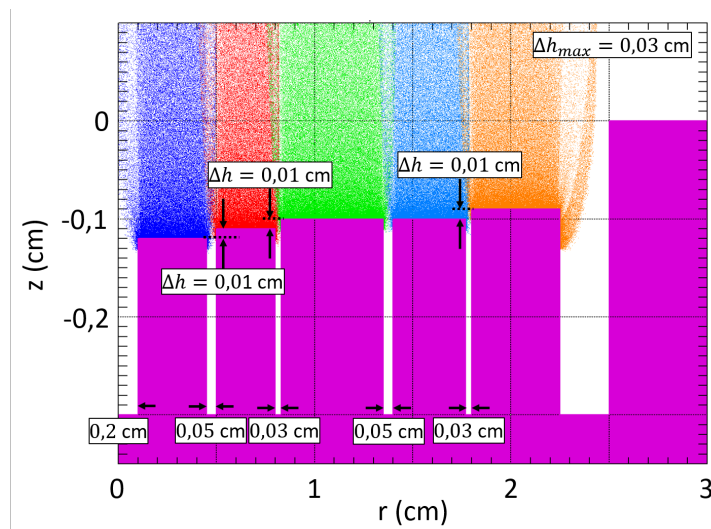


FIGURE 6.19 – Cas 2 : vue agrandie de la surface émissive

#### Analyse

Il résulte de cette géométrie :

- une légère rotation des distributions par rapport à la situation homogène, due à la différence de hauteur  $\Delta h = 0,01$  cm entre les spots.
- un effet de bord important sur le spot le plus haut (orange), source principale de l'émission. Notons que par rapport au cas précédent, la hauteur du spot est plus importante et la distribution est davantage dispersée, ce qui confirme que l'effet de bord augmente lorsque le haut du spot se rapproche de  $z = 0$  cm (le retrait diminue). Cela suppose que pour limiter l'effet de bord et l'accroissement de l'émission, il faut privilégier des géométries très profondes.
- un effet de bord **au centre** du faisceau : en effet la présence du creux centré en 0, large de 0,2 cm (du fait de la symétrie), permet l'apparition d'un effet de bord important sur la partie verticale droite du spot central (bleu foncé). Cela participe à augmenter de l'émission.

L'émission normalisée de ce cas est ainsi légèrement supérieure au cas précédent, avec  $\varepsilon_n = 484 \pi$ .mm.mrad.

### • Description du cas 3

#### Géométrie de la surface émissive

Ce cas, dont la surface est présentée Figure 6.20, se compose de 3 creux. Ces derniers sont positionnés en  $r = 0,39$  cm,  $r = 1,27$  cm et  $r = 1,695$  cm et larges de 0,12 cm, 0,06 cm et 0,05 cm. Nous avons à nouveau une largeur supérieure à 0,1 cm, sans pour autant que le fond se mette à émettre. Pour ce cas, le spot du centre (bleu foncé) a une hauteur de 0,3 cm, tandis que son voisin (rouge) a une hauteur de 0,22 cm, ce qui crée une différence de hauteur  $\Delta h = 0,08$  cm. Le spot suivant (vert) a quant à lui une hauteur  $h = 0,24$  cm, générant un  $\Delta h$  avec le spot rouge de 0,02 cm. Finalement, le spot de bord (bleu clair) a une hauteur de 0,23 cm, ce qui fait une différence de hauteur de 0,01 cm avec le spot vert.

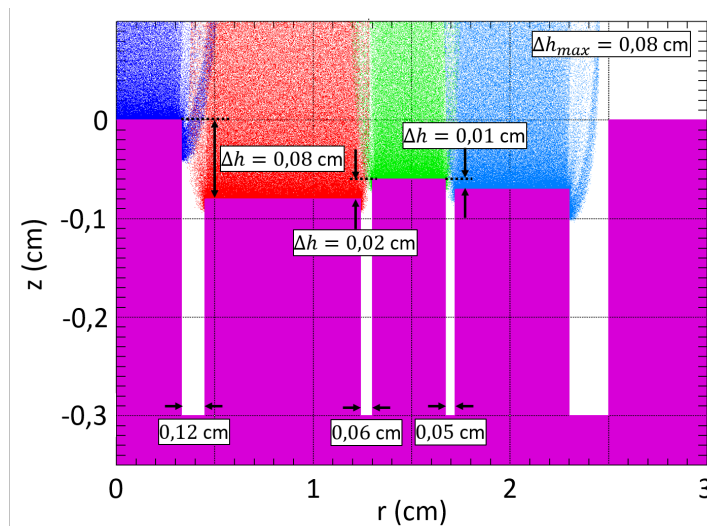


FIGURE 6.20 – Cas 3 : vue agrandie de la surface émissive

#### Analyse

Plusieurs phénomènes intéressants sont à relever ici :

- les spots les plus hauts ont une distribution qui a pivoté par rapport à la distribution homogène.
- la différence de hauteur importante entre le spot bleu foncé et le spot rouge ( $\Delta h = 0,08$  cm) génère un effet de bord très important sur le spot bleu, qui résulte, dans l'espace des phases, en une dispersion des vitesses radiales accrue par rapport aux cas précédents.
- encore une fois, la majeure partie de l'émission est issue de l'effet de bord. L'effet est ici légèrement amoindri par le spot vert, plus haut que le spot bleu clair de 0,01 cm, ce qui limite l'étalement de la distribution bleu clair. Il en résulte une émission dans la même gamme de valeur que les autres cas, avec  $\varepsilon_n = 475 \pi$ .mm.mrad.
- en filtrant en  $r$  pour éliminer le bord, nous trouvons une émission légèrement plus élevée pour ce cas que pour les deux précédents. Cela montre bien le poids de l'effet de bord central (sur le spot bleu foncé), qui devient non négligeable lorsque l'émission du bord est ôtée.

Nous en concluons que deux facteurs jouent principalement sur l'émission de ce second faisceau : le retrait diminuant, l'effet de bord augmente, ce qui génère de l'émission ; la différence de hauteur au centre de la cathode est suffisante pour qu'un effet de bord important apparaisse au centre, faisant croître l'émission.

#### • Description du cas 4

##### Géométrie de la surface émissive

La surface cathodique (Figure 6.21) est ici composée de 3 creux, centrés en  $r = 0,54$  cm,  $r = 1,17$  cm et  $r = 1,92$  cm, de largeurs respectives  $l = 0,08$  cm,  $l = 0,06$  cm et  $l = 0,1$  cm. Le spot du centre a une hauteur de 0,11 cm. Le spot rouge est plus haut de 0,03 cm, avec  $h = 0,14$  cm. Son voisin (en vert) a une hauteur de 0,15 cm, ce qui génère un  $\Delta h = 0,01$  cm. Le spot de bord a quant à lui une hauteur de 0,2 cm, d'où  $\Delta h = 0,05$  cm.

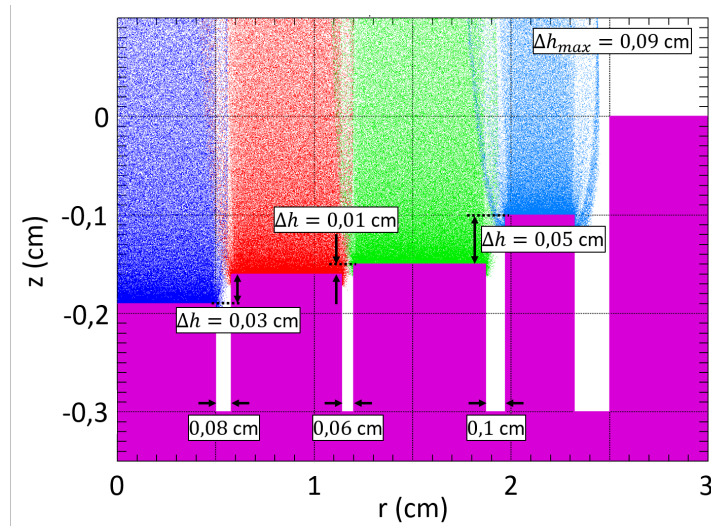


FIGURE 6.21 – Cas 4 : vue agrandie de la surface émissive

##### Analyse

Nous voyons donc sur l'espace des phases une distribution du bord (bleue claire) très étalée. En effet, le spot de bord étant le plus haut (de 0,05 cm) il y a ici un cumul de :

- l'effet de bord « classique », sur la droite du spot, lié à la limite de la cathode,
- un effet de bord sur la partie verticale gauche, lié à la forte différence de hauteur avec les spots voisins.

Nous avons ici l'émittance la plus élevée  $\varepsilon_n = 498 \pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$ . Pourtant, les hauteurs de spots sont les plus basses modélisées pour le second faisceau. Nous aurions donc pu nous attendre à une émittance parmi les plus basses. Ce cas présentant l'un des  $\Delta h$  les plus élevée ( $\Delta h = 0,05$  cm) et un  $\Delta h_{max}$  de 0,09 cm, les effets de bords sont exacerbés sur toute la surface de la cathode, ce qui augmente encore l'émittance. Nous confirmons ainsi que l'émittance est à la fois le fruit de l'effet de bord et de  $\Delta h$ .

#### • Émittance totale vs émittance de centre

Dans le cas du second faisceau, nous trouvons donc également une émittance venant principalement du bord, mais le centre du faisceau ne semble plus négligeable. Pour évaluer la variation de l'émittance de centre du faisceau, nous calculons, comme pour le premier faisceau, l'émittance du centre, en supprimant les particules situées sur un rayon supérieur à 1,5 cm. Les quatre émittances, au centre et pour le faisceau entier sont présentées Tableau 6.7.

Cas	1	2	3	4
Émittance totale ( $\pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$ )	441	484	475	495
Émittance du centre ( $\pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$ )	107	90	162	159

TABLEAU 6.7 – Émittance du centre et émittance totale pour chaque cas

Ce tableau confirme ainsi que, par rapport au premier faisceau, l'émittance a augmenté au centre, d'un facteur environ 3. Le cas 2, qui présente les variations de densité de courant et les différences de hauteur les plus faibles, a l'émittance de centre la plus faible. Celle-ci est néanmoins plus importante que pour le premier faisceau, confirmant une augmentation générale de l'émittance du second, avec un rapport entre émittances d'environ 2.

- **Récapitulatif**

Dans un premier temps, les modélisations du second faisceau ont confirmé que la majeure partie de l'émittance vient encore du bord du faisceau. Par rapport au premier, la dispersion des vitesses au bord a doublé, voire triplé, en fonction des cas. Cela s'explique notamment par l'avancée de la surface émissive : entre la première et la seconde impulsion, la surface émissive se déplace et le retrait passe de  $-2$  mm à  $-1$  mm [7]. **La diminution du retrait augmente l'effet de bord, ce qui provoque une augmentation générale de l'émittance.** Les émittances calculées pour le second faisceau donnent une valeur moyenne d'émittance  $\langle \varepsilon_n \rangle = 474 \pi$ .mm.mrad, soit une valeur multipliée par 2 par rapport au premier faisceau.

Néanmoins, les modélisations du second faisceau ont montré que le bord n'est pas le seul responsable de l'augmentation d'émittance. En effet, les amplitudes qui caractérisent la densité de courant du second faisceau nous obligent à modéliser des spots de hauteurs très variables aussi bien au centre qu'au bord de la cathode. Ces différences de hauteur atteignent des valeurs telles que **des effets de bord non négligeables apparaissent au centre de la cathode.** Pour le second faisceau, le centre devient donc également source d'émittance. **En cas d'amélioration du bord, l'émittance du centre ne sera pas négligeable.** Sans le bord, nous retrouvons également un facteur 2 entre le premier et le second faisceau.

### 6.3.4 Conclusion de la modélisation des deux faisceaux

#### Analyse des deux faisceaux d'électrons et de leurs différences

La modélisation de surfaces cathodiques discrètes a permis de reproduire par la simulation des courbes de densité de courant cohérentes avec nos données expérimentales.

La simulation 2D suppose des approximations qui rendent difficile la correspondance de l'émittance calculée dans cette étude avec les valeurs expérimentales. Néanmoins, cette étude a permis de montrer des phénomènes cruciaux dans le cadre de l'émission en régime multi-impulsions :

- Malgré la diminution de la surface émissive, le courant reste cohérent des mesures expérimentales. Cela s'explique par le fait que la surface émissive n'est pas significativement diminuée, les creux étant de très petites dimensions. Nous concluons que les images Cerenkov, donnant initialement l'impression de la présence de creux importants dans la surface émissive, sont trompeuses. Aussi, même si les surfaces présentaient de grands creux et l'aire émissive significativement réduite, le Chapitre 5 a montré que le courant mesuré conserverait la même amplitude.
- L'émittance simulée est multipliée par 2 entre le premier et le second faisceau. Puisque nous ne connaissons pas le rapport exact entre l'émittance simulée et l'émittance expérimentale, il est difficile d'accéder au rapport réel entre les émittances du premier et second faisceau. Néanmoins, si l'émittance simulée est multipliée par 2, nous pouvons aisément nous attendre, expérimentalement, à une émittance du second faisceau **au moins deux fois supérieure** à celle du premier.
- Pour le premier faisceau, les variations de densité observées au centre du faisceau ne sont quasiment pas source d'émittance. De ce point découle des conséquences importantes, discutées dans l'interprétation et la conclusion.

