



Etudes expérimentales et numériques de l'interaction d'un faisceau d'électrons avec une cible aluminium

Nicolas Szalek

► To cite this version:

Nicolas Szalek. Etudes expérimentales et numériques de l'interaction d'un faisceau d'électrons avec une cible aluminium. Astrophysique [astro-ph]. Université de Bordeaux, 2020. Français. NNT : 2020BORD0080 . tel-02977823

HAL Id: tel-02977823

<https://theses.hal.science/tel-02977823>

Submitted on 26 Oct 2020

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

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

THÈSE PRÉSENTÉE
POUR OBTENIR LE GRADE DE
DOCTEUR DE
L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX
ECOLE DOCTORALE :
SCIENCES PHYSIQUES ET DE L'INGÉNIEUR
SPÉCIALITÉ : ASTROPHYSIQUE, PLASMAS, NUCLÉAIRE
Par Nicolas SZALEK

ETUDES EXPÉRIMENTALES ET NUMÉRIQUES DE
L'INTERACTION D'UN FAISCEAU D'ÉLECTRONS AVEC
UNE CIBLE D'ALUMINIUM

Sous la direction de :

Franck GOBET

Jacques GARDELLE

Soutenue le 16 juillet 2020

Membres du jury :

M. Fabien DORCHIES	Directeur de recherche	CELIA	Président du Jury
M. Hermann ROTHARD	Directeur de recherche	CIMAP	Rapporteur
M. Laurent BERTHE	Directeur de recherche	CNRS/PIMM	Rapporteur
M. Olivier VACUS	Ingénieur de recherche	DAM/CEA/CESTA	Examineur
M. Jacques GARDELLE	Ingénieur de recherche	DAM/CEA/CESTA	Examineur
M. Franck GOBET	Professeur	CENBG	Examineur

Etudes expérimentales et numériques de l'interaction d'un faisceau d'électrons intense avec une cible d'aluminium

Une des applications des faisceaux intenses d'électrons relativistes est la caractérisation de matériaux soumis à leur irradiation. L'étude des chocs en résultant permet de développer et de valider les équations d'états de ces matériaux. Au CEA/CESTA nous disposons de deux générateurs qui seront décrits et utilisés dans cette thèse. CESAR est un générateur produisant un faisceau d'électrons de 800 keV, 300 kA, sur une durée de 60 ns. En raison du fort courant, le faisceau est transporté dans 1 mbar d'air puis il est focalisé grâce à un champ magnétique externe. Le temps de fonctionnement de CESAR est divisé en deux parties : la caractérisation du faisceau émis et l'étude de matériaux soumis à des chocs par le dépôt d'énergie des électrons. Pour simuler le comportement du matériau cible pendant l'expérience, nous utilisons deux codes de calculs. Le premier, Diane, calcule le dépôt d'énergie des électrons dans la cible. Le second, Hésione, utilise les résultats de Diane pour simuler l'hydrodynamique de cette dernière qui est associée au dépôt d'énergie. Pour initialiser les calculs, nous utilisons les résultats des expériences de caractérisation du faisceau (énergie cinétique des électrons, courant et homogénéité du faisceau). Dans le cas de CESAR à haute fluence (700 cal/cm^2), nous montrerons que l'énergie des électrons doit diminuer durant leur transport dans le gaz pour restituer correctement les expériences par les simulations. En parallèle, nous utilisons le générateur RKA pour étudier la physique de l'interaction d'un faisceau d'électrons (500 keV, de 3 à 30 kA, 100 ns) de basse fluences (quelques cal/cm^2) avec un gaz, ceci en collaboration avec le laboratoire américain "Sandia National Laboratories". Le faisceau produit, très reproductible, est transporté dans de l'argon à une pression variable et il a été caractérisé finement dans ce travail de thèse. Les résultats des expériences seront comparés aux prévisions des codes de calculs CALDER (CEA-DAM) et EMPIRE (SNL) afin de valider ces derniers.

Experimental and numerical studies of the interaction between an intense relativistic electron beam interaction and an aluminum target

One of the applications of relativistic intense electron beams is the characterization of materials subjected to their irradiation. The study of the resulting shocks makes it possible to develop and validate the equations of state of these materials. At CEA / CESTA we have two generators which will be described and used in this thesis. CESAR is a generator producing an electron beam of 800 keV, 300 kA, over a duration of 60 ns. Due to the strong current, the beam is transported in 1 mbar of air and then it is focused thanks to an external magnetic field. The operating time of CESAR is divided into two parts : the characterization of the emitted beam and the study of materials subjected to shocks produced by the energy deposition of electrons. To simulate the behavior of the target material during the experiment, we use two simulation codes. The first, Diane, calculates the energy deposition of electrons in the target. The second, Hésione, uses Diane's results to simulate the hydrodynamics of the target which is associated with energy deposition. To initialize the calculations, we use the results of the beam characterization experiments (kinetic energy of the electrons, current and homogeneity of the beam). In the case of CESAR at high fluence (700 cal/cm^2), we will demonstrate that the kinetic energy of the electrons must decrease during their transport in the gas in order to correctly restore the experiments by the simulations. In parallel, we use the RKA generator to study the physics of the interaction of an electron beam (500 keV, from 3 to 30 kA, 100 ns) at low fluence (a few cal/cm^2) with a gas, this work is performed in collaboration with the American laboratory "Sandia National Laboratories ". The highly reproducible electron beam is transported in argon at a variable pressure and has been studied in this thesis' work. The results of the experiments will be compared to the predictions of the CALDER (CEA-DAM) and EMPIRE (SNL) calculation codes in order to validate the latter.

Remerciements

Cette thèse a été réalisée au CEA-CESTA au sein du Laboratoire de Hautes Puissances Pulsées du Service Essais et Physique Expérimentale. Je tiens à remercier M. Caron, E. Merle, M. Mouillet et L. Voisin pour m'avoir permis d'accomplir la thèse dans les meilleures conditions.

Je tiens tout particulièrement à remercier J. Gardelle qui a encadré ma thèse pendant ces trois années. Grâce à Jacques, j'ai pu enrichir ma connaissance des faisceaux et de la simulation. Il m'a aussi fait découvrir l'excitant monde de l'expérimentation. Je lui suis pleinement reconnaissant de tout ce qu'il a pu m'apprendre.

Je remercie aussi F. Gobet qui, malgré le fait que j'étais éloigné de son laboratoire, a accepté d'être mon second directeur de thèse et d'apporter régulièrement un regard extérieur sur mon travail.

J'exprime ma gratitude à L. Berthe et H. Rothard qui ont accepté les rôles de rapporteurs, mais aussi à F. Dorchie et O. Vacus pour avoir fait partie du jury.

J'adresse aussi toute ma reconnaissance à D. Hébert qui a suivi de très près ma thèse et qui a répondu aux questions que j'avais sur la mécanique des matériaux. Je me dois ensuite de remercier P. Modin, avec qui j'ai passé beaucoup de temps à exploiter le générateur RKA, et A. Galtié, qui nous a fabriqué plusieurs pièces clés pour nos expériences. Ma gratitude s'adresse ensuite à B. Birel, B. Cassany, et E. Pasini prêts à m'écouter et à répondre à mes questions sur les diagnostics, l'électronique, le vide. Je finis par remercier les autres membres du laboratoire pour leur accueil.

Ma gratitude s'adresse ensuite à tous les membres du laboratoire dans lequel j'ai passé ces trois années pour leur accueil. Je tiens aussi à remercier les membres des autres laboratoires qui ont suivi, de près où de loin, mon travail.

J'aimerais aussi adresser mes remerciements à mes parents, mon frère, ma sœur et mes grand-mères qui m'ont soutenu pendant les trois années. J'adresse une pensée à mes grand-pères que j'aurais souhaité voir à ma soutenance. Je remercie aussi mes amis pour avoir été présents.