- Au second faisceau, pour atteindre des densités de courant proches de l'expérimental, des surfaces émissives très hétérogènes doivent être modélisées. La différence de hauteur moyenne entre spots,  $\langle \Delta h \rangle$ , est ainsi passée de 0,01 cm, pour le premier faisceau, à 0,05 cm, pour le second. La largeur des creux augmente aussi légèrement avec :
  - pour le premier faisceau, des largeurs moyennes de 0,02 cm et un maximum à 0,1 cm,
  - pour le second, des largeurs moyennes de 0,04 cm et un maximum à 0,12 cm.
 Nous rendons ainsi l'espace des phases beaucoup plus chaotique, ce qui suppose nécessairement une forte perturbation des trajectoires électroniques du second faisceau, d'où une augmentation de l'émittance.
- Pour les deux faisceaux, l'émittance est principalement due au bord. Avec la diminution du retrait pour la seconde impulsion, l'effet de bord augmente, ce qui fait croître l'émittance. Néanmoins, même en nous affranchissant du bord, le centre du second faisceau étant hétérogène, l'émittance du second faisceau serait encore supérieure à celle du premier.
- Quelque soit le cas, les populations d'électrons émis à la cathode se croisent très rapidement dans le gap, résultant 4,5 cm plus loin, à la Cible Cerenkov, en des densités de courant perturbées mais continues. Nous pouvons supposer qu'après une trajectoire de plusieurs dizaines de centimètres le faisceau se sera fortement homogénéisé. Cela explique les profils observés sur AIRIX à 1 m de la cathode et les distributions de faisceau homogènes mesurées par pepper-pot [94].

### Analyse critique des modèles

Au cours de cette étude, nous avons vu que le maillage nous limite dans les variations de hauteur entre les spots et génère ainsi des variations de la densité de courant quelque peu grossières. Des simulations, menées avec un maillage plus fin (0,005 cm par exemple) pourraient permettre d'affiner les surfaces émissives et d'obtenir des courbes plus proches des densités expérimentales. Il est cependant à noter que ces variations « grossières » n'ont pas d'impact sur l'émittance du faisceau. De ce point de vue, les résultats d'une étude avec un maillage affiné devraient donc être similaires.

Les densités de courant issues de nos modèles du second faisceau présentent quasiment toutes un pic sur le bord, en désaccord avec la densité de courant expérimentale. Or, d'après nos résultats, le bord est le contributeur majeur de l'émittance. Il faudrait donc travailler à la correction de ce désaccord, afin de fiabiliser davantage l'émittance calculée pour le second faisceau. Cela peut sans doute se faire par une étude paramétrique avec des retraits adaptés de 1 mm, différents des 2 mm étudiés, ce qui permettrait d'observer l'évolution du bord du faisceau en fonction de la position du spot de bord.

Pour les deux faisceaux, les modèles se caractérisent par des creux de petites dimensions, dans lesquels le champ ne peut quasiment pas pénétrer. Modéliser des profondeurs de 1 ou 2 mm n'est donc sûrement pas nécessaires. Des surfaces émissives en marches d'escaliers auraient peut-être suffi pour obtenir des profils de densité de courant proches des courbes expérimentales. Il serait intéressant de mener cette étude pour analyser les conséquences d'une telle modélisation sur le champ à la surface de la cathode et sur l'émittance du faisceau.

Enfin, ces modèles de surfaces émissives ont été développés à partir de l'étude paramétrique du chapitre précédent, où nous avons exploré les variations induites par les dimensions d'un creux dans la surface émissive. Cette étude est non exhaustive et pourrait être complétée. Nous aurions pu par exemple étudier :

- des surfaces présentant deux creux et les conséquences de l'interaction des populations de ces creux sur l'émittance et la densité de courant,
- l'influence des paramètres d'un creux pour des retraits différents, voire des géométries en débord,
- d'autres types d'hétérogénéités, telles qu'un spot débordant de la surface émissive au lieu d'un creux.

## 6.4 Interprétation des résultats et conséquences

### 6.4.1 Première impulsion : une gaine de plasma non-plane

Les dimensions restreintes des creux nécessaires à un bon accord expérimentation *vs* simulation indiquent que le champ électrique ne pénètre quasiment pas dans ces creux. Les équipotentielles ne sont donc que légèrement courbées. Nous pouvons donc supposer que le plasma se formant à la surface du velours lors de la première impulsion n'est pas strictement sous forme d'hétérogénéités localisées (boules discrètes), mais relativement continu. La géométrie de la diode, illustrée Figure 6.22, implique des équipotentielles globalement planes, présentant localement des courbures et maintenant une gaine quasiment plane. Les petites variations de hauteur font que la surface n'est pas strictement plane, ce qui engendre des variations de la densité de courant.

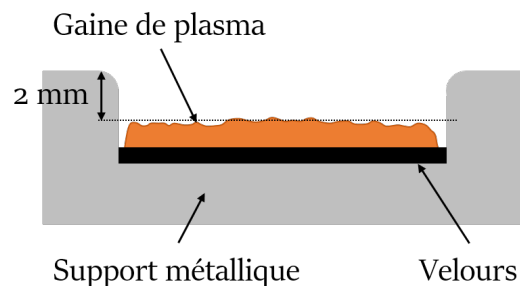


FIGURE 6.22 – Schéma du plasma à la surface de la cathode pour la première impulsion

Ces courbures provoquent des petits effets de bord locaux, ce qui engendre une densité de courant hétérogène mais une faible émittance au centre de la cathode.

Le fait de n'avoir que très peu d'émittance au centre est un résultat étonnant, car les faisceaux émis par des cathodes froides sont connus pour avoir des émittances importantes (à l'inverse des cathodes thermoïoniques). Notre étude semble donc indiquer que cette émittance importante n'est pas répartie sur tout le faisceau, mais principalement sur le bord. C'est une conclusion forte, qui ouvrirait la voie à des baisses importantes d'émittance en éliminant le bord. Il convient donc de vérifier expérimentalement ces résultats.

Une réflexion doit être menée pour la mise en œuvre de ces expérimentations. Pour que le faisceau ne se soit pas mélangé et que l'on puisse observer l'émittance du centre, il faut réaliser la mesure au plus près de la cathode, ce que permet MI2. Nous pourrions donc mettre en œuvre un diaphragme sur MI2, permettant de ne prélever que le centre et mesurer l'émittance du faisceau résultant. Cela soulève plusieurs difficultés : il se peut que le diaphragme en lui-même perturbe le faisceau et augmente l'émittance ; par ailleurs, nous devons trouver un moyen de mesure adapté : le plus simple serait sans doute un pepper-pot mais ce système de mesure a tendance à perturber le faisceau et surestimer l'émittance. Tous ces points

sont encore à réfléchir.

Ces expérimentations permettront soit de confirmer que l'émittance est largement plus faible au centre, soit de montrer que le centre est émittant, auquel cas, cela impliquerait que nos modèles négligent des phénomènes sources d'émittance. Nos spots émissifs étant de dimensions macroscopiques, il se peut que des phénomènes microscopiques, que nous ne pouvons pas simuler dans le cadre d'un gap entier, engendrent du désordre électronique.

#### 6.4.2 Seconde impulsion : une détente hétérogène du plasma

Si le nombre de spots du second faisceau est globalement similaire au premier, la variation de hauteur entre spots est bien plus importante. Par ailleurs, les poils du velours ne peuvent se déplacer et nous savons que le plasma se détend entre les deux impulsions. Un tel changement de la surface émissive entre les deux impulsions ne peut donc qu'être dû à une détente **hétérogène** du plasma. Lors de la seconde impulsion, la surface émissive a donc évolué de manière inégale, telle qu'illustrée Figure 6.23, générant une situation non homogène. Les équipotentielles ne peuvent alors pas se maintenir à plat, ce qui génère des effets de bord sur toute la surface de la cathode et une augmentation non négligeable de l'émittance native du faisceau.

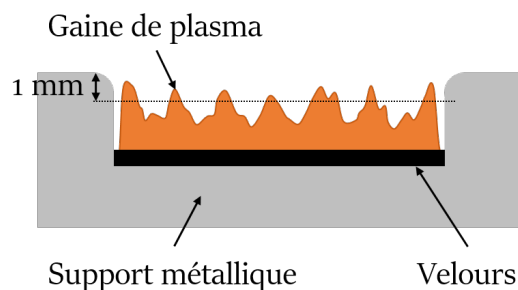


FIGURE 6.23 – Schéma du plasma à la surface de la cathode pour la seconde impulsion

Ces résultats interrogent sur les mécanismes physiques à l'origine de la détente hétérogène du plasma. Lors de la première impulsion, le plasma est maintenu quasiment plan, puis se détend entre les deux impulsions. Si les densités de plasma générées à la première impulsion sont très hétérogènes, nous pouvons supposer qu'il en découle une détente inégale, résultant en une surface émissive très hétérogène lors de la seconde impulsion.

D'un point de vue expérimental, d'autres études menées sur MI2, pour des densités de courant inférieures à celles présentées dans cette thèse, ont montré des images du second faisceau moins perturbées. Il est donc envisageable de trouver des points de fonctionnement où la dégradation de la planéité de la surface émissive n'a pas lieu. Des expérimentations supplémentaires permettraient de les identifier en étudiant l'évolution du profil du faisceau en fonction de la densité de courant extraite et/ou du délai inter-impulsions. Les résultats de ces expérimentations pourraient éventuellement être confrontés à des simulations LSP étudiant l'évolution du plasma en fonction de la densité de courant extraite ou du délai inter-impulsions.



### 6.4.3 Applications des résultats

#### • Phénoménologie de la variation d'émittance

Si les dimensions des surfaces cathodiques sont probablement erronées (du fait de la 2D et de l'extraction incomplète des contrastes expérimentaux), les modèles développés pendant cette thèse permettent néanmoins de mettre en lumière la phénoménologie expliquant la fluctuation d'émittance :

1. Lors de la première impulsion, une multitude de claquages de surface surviennent le long des fibres du velours [4]. Ces claquages sont initiés par la présence de points triples, au contact entre le conducteur et le tissu de velours.
2. Le plasma issu de ces claquages individuels s'étend sur la surface du velours [5][71] pour former une gaine de plasma globalement continue, présentant de faibles variations de hauteur (cf Figure 6.22).
3. Le premier faisceau émis à la surface de cette gaine présente donc une densité de courant hétérogène mais résultant, 4,5 cm plus loin, en un profil relativement uniforme. Sur AIRIX, où les images Cerenkov sont réalisées à 1 m de la cathode, le faisceau s'est complètement homogénéisé, ce qui donne un profil lumineux uniforme. Pour le premier faisceau, l'émittance est principalement causée par le bord. Le retrait joue donc un rôle primordial.
4. À la fin de la première impulsion, le plasma ne peut pas se résorber rapidement et se détend, avançant dans le gap [7].
5. Lors de la seconde impulsion, la planéité de la surface émissive s'est dégradée. La position des poils du velours étant fixe, cette dégradation vient nécessairement du plasma. Il est difficile de décrire avec précision la dynamique de ce plasma, mais nous supposons que des densités hétérogènes sont à l'origine d'une détente longitudinale non uniforme (cf. Figure 6.23), résultant en une surface beaucoup moins homogène et de hauteur irrégulière.
6. Des effets de bord apparaissent au centre de la cathode comme sur les bords. Le second faisceau est émis avec une densité de courant davantage hétérogène et une dispersion des vitesses radiales accrue. Il en résulte un doublement de l'émittance du faisceau.

#### • Correction du bord des faisceaux

D'après les conclusions de notre étude, une voie majeure d'amélioration de l'émittance des faisceaux est donc de travailler sur le bord. Nous envisageons à ce stade deux solutions :

- travailler avec des retraits plus importants, ce qui permettrait de réduire l'effet de bord,
- éjecter radialement les bords du faisceau en travaillant avec une cathode en débord, à l'instar de l'installation FXR : cela générerait des faisceaux divergents qui seraient ensuite diaphragmés pour supprimer le bord.

#### • Correction du centre du second faisceau

Concernant le centre du second faisceau, comme évoqué précédemment, des études expérimentales ont montré, pour des densités de courant inférieures à celles présentées dans cette thèse, des images du second faisceau moins perturbées. Pour améliorer le centre en limitant la dégradation de la planéité du plasma, une solution envisageable est donc de diminuer la densité de courant, en augmentant le diamètre de cathode. Notons qu'il résulterait de cette solution un faisceau plus gros et donc plus difficile à injecter.

#### • Étude expérimentale d'un faisceau 2 fois plus émittant

D'un point de vue expérimental, il serait intéressant d'étudier (sur AIRIX ou MCH3) le transport et la focalisation d'un faisceau deux fois plus émittant, en mettant en œuvre une cathode générant

volontairement de l'émittance au centre du faisceau et ainsi comprendre les conséquences d'un faisceau plus émittant.

## 6.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté la démarche de modélisation des faisceaux expérimentaux via LSP. Nous avons mis en place des critères de comparaison des courbes expérimentales et simulées afin de déterminer quand arrêter le processus itératif.

Par la suite, nous avons modélisé quatre surfaces cathodiques permettant de retrouver la densité de courant expérimentale du premier faisceau. Pour les quatre cas, le courant du faisceau est stable, avec une variation de seulement 3%. Nous avons montré que l'émittance du premier faisceau vient quasiment exclusivement de l'effet de bord. Les variations de la densité visibles au centre du faisceau sont représentatives d'une surface cathodique non-plane mais ne sont que peu source d'émittance.

Nous avons analysé les limites de la simulation 2D. Celles-ci nous conduisent sûrement à sous-estimer l'émittance. Par ailleurs, notre méthode d'extraction de la densité de courant expérimentale doit être améliorée. Ces limites empêchent une transposition directe de l'émittance calculée vers une valeur expérimentale. Néanmoins, la simulation de surfaces cathodiques discrètes met bien en lumière les phénomènes agissant sur l'émittance et permet d'expliquer la variation de la densité entre les deux impulsions.

Nous avons ensuite présenté et analysé les modèles LSP du second faisceau. Pour les quatre cas, le courant du faisceau est là aussi stable, avec une variation maximale de 8%. Les modèles du second faisceau montrent que l'émittance vient également principalement du bord. Du fait de l'avancée de la surface émissive dans le gap, la dispersion des vitesses radiales liée à l'effet de bord est 2 à 3 fois plus importante pour la seconde impulsion. Nous avons calculé un doublement de l'émittance du second faisceau par rapport au premier.

Pour obtenir des densités de courant suffisamment proches des densités expérimentales, il a fallu modéliser des surfaces cathodiques très irrégulières, ce qui rend l'espace des phases de ces faisceaux beaucoup plus chaotique que pour la première impulsion. Même si nous améliorions le bord, l'émittance du second faisceau serait donc nécessairement plus élevée que pour le premier, car le centre du faisceau est très perturbé. Si l'émittance calculée dans cette étude est difficilement transposable à une valeur expérimentale, du fait de l'apparition d'effets de bord au centre de la surface cathodique pour la deuxième impulsion, une émittance deux fois plus élevée nous paraît un résultat très probable.

D'un point de vue critique, nous avons vu que le maillage choisi ne nous permet pas d'obtenir des variations fines des densités de courant. Grâce à l'étude de convergence menée précédemment, cela ne remet néanmoins pas en cause l'émittance et le courant calculés.

Il serait judicieux de mener une étude paramétrique pour des retraits différents de  $-2$  mm, afin d'affiner la modélisation du bord du second faisceau et ainsi fiabiliser l'émittance obtenue.

Des surfaces émissives « simplifiées », formées de marches d'escaliers, pourraient être testées. Compte-tenu des petites dimensions des creux de nos modèles, ces surfaces en marches d'escaliers pourraient suffire à générer des densités de courant en accord avec les données expérimentales.

L'un des résultats principaux de ce travail de thèse est la quasi absence d'émittance au centre du premier faisceau. Ce résultat doit être vérifié expérimentalement. En fonction des mesures expérimentales, nous pourrions soit confirmer la validité de notre modèle et ouvrir la voie à des améliorations importantes de l'émittance des faisceaux en améliorant ou éjectant le bord ; soit infirmer notre modèle et en déduire que d'autres phénomènes, que nous ne modélisons pas, génèrent de l'émittance au centre du faisceau. Dans ce scénario, le plus probable est qu'il s'agisse de phénomènes microscopiques. En effet, vu les dimensions de la diode de MI2, nous ne pouvons descendre à des maillages en dessous de  $40 \mu\text{m}$ . Or,

les fibres de velours ont un diamètre moyen de  $20 \mu\text{m}$  [96]. Nous ne pouvons donc pas modéliser des phénomènes ayant lieu à l'échelle d'une fibre, qui pourraient pourtant être sources non négligeables d'émission. Si le centre du premier faisceau se révélait porteur d'émission, il conviendrait de réaliser des études numériques à l'échelle microscopique afin de mieux comprendre et prendre en compte ces phénomènes.

Un autre résultat important est la dégradation de la planéité de la surface émissive lors de la seconde impulsion. Avec ou sans bord, le rapport entre les émissions du premier et du second faisceau est d'au moins 2. Dans le cadre du développement éventuel d'un axe multi-impulsions, l'augmentation d'un facteur 2 ou plus questionne notre capacité à focaliser correctement le second faisceau.

Dans ce cadre, plusieurs études sont à mener :

- d'un point de vue expérimental, l'imagerie Cerenkov reflétant bien la dégradation de la surface émissive, d'autres études, avec des dimensions de diode, de cathode et des délais inter-impulsions variables permettraient d'identifier des points de fonctionnement où la dégradation de la planéité de la surface ne survient pas,
- d'un point de vue numérique, une étude modélisant une gaine de plasma sous LSP et étudiant son évolution temporelle, en fonction de la densité de courant extraite, pourrait être confrontée aux résultats expérimentaux,
- enfin, une cathode générant volontairement de l'émission au centre du faisceau pourrait être mise en œuvre sur une machine mono-impulsion de l'installation EPURE, afin d'étudier la focalisation d'un faisceau similaire au second faisceau de MI2 et ainsi constater les conséquences d'un faisceau plus émissif.

# Conclusion générale

LES TRAVAUX présentés dans cette thèse ont été réalisés dans le cadre d'applications de radiographie éclair. Plus précisément, ils concernent les études prospectives menées pour le développement d'un axe radiographique multi-impulsions sur l'installation EPURE. Les caractéristiques des rayons X produits dans la chambre d'expérience d'EPURE sont tributaires des caractéristiques du faisceau d'électrons incident. En particulier, plus petite est la tache focale sur la cible de conversion, meilleure sera la résolution spatiale de la radiographie. Pour un axe multi-impulsions, il est donc primordial que chaque faisceau soit émis avec une émittance faible pour permettre une focalisation suffisante sur la cible de conversion. Cependant, les expériences menées sur le Mini-Injecteur à Induction (MI2), machine de Haute Puissance Pulsée (HPP) capable de générer deux faisceaux dans des conditions représentatives des machines mono-impulsions d'EPURE, ont montré une dégradation de la densité de courant entre les deux faisceaux. Or, l'évolution de la distribution des charges au sein du faisceau induit nécessairement une évolution de l'émittance native des deux faisceaux.

Pour cette raison, dans cette thèse, nous avons réalisé une étude visant à évaluer l'évolution de l'émittance entre deux faisceaux d'électrons, produits en régime multi-impulsions. Cette étude repose sur la confrontation entre données expérimentales et résultats de simulation. Les données expérimentales ont été produites sur l'installation MI2, produisant deux faisceaux d'électrons de 700 keV,  $\sim 2$  kA, 70 ns FWHM. En sortie de la diode, un radiateur de silice permet, par effet Cerenkov, d'obtenir des images des profils des faisceaux issus de la cathode. La densité lumineuse étant proportionnelle à la densité de courant du faisceau incident, nous pouvons extraire les densités de courant expérimentales. Ces données ont été confrontées à des simulations numériques, obtenues avec un code de simulation PIC, nommé LSP. Celui-ci permet d'étudier la structure d'un faisceau et les variations induites par l'évolution de divers paramètres, tels que la température électronique initiale ou la géométrie de la surface cathodique. De par sa conception, il permet de modéliser des structures géométriques complexes et ainsi de mettre en lumière des phénomènes physiques capitaux dans l'émittance d'un faisceau d'électrons.

Nous nous sommes d'abord intéressés au premier faisceau de MI2. Nous avons reproduit la géométrie de sa diode dans LSP. L'impulsion de tension appliquée est un créneau de tension avec un temps de montée de 10 ns et un plateau stable, impliquant un faisceau stationnaire. Nous pouvons donc extraire les données au début du plateau, à  $t = 15$  ns. D'après la bibliographie, au démarrage de l'émission électronique d'une cathode froide de velours, une gaine de plasma recouvre rapidement la surface de velours, générant une surface émissive relativement plane et homogène. Historiquement, la surface émissive d'une cathode froide de velours est donc approximée comme un disque plan et continu émettant des électrons sur toute sa surface. Ce type de modélisation permet de trouver de bons accords de courant et de tension de faisceau entre expérimentations et simulations. Du point de vue de l'émittance, il se révèle néanmoins très insuffisant, avec des valeurs largement sous-estimées. Nous avons montré que la distribution d'un faisceau émis par une surface plane et continue est bien loin des distributions observées expérimentalement, ce qui explique que l'émittance calculée soit sous-estimée. Nous avons donc étudié différents facteurs pouvant jouer sur la distribution d'un faisceau d'électrons, à savoir : l'énergie des électrons liée à la température

électronique du plasma et la vitesse transverse initiale des électrons liée à la courbure des équipotentielles à la surface émissive.

La température électronique du plasma couvrant le velours est estimée à  $T = 3,5$  eV. Les simulations LSP ont permis de montrer que la distribution du faisceau et l'émittance ne peuvent pas être expliquées par cette température. Pour une surface émissive plane et continue, l'émittance du faisceau est majoritairement due au retrait de la cathode. Néanmoins, l'émittance calculée est toujours largement inférieure aux valeurs expérimentales. La solution classiquement mise en œuvre pour s'approcher d'une distribution expérimentale utilise un artefact de simulation : une température électronique initiale aberrante de quelques centaines d'eV. Cette solution est peu satisfaisante : elle implique des températures contraires aux observables, tout en ne nous permettant pas de maîtriser les variations de la densité de courant. Or, notre démarche vise à reproduire par la simulation les densités de courant expérimentales et à montrer ainsi une source d'émittance crédible. Nous cherchons alors à faire cela en courbant les équipotentielles à la surface cathodique, générant ainsi une dispersion des vitesses radiales.

L'étude des images Cerenkov réalisées sur MI2 a montré un motif de faisceau hétérogène, semblable au motif de spots lumineux observés optiquement (lumière visible) à la surface du velours pendant l'émission électronique. Nous avons ainsi émis l'hypothèse que la surface émissive est constituée de spots de plasma, discrets et non-plans, causant une courbure naturelle des équipotentielles à la surface cathodique et conséquemment une dispersion des vitesses transverses des électrons. À travers les simulations LSP, nous avons alors montré qu'un spot émissif discret permet une émission électronique hétérogène avec un effet de bord important, source de dispersion des vitesses radiales et d'accroissement de l'émittance. Naturellement, un spot de plasma discret devrait être de forme globalement arrondie. Néanmoins, LSP étant un code PIC, les formes définies suivent nécessairement le maillage, générant des arrondis en marches d'escaliers dont la finesse dépend du maillage. La seule façon de modéliser un arrondi suffisant pour ne pas générer des artefacts de calcul (liés aux effets de pointe) est de définir un maillage extrêmement fin, mettant en jeu une puissance de calcul dont les machines sur lesquelles nous travaillons ne disposent pas. Par ailleurs, avec un maillage de  $0,004 \times 0,004$  cm<sup>2</sup>, limite de la machine de calcul, le gain en précision sur les caractéristiques du faisceau est anecdotique par rapport aux résultats d'un spot émissif rectangulaire, tandis que le temps de calcul explose. En effet, les trajectoires et les diffusions électroniques sont davantage liées à la modification globale du champ à la surface émissive qu'au profil de champ local sur la pointe de l'irrégularité : d'où des résultats similaires lorsqu'on fait des profils arrondis et des profils rectangulaires. Compte-tenu de la similarité des résultats, il est bien plus optimal d'un point de vue calcul de conserver des hétérogénéités rectangulaires.

La suite de ce travail a consisté à étudier l'influence des paramètres géométriques d'une surface émissive discontinue et non-plane sur la densité de courant et l'émittance d'un faisceau. L'objectif de cette étude était de comprendre les relations entre la surface cathodique et les caractéristiques du faisceau émis, afin de guider notre modélisation des surfaces expérimentales.

Nous avons dans un premier temps confirmé que la présence d'un trou dans la surface émissive résultait en une courbure du champ électrique et une émission discontinue. Il en découle une densité de courant hétérogène et une augmentation de la dispersion des vitesses radiales aux abords du creux (tout autant la partie verticale que la partie plane proche du creux). L'émittance dépendant directement de la dispersion des vitesses, une surface émissive non-plane permet ainsi, sans température électronique initiale, d'augmenter naturellement l'émittance du faisceau simulé. Nous avons ensuite étudié l'influence des paramètres de cette surface émissive discontinue : distance entre deux parties verticales, hauteur, différence de hauteur entre les parties verticales et position sur le rayon de la cathode ont ainsi été étudiées.

Nous avons commencé par montrer, en augmentant la largeur du creux, que le courant issu d'une surface émissive discontinue n'est pas proportionnel à la surface émissive. Pour une surface émissive de 61%, nous trouvons ainsi un courant valant encore 92% du courant d'une surface plane et continue. D'un point de vue applicatif, cela est une très bonne nouvelle. En effet, le transport de deux faisceaux dans un

accélérateur linéaire à induction est possible si le courant est le même. Nous voyons donc que même si la surface émissive évolue fortement entre les deux impulsions, nous pouvons transporter les deux faisceaux.