Sommaire

Introduction	13
1 Phénoménologie des physiques abordées	17
1.1 Etudes du comportement des matériaux dans des conditions de température et de pression élevée	17
1.1.1 Moyens permettant de produire des chocs	17
1.1.2 Comportement des ondes de pression	18
1.1.3 Équations d'état	20
1.2 Etude de la propagation de faisceaux pulsés	21
1.2.1 Production d'un faisceau d'électrons pulsé	21
1.2.2 Transport d'un faisceau d'électrons	22
1.3 Conclusion	25
2 Dispositifs expérimentaux	26
2.1 Générateurs de haute puissance pulsée	26
2.2 Description du générateur de faisceaux d'électrons CESAR	27
2.3 Le générateur de faisceaux d'électrons RKA	30
2.4 Diagnostics	33
2.4.1 Mesures de courant	33
2.4.2 Mesure de tension	39
2.4.3 Imagerie du faisceau	43
2.4.4 Mesure de chocs	47
2.5 Conclusion	51
3 Outils de simulations	53
3.1 Simulation du dépôt d'énergie dans la cible : code Diane	53
3.1.1 Présentation du code	53
3.1.2 Comparaison à GEANT4 et à une expérience	54
3.1.3 Comparaison des méthodes d'entrée dans Diane	56
3.2 Simulation de l'hydrodynamique dans la cible : code Hésione	57
3.2.1 Présentation du code	57
3.2.2 Visualisation des résultats de Diane avec Hésione	59
3.2.3 Comparaison à un code de calcul 1D	59
3.3 Amélioration de la chaîne de simulations	64
3.4 Conclusion	67

4 Études paramétriques du faisceau d'électrons sur le dépôt d'énergie et le thermochoc	69
4.1 Influence de l'énergie cinétique des électrons	69
4.1.1 Cas d'un faisceau mono-énergétique	69
4.1.2 Cas d'un faisceau non mono-énergétique de spectre donné	72
4.2 Influence du courant du faisceau	73
4.3 Influence du profil temporel de puissance du dépôt	74
4.4 Influence de l'angle d'incidence des électrons	76
4.4.1 Faisceau oblique	76
4.4.2 Faisceaux axisymétriques	78
4.5 Influence du profil de densité du faisceau	82
4.6 Conclusion	83
5 Chocs produits par un faisceau d'électrons de forte fluence (500 à 1000 cal/cm²)	85
5.1 Expériences à forte fluence sur CESAR	85
5.1.1 Énergie des électrons en sortie de diode	86
5.1.2 Mesure du courant sur la cible	87
5.1.3 Imagerie du faisceau	88
5.1.4 Choix de la cible	90
5.1.5 Caractérisation du choc	90
5.2 Simulation d'une expérience de choc à forte fluence	91
5.2.1 Hypothèses pour les calculs	91
5.2.2 Comparaison entre deux équations d'état	93
5.2.3 Variation des paramètres du faisceau	94
5.3 Conclusion	99
6 Transport d'un faisceau d'électrons dans un gaz et chocs à faible fluence (quelques cal/cm²)	101
6.1 Transport du faisceau produit par le RKA	102
6.1.1 Préparation des expériences	102
6.1.2 Faisceau transporté sous "vide" d'argon (2×10^{-4} mbar)	103
6.1.3 Faisceau transporté sous 0,1 mbar d'argon	106
6.2 Chocs à faible fluence dans l'aluminium	109
6.2.1 Expériences	109
6.2.2 Simulation du choc	113
6.3 Conclusion	116
Conclusion	117
Bibliographie	124

Table des figures

1	Schéma de l'effet de la pression sur les atomes du matériau.	18
2	Schéma du processus de formation d'un choc lorsqu'une onde de pression se déplace.	19
3	Schéma de la position des maxima des ondes mécaniques dans la cible lors d'une expérience.	20
4	Diagramme Température-Masse volumique représentant les domaines de validité des différents modèles utilisés dans l'équation d'état SESAME de l'aluminium [1]. La zone encadrée en rouge représente les conditions atteignables lors des expériences avec l'installation CESAR.	21
5	Schéma de la production d'un faisceau d'électrons pulsé dans une diode sous vide.	22
6	Schématisation du transport d'un faisceau dans un gaz.	23
7	Photographie du générateur CESAR.	27
8	Schéma du circuit de charge de CESAR (circuit de Marx) et des lignes de transmission et de mise en forme.	28
9	Schéma de la diode et de la chambre d'expérience de CESAR.	29
10	Photographie du générateur RKA.	30
11	Schéma du couplage de la Blumlein au circuit de charge du RKA.	31
12	Schéma de la diode et de la chambre d'expérience du RKA.	33
13	Photographie de la diode sans l'anode (a) et de l'anode montée sur la diode (b). Les sorties des diagnostics électriques y sont indiquées.	33
14	Schéma d'une bobine de Rogowski (à gauche) et photographie de celle utilisée sur RKA (à droite).	34
15	Exemple du courant du faisceau mesuré par une bobine de Rogowski.	35
16	Signaux brut et intégré du courant du faisceau mesuré par une Bdot.	37
17	Schéma du principe d'une Faraday Cup.	37
18	Courant du faisceau mesuré par une Faraday Cup.	38
19	Schéma du montage en court-circuit pour étalonnage des capteurs de courant.	38
20	Signaux des courants mesurés par la sonde commerciale Pearson, la Bdot B1, la bobine de Rogowski et la FC.	39
21	(a) Schéma d'un diviseur capacitif et (b) son schéma électrique équivalent.	40
22	Tension mesurée par (a) V_{SB} et (b) V_{AK}	41
23	Schéma du montage permettant d'étalonner les sondes V_{SB} et V_{AK} en utilisant des sondes de tension commerciales Northstar.	41
24	Signal de la sonde Northstar en contact avec le support de cathode et signal mesuré par le capteur V_{AK}	42

25	Exemple de spectre calculé à partir de signaux de courant et de tension d'un tir RKA (ici, $\Delta E = 4,3$ keV).	43
26	Schéma des fronts d'onde quand $v < \frac{c}{n}$ (a) et $v \geq \frac{c}{n}$ (b).	44
27	Photographie de la ligne optique d'imagerie du faisceau.	45
28	Plan de la Caméra 4 Images.	45
29	(a) Signaux électriques de l'impulsion, (b) images prises avec un temps d'exposition de 3 ns aux différents instants indiqués sur a).	46
30	(a) Image de faisceau non filtrée et (b) filtrée par la méthode d'Otsu. . . .	46
31	Exemples de profils radiaux de faisceau extraits des images de la figure 30. .	47
32	Schéma du principe de la mesure de vélocimétrie hétérodyne.	48
33	Photographies du montage pour les mesures par VH.	49
34	Exemple de signal électrique issu d'une mesure VH.	50
35	Spectrogramme obtenu par FFT glissante sur le signal de la figure 34 (à gauche) et courbe de vitesse extraite (à droite).	50
36	Schéma de la géométrie de la simulation du dépôt d'énergie.	54
37	Dépôts d'énergie simulés avec Diane et GEANT4 et mesurés par Lockwood. .	55
38	Comparaison des résultats de GEANT4 (en noir) et Diane (en rouge) pour des rayons différents.	55
39	Effet de l'utilisation du fichier de particules sur les résultats de dépôt d'énergie.	56
40	Schéma de la géométrie de la simulation d'hydrodynamique.	60
41	Signaux de courant et de tension d'un tir typique sur CESAR(n° 3130). . . .	60
42	Spectre en énergie calculé à partir des signaux V , I de la figure 41.	61
43	Résultats de la simulation 1D et de la simulation 2D axisymétrique pour v_z au centre de la face arrière de la cible.	61
44	Comparaison des résultats de la simulation 2D aux mesures de v_z au centre de la face arrière de la cible.	62
45	Évolution de la masse volumique (à gauche) et de la pression (à droite) au cours du temps.	63
46	Tranches temporelles choisies à partir des courbes de courant et tension. .	64
47	Schéma de fonctionnement de la chaîne de calcul hydrodynamique après ajout du script Python.	65
48	Spectres en énergie des six tranches temporelles de V et I choisies.	65
49	Vitesses v_z simulées au centre de la face arrière de la cible en utilisant le spectre complet ou le spectre découpé temporellement.	66
50	Comparaison entre la simulation utilisant les tranches et l'expérience. . . .	67
51	Dépôts d'énergie dans l'aluminium pour différentes énergies des électrons. .	70
52	Dépôt maximal et profondeur du dépôt en fonction de l'énergie des électrons. .	70
53	Vitesses en face arrière de l'aluminium pour différentes énergies des électrons. .	71
54	Instant T_0 de mise en mouvement de la face arrière, instant T_M où la vitesse est maximale, et la vitesse maximale v_M en fonction de l'énergie des électrons. .	71
55	Influence d'un spectre d'énergie cinétique des électrons uniforme sur le dépôt d'énergie. Comparaison à des faisceaux mono énergétiques de 500 keV et 1 MeV.	72
56	Influence d'un spectre d'énergie cinétique des électrons uniforme sur la vitesse mesurée en face arrière de la cible en aluminium pour une fluence de 60 cal/cm ²	73

57	Influence de la fluence sur les vitesses simulées au centre de la face arrière de la cible.	73
58	Effet de la fluence sur la vitesse maximale v_M et sur le temps Δt_M nécessaire pour atteindre celle-ci.	74
59	Formes des débits de dose utilisés.	75
60	Vitesses de la face arrière pour les différentes formes de débit de dose. . . .	75
61	Schéma de la simulation d'un faisceau oblique	76
62	(a) Dépôt d'énergie dans la cible pour différents angles d'incidence et (b) vitesse simulée de la face arrière.	77
63	Proportion d'énergie rétrodiffusée : simulations Diane et expériences. . . .	77
64	Schéma des trois configurations angulaires axisymétriques simulées.	78
65	Influence du type de faisceau et de l'angle d'incidence des électrons sur le dépôt d'énergie lorsque θ varie linéairement avec r	79
66	Influence de l'angle d'incidence sur les vitesses pour un faisceau convergent. .	80
67	Influence de l'angle d'incidence sur l'épaisseur de l'écaille.	80
68	Influence du type de faisceau simulé sur les vitesses en face arrière à plusieurs rayons différents.	81
69	Vitesses radiales de trois points alignés verticalement dans la cible en bordure du faisceau.	82
70	Profils $v_z(r)$ à $z = 3$ mm comparés aux profils de densité utilisés.	83
71	Schéma de la mesure du courant utilisant une Faraday Cup pour le montage haute fluence.	86
72	Tensions V_{AK} mesurées dans la diode de CESAR par un diviseur capacitif pour trois tirs.	86
73	Courants mesurés par la Faraday Cup pendant une série de 3 tirs.	87
74	Images Cerenkov obtenues à 6 instants différents durant l'impulsion du faisceau.	88
75	Intensité des images Cerenkov placées dans l'impulsion de courant, de tension et de puissance du faisceau.	89
76	Profils de densité obtenus à partir des images de la figure 74.	89
77	Schéma du montage permettant de mesurer la vitesse de la face arrière de la cible d'aluminium.	90
78	Vitesses mesurées de la face arrière de la cible d'aluminium après impact par un faisceau d'électrons de forte fluence.	91
79	Découpage en tranches des impulsions de courant et de tension pour simuler le dépôt d'énergie en utilisant le code Diane.	92
80	Angles d'incidence des particules sur la cible et à la position de l'anode simulés par le code PIC MAGIC.	93
81	Vitesse simulée en $r = 0$ en utilisant deux équations d'état de l'aluminium (BLF et SESAME) comparée à l'expérience.	93
82	Vitesses simulées de la face arrière de l'aluminium en faisant varier le courant et l'énergie du faisceau pour les incertitudes maximales (EOS SESAME). .	94
83	Vitesse simulée optimale, obtenue en diminuant l'énergie cinétique de 25% et en augmentant le courant de 10%, comparée à l'expérience.	95
84	Vitesses simulées de la face arrière de l'aluminium a deux rayons différents comparées aux vitesses mesurées.	96

85	Dépôt d'énergie dans la cible en fonction de la profondeur pour la simulation initiale (V_{AK} et I_{FC}) et la simulation optimale ($0,75 V_{AK}$ et $1,1 I_{FC}$).	97
86	(a) Température, (b) pression et (c) masse volumique dans la cible à différents instants durant le dépôt d'énergie par le faisceau d'électrons.	98
87	Vitesse du centre de la face avant de la cible d'aluminium sous l'effet du dépôt d'énergie par le faisceau d'électrons.	98
88	Photographie de la diode et de la chambre d'expérience indiquant les jauges de pression : une Baratron (entourée en rouge) et une Penning (entourée en vert).	103
89	Signaux de tension et de courant dans la diode RKA lors de tirs sous vide.	104
90	Signaux de courants mesurés par la Faraday Cup placée à 100 mm après l'anode, par la bobine de Rogowski et par la boucle de courant dans la diode lors d'un tir sous vide représentatif.	104
91	Imagerie Cerenkov du faisceau à quatre instants différents de l'impulsion dans le vide.	105
92	Signaux électriques mesurés pendant un tir d'imagerie Cerenkov et intensité des 4 images.	105
93	Signaux de tension et de courant dans la diode RKA lors d'un tir sous 0,1 mbar d'argon.	106
94	Signaux de courants mesurés par la Faraday Cup et la bobine de Rogowski comparés au signal de courant dans la diode lors d'un tir sous 0,1 mbar d'argon.	107
95	Imagerie Cerenkov du faisceau d'électrons transporté dans 0,1 mbar d'argon pour 2 tirs.	107
96	Profil du faisceau obtenu à partir des images Cerenkov.	108
97	Signaux électriques du tir n°1 d'imagerie Cerenkov à 0,1 mbar et intensité lumineuse des images.	108
98	Tension dans la diode et courant du faisceau mesurés lors d'un tir de choc dans l'aluminium.	109
99	Schéma du montage de VH sur le RKA.	110
100	Répartition des points de mesures par VH sur la cible.	110
101	(a) Signal brut de VH au centre de la cible et (b) son spectrogramme après traitement.	111
102	Vitesses mesurées de la face arrière de l'aluminium à différents rayons.	111
103	Photographie de la cible d'aluminium après un tir.	112
104	Photographies de cibles en aluminium ou en PVC après les tirs.	112
105	Vitesses simulées en utilisant le profil de densité mesuré du faisceau comparées à celles mesurées.	113
106	Profil du faisceau Gaussien comparé à celui obtenu par imagerie Cerenkov.	114
107	Vitesses simulées en utilisant un profil de densité gaussien adapté comparées à celles mesurées.	114
108	(a) Température, (b) pression et (c) masse volumique dans la cible à différents instants pendant et après le dépôt d'énergie par le faisceau d'électrons.	115

Introduction

Les faisceaux d'électrons pulsés de fort courant (>1 kA) et de forte énergie (>100 keV) sont utilisés depuis de nombreuses années pour des applications diverses telles que la génération de micro-ondes [2], la radiographie X [3] ou les tests de durcissement [4]. Pour produire ces faisceaux, certaines installations sont composées d'un générateur d'impulsions électriques couplé à une diode. C'est le cas des installations CESAR et RKA du Centre d'Études Scientifiques et Techniques d'Aquitaine (CESTA) du Commissariat à l'Énergie Atomique et aux Énergies Alternatives (CEA).