En revanche, l'émittance et la densité de courant sont impactées par l'évolution de la distance entre les deux parties verticales. Pour des distances supérieures à 2 mm, l'émittance augmente fortement et la densité de courant dégénère de manière non-linéaire. Pour des distances de l'ordre du millimètre ou moins, dans le cas de notre étude où il n'y a qu'un seul creux dans la surface cathodique, la densité de courant semble évoluer linéairement et l'émittance augmente, mais peu. Par ailleurs, nous avons vu que pour une profondeur de creux de 1 mm et une distance de 2 mm ou plus, le champ électrique entre deux parties verticales est suffisamment élevé pour qu'un nouveau spot émissif apparaisse. Aussi, nous avons réduit l'intervalle des distances à celles qui n'ont pas d'émission de fond, c'est-à-dire à  $[0,01;0,1]$  cm. Pour cette plage, les variations de la densité et de l'émittance sont relativement linéaires. Néanmoins, en présence de plusieurs creux, ces résultats sont peu applicables car le mélange des populations rend la lecture du profil de densité complexe.

Pour un creux de 0,1 cm, la hauteur des parties verticales a peu d'influence sur la densité de courant et l'émittance, car le champ électrique pénètre peu dans le creux. Quelle que soit sa profondeur, la part émissive des parties verticales reste donc constante. Il en résulte une densité de courant et une émittance constante lorsque les deux parties verticales du creux ont une hauteur identique. Néanmoins, dès que les parties verticales présentent des hauteurs variant de l'ordre de quelques dixièmes de millimètres, la densité de courant et l'émittance varient fortement. La différence de hauteur entre des points émissifs induit en effet une courbure globale du champ électrique et donc l'apparition d'un champ électrique radial important. Ce champ génère une forte émission électronique radiale. Les électrons ainsi émis interagissent avec le reste du faisceau, modifiant de manière globale la distribution et la densité de courant du faisceau. Même pour un unique creux, les variations de densité sont non-linéaires, ce qui implique de procéder par itérations successives pour retrouver, à partir de la densité, la position du creux et la différence de hauteur entre les parties verticales. Pour des densités de courant expérimentales, issues de surfaces cathodiques plus complexes (plusieurs spots et plusieurs creux), retrouver la position des creux et les différences de hauteur entre les spots passe donc nécessairement par des itérations successives.

Pour terminer l'étude paramétrique, nous avons montré que, pour des parties verticales de même hauteur, la position en  $r$  des hétérogénéités de la densité de courant est proportionnelle à la position du creux de la surface émissive. Nous avons également établi que les spots les plus proches de la limite de la cathode se situent entre 2 et 3 mm de cette limite. Cela permet d'envisager une modélisation « grosses mailles » des surfaces cathodiques expérimentales, en positionnant les creux à partir de l'analyse des densités expérimentales. Ces positions ainsi que la différence de hauteur entre les spots ont ensuite été affinées également par itérations successives.

Bien qu'ayant permis de mettre en lumière des paramètres primordiaux agissant sur la densité de courant et l'émittance d'un faisceau, cette étude paramétrique est non exhaustive. Les conclusions de cette étude paramétrique pourraient être affinées. L'étude sur la différence de hauteur entre les parties verticales  $\Delta h$  pourrait être conduite en définissant la partie droite comme ayant une hauteur fixe, plutôt que la partie gauche. Cela permettrait d'avoir un effet de bord constant. Nous pourrions également réaliser des simulations pour des positions longitudinales différentes (par exemple avec la partie plane des spots positionnée en  $z = -0,1$  cm,  $z = 0$  cm ou en débord) ou en modélisant plusieurs creux à des distances variables, afin d'étudier l'interaction des effets de bord de chaque creux. Il pourrait également être intéressant de simuler un spot unitaire plutôt qu'un creux et d'étudier l'influence de la variation de ses paramètres géométriques.

À travers cette étude, nous avons néanmoins identifié des paramètres d'une surface non-plane agissant fortement sur la densité de courant et l'émittance. Cela a permis de comprendre comment agir sur les paramètres géométriques d'une surface émissive discrète pour retrouver des densités de courant compatibles de nos données expérimentales.

La dernière étape de ce travail de thèse a donc été la modélisation 2D des faisceaux d'électrons de MI2. Une méthode de modélisation par itérations successives a été employée. Reproduire parfaitement par

simulation les courbes expérimentales n'étant pas possible, nous avons défini des critères de comparaison objectifs afin d'assurer une correspondance suffisante entre les courbes expérimentales et simulées.

Nous avons vu que notre méthode d'extraction de la densité de courant expérimentale doit être améliorée. En effet, l'extraction d'une « bande » de 10 pixels nous conduit à ne pas passer par les extremums lumineux de chaque spot, ce qui génère des courbes expérimentales dont les amplitudes ne sont pas exactement représentatives des contrastes réels de l'image Cerenkov. Cela participe pour partie aux écarts de variations entre les courbes simulées et expérimentales. Il faudrait mettre en place une méthode de traitement des images Cerenkov permettant de tenir compte des amplitudes maximales réelles.

Malgré les imperfections de la modélisations 2D, les modèles du premier faisceau ont montré que, même pour une surface émissive discrète, la source principale de l'émission est le bord du faisceau. La modélisation de spots émissifs discrets permet de retrouver des oscillations de la densité de courant compatibles des données expérimentales. Mais, contrairement à ce que nous avons sous-entendu initialement, ces oscillations au centre du faisceau ne sont quasiment pas porteuses d'émission. Ce résultat, surprenant, indique que l'émission d'un faisceau émis par une cathode froide de velours ne serait, à l'émission, pas répartie sur tout le faisceau mais seulement sur le bord. Un tel phénomène pourrait, en interceptant le bord du faisceau, grandement améliorer l'émission des faisceaux produits. Il faut donc vérifier la validité de notre modèle, en confrontant nos simulations à des résultats expérimentaux. Une difficulté réside dans la mise en œuvre de ces expérimentations : il faut à la fois mettre en place un système permettant de ne prélever que le centre du faisceau et trouver une méthode de mesure de l'émission, qui soit réalisable sur MI2 et ne perturbant pas elle-même l'émission du faisceau. Le pepper-pot est sans doute la solution la plus simple, mais il présente le désavantage de perturber la mesure en augmentant artificiellement l'émission. En cas de mesure concluant à un centre porteur d'émission, il serait donc difficile de discriminer si celle-ci vient bien du faisceau ou a été générée par le passage du faisceau à travers le masque. Une réflexion est donc encore en cours sur ce point.

De ces expérimentations pourront alors découler deux conclusions :

- soit la mesure confirme une émission de centre très faible et nous pourrions valider notre modèle,
- soit la mesure démontre que le centre est émissif et, à condition d'avoir écarté la possibilité d'une mesure faussée par le dispositif de mesure en lui-même, nous en concluons que notre modèle est insuffisant et néglige des phénomènes pourtant sources d'émission. Dans ce cas de figure, nous supposons qu'il s'agit de phénomènes microscopiques, que nous ne pouvons pas simuler à l'échelle de la diode de MI2. Il se peut en effet que des phénomènes sources de dispersion radiale importante, aient lieu à l'échelle d'une fibre de velours ou d'un paquet de fibres. Avec un diamètre aux alentours de  $20 \mu\text{m}$  pour les plus grandes d'entre elles, les fibres ont des dimensions bien en-deçà du maillage minimum envisageable. Pour étudier des phénomènes à cette échelle, il faudrait conduire des études numériques (avec LSP par exemple) sur seulement quelques millimètres et en ne modélisant qu'une ou quelques fibres. Cela pourrait éventuellement mettre en évidence des comportements électroniques microscopiques générant une dispersion radiale importante.

Notons que si le bord se révèle émissif à cause de phénomènes microscopiques, pour des simulations à l'échelle d'une diode de type MI2 ou AIRIX, il ne sera pas possible de modéliser ces phénomènes. Dans ce cadre, une solution combinant des surfaces émissives non-planes, telles que développées dans cette thèse, et l'artefact de simulation consistant à augmenter artificiellement la température initiale (pour augmenter le désordre électronique) pourraient être une solution adaptée.

Pour le second faisceau, la simulation nous a permis de constater que le bord est toujours la source principale d'émission. L'avancée de la surface émissive d'environ 1 mm entre les deux impulsions augmente l'effet de bord : il en découle un doublement de l'émission native du faisceau. Si ce phénomène est la cause principale de l'émission du second faisceau, pour retrouver des variations de densités similaires aux données expérimentales, nous avons dû modéliser des surfaces émissives très hétérogènes, avec de fortes variations de hauteur au centre comme sur les bords. Cela génère des effets de bord

importants au centre de la cathode et se traduit, dans l'espace des phases, par une distorsion de toute la distribution. Cela implique donc nécessairement une émittance native perturbée au centre du faisceau. Nous en concluons que la planéité de la surface émissive se dégrade entre les deux impulsions. Même en améliorant le bord, le second faisceau, en raison de l'émittance du centre, resterait plus émittant que le premier. En effet, si nous ne regardons que les centres, l'émittance est deux fois plus élevée pour le second faisceau.

À ce jour, il nous est difficile de conclure sur les mécanismes à l'œuvre dans la dégradation de la planéité de la surface émissive. Les poils du velours ne pouvant s'être déplacés, l'avancée du plasma cathodique joue nécessairement un rôle dans l'évolution de la surface. Lors de la première impulsion, le plasma est maintenu quasiment plan par la géométrie de la diode, qui implique des équipotentielles planes au centre. Entre les deux impulsions, le plasma n'est plus maintenu et se détend. Si les densités de plasma générées à la première impulsion sont très hétérogènes, alors la détente est sûrement inégale. Lorsque l'on applique la seconde impulsion, la surface émissive n'est plus vierge et les densités variables du plasma de la première impulsion génère une situation non homogène à la surface cathodique. Les équipotentielles ne peuvent donc pas se maintenir à plat, comme nous l'avons montré par nos simulations. Par conséquent, le champ radial est bien plus important, augmentant la dispersion des vitesses radiales. Comme évoqué précédemment, à l'échelle de la diode de MI2, il est difficilement envisageable de modéliser un plasma complexe, de densité inhomogène, se formant au niveau des touffes du velours et donc d'étudier son évolution temporelle.

Les images Cerenkov permettent une visualisation directe de la dégradation de la surface émissive : plus les images deviennent hétérogènes, plus la surface cathodique s'est dégradée. Des expérimentations sur MI2, menées à plus faible densité de courant, ont montré des images de second faisceau moins chahutées. En étudiant les images Cerenkov, nous pouvons donc trouver des points de fonctionnement où la planéité de la surface émissive se dégrade peu. Si nous obtenons deux images similaires, nous saurons dire que les conditions d'émission à la cathode étaient proches et par conséquent, que l'émittance est quasiment la même pour les deux faisceaux. De ce point de vue, l'imagerie Cerenkov est un bon capteur, car elle permet de constater directement la qualité de l'émission cathodique.

Une amélioration du second faisceau est donc envisageable en travaillant à plus faible densité de courant (en augmentant le diamètre de la cathode par exemple). Notons que cela pourrait engendrer des difficultés au niveau de l'injection du faisceau, car celui-ci sera plus gros.

En résumé,

i) nous avons émis l'hypothèse que les oscillations des densités de courant expérimentales étaient le résultat d'hétérogénéités de la surface cathodique et que ces dernières étaient sources d'émittance. Nous avons donc reproduit, par la simulation, les densités de courant des deux faisceaux de MI2,

ii) pour le premier faisceau, nous avons trouvé un centre très peu émittant : soit l'émittance vient exclusivement du bord, soit nos modèles négligent encore certains phénomènes. Cette faible émittance du centre s'explique par des variations de hauteur de la surface émissive très faibles, c'est-à-dire que la surface est maintenue quasiment plane par les équipotentielles,

iii) pour le second faisceau, l'émittance au bord comme au centre a doublé et les variations de hauteur de la surface émissive sont 5 fois plus importantes : la présence de plasma dense (le long des touffes de velours ou au-dessus) exacerbe les différences de hauteur, générant un champ inhomogène et donc de l'émittance,

iv) des études expérimentales sont nécessaires pour approfondir les résultats de cette thèse. Sur MI2, des mesures de l'émittance du centre des faisceaux permettront de vérifier la quasi absence d'émittance du premier et le doublement de l'émittance du second. Des expérimentations avec des densités de courant moins élevées permettront d'étudier l'évolution de la surface émissive en fonction de la densité. Finalement, puisque nous savons générer de l'émittance au centre et sur le bord, nous pourrions calculer et produire pour EPURE, un faisceau deux fois plus émittant. Avec cela, nous aurions l'opportunité de tester le transport et la focalisation d'un tel faisceau et de constater les conséquences d'un doublement de



l'émittance sur les caractéristiques des rayons X générés. Ces études permettraient d'identifier différentes voies pour la mise en place éventuelle d'un axe radiographique multi-impulsions sur EPURE,

v) l'imagerie Cerenkov ne permet pas une mesure directe de l'émittance. Pour la retrouver, une modélisation de la surface cathodique sous LSP est nécessaire. En revanche, du point de vue de l'émission cathodique, l'imagerie Cerenkov est un outil très satisfaisant, car il permet de visualiser directement l'évolution de la surface émissive et ainsi de constater sa qualité. Grâce à cela, nous pouvons répondre à l'objectif principal de cette thèse, à savoir caractériser la variation de l'émittance native en régime multi-impulsions.