CESAR est un générateur de haute puissance pulsée fonctionnant en mono-coup pour produire un faisceau d'environ 800 keV et 300 kA pendant 60 ns. Ce dernier est ensuite transporté et focalisé sur quelques centimètres jusqu'à une cible installée dans une chambre d'expérience. En raison du fort courant, il est nécessaire d'introduire un gaz à faible pression (1 mbar) dans cette dernière pour que le faisceau puisse être transporté. Comme la physique de l'interaction des électrons avec un gaz est complexe [5], une partie du temps de fonctionnement de CESAR est dédiée à la caractérisation du faisceau et à l'amélioration des performances de l'installation. Durant ces expériences, le courant du faisceau et l'énergie des électrons sont estimés et le profil de densité de courant est déterminé. Il est en revanche difficile de réaliser une étude systématique des paramètres du faisceau car nous ne pouvons produire qu'un à deux faisceaux par jour. L'autre partie du temps est réservée aux études de durcissement, c'est à dire, l'étude du comportement des matériaux sous irradiation par des électrons. Ces expériences, couplées à des simulations, permettent de développer et de valider des modèles d'équations d'état du matériau utilisé. Ces équations régissent le comportement de la matière en liant la pression, la masse volumique, la température et l'énergie interne de cette dernière. Pour simuler l'expérience, les données provenant de la caractérisation du faisceau sont utilisées pour initialiser le code de calcul de dépôt d'énergie des électrons dans la matière précédant le calcul d'hydrodynamique de la cible.

RKA est une installation au fonctionnement similaire à celui de CESAR. Il produit un faisceau jusqu'à 500 keV dont le courant est réglable de 3 à 30 kA, sur une durée de 100 ns. La cadence de tir du RKA est bien plus élevée que celle de CESAR : il est possible de réaliser jusqu'à 30 tirs par jour. De plus, le faisceau du RKA est très reproductible lors du fonctionnement nominal du générateur. Il est aussi transporté dans du gaz à faible pression (0,01 mbar à 10 mbar) jusqu'à une cible. En raison de sa reproductibilité, RKA est utilisé principalement pour des expériences d'étude de faisceau. En particulier, l'étude du comportement du faisceau lorsqu'il interagit avec le gaz durant son transport est revisitée. Ces expériences, menées en collaboration avec le laboratoire américain Sandia National Laboratories (SNL), sont nécessaires pour valider les outils numériques utilisés pour simuler ce transport, à savoir, CALDER au CEA-DAM et EMPIRE au SNL.

Sur les deux installations du CESTA, le faisceau est d'abord caractérisé par son énergie et son courant. L'énergie (en eV) est considérée proche de la tension appliquée dans la

diode (en V). Elle est mesurée par des diviseurs capacitifs [6]. Le courant du faisceau peut être mesuré par des boucles de courant (Bdot), une bobine de Rogowski [7][8] ou une Faraday Cup [9][10]. Pour connaître son degré d'homogénéité spatiale, le faisceau est imagé. Nous utilisons pour cela une cible de silice : lorsque le faisceau atteint la cible, les électrons produisent du rayonnement Cerenkov visible qui est ensuite capturé par des caméras rapides.

Lors des expériences d'étude de matériau, le choc produit est caractérisé en mesurant par vélocimétrie hétérodyne (VH) [11] la vitesse de la face arrière de la cible. Ces expériences sont ensuite simulées à l'aide d'une chaîne de calculs 2D disponible au CEA-DAM composée de deux codes : Diane et Hesione. Le premier permet de calculer le dépôt d'énergie dans une cible par des électrons. Le second utilise les résultats du premier code pour simuler le comportement hydrodynamique de la cible sous l'effet du dépôt d'énergie.

Dans le premier chapitre, nous présenterons une partie des physiques abordées dans le manuscrit. Nous commencerons par présenter les études de physique des faisceaux que nous produisons. Nous décrirons ensuite comment un choc se forme dans la matière et les méthodes possibles pour le produire.

Dans la première partie du chapitre 2, nous détaillerons le fonctionnement des deux installations ainsi que les expériences menées en utilisant leurs faisceaux. Dans la seconde partie, nous présenterons les diagnostics utilisés. Certains permettent de mesurer la tension appliquée dans la diode, le courant et le profil de densité de courant du faisceau. Un diagnostic spécifique nous permet de caractériser le choc produit dans la cible lors d'une expérience en mesurant la vitesse de la face arrière de la cible.

Dans le chapitre 3, nous présenterons les deux codes de calcul, Diane et Hésione. Le premier sera comparé au code GEANT4 et à des expériences menées aux États-Unis par le passé [12]. Le second code sera comparé à une simulation hydrodynamique en 1D et à une ancienne expérience de choc dans l'aluminium sur CESAR. Nous présenterons ensuite comment la chaîne de calculs Diane-Hésione a pu être améliorée en prenant en compte l'évolution temporelle du dépôt pour les simulations d'hydrodynamique.

Dans le chapitre 4, nous mettrons en oeuvre les méthodes numériques présentées dans le chapitre précédent pour réaliser une étude systématique de l'influence des paramètres fondamentaux liés au faisceau. L'effet de la variation de l'énergie cinétique des électrons, du courant du faisceau, des angles d'incidence des électrons sur la cible, du profil temporel de puissance et du profil de densité du faisceau sur le dépôt d'énergie et sur les vitesses mesurées en face arrière sera présenté.

Dans le chapitre 5, nous présenterons l'évolution récente de CESAR qui a permis d'atteindre des fortes fluences sur la cible. Pour cela, le champ magnétique externe utilisé a été augmenté et la géométrie de la chambre d'expérience a été adaptée. Le faisceau a été caractérisé dans son nouvel environnement et des chocs ont été produits dans l'aluminium. Nous présenterons les résultats de ces expériences puis nous les simulerons en utilisant les codes présentés dans le chapitre 3. Pour obtenir un bon accord entre les simulations et les expériences, nous émettrons des hypothèses sur le comportement du faisceau lors de son interaction avec le gaz dans lequel il est transporté. Les résultats présentés dans ce chapitre ont fait l'objet d'une publication.

Dans le chapitre 6, nous présenterons la campagne d'expériences menée sur le RKA en collaboration avec le laboratoire américain Sandia National Laboratories (SNL). Nous avons pour but de caractériser le faisceau lors de sa propagation dans la chambre d'expérience remplie de gaz à basse pression. Après avoir trouvé un point de fonctionnement répétable, nous avons caractérisé le faisceau dans une configuration reproductible pendant

son transport dans le vide ou dans de l'argon à faible pression. Nous montrerons l'avantage du transport sous argon à basse pression plutôt que sous vide. Nous présenterons ensuite des expériences de choc à basse fluence dans l'aluminium pour cette configuration où la qualité du faisceau est supérieure. Un bon accord entre les simulations hydrodynamiques et les expériences est obtenu malgré les faibles vitesses attendues pour le niveau de fluence délivré par le RKA.

Nous finirons par une conclusion qui rappellera les principaux résultats obtenus durant cette thèse. Après l'avoir prise en main, nous avons validé et amélioré la chaîne de simulations de l'interaction du faisceau d'électrons avec une cible. Pour bien restituer les expériences de choc dans l'aluminium par des simulations, nous sommes contraints d'émettre des hypothèses concernant le transport du faisceau, ceci pour deux fluences délivrées par les générateurs utilisés. Ces hypothèses orientent les futurs travaux de caractérisation vers de nouvelles mesures.

Chapitre 1

Phénoménologie des physiques abordées

Ce travail de thèse vise à caractériser le comportement de la matière dans des régimes de pression, température et masse volumique élevés : la masse volumique est celle du matériau solide au repos, la température s'approche des 10000 K et la pression varie du GPa à plusieurs centaines de GPa. Pour cela, plusieurs moyens expérimentaux existent pour explorer ces conditions thermodynamiques particulières. Celui utilisé pendant ce travail de thèse s'appuie sur les chocs produits par dépôt d'énergie de très forts flux d'électrons énergétiques dans la matière. Après avoir décrit les différents moyens permettant de créer des ondes de chocs de pression dans la matière, nous présenterons aussi le comportement des ondes de pression dans la matière et nous les équations d'état considérées dans cette étude.

Lors des expériences que nous présenterons dans ce manuscrit, le faisceau d'électrons, produit dans une diode sous vide, doit être transporté dans du gaz en raison de son fort courant. Des mécanismes complexes de transport d'électrons à très fort courant dans le gaz entrent en jeu et seront décrits à la fin de ce chapitre.

1.1 Etudes du comportement des matériaux dans des conditions de température et de pression élevée

Un des enjeux de l'étude des matériaux est de bien connaître leur comportement lorsqu'ils sont soumis à de très fortes pressions. Ils sont étudiés de façon dynamique en produisant des ondes de choc. Pour cela, plusieurs moyens expérimentaux peuvent être utilisés comme les lanceurs à gaz, les générateurs à explosifs, les lasers de puissance ou les générateurs de haute puissance pulsée [13].

1.1.1 Moyens permettant de produire des chocs

Un lanceur à gaz va mettre en mouvement un projectile qui atteindra une cible. Les niveaux de pression engendrés varient de plusieurs GPa, avec un lanceur mono-étage, à près de 100 GPa, avec un lanceur à deux étages. Un exemple est le lanceur SYLEX du CEA CESTA [13].

Dans un générateur à explosif, ce dernier est en contact avec une cible. L'onde de détonation qui parcourt l'explosif sera transmise sous forme de choc dans le matériau. Parfois, la cible est mise en mouvement pour impacter un autre bloc d'explosif. Ce processus est

répété 2 à 4 fois. Les niveaux de pressions atteints varient de 20 à 100 GPa, mais la matière est sollicitée de façon plus complexe.

Les lasers de puissance permettent d'atteindre des domaines d'état inaccessibles avec les lanceurs. Soit le laser éclaire directement la cible, soit il est converti, dans une cavité en or, en rayonnement X. Dans les deux cas, l'onde de choc est produite par la détente d'un plasma créé lors du chauffage de la cible par les rayons X ou le laser. Lors de ce type d'expériences, les pressions peuvent atteindre plusieurs TPa. De plus, les durées d'impulsions sont en général très courtes : de quelques nanosecondes à quelques picosecondes. Le National Ignition Facility (NIF) du Lawrence Livermore National Laboratories (LLNL) et le Laser MégaJoule (LMJ) du CEA CESTA sont deux exemples de ce type d'installation laser de très forte énergie.

Les générateurs de haute puissance pulsée peuvent être utilisés pour produire des rayons X ou des électrons qui vont déposer leur énergie dans une cible. Pour atteindre les conditions d'environnement les plus étudiées à la DAM, les doses requises dépassent les capacités des générateurs de rayons X [14]. C'est pour cela que nous utilisons le dépôt d'énergie d'électrons produits par des générateurs comme CESAR. Nous pouvons ainsi obtenir des pressions de plusieurs dizaines de GPa dans la matière [15].

1.1.2 Comportement des ondes de pression

Dans les expériences décrites dans ce manuscrit, les électrons déposent leur énergie dans une cible. En plus de faire augmenter l'énergie du matériau, la pression, la température et la masse volumique varient. Des ondes de pression vont se former et se déplacer dans la cible.

Effet de la pression dans la matière

Lorsque la pression dans un matériau est positive ou négative, ce dernier est respectivement dit "en compression" ou "en traction". La contrainte est définie par $\sigma = -PI + S$ où σ est le tenseur des contraintes, P est la pression dans le matériau, I est la matrice identité et S est le déviateur des contraintes. Cette contrainte est négative en compression et positive en traction. Un exemple de profil de pression en fonction de la profondeur dans la cible est représenté sur la figure 1.a).

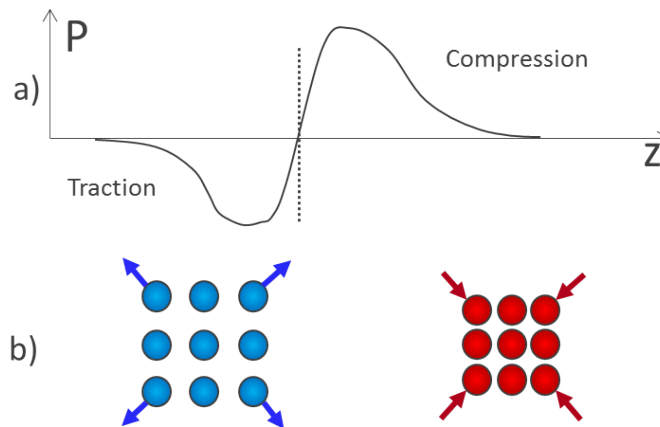


FIGURE 1 – Schéma de l'effet de la pression sur les atomes du matériau.

Sur le côté droit du profil, nous avons une zone de compression. De l'autre côté, c'est une zone de traction. Nous représentons ensuite l'effet de cette pression sur les atomes du matériau sur la figure 1.b). Lorsque la pression est positive, les atomes vont se rapprocher les uns des autres alors qu'ils vont s'éloigner lorsque la pression est négative.

Formation d'un choc dans la matière

Un choc est une discontinuité d'une grandeur scalaire dans la matière. Dans nos applications, elle concerne la pression et la vitesse de déplacement de la matière. Sur la figure 2, nous représentons la position et le profil d'une onde de pression à trois instants différents. Son état initial est donné sur la figure 2.a). Elle s'est déplacée suivant l'axe z dans la figure 2.b) et sa forme a évolué. Les fortes pressions se déplacent plus vite que les faibles pressions et le front se raidit. En effet, la vitesse d'une onde dans la matière $C = \sqrt{\frac{\partial P}{\partial \rho}}$ est généralement une fonction croissante de la pression. Lorsque les fortes pressions atteignent le front de l'onde, nous obtenons une discontinuité de pression dans le matériau représentée sur la figure 2.c) : c'est un choc en pression.

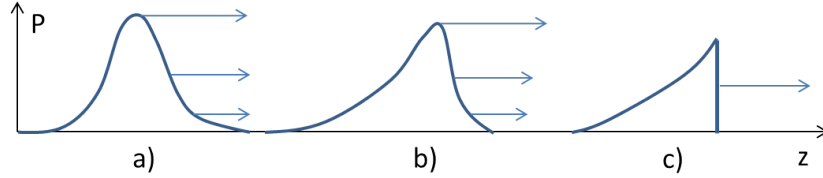


FIGURE 2 – Schéma du processus de formation d'un choc lorsqu'une onde de pression se déplace.

Comportement des ondes aux interfaces

Une interface est définie par un changement d'impédance acoustique $Z = \rho C_0$ où ρ est la masse volumique et C_0 est la vitesse du son dans le milieu. Lorsque l'onde de pression atteint une interface, elle est réfléchiée ou transmise et les valeurs de pression sont alors les suivantes [16] : $P_{tr} = \frac{2Z_2}{Z_1+Z_2} P_{inc}$ et $P_{ref} = \frac{Z_2-Z_1}{Z_1+Z_2} P_{inc}$. Z_1 est l'impédance du matériau dans lequel se trouve initialement l'onde de choc, Z_2 est l'impédance du milieu sur lequel arrive l'onde, P_{tr} est la pression transmise dans le milieu suivant, P_{ref} est la pression réfléchiée dans le matériau initial et P_{inc} est la pression incidente sur l'interface. Si le second milieu a une impédance identique au premier, l'onde est totalement transmise. Lorsque le second milieu est le vide ($Z_2 = 0$), toute l'onde de pression est réfléchiée et la pression change de signe.