## Conversion des fichiers de particules LSP

Les travaux menés pendant cette thèse nous ont conduit à développer un script Python, permettant de convertir les fichiers de particules générés par LSP (format p4) en des fichiers ASCII lisibles par l'utilisateur. Le programme ainsi réalisé est fourni dans cette annexe.

```
import os
import glob
import xdrlib

# =====
# Recherche des fichiers part*.p4 dans le repertoire courant
# =====
trouve_fichiers = []
cur_dir = os.getcwd()
trouve_fichiers = glob.glob('part*.p4')

if not trouve_fichiers:
    print("Aucun fichier partXXX.p4 trouve")
else :
    # =====
    # Affichage des fichiers trouves + selection du fichier a
    # convertir
    # =====
    print("Fichiers partXXX.p4 trouves :\n")
    for i in range(len(trouve_fichiers)):
        print(trouve_fichiers[i])

    fichier = input("Entrez le nom du fichier a convertir : ")

    # =====
    # Ouverture du fichier LSP (p4)
    # =====
    f= open(fichier+'.p4','rb')

    # =====
```

```

# Decompression des donnees , encodees au format XDR
# =====
A=f.read()
U=xdrllib.Unpacker(A)
f.close()

# =====
# Creation du fichier texte (dat)
# =====
nom_dat = fichier+'.dat'
sortie = open(nom_dat,"w+")

# =====
# Lecture & stockage des donnees du header (cf. code source LSP)
# =====
dump_type = U.unpack_int()
dump_version = U.unpack_int()

nb_car = U.unpack_int()
nb_car = U.unpack_int()

titre = U.unpack_fstring(nb_car)

caractere_NUL = U.unpack_fstring(6)

revision_tag = U.unpack_fstring(10)

stamp_tps = U.unpack_float()

geom_flag = U.unpack_int()

if geom_flag == 0:
    coordonnees = 'x y z'
    legende = '#Num_espece Q x y z vx vy vz'
elif geom_flag == 1:
    coordonnees = 'r th z'
    legende = '#Num_espece Q r th z vr vth vz'
elif geom_flag == 2:
    coordonnees = 'r th phi'
    legende = '#Num_espece Q r th phi vr vth vphi'
else:
    coordonnees = 'error'
    legende = 'error'

symetrie_X = U.unpack_int()
symetrie_Y = U.unpack_int()
symetrie_Z = U.unpack_int()

nombre_species = U.unpack_int()
nombre_particules = U.unpack_int()
nombre_qte = U.unpack_int()

```

```

unite = []
for j in range(nombre_qte):
    nb_car = U.unpack_int()
    nb_car = U.unpack_int()
    unite.append(U.unpack_fstring(nb_car))

# =====
# Ecriture du header
# =====
sortie.write("#" + titre.decode() + " - " + revision_tag.decode()
            + "\n")
sortie.write('#Time:\n' + str(stamp_tps) + '\n')
sortie.write('#Geometry:\n' + str(geom_flag) + " - " +
            coordonnees + '\n')
sortie.write('#Total number of particles:\n' + str(
            nombre_particules) + "\n")
sortie.write('#Parameters:\n' + str(nombre_qte) + "\n")
sortie.write(legende + '\n')
sortie.write('#[ ] ')
for j in range(nombre_qte-1):
    sortie.write('[ ' + unite[j].decode() + ' ] ')
sortie.write('[ ' + unite[nombre_qte-1].decode() + ' ]\n')

# =====
# Lecture et ecriture des donnees (cf. code source LSP)
# =====
condition = 1
while(condition):
    try:
        for i in range(nombre_qte):
            if i ==0:
                valeur = U.unpack_int()
                sortie.write(str(valeur) + ' ')
            elif i != 0:
                valeur = U.unpack_float()
                valeur_corrigee = "{0:6.4e}".format(valeur)
                sortie.write(str(valeur_corrigee) + ' ')
            valeur = U.unpack_float()
            valeur_corrigee = "{0:6.4e}".format(valeur)
            sortie.write(str(valeur_corrigee) + '\n')
        except :
            condition = 0

# =====
# Fermeture du fichier texte
# =====
print("Fin conversion", nom_dat)
sortie.close()

```



## Génération d'un fichier de densité de courant simulée

Les travaux menés pendant cette thèse reposent sur la confrontation entre les densités de courant expérimentales et simulées. Afin de calculer la densité de courant en tout point de l'espace anode-cathode, nous avons donc développé un script Python. Celui-ci lit le fichier de particules généré par le script présenté dans l'Annexe A, récupère les données de l'ensemble des macro-particules à une position  $z$  indiquée par l'utilisateur et génère en sortie un fichier CSV contenant la densité de courant en fonction du rayon. Le programme ainsi réalisé est fourni dans cette annexe.

```
from math import *
import sys
from scipy.ndimage import gaussian_filter1d
import csv
import os
import glob
import numpy as np

# Constante vitesse de la lumiere
c = 3.00e8

# =====
# Recherche des fichiers part*.dat dans le repertoire courant
# =====
cur_dir = os.getcwd()
trouve_fichiers = glob.glob('part*.dat')

if not trouve_fichiers:
    print("Aucun fichier partXXX.dat trouve")
else :
    # =====
    # Affichage des fichiers trouves + selection du fichier a
    # convertir
    # =====
    print("Fichiers partXXX.dat trouves :\n")
    for i in range(len(trouve_fichiers)):
        print(trouve_fichiers[i])
```

```

fichier = input("Entrez le nom du fichier a traiter : ")
nom_dat = fichier + '.dat'

# =====
# Chargement du fichier selectionne (sans le header)
# =====
fichier = np.loadtxt(nom_dat, skiprows=11, unpack=True)

# =====
# Intervalles d'extraction des particules en fonction du calcul (
#   a la cathode ou a l'anode)
# =====
extract_K = round(-0.2,1)
extract_A = round(3.5,1)
# =====
# Epaisseur de l'intervalle en z sur lequel les particules sont
#   extraites
# =====
epaisseur = 1e-3

# =====
# Choix par l'utilisateur : calcul de la densite a la cathode ou
#   a l'anode
# Si calcul de la densite a l'anode : possibilite de prendre en
#   compte l'espace de glissement pour calculer j a la cible
#   Cerenkov
# =====
quel_j = input("Calcul j_K ou j_A ?")
if quel_j == 'j_K':
    z_extraction = [extract_K, extract_K + 0.1]
elif quel_j == 'j_A':
    z_extraction = [extract_A - 0.1, extract_A]
    gliss = input("Prise en compte espace de glissement (O/N) ? "
    )
else :
    print("Erreur")
    sys.exit()

# =====
# Valeur maximum du rayon sur lequel la densite va etre calculee
# =====
r_max = float(input("Valeur r_max : "))

# =====
# Extraction du fichier part*.dat des particules dans l'
#   intervalle z
# =====
r = []
z = []
charge = []
vz = []

```

```

produit_qv = []
for i in range(len(fichier[0])):
    if fichier[4][i] > z_extraction[0] and fichier[4][i] <
        z_extraction[1] :
        # =====
        # Si calcul de la densite de courant a la cible Cerenkov:
        #   calcul des nouvelles positions r des particules (
        #   espace de glissement)
        # =====
        z.append(fichier[4][i])
        if quel_j == 'j_K' or gliss == 'N':
            r.append(fichier[2][i])
        elif gliss == 'O':
            r.append(fichier[2][i] + fichier[5][i]/fichier[7][i])
        # =====
        # Conversion de la valeur de la charge en Coulomb
        # (par default LSP est en micro Coulomb)
        # =====
        charge.append((-1) * fichier[1][i]*10**(-6))
        # =====
        # Conversion de la vitesse en m/s
        # (sous LSP les vitesses sont en beta-gamma)
        # =====
        vz.append(c*(1 + 1/fichier[7][i]**2)**(-1/2))

# =====
# Dans le fichier part*.dat, les particules ne sont pas ordonnees
#   selon les r croissants
# Pour calculer <j> par dr, il faut d'abord ordonner les
#   particules
# =====
# Conversion des tableaux en array
r_array = np.array(r)
charge_array = np.array(charge)
vz_array = np.array(vz)

# Retourne les indices qui trieraient les r dans l'ordre
#   croissant
inds = r_array.argsort()

# Tri des elements des tableaux selon les indices des r
#   croissants puis reconversion en listes
charge_array = charge_array[inds]
q_sorted = charge_array.tolist()

vz_array = vz_array[inds]
vz_sorted = vz_array.tolist()

# Tri les r dans l'ordre croissant
r_sorted = sorted(r)

```



```

# =====
# Calcul de <j> par dr
# =====
pas_dr = 0.01
r_calc = 0
dr = []
qv_par_dr = []
produit_qv = []

for i in range(len(r_sorted)):
    if r_sorted[i] <= (r_calc + pas_dr) :
        produit_qv.append(q_sorted[i]*vz_sorted[i])
    else :
        if not produit_qv:
            qv_par_dr.append(0)
        else :
            I = sum(produit_qv)/epaisseur
            j = I / (pi*(r_calc + pas_dr)**2 - pi*r_calc**2)
            qv_par_dr.append(j)
        produit_qv = []
        dr.append(round(r_calc + pas_dr,2))
        r_calc = round(r_calc + pas_dr,2)
while r_calc + pas_dr <= round(r_max,2) :
    qv_par_dr.append(0)
    dr.append(round(r_calc + pas_dr,2))
    r_calc = round(r_calc + pas_dr,2)

# =====
# Application du filtre gaussien
# =====
j = gaussian_filter1d(qv_par_dr, 3)

# =====
# Ecriture des donnees dans un fichier csv du repertoire courant
# =====
dirname, basename = os.path.split(cur_dir)

rows = zip(dr, j)
nom = basename + '_' + quel_j
f = open('{}.csv'.format(nom), 'w', newline='')
writer = csv.writer(f)
for row in rows:
    writer.writerow(row)
f.close()

```

## Calcul de l'émittance d'un faisceau simulé

Les émittances présentées dans cette thèse ont été obtenues par le calcul, d'après la formule normalisée de Lapostolle. Pour calculer l'émittance associée à chaque simulation, nous avons développé un script Python. Celui-ci lit le fichier de particules généré par le script présenté dans l'Annexe A, récupère, pour une position  $z$  donnée, les positions et les vitesses de l'ensemble des macro-particules et affiche en sortie l'émittance du faisceau (à la position  $z$  indiquée). Nous avons rentré par défaut deux valeurs  $z$  possibles, afin de pouvoir calculer l'émittance au-dessus de la cathode ou en sortie de la diode. Le programme ainsi réalisé est fourni dans cette annexe.

```
from math import *
import os
import glob
import numpy as np

# Constante charge d'un electron
e = 1.60E-19

# =====
# Recherche des fichiers part*.dat dans le repertoire courant
# =====
cur_dir = os.getcwd()
trouve_fichiers = glob.glob('part*.dat')

if not trouve_fichiers:
    print("Aucun fichier partXXX.dat trouve")
else :
    # =====
    # Affichage des fichiers trouves + selection du fichier a
    # convertir
    # =====
    print("Fichiers partXXX.dat trouves :\n")
    for i in range(len(trouve_fichiers)):
        print(trouve_fichiers[i])

    fichier = input("Entrez le nom du fichier a traiter : ")
    nom_dat = fichier + '.dat'
```

```

# =====
# Chargement du fichier selectionne (sans le header)
# =====
fichier = np.loadtxt(nom_dat, skiprows=11, unpack=True)

# =====
# Definition de la position z a laquelle on calcule l'emittance (
# cathode ou anode)
# =====
retrait = round(0.2,1)
d_AK = round(3.5,1)

quel_e = input("Calcul de l'emittance a la cathode (K) ou a l'
anode (A) ?\n")
if quel_e == 'K':
    valeur_z = round(retrait + 0.01,2)
elif quel_e == 'A':
    valeur_z = round(d_AK - 0.01,2)

# =====
# Initialisation des listes qui vont contenir le nombre de
# particules, les donnees r, vr, beta-gamma
# =====
nb_part = []
r_file = []
r_prime_file = []
beta_z_gamma_file = []

for i in range(len(fichier[0])):
    # =====
    # Lecture du fichier part*.dat et stockage dans les listes
    # des donnees a la position z indiquee
    # =====
    if abs(fichier[4][i]/valeur_z - 1) < 1e-2 :
        # Calcul du nombre de particules represente par une macro
        # -particule : n = q/e
        nb_part.append(fichier[1][i]*10**(-6)/e)
        # Conversion des positions r en mm
        r_file.append(fichier[2][i]*10)
        r_prime_file.append(fichier[5][i]/fichier[7][i])
        beta_z_gamma_file.append(fichier[7][i])

# =====
# Initialisation des listes qui vont contenir r^2, vr^2 et r*vr
# =====
produit_n_r_carre = []
produit_n_vr_carre = []
produit_n_r_vr = []

# =====