Nous représentons sur la figure 3 le cas d'un dépôt d'énergie dans la matière par des électrons.

Nous présentons sur ce schéma les positions des maxima des ondes de pression en fonction de la profondeur dans la cible et du temps dans le cas d'un dépôt d'énergie par un faisceau d'électrons énergétiques. Le faisceau arrive par la gauche et dépose son énergie dans la matière. De l'endroit où le dépôt d'énergie est maximum, deux ondes de pression positives partent. L'une se déplace vers la face avant de la cible et est très rapidement réfléchiée en une onde de pression négative. L'autre se déplace vers la face arrière de l'aluminium et est aussi réfléchiée à un instant plus tardif. Lorsque les deux ondes de traction se rencontrent au point P, si la pression est suffisamment négative, la matière casse [17]. C'est le phénomène d'écaillage. En effet, les matériaux sont moins

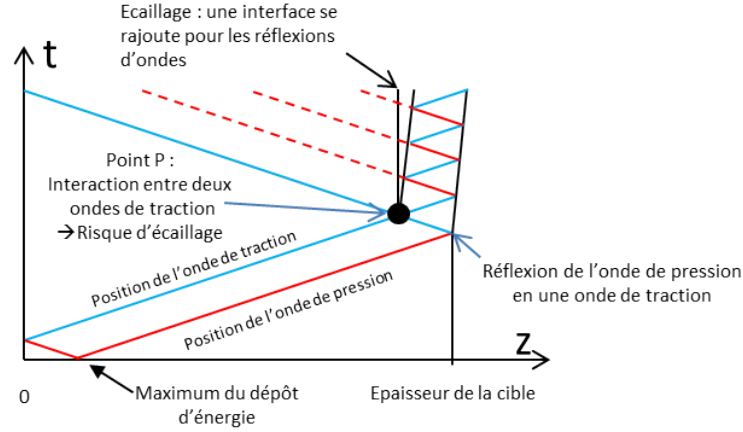


FIGURE 3 – Schéma de la position des maxima des ondes mécaniques dans la cible lors d'une expérience.

résistants en traction qu'en compression. À partir de cet instant, des interfaces se rajoutent donnant lieu à de multiples réflexions d'ondes. Un morceau de la face arrière du matériau peut alors être arraché de la cible.

Pour éviter ce problème d'écaillage, il est possible de rajouter derrière la cible un matériau dans lequel une partie de l'onde de choc est transmise. Plus l'impédance de ce matériau est proche de celui de la cible, mieux l'onde est transmise. Ceci limitera la pression négative appliquée dans le matériau lorsque les deux ondes de traction se rencontreront.

1.1.3 Équations d'état

Les expériences durant lesquelles l'énergie d'un faisceau d'électrons est déposée dans un matériau sont en général simulées. Une donnée fondamentale pour ces simulations d'hydrodynamique est l'équation d'état (EOS) du matériau qui lie l'énergie E , la pression P , la température T et la masse volumique ρ entre elles. Pour mieux restituer le comportement de la matière, il est nécessaire d'explorer des régimes de pression, masse volumique et température différents de ceux déjà bien connus afin de développer, valider et étendre les modèles d'équations d'état.

Dans les simulations que nous présenterons dans les chapitres suivants, nous utilisons principalement des cibles en aluminium pour lesquelles nous avons à disposition deux équations d'état bien établies dans une très large gamme de température, pression et masse volumique et qui prennent en compte les changements de phase du matériau.

La première est l'équation d'état proposée par Bushman, Lomonov et Fortov [18] que nous appelons "BLF". La pression dans le matériau est calculée à travers 3 contributions [13]. La première traduit les forces de cohésion du matériau, la deuxième est due à l'énergie de vibration des ions et la dernière provient de l'énergie d'excitation électronique. Des formules analytiques sont proposées pour chacune de ces contributions. Un total de 40 paramètres a permis de faire correspondre les formules aux résultats issus d'un grand nombre d'expériences.

La seconde équation d'état est issue de la base de données SESAME, proposée par le laboratoire américain Los Alamos National Laboratories. Elle regroupe plusieurs modèles validés par des expériences [19][1]. Nous pouvons observer sur la figure 4 un diagramme température-masse volumique dans lequel sont reportés les différents modèles utilisés dans l'équation d'état SESAME pour l'aluminium ainsi que leur domaine de validité. Entre 1 et 10 eV et de 10^{-1} à 10^1 kg/m³, nous avons une zone où aucun modèle n'a encore été

développé. Dans cette gamme, une interpolation entre les différents modèles est réalisée. Cette zone correspond aux conditions de la matière dense et chaude, plus couramment appelée "warm dense matter" (WDM).

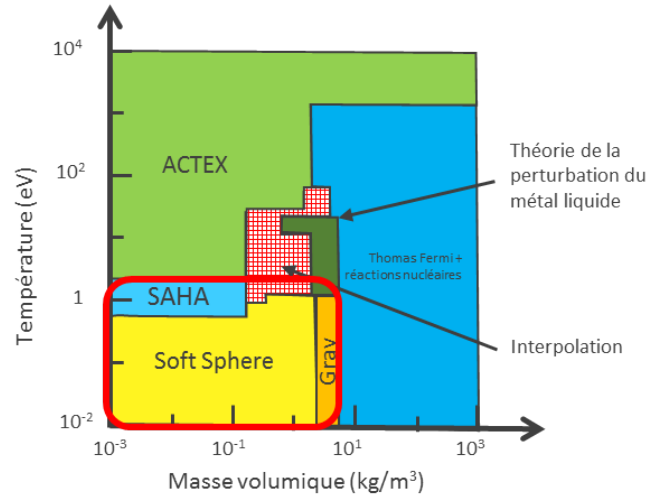


FIGURE 4 – Diagramme Température-Masse volumique représentant les domaines de validité des différents modèles utilisés dans l'équation d'état SESAME de l'aluminium [1]. La zone encadrée en rouge représente les conditions atteignables lors des expériences avec l'installation CESAR.

En rouge, nous avons encadré la zone qui peut être explorée lors des dépôts d'énergie des électrons produits avec l'installation CESAR. Elle couvre une partie de la zone d'interpolation mentionnée précédemment.

1.2 Etude de la propagation de faisceaux pulsés

Depuis le début des années 1960, de nouvelles méthodes de production de faisceaux d'électrons ont vu le jour grâce à l'émergence de la technologie des hautes puissances pulsées. En général, le courant produit est supérieur à 10 kA et l'énergie cinétique des électrons varie de 100 keV à plusieurs dizaines de MeV. A l'origine [20], ces faisceaux étaient utilisées pour réaliser des études de comportement des matériaux, faire de la radiographie X et simuler des effets de l'arme atomique. Par la suite, l'utilisation s'est élargie à d'autres sujets comme la fusion [21], la production de micro-ondes [22], l'accélération d'ions [23] ou l'excitation des milieux lasers [24].

Dans ce manuscrit, comme mentionné auparavant, nous utilisons un tel faisceau pour étudier le comportement de la matière en déposant l'énergie des électrons dans une cible afin de produire un choc.

1.2.1 Production d'un faisceau d'électrons pulsé

Un faisceau d'électrons intense est en général produit dans une diode sous vide, composée d'une cathode et d'une anode comme nous le schématisons sur la figure 5.

Un potentiel négatif V est appliqué sur la cathode (en rouge) et l'anode (en bleue) est mise à un potentiel nul. Un champ électrique E est alors produit permettant d'extraire de la cathode un faisceau d'électrons dont l'enveloppe est représentée en vert. Les particules

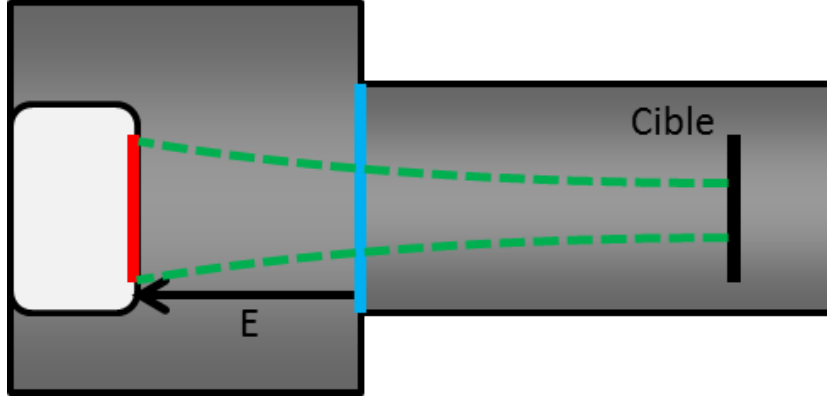


FIGURE 5 – Schéma de la production d'un faisceau d'électrons pulsé dans une diode sous vide.

sont accélérées jusqu'à l'anode qu'elles traversent pour atteindre une cible placée en aval. La loi de Child-Langmuir [25] donne l'expression de la densité de courant j atteignable dans le vide en fonction de la tension appliquée V et de la distance d entre l'anode et la cathode :

$$j = \frac{4\epsilon_0}{9} \sqrt{\frac{2e}{m_0}} \frac{V^{3/2}}{d^2} \simeq 2,33 \times 10^{-6} \frac{V^{3/2}}{d^2} \quad (1)$$

ϵ_0 est la permittivité du vide, e est la charge de l'électron et m_0 est sa masse.

1.2.2 Transport d'un faisceau d'électrons

Le transport du faisceau d'électrons est nécessaire pour qu'il atteigne une cible située en aval. Le courant transportable sous vide est limité par l'énergie des électrons, le rayon du faisceau et la géométrie de l'expérience à cause de la répulsion coulombienne. Dans le vide, le courant limite est décrit par la formule suivante [25] :

$$I_{scl} = \frac{4\pi\epsilon_0 m_0 c^3 / e}{2 \ln(r_t / r_f)} (\gamma_0^{2/3} - 1)^{3/2} \quad (2)$$

$\gamma_0 = 1 + \frac{eV_{AK}}{m_0 c^2}$ est le facteur de Lorentz des électrons [25], r_t est le rayon de la chambre d'expérience, r_f est le rayon du faisceau et c est la vitesse de la lumière.

Cette limite fait apparaître le courant d'Alfvén exprimant la valeur de courant à partir de laquelle le champ magnétique propre du faisceau est suffisamment important pour que les électrons retournent vers l'amont du transport. Il est exprimé par [26][27] :

$$I_A = \beta_0 \gamma_0 \frac{4\pi\epsilon_0 m_0 c^3}{e} = 17 \beta_0 \gamma_0 \text{ (kA)} \quad (3)$$

β_0 est la vitesse réduite des électrons égale à $\sqrt{1 - 1/\gamma_0^2}$.

Il est possible de transporter un courant supérieur à I_{scl} en injectant un gaz à faible pression. La phénoménologie de ce transport dans un gaz est complexe. Elle a été étudiée des années 1960 aux années 1980 dans plusieurs laboratoires et de nombreux articles ont été publiés. Ces études [28][5] ont mis en évidence certains mécanismes que nous présenterons par la suite en s'appuyant sur ces publications. D'autres études ont montré la forte influence de la pression ou du type de gaz sur le transport du faisceau [29][30][31][32]. Elles ont aussi mis en évidence l'apparition d'instabilités lors du transport. Les résultats de ces

études seront résumés plus tard dans ce chapitre. À cette époque, les premiers modèles numériques permettant de simuler ce comportement sont apparus [33][34].

Aujourd'hui des outils numériques simulant l'interaction entre un faisceau et un gaz sont prévus pour fonctionner sur des supercalculateurs. Dans le laboratoire américain Sandia National Laboratories (SNL), le code EMPIRE est en cours de développement et, au CEA-DIF, le code CALDER permet déjà de simuler une partie du comportement d'un faisceau dans un gaz. Pour valider ces outils, l'étude de la phénoménologie est revisitée en utilisant les diagnostics modernes disponibles à ce jour tels que les oscilloscopes à haute bande passante (5 à 30 GHz) et les caméras rapides permettant d'obtenir des résultats plus précis que dans le passé. Le nombre d'installations permettant ces études est aujourd'hui limité : nous en trouvons aux États-Unis (SNL ou Naval Research Laboratory), au CEA-DAM et dans des laboratoires indiens et chinois.

Afin d'expliquer les principaux mécanismes de cette physique [26][28][5], nous schématisons sur la figure 6, à un instant t proche du début de sa propagation, un faisceau d'électrons dans une chambre d'expérience cylindrique remplie de gaz. Dans cette description, nous utiliserons les termes f_e et f_m représentant respectivement le taux de neutralisation de la charge et le taux de neutralisation du courant.

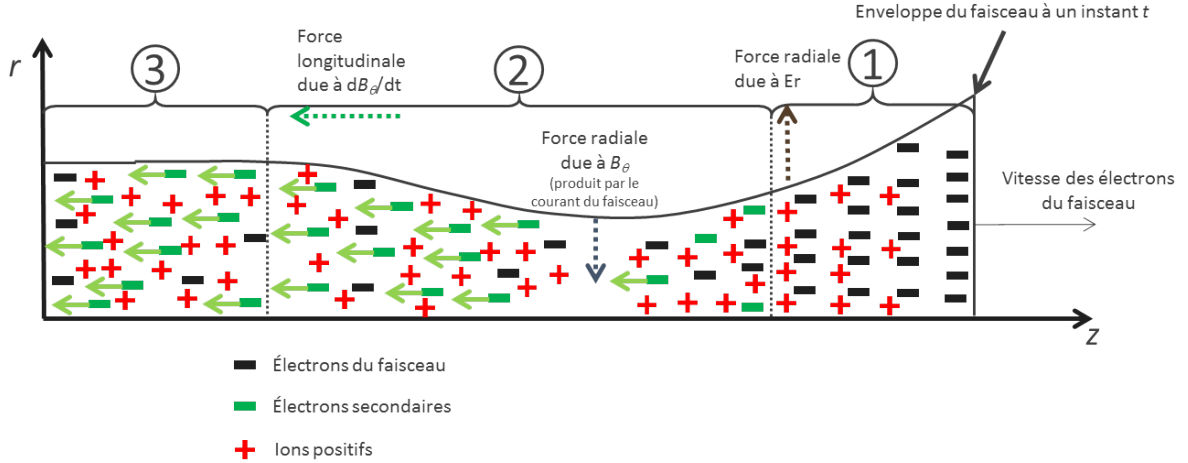


FIGURE 6 – Schématisation du transport d'un faisceau dans un gaz.

Dans la partie en tête du faisceau (zone 1), il n'y a que les électrons de celui-ci qui sont présents. Ils sont soumis à une force radiale, due à la répulsion coulombienne, faisant diverger le faisceau. En même temps, ces électrons ionisent le gaz. Des ions positifs sont produits jusqu'à neutraliser la charge du faisceau, annulant ainsi cette force radiale [25]. Le taux de neutralisation de la charge f_e passe progressivement de 0 à 1. Les électrons secondaires, qui sont associés aux ions positifs produits, sont dans un premier temps éjectés vers les parois de la chambre.