```

```

# Calcul de <r^2>, <vr^2> et <r*vr>^2
# =====
for i in range(len(r_file)):
    produit_n_r_carre.append(nb_part[i]*r_file[i]**2)
    produit_n_vr_carre.append(nb_part[i]*r_prime_file[i]**2)
    produit_n_r_vr.append(nb_part[i]*r_file[i]*r_prime_file[i])

moy_r_carre = sum(produit_n_r_carre)/sum(nb_part)
moy_vr_carre = sum(produit_n_vr_carre)/sum(nb_part)
moy_r_vr = sum(produit_n_r_vr)/sum(nb_part)

# =====
# Calcul de beta-gamma
# =====
moy_beta_z_gamma = np.mean(beta_z_gamma_file) #beta-gamma

# =====
# Calcul et affichage de l'emittance
# =====
epsilon = 2 * moy_beta_z_gamma * sqrt(moy_r_carre * moy_vr_carre
    - moy_r_vr**2) * 10**3 / pi

print("Emittance = %.1f " %epsilon , "pi.mm.mrad")

```



# Table des figures

1.1	Production de photon X par rayonnement de freinage . . . . .	6
1.2	Représentation schématique de l'impact du flou de source ( $F_s$ ) et du flou de détecteur ou flou de bougé ( $F_d$ ) sur la mesure radiographique de l'objet. . . . .	8
1.3	Schéma de principe de FXR . . . . .	9
1.4	Schéma de principe d'AIRIX . . . . .	11
1.5	Schéma de principe de DARHT-II . . . . .	12
2.1	Potentiel électrique inter-électrodes en fonction de $J$ . . . . .	16
2.2	Propagation et focalisation d'un faisceau laminaire . . . . .	18
2.3	Illustration de la conservation du volume dans l'espace des phases . . . . .	18
2.4	Représentation d'un faisceau laminaire dans le repère $(x, x')$ . . . . .	20
2.5	Propagation et focalisation d'un faisceau réel (non laminaire) . . . . .	20
2.6	Représentation d'un faisceau réel dans le repère $(x, x')$ . . . . .	20
2.7	Masque pepper-pot . . . . .	22
2.8	Impact du mini-faisceau issu du trou de coordonnées $(x_i, y_j)$ sur le détecteur . . . . .	23
2.9	Calcul de la distribution $(x, x')$ à partir de l'image expérimentale . . . . .	23
2.10	Image du faisceau dans l'espace des traces $(x, x')$ à partir de la mesure du pepper-pot . . . . .	24
2.11	Mesure d'émittance par la méthode des 3 gradients . . . . .	25
2.12	Fronts d'ondes pour $v < v_l$ et $v > v_l$ . . . . .	26
2.13	Cône d'émission Cerenkov et vecteurs des champs électrique ( $E$ ) et magnétique ( $H$ ) . . . . .	27
2.14	Émission par effet de champ . . . . .	29
2.15	Baisse du travail de sortie par effet Schottky . . . . .	29
2.16	Principe de la photoémission . . . . .	30
2.17	Phénomène d'émission explosive . . . . .	30
2.18	Point triple métal-diélectrique-vide . . . . .	31
2.19	Point triple (petit cercle) et point quadruple (grand cercle) . . . . .	32
2.20	Émission secondaire en avalanche selon Boersch et al. . . . .	33
2.21	Processus d'ionisation des molécules de gaz désorbées de la surface de l'isolant . . . . .	33
2.22	Relation entre le délai d'apparition du claquage de surface et le champ électrique appliqué (diélectrique PMMA, $d = 6,4$ mm) . . . . .	34
2.23	Processus d'émission électronique du velours selon R.B. Miller . . . . .	37
2.24	Émission électronique d'une fibre de carbone . . . . .	37
2.25	Reproductibilité du profil de la cathode - 4 images de cathode, exposition 10 ns, délai de déclenchement 170 ns . . . . .	38
2.26	Imagerie optique avec un velours collé à l'epoxy chargée d'argent (a) délai $\tau_d = 30$ ns, (b) $\tau_d = 250$ ns, (c) $\tau_d = 400$ ns . . . . .	39
2.27	Imagerie optique d'une cathode de velours avec motifs d'émission spécifiques (a) grille de fils enfouis aux racines des fibres (b) aiguilles métalliques (c) masque en métal perforé . . . . .	39

2.28	(a) Imagerie optique de la cathode de velours pour différents niveaux de tension, exposition 10 ns à mi-impulsion (b) Intensité lumineuse sur la cathode en fonction de la tension et du courant . . . . .	39
2.29	Variation du rapport entre le courant du second faisceau $I_2$ et celui du premier $I_1$ en fonction du délai inter-impulsions $\Delta t$ . . . . .	42
2.30	Schéma de l'espace anode-cathode pour une cathode (a) affleurante (b) en retrait . . . . .	42
2.31	Simulation d'un faisceau généré par une cathode de velours en fonction de la position du velours . . . . .	43
2.32	Profil spatial du faisceau d'électrons à la cathode pour différentes valeurs de retrait . . . . .	43
2.33	Courant en fonction du retrait du velours . . . . .	43
2.34	Effet de bord et $\Delta R$ en fonction du champ électrique dans la diode pour un retrait $r = 0,5$ mm	44
3.1	Synoptique du Mini-Injecteur à Induction (MI2) . . . . .	48
3.2	Synoptique du générateur double impulsion . . . . .	48
3.3	Principe de fonctionnement de l'IVA . . . . .	50
3.4	MI2 : ensemble IVA + diode . . . . .	51
3.5	Cycle d'hystérésis d'un noyau magnétique d'une cellule de l'IVA . . . . .	52
3.6	Schéma d'une cellule magnétique & définition de ses dimensions caractéristiques . . . . .	52
3.7	Synoptique du système de pré-magnétisation des cellules de l'IVA . . . . .	53
3.8	Schéma électrique du filtre additionnel, $R1 = R2 = 17 \Omega$ , $C1 = C2 = 5 \mu F$ , $RV1 = RV2 = RV3 = 1000 V$ . . . . .	54
3.9	MI2 : ensemble IVA + diode . . . . .	55
3.10	$V_{AK}$ en fonction de la position $z$ d'après la loi de Child-Langmuir et les équations relativistes	57
3.11	Vue schématique et schéma électrique d'un diviseur capacitif . . . . .	57
3.12	Vue schématique d'une mesure de courant par sonde de Rogowski . . . . .	59
3.13	Schéma électrique équivalent d'une sonde de Rogowski . . . . .	59
3.14	Mesures de courant des deux faisceaux de MI2 . . . . .	61
3.15	Chemin optique de la diode jusqu'à la caméra . . . . .	61
3.16	Principe d'extraction de la courbe de densité de courant d'un faisceau à partir d'une image Cerenkov . . . . .	62
3.17	Images Cerenkov et densité de courant associées des faisceaux de MI2 . . . . .	63
3.18	Logigramme pour le calcul de l'émittance d'un faisceau par comparaison des données expérimentales et simulées . . . . .	64
3.19	Méthode particule à particule vs méthode PIC . . . . .	66
3.20	Schéma de résolution de la dynamique de macro-particules par la méthode PIC . . . . .	66
3.21	Schéma de principe d'un espace de simulation "Particle-in-Cell" . . . . .	67
3.22	Modèle LSP de la diode de Mi2 . . . . .	68
3.23	Géométrie LSP en fonction de l'ordre des objets . . . . .	70
3.24	Impulsion de tension LSP . . . . .	72
3.25	Position des diagnostics de courant et d'émittance dans l'espace anode-cathode . . . . .	73
3.26	Comparaison pic central expérimental et théorique pour différents coefficients de filtrage $\sigma$	76
3.27	Densité de courant expérimentale pour différents coefficients de filtrage $\sigma$ . . . . .	77
4.1	Imagerie X d'un faisceau d'électrons (section transversale) à (a) 70 ns et (b) 250 ns après le début de l'impulsion ( $V_{AK} = 200kV$ , $d_{AK} = 40mm$ ) [5] . . . . .	80
4.2	Impulsion de courant dans l'injecteur de FXR et images de la cathode associées . . . . .	81
4.3	Faisceau d'AIRIX et son profil associé . . . . .	81
4.4	Simulation d'une surface cathodique plane et continue . . . . .	82
4.5	Comparaison entre la densité de courant expérimentale et la densité de courant simulée, générée par une surface homogène et une température électronique initiale de 0 eV . . . . .	83
4.6	Densité de courant simulée à la cathode, pour une surface émissive plane et continue et une température électronique initiale de 0 eV . . . . .	83

4.7	Carte de champs et espace des phases à la cathode pour un faisceau émis par une surface plane et continue . . . . .	84
4.8	Représentation dans l'espace des phases d'un faisceau issu d'une surface émissive plane, continue et homogène . . . . .	85
4.9	Mesure expérimentale de l'émittance d'un faisceau en sortie d'injecteur . . . . .	85
4.10	Distribution Maxwell-Boltzmann des vitesses des particules pour différentes températures . . . . .	87
4.11	Distribution des vitesses radiales sous LSP . . . . .	87
4.12	Comparaison des distributions des vitesses de Maxwell-Boltzmann et de LSP pour différentes températures . . . . .	88
4.13	Densité de courant à la cible Cerenkov pour différentes températures électroniques initiales . . . . .	89
4.14	Espace des phases à la sortie de la diode pour différentes températures électroniques initiales . . . . .	90
4.15	Densité de courant en fonction du rayon pour des températures électroniques initiales de 10 à 1000 eV . . . . .	91
4.16	Émittance de faisceau en fonction de la température électronique initiale . . . . .	92
4.17	Espace des phases à la sortie de la diode pour des températures électroniques initiales de 100, 500 et 1000 eV . . . . .	92
4.18	Ligne équipotentielle courbée à la surface de la cathode . . . . .	94
4.19	Photographie de la cathode d'AIRIX pendant l'émission électronique . . . . .	94
4.20	Image Cerenkov du premier faisceau de MI2 . . . . .	95
4.21	Cas d'une source de plasma hémisphérique (a) Lignes équipotentielles (b) Trajectoires des électrons . . . . .	95
4.22	Images Cerenkov et densité de courant associées du premier faisceau de MI2 . . . . .	96
4.23	Images Cerenkov et densité de courant associées du second faisceau de MI2 . . . . .	97
4.24	Schéma de principe de l'émission électronique d'une cathode de velours en régime multi-impulsions . . . . .	98
4.25	Aire d'émission minimum pour assurer l'émission électronique du bord . . . . .	99
4.26	Émission électronique d'un spot discret en fonction du maillage . . . . .	99
4.27	Caractérisation de l'émission électronique d'un spot discret en fonction du maillage . . . . .	100
4.28	Différentes géométries de spot testées . . . . .	102
4.29	Comparaison d'un faisceau émis par un spot rectangulaire et des spots arrondis . . . . .	103
4.30	Densité de courant en fonction du rayon à la cible Cerenkov pour trois formes de spots émissifs . . . . .	104
4.31	Zoom sur l'émission électronique des spots arrondis . . . . .	104
4.32	Comparaison de l'espace des phases pour un spot rectangulaire et un spot arrondi . . . . .	105
4.33	Vue agrandie des spots émissifs . . . . .	106
4.34	Spot rectangulaire : distinction de l'émission du centre (en bleu) et de l'émission du bord (en rouge) . . . . .	107
4.35	Espace des phases à la cible Cerenkov . . . . .	108
5.1	Émission électronique d'une surface présentant un creux . . . . .	112
5.2	Vue de (a) l'émission électronique et (b) le champ électrique au niveau du creux . . . . .	113
5.3	Comparaison de la densité de courant d'un faisceau issu d'une surface homogène et d'un faisceau issu d'une surface présentant un creux . . . . .	114
5.4	Comparaison de la densité de courant expérimentale et d'une surface présentant un creux (à la cible Cerenkov) . . . . .	115
5.5	Décomposition par espèces de la densité de courant à la cible Cerenkov pour une surface émissive présentant un creux . . . . .	115
5.6	Surface émissive avec un creux, parties verticales non émissives . . . . .	116
5.7	Comparaison des densités de courant pour une émission avec et sans parties verticales émissives . . . . .	117
5.8	Comparaison des espaces de phases pour une surface émissive présentant un creux et une surface émissive continue . . . . .	118



5.9	Surface émissive . . . . .	120
5.10	Faisceau d'électrons simulé pour différentes largeurs de creux . . . . .	121
5.11	Zoom sur les spots émissifs : faisceau d'électrons simulé pour différentes largeurs de creux	121
5.12	Courant transporté par le faisceau en fonction de la largeur $l_{creux}$ . . . . .	122
5.13	Densité de courant en fonction du rayon, à la cathode . . . . .	123
5.14	Champs électriques à la surface de la cathode pour $l_{creux} = 0,02$ cm et $l_{creux} = 0,9$ cm . .	124
5.15	Densité de courant à la cible Cerenkov pour différentes largeurs de creux . . . . .	125
5.16	Mesure des caractéristiques de la densité de courant en fonction de la largeur du creux . .	126
5.17	Différence d'émittance avec un faisceau homogène en fonction de la largeur . . . . .	127
5.18	Représentation du faisceau dans l'espace des phases pour différentes valeurs de $l_{creux}$ . .	127
5.19	Faisceau d'électrons simulé pour différentes hauteur de spots émissifs . . . . .	129
5.20	Densité de courant en fonction du rayon pour différentes hauteurs de spots $h$ . . . . .	129
5.21	Émittance du faisceau simulé en fonction de la hauteur des spots émissifs . . . . .	130
5.22	Exemple de surface émissive modélisée avec une hauteur de bord variable, $\Delta h = -0,02$ cm	131
5.23	Densités de courant par espèces pour différentes valeurs de $\Delta h$ . . . . .	132
5.24	Espaces de phases à la cathode et à la cible Cerenkov pour $\Delta h = 0,05$ cm . . . . .	133
5.25	Comparaison des espaces de phases pour $\Delta h = -0,05$ cm , $\Delta h = 0,02$ cm et $\Delta h = 0,05$ cm	134
5.26	Émittance en fonction de la différence de hauteur entre deux bords $\Delta h$ . . . . .	135
5.27	Les différentes « composantes » de l'espace des phases d'un faisceau homogène . . . . .	136
5.28	Émission des électrons en fonction de $\Delta h$ . . . . .	136
5.29	Surface émissive à la cathode et courbe de densité de courant à la cible Cerenkov associée pour différentes positions $r$ . . . . .	138
5.30	Position $r$ du creux sur la courbe de densité de courant en fonction de la position $r$ du creux à la cathode . . . . .	139
5.31	Faisceaux simulés pour des bords de spot en différentes positions $r$ . . . . .	139
5.32	Densité de courant en fonction du rayon : variation paramétrique et comparaison à une courbe expérimentale . . . . .	140
6.1	(a) Décomposition des courbes en trois parties : le centre, le plateau et le fond (b) Surface cathodique associée . . . . .	144
6.2	Exemple d'une surface cathodique pour la modélisation du premier faisceau . . . . .	147
6.3	Exemple d'une surface cathodique pour la modélisation du second faisceau . . . . .	147
6.4	Faisceau 11_23_11 : différentes zones d'extraction et densités de courant associées . . . .	148
6.5	Faisceau 12_04_04 : différentes zones d'extraction et densités de courant associées . . . .	149
6.6	Images Cerenkov et densité de courant expérimentales du premier faisceau . . . . .	150
6.7	Densités de courant, surfaces cathodiques et espaces des phases des modèles du premier faisceau . . . . .	151
6.8	Cas 1 : vue agrandie de la surface émissive . . . . .	152
6.9	Cas 2 : vue agrandie de la surface émissive . . . . .	153
6.10	Cas 3 : vue agrandie de la surface émissive . . . . .	154
6.11	Cas 4 : vue agrandie de la surface émissive . . . . .	155
6.12	Modélisation d'un spot 2D (à gauche) vs modélisation d'un spot 3D (à droite) . . . . .	156
6.13	Spots 2D représentatifs des spots réels . . . . .	157
6.14	Spots 2D non représentatifs des spots réels . . . . .	157
6.15	Faisceau 15_44_57 : différentes zones d'extraction et densités de courant associées . . . .	158
6.16	Images Cerenkov et densité de courant expérimentales du second faisceau . . . . .	159
6.17	Densités de courant, surfaces cathodiques et espaces des phases des modèles du second faisceau . . . . .	161
6.18	Cas 1 : vue agrandie de la surface émissive . . . . .	162
6.19	Cas 2 : vue agrandie de la surface émissive . . . . .	163
6.20	Cas 3 : vue agrandie de la surface émissive . . . . .	164
6.21	Cas 4 : vue agrandie de la surface émissive . . . . .	165

6.22 Schéma du plasma à la surface de la cathode pour la première impulsion . . . . . 168  
6.23 Schéma du plasma à la surface de la cathode pour la seconde impulsion . . . . . 169



# Liste des tableaux

1.1	Atténuation provoquée par la traversée de 1 cm de matière . . . . .	7
1.2	Caractéristiques de l’injecteur d’AIRIX . . . . .	11
1.3	Caractéristiques de l’accélérateur d’AIRIX . . . . .	11
3.1	Caractéristiques électriques de MI2 . . . . .	49
3.2	Dimensions des tores constituant le noyau magnétique d’une cellule de l’IVA . . . . .	53
4.1	Courant et émittance de faisceau en fonction de la température électronique initiale . . . . .	89
4.2	Dispersion des vitesses radiales au centre et au bord du faisceau pour différentes températures électroniques initiales . . . . .	90
4.3	Dispersion des vitesses radiales au centre et au bord du faisceau pour $T_{ini} \in [100;1000]$ eV . . . . .	92
4.4	Courant de chaque population . . . . .	107
5.1	Dispersion des vitesses radiales à la cathode et à la cible Cerenkov pour des bords émissifs ou non . . . . .	120
6.1	Faisceau 11_23_11 : distance ( $\Delta$ ) par rapport à la Zone 1, somme des variations ( $\alpha_e$ ) et rayon du faisceau pour différentes zones d’extraction de la densité de courant . . . . .	148
6.2	Faisceau 12_04_04 : distance ( $\Delta$ ) par rapport à la Zone 1, somme des variations ( $\alpha_e$ ) et rayon du faisceau pour différentes zones d’extraction de la densité de courant . . . . .	149
6.3	Caractéristiques des modèles représentatifs du premier faisceau de MI2 . . . . .	150
6.4	Émittance du centre et émittance totale pour chaque cas . . . . .	155
6.5	Faisceau 15_44_57 : distance ( $\Delta$ ) par rapport à la Zone 1, somme des variations ( $\alpha_e$ ) et rayon du faisceau pour différentes zones d’extraction de la densité de courant . . . . .	159
6.6	Caractéristiques des cas de simulation du second faisceau . . . . .	160
6.7	Émittance du centre et émittance totale pour chaque cas . . . . .	165



# Bibliographie

- [1] L'installation Franco-Britannique EPURE. <https://www-teutates.cea.fr/installation-epure.html>.
- [2] M J BURNS, B E CARLSTEN, H A DAVIS, C A EKDAHL, C M FORTGANG, B T MCCUISTIAN, F E MERRILL, K E NIELSEN, C A WILKINSON, K P CHOW, W M FAWLEY, H L RUTKOWSKI, W L WALDRON, S S YU, G J CAPORASO, Y J CHEN, E G COOK, S E SAMPAYAN, J A WATSON, G A WESTENSKOW et T P HUGHES : Status of the DARHT Phase 2 Long-Pulse Accelerator. 2001.
- [3] J.J. DENG, J.S. SHI, L.W. ZHANG et AL. : The Dragon-II, a triple pulse high power LIA. In *5<sup>th</sup> Euro-Asian Pulsed Power Conference, Kuamamoto, Japan*, sep 2014.
- [4] R. B. MILLER : Mechanism of explosive electron emission for dielectric fiber (velvet) cathodes. *Journal of Applied Physics*, 84(7):3880, octobre 1998.
- [5] Ya. E. KRASIK, J. Z. GLEIZER, D. YARMOLICH, A. KROKHMAL, V. Ts. GUROVICH, S. EFIMOV, J. FELSTEINER, V. BERNSTAM et Yu. M. SEVELIEV : Characterization of the plasma on dielectric fiber (velvet) cathodes. *Journal of Applied Physics*, 98(9):093308, 2005.
- [6] G. WESTENSKOW, G. CAPORASO, Y. CHEN, T. HOUCK et S. SAMPAYAN : Double pulse experiment with a velvet cathode on the ATA Injector. In *Proceedings Particle Accelerator Conference*, volume 2, pages 1027–1029, avril 1995. UCRL-JC-119387.
- [7] R. DELAUNAY, B. CADILHON, L. COURTOIS, I. MOUSSEAU, J. M. PLEWA, C. M. ALVINERIE, B. CASSANY, C. VERMARE, T. D' ALMEIDA, M. RIBIÈRE et R. MAISONNY : 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.
- [8] T.L. HOUCK, D.T. BLACKFIELD, J. BURKE, Y-J CHEN, J. JAVEDANI et A.C. PAUL : Recent Flash X-Ray Injector modeling. Rapport technique, Lawrence Livermore National Laboratory, décembre 2004. UCRL-TR-208574.
- [9] L. BEAUDOUIN : *La Radiographie Éclair*. Institut National des Sciences et Techniques Nucléaires, 1968.
- [10] J. M. PLEWA : *Etude de l'influence des plasmas dans les diodes à électrons pour la radiographie éclair*. Thèse de doctorat, Université Toulouse 3 - Paul Sabatier, 2018.
- [11] Chocs revue scientifique et technique de la Direction des applications militaires - Hautes Puissances Pulsées. Rapport technique 47, CEA, dec 2016.
- [12] N. PICHOFF : Les nouvelles limites de la radiographie éclair. Rapport technique 54, CLEFS CEA, 2006.
- [13] A. DUDÈS : *Focalisation d'un faisceau intense d'électrons relativistes pour la radiographie éclair*. Thèse de doctorat, Université de Bordeaux, 2023.
- [14] G. WESTENSKOW, L. BERTOLINI, Y-J. CHEN, A. PAUL et J. WATSON : Design of the DARHT-II downstream beamline. 2002.

- [15] R.D. SCARPETTI, S. NATH, J. BARRAZA, E. JACQUEZ, B.T. MCCUISTIAN, K. NIELSEN, M. SCHULZE, J. SEITZ, G.J. CAPORASO, Y-J. CHEN, G. LOGAN et F. BIENIOSEK : Status of the DARHT 2<sup>nd</sup> axis accelerator at the Los Alamos National Laboratory. *In 2007 IEEE Particle Accelerator Conference (PAC)*, pages 831–835, 2007.
- [16] O.A. SHAMRO *et al.* : Concept of Radiographic Complex Based on Ironless Pulsed Betatrons for Small-Angle Tomography. *In Proc. 10th International Particle Accelerator Conference (IPAC 2019)*, numéro 10 de International Particle Accelerator Conference, pages 3503–3505, Geneva, Switzerland, Jun. 2019.
- [17] J. Deng *et al.* : R&D for Linear Induction Accelerators in China. *In Proceedings of the 23rd Particle Accelerator Conference*, 2009.
- [18] Yi WANG, Qin LI, Hengsong DING, Jinming CHENG, Yunlong LIU, Jinshui SHI et Jianjun DENG : Triple-pulse X-ray spot size measurement of the Dragon-II linear induction accelerator, 2017.
- [19] C.D. CHILD : Discharge from hot CAO. 32(5):492–511, janvier 1911.
- [20] I. LANGMUIR : The effect of space charge and residual gases on thermoionic currents in high vacuum. *Physical Review*, 2:450–486, décembre 1913.
- [21] R. J. UMSTATTD, C. G. CARR, C. L. FRENZEN, J. W. LUGINSLAND et Y. Y. LAU : A simple physical derivation of child–langmuir space-charge-limited emission using vacuum capacitance. *American Journal of Physics*, 73(2):160–163, 2005.
- [22] I. LANGMUIR et K.B. BLODGETT : Currents limited by space charge between coaxial cylinders. *Physical Review*, 22:347–356, oct 1923.
- [23] L. PAGE et N.I. ADAMS : Space charge between coaxial cylinders. *Physical Review*, 68:126–129, sep 1945.
- [24] I. LANGMUIR et K.B. BLODGETT : Currents limited by space charge between concentric spheres. *Physical Review*, 24:49–59, jul 1924.
- [25] H. R. JORY et A. W. TRIVELPIECE : Exact relativistic solution for the one-dimensional diode. *Journal of Applied Physics*, 40(10):3924–3926, 1969.
- [26] Stanley Jr. HUMPHRIES : *Charged Particles Beams*, chapitre Introduction to beam emittance. Department of Electrical and Computer Engineering, University of New Mexico Albuquerque, New Mexico, 2002.
- [27] Stanley Jr. HUMPHRIES : *Charged Particles Beams*, chapitre Phase-space description of charged particle beams. Department of Electrical and Computer Engineering, University of New Mexico Albuquerque, New Mexico, 2002.
- [28] C. A. EKDAHL, B. T. MCCUISTIAN, M. E. SCHULZE, C. A. CARLSON, D. K. FRAYER, C. MOSTRUM et C. H. THOMA : Emittance growth in linear induction accelerators. *In 2014 IEEE 41st International Conference on Plasma Sciences (ICOPS) held with 2014 IEEE International Conference on High-Power Particle Beams (BEAMS)*, pages 1–6, 2014.
- [29] C. A. EKDAHL : Cathode to target simulations for Scorpius : I. Simulations codes and models. Rapport technique, Los Alamos National Laboratory, à compléter à compléter.
- [30] M. ZHANG : Emittance formula for slits and pepper-pot measurement. Rapport technique, Fermi National Accelerator Laboratory, novembre 1996. FNAL-TM-1988.
- [31] S. BARABIN, A. KOZLOV, T. KULEVOY, D. LIAKIN et A. LUKASHIN : Pepper-pot emittance measurements. *In 26th Russian Accelerator Conference*, pages 443–445, 2018. JACoW-RUPAC2018-THPSC18.
- [32] Martin REISER : *Theory and design of charged particle beams*, chapitre Beam emittance and brightness. Wiley series in Beam Physics and Accelerator Technology, 1994.
- [33] C. BONNAFOND : Emittance quadratique moyenne d'un faisceau d'électrons relativistes. Rapport technique, CEA CESTA, may 1995. Rapport interne.

- [34] Z. ZHANG, Y. GUOJUN, C. SIFU et J-S. SHI : Time resolved emittance measurement of a pulsed high current electron beam with the modified three gradient method. *In 2004 International Conference on High-Power Particle Beams (BEAMS 2004)*, pages 585–588, 2004.
- [35] J. BARDY : Réglages de l'accélérateur AIRIX à 2 kA. Rapport technique, CEA CESTA, may 2000. Rapport interne.
- [36] L. MALLET : Luminescence de l'eau et des substances organiques soumises au rayonnement gamma. *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, 183:274, 1926.
- [37] P. A. ČERENKOV : Visible radiation produced by electrons moving in a medium with velocities exceeding that of light. *Phys. Rev.*, 52:378–379, Aug 1937.
- [38] I. FRANK et I. TAMM : Coherent visible radiation from fast electrons passing through matter. *C. R. Acad. Sci. URSS*, 14:109, 1937.
- [39] I. TAMM : *Radiation Emitted by Uniformly Moving Electrons (1939)*, pages 55–67. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 1991.
- [40] J. V. JELLEY : Cerenkov radiation and its applications. *British Journal of Applied Physics*, 6(7):227, jul 1955.
- [41] I. TAMM : *General Characteristics of Radiation Emitted by Systems Moving with Superlight Velocities with Some Applications to Plasma Physics (1958)*, pages 55–67. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 1991.
- [42] E. MERLE : *Diagnostics optiques de faisceaux d'électrons de 1 à 17 MeV*. Thèse de doctorat, Université de Bordeaux I, 1994.
- [43] M.W. GEIS, N.N Efremov JR, K.E. KROHN, J.C. TWICHELL, R. Kalish T.M. LYSZCZARZ, J.A. GREER et M.D. TABAT : Theory and experimental results of a new diamond surface-emission cathode. *The Lincoln Laboratory*, 10(1):3–18, 1997.
- [44] M. S. CHUNG, S. C. HONG, P. H. CUTLER, N. M. MISKOVSKY, B. L. WEISS et A. MAYER : Theoretical analysis of triple junction field emission for a type of cold cathode. *Journal of Vacuum Science and Technology B*, 24(2):909–912, 2006.
- [45] M. S. CHUNG, B-G. YOON, P. H. CUTLER, N. M. MISKOVSKY, B. L. WEISS et A. MAYER : Configuration-dependant enhancements of electric fields near the quadruple and the triple junction. *Journal of Vacuum Science and Technology B*, 28(2):C2A94–C2A97, 2010.
- [46] R. HAWLEY : Solid insulators in vacuum : A review (invited paper). *Vacuum*, 18(7):383–390, 1968.
- [47] A.A. AVDIENKO et M.D. MALEV : Flashover in a vacuum. *Vacuum*, 27(12):643–651, 1977.
- [48] L. SCHÄCHTER : Analytic expression for triple-point electron emission from an ideal edge. *Applied Physics Letters*, 72(4):421–423, janvier 1998.
- [49] G.A. FARALL, M. OWENS et F.G. HUDDA : Further studies of electron emission areas on electropolished copper surfaces in vacuum. *Journal of Applied Physics*, 46(2):610–617, 1975.
- [50] X. MA et T.S. SUDARSHAN : Triple-junction issues in field emission displays. *Journal of Vacuum Science and Technology B*, 19(3):683–686, 2001.
- [51] N.M. JORDAN, Y.Y. LAU, D.M. FRENCH, R.M. GILGENBACH et P. PENGVANICH : Electric field and electron orbits near a triple point. *Journal of Applied Physics*, 102:033301, août 2007.
- [52] R.V. LATHAM : *High Voltage Vacuum Insulation : basic concepts and technological practice*, chapitre 8 by M.C. Miller, page 299. Academic Press, 1995.
- [53] R.A. ANDERSON : Review of surface flashover theory. *Journal of Applied Physics*, 1989.
- [54] C.H. de TOURREIL, K.D. SRIVASTAVA et U.J. WOELKE : Experimental observation of surface charging of high-voltage insulators for vacuum apparatus. *IEEE Transactions on Electrical Insulation*, 7(4):176–179, décembre 1972.



- [55] R.A. ANDERSON et J.P. BRAINARD : Insulator surface charging during fast pulsed surface flashover in vacuum. janvier 1977.
- [56] N.C. JAITLY et T.S. SUDARSHAN : In-situ insulator surface charge measurements in dielectric bridged vacuum gaps using an electrostatic probe. *IEEE Transactions on Electrical Insulation*, 23(2):261–273, 1988.
- [57] H. BOERSCH, H. HAMISCH et W. EHRLICH : Surface discharge through an insulator in vacuum. Rapport technique, National Aeronautics and space administration, oct 1985. Translation of "Oberflaechenentladung ueber Isolatoren in Vakuum", *Journal of Applied Physics*, Vol. 15, 1963, pp 518-525.
- [58] R.A. ANDERSON et J.P. BRAINARD : Mechanism of pulsed surface flashover involving electron-stimulated desorption. *Journal of Applied Physics*, 51:1414, 1980.
- [59] R.A. ANDERSON et W.K. TUCKER : Vacuum surface flashover from bipolar stress. *Journal of Applied Physics*, 58(9):3346–3349, 1985.
- [60] A.S. PILLAI et R. HACKAM : Surface flashover of solid dielectric in vacuum. *Journal of Applied Physics*, 53(4):2983–2987, 1982.
- [61] J.D. CROSS : High speed photography of surface flashover in vacuum. *IEEE Transactions on Electrical Insulation*, 13(3):145–148, 1978.
- [62] A. WATSON : Pulsed flashover in vacuum. *Journal of Applied Physics*, 38(5):2019–2023, 1966.
- [63] J.P. VIGOUROUX, O. LEE-DEACON, C. Le GRESSUS, C. JURET et C. BOIZIAU : Surface processes occuring during breakdown of high-voltage devices. *IEEE Transactions on Electrical Insulation*, EI-18(3):287–291, 1983.
- [64] J.P. VIGOUROUX, C. Le GRESSUS et J.P. DURAUD : Electrical surface breakdown : secondary electron emission and electron spectroscopy of insulators. *Scanning Electron Microscopy*, 1985(2): 513–520, 1985.
- [65] N.C. JAITLY et T.S. SUDARSHAN : Dc surface flashover mechanism along solids in vacuum based on a collision-ionization model. *Journal of Applied Physics*, 64(7):3411–3418, 1988.
- [66] R.V. LATHAM : *High Voltage Vacuum Insulation : basic concepts and technological practice*, chapitre 9 by G. Blaise and C. Le Gressus, page 329. Academic Press, 1995.
- [67] G. BLAISE et C. Le GRESSUS : Charging and flashover induced by surface polarization relaxation process. *Journal of Applied Physics*, 69(9):6334–6339, 1991.
- [68] Ya. E. KRASIK, A. DUNAIEVSKY, A. KROKHMAL, J. FELSTEINER, A. V. GUNIN, I. V. PEGEL et S.D. KOROVIN : Emission properties of different cathodes at  $E \leq 10^5$  V/cm. *Journal of Applied Physics*, 89(9):2379, février 2001.
- [69] Ya. E. KRASIK, A. DUNAIEVSKY et J. FELSTEINER : Intense electron emission from carbon fiber cathodes. *Eur. Phys. J.*, 15:345–348, 2001.
- [70] T. L. HOUCK, M. M. ONG et R. D. PARIS : FXR optimization project : Determining beam quality by cathode plasma image analysis. Rapport technique, Lawrence Livermore National Laboratory, décembre 2012. LLNL-TC-605934.
- [71] J. E. COLEMAN, D. C. MOIR, M. T. CRAWFORD, D. R. WELCH et D. T. OFFERMANN : Temporal response of a surface flashover on a velvet cathode in a relativistic diode. *Physics of Plasmas*, 22:0335081, mars 2015.
- [72] Yuri M. SAHELIEV, Wilson SIBBETT et David M. PARKES : Current conduction and plasma distribution on dielectric (velvet) explosive emission cathode. *Journal of Applied Physics*, 94(12): 7416, décembre 2003.
- [73] R.D. SCARPETTI, J.K. BOYD, G.G. EARLEY, K.L. GRIFFIN, R.G. KEN, R. KIHARA, M.M. ONG, J.-M. ZENTLER et 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*, volume 1, pages 597–602, 1997.

- [74] Jie YANG, Ting SHU et Yuwei FAN : Time-and-space resolved comparison of plasma expansion velocities in high-power diodes with velvet cathodes. *Journal of Applied Physics*, 113:043307, janvier 2013.
- [75] L. XIA, K. ZHANG, J. SHI et L. ZHANG : Investigations of the multi-pulsed emission characteristics of velvet. *Applied Surface Science*, 251(1):262–266, 2005. The 5th International Vacuum Electron Sources Conference.
- [76] J. E. COLEMAN, D. C. MOIR, C. A. EKDAHL, J. B. JOHNSON, B. T. MCCUISTIAN et M. T. CRAWFORD : Explosive emission and gap closure from a relativistic electron beam diode. *IEEE*, juin 2013.
- [77] J. M. PLEWA, V. BERNIGAUD, T. BARNES, F. POULET, A. GOERGES, R. DELAUNAY, M. RIBIÈRE, C. VERMARE, M. YOUSFI, O. EICHWALD, T. D'ALMEIDA et R. MAISONNY : High power electron diode for linear induction accelerator at a flash radiographic facility. *Physical Review Accelerators and beams*, 21:070401, juillet 2018.
- [78] F. HEGELER, M. FRIEDMAN, M. C. MYERS, J. D. SETHIAN et S. B. SWANEKAMP : Reduction of edge emission in electron beam diodes. *Physics of Plasmas*, 9(10):4309, octobre 2002.
- [79] Alexander J KLIMAS : A method for overcoming the velocity space filamentation problem in collisionless plasma model solutions. *Journal of Computational Physics*, 68(1):202–226, 1987.
- [80] A.J. KLIMAS et W.M. FARRELL : A splitting algorithm for vlasov simulation with filamentation filtration. *Journal of Computational Physics*, 110(1):150–163, 1994.
- [81] Julien FERRI : *Étude des rayonnements Bétatron et Compton dans l'accélération d'électrons par sillage laser*. Thèse de doctorat, Université Paris-Saclay, 2016.
- [82] John DAWSON : One-Dimensional Plasma Model. *The Physics of Fluids*, 5(4):445–459, 04 1962.
- [83] O. BUNEMAN : Dissipation of currents in ionized media. *Phys. Rev.*, 115:503–517, Aug 1959.
- [84] D.W. FORSLUND : Fundamentals of plasma simulation. *Space Sci Rev*, 42:3–16, 1985.
- [85] John M. DAWSON : Particle simulation of plasmas. *Rev. Mod. Phys.*, 55:403–447, Apr 1983.
- [86] B ALDER, S FERNBACH et M ROTENBERG : Methods in computational physics : Advances in research and applications. volume 9. plasma physics. 1 1970.
- [87] Maha ASHOUR-ABDALLA et Daryl Ann DUTTON, éditeurs. *Space Plasma Simulations – Proceedings of the Second International School for Space Simulations*. Springer Dordrecht, 1985.
- [88] R.W. HOCKNEY et J.W. EASTWOOD : *Computer Simulation Using Particles*. CRC Press, 1988.
- [89] C.K. BIRDSALL et A.B. LANGDON : *Plasma Physics via Computer Simulation*. CRC Press, 1991.
- [90] Philip L. PRITCHETT : *Particle-in-Cell Simulation of Plasmas— A Tutorial*, pages 1–24. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2003.
- [91] T. TAJIMA : *Computational Plasma Physics : With Applications To Fusion And Astrophysics*. CRC Press, 2004.
- [92] Marvin CHODOROW, Robert SYMONS, David ABE, Richard ABRAMS, Bruce DANLY, Henry FREUND, Kevin JENSEN, Baruch LEVUSH, Robert MYERS, Robert PARKER, Jonathan SHAW, Arnold SHIH et Joan YATER : 16 - Electron Tubes. In Wendy M. MIDDLETON et Mac E. VAN VALKENBURG, éditeurs : *Reference Data for Engineers (Ninth Edition)*, pages 16–1–16–59. Newnes, Woburn, ninth edition édition, 2002.
- [93] E. MERLE, R. BOIVINET, M. MOUILLET et O. PIERRET : Installation of the AIRIX Induction Accelerator. 1998.
- [94] C. BONNAFOND, J.D. COURSAUT, M. LAVERGNE, E. PASINI et D. VILLATE : Compte-rendu de la campagne de mesures effectuées à Los Alamos sur le faisceau de l'I.T.S. Rapport technique, CEA CESTA, sep 1993. Rapport interne.

- [95] J. M. PLEWA, O. EICHWALD, M. YOUSFI, G. WATTIEAUX, S. CARTIER, F. CARTIER, F. POULET, V. BERNIGAUD, M. RIBIÈRE, R. DELAUNAY, T. D'ALMEIDA et R. MAISONNY : Modeling and experimental characterization of the plasma produced by a velvet cathode in a linear induction accelerator. *Physics of Plasmas*, 25:083506, août 2018.
- [96] A. FORZY : Expertise de tissus de velours pour la modélisation de phénomènes d'émission au profit du CESTA. Rapport technique, CEA Le Ripault, may 2023. Rapport interne.