Dans la partie suivante (zone 2), les électrons du faisceau subissent encore une force radiale due au champ magnétique azimuthal produit par son courant. Ils continuent cependant à ioniser le gaz, augmentant le nombre d'ions présents. Ces ions écrantent le champ électrique des électrons du faisceau pour les électrons secondaires. Ces derniers peuvent rester dans le faisceau, ce qui permet de garder la neutralité de charge, et sont alors accélérés par une force longitudinale induite par la variation de courant du faisceau ($E_z \propto \frac{\partial B_\theta}{\partial t}$). Ils se déplacent dans la direction opposée à celle des électrons primaires. Malgré les faibles vitesses qu'ils atteignent, leur nombre conséquent permet de neutraliser le courant du faisceau et d'annuler le courant total [34]. Ainsi, la force radiale qui fait converger le faisceau

devient nulle [5] et le taux de neutralisation du courant f_m passe progressivement de 0 à 1.

Dans une situation idéale, représentée par la zone 3, nous entrons dans un régime que l'on peut qualifier "d'établi", où $f_m = f_e = 1$. En l'absence de champs électriques et magnétiques externes, les trajectoires des électrons du faisceau sont considérées "balistiques". En réalité, plusieurs régimes de propagation existent pouvant conduire à des instabilités peuvent se produire[29][30][31][32]. Nous présentons dans le tableau 1 un résumé des conditions de transport d'un faisceau en fonction de son courant et de la pression du gaz dans la chambre [26].

	Basse pression fe=fm=0		Pression intermédiaire fe=fm=1	Haute pression fe=1 ; fm<1
$I < I_{scl}$	Propagation avec divergence radiale	Instabilité à deux écoulements	Propagation stable du faisceau	Auto-focalisation puis transport possible du faisceau soumis à l'instabilité du « tuyau de jardin »
$I_{scl} < I_{scl} < I_A$	Formation d'une cathode virtuelle			
$I > I_A$				

Tableau 1 – Régimes de propagation d'un faisceau en fonction de son courant et de la pression du gaz dans la chambre.

Dans ce tableau, nous observons que les mécanismes intervenant durant la propagation d'un faisceau d'électrons intense dans un gaz dépendent fortement du courant du faisceau et de la pression du gaz dans la chambre d'expérience. À basse pression ($P \ll 0,1$ mbar), il n'y a pas de neutralisation de charge ou de courant. Le faisceau diverge et, si son courant dépasse la limite transportable dans le vide, une cathode virtuelle se forme et repousse les électrons vers l'injection. Nous trouvons la fenêtre de pression idéale pour le transport entre environ 0,1 et 10 mbar. Le faisceau peut alors se propager de façon stable. En rouge, nous retrouvons deux régimes dans lesquels la propagation est difficile ou impossible. À une pression faible, proche de la fenêtre de propagation, nous avons l'instabilité à deux écoulement qui intervient. À haute pression ($P > 10$ mbar), le faisceau est focalisé par son champ propre puis se propage. L'instabilité du "tuyau de jardin" peut apparaître et rendre la propagation difficile. Lorsque le courant dépasse celui d'Alfven, le plasma produit au passage du faisceau n'est plus suffisamment conducteur pour propager le courant des électrons secondaires afin d'annuler le courant du faisceau. Le champ magnétique propre dû à ce dernier empêche la propagation.

Il est difficile de prévoir le comportement du faisceau. Or, dans les expériences que nous décrivons dans la suite de ce document, le faisceau est le terme source pour la production de choc dans des cibles. Il est alors important de trouver un régime de propagation stable pour le faisceau et ensuite de le caractériser finement afin d'améliorer la précision des simulations associées.

1.3 Conclusion

Nous avons pu découvrir les différents moyens de production de chocs dans des cibles. Nous ne retenons dans nos expériences que les chocs produits par dépôt d'énergie d'électrons car cette méthode permet de déposer suffisamment d'énergie dans le matériau pour atteindre les conditions extrêmes de la matière étudiées au CEA-DAM. Dans ces conditions, les expériences permettent de développer et valider des équations d'état qui sont utilisées lors des simulations hydrodynamiques du comportement des cibles. Pour les initialiser, il est en revanche important de connaître les caractéristiques du faisceau de façon précise.

Les travaux de cette thèse ont été réalisés pour répondre à trois objectifs. Le premier est d'améliorer les performances des installations CESAR et RKA pour atteindre et explorer de nouveaux régimes de pression, température et masse volumique. Le deuxième objectif est de caractériser de façon précise le faisceau lors de son transport. Enfin, le dernier objectif est d'utiliser cette caractérisation afin d'améliorer les simulations hydrodynamiques des expériences.

Chapitre 2

Dispositifs expérimentaux

Les moyens expérimentaux utilisés au sein du laboratoire sont des générateurs de Haute Puissance Pulsée (HPP). Ils délivrent une impulsion électrique de forte puissance à partir du réseau électrique classique : de quelques GW à plusieurs centaines de GW. Cette impulsion est ensuite appliquée aux bornes d'une diode qui émet alors un faisceau d'électrons relativiste intense. Au CEA-DAM, beaucoup d'installations de ce type ont été utilisées par le passé [14]. Au CEA CESTA, il reste deux générateurs HPP : le Canon à Electrons Sidonix Après Refonte (CESAR) et le Relativistic Klystron Amplifier (RKA) qui seront cités par leur acronymes par la suite. Ils seront tous les deux décrits dans ce chapitre.

Sur ces moyens plusieurs diagnostics sont utilisés pour mesurer la tension de l'impulsion électrique, son courant ou celui du faisceau mais aussi d'imager ce dernier par le biais de l'effet Cerenkov [35]. Un diagnostic supplémentaire est utilisé et permet de mesurer la vitesse de la surface arrière d'une cible qui est mise en mouvement par le thermochoc généré suite au dépôt d'énergie par un faisceau d'électrons dans celle-ci. Chacun de ces diagnostics sera présenté dans ce chapitre.

2.1 Générateurs de haute puissance pulsée

Les générateurs de HPP sont en général composés d'une alimentation haute tension qui charge un ou des condensateurs qui sont branchés en parallèle. Ces derniers peuvent ensuite être déchargés dans un transformateur élévateur de tension. Ce type de circuit convient pour des générateurs dont la puissance est relativement faible, de l'ordre de quelques GW. Les condensateurs peuvent aussi être déchargés en série grâce à des interrupteurs et la tension finale sera la somme des tensions aux bornes de chaque condensateur : c'est un circuit de Marx [26]. Ce circuit convient pour les générateurs produisant quelques centaines de GW.

La durée de l'impulsion obtenue en sortie du transformateur ou du circuit de Marx doit ensuite être réduite. Pour cela, l'impulsion est transmise à une ou plusieurs lignes de mise en forme par le biais d'éclateurs. Elles se présentent en général sous forme de lignes simples (coaxiales) ou de lignes Blumlein [36] (détaillée dans la partie 2.3). En utilisant une ligne simple, la tension en sortie est égale à la moitié de celle appliquée en entrée. Les lignes Blumlein possèdent une tension de sortie égale à celle d'entrée.

Pour finir, l'impulsion électrique est appliquée sur une diode qui émet un faisceau d'électrons. La diode est composée d'une cathode à laquelle est appliqué le fort potentiel négatif de l'impulsion électrique et d'une anode qui est reliée à la masse. La cathode est

dite "froide" et est composée d'acier inoxydable, de graphite, ou de velours. L'anode peut être composée d'un matériau permettant de faire du rayonnement X lorsque le faisceau l'atteint (par exemple du tantale). Elle peut aussi être transparente aux électrons. Dans ce cas, on utilise une très fine couche de matériau qui aura peu d'influence sur le faisceau. La différence de potentiel entre l'anode et la cathode génère un champ électrique. Lorsqu'il est suffisant, il permet d'extraire des électrons de la cathode qui obtiennent alors une énergie cinétique en eV égale à la différence de potentiel en kV (rappel : $1 \text{ eV} = 1,6 \times 10^{-19} \text{ J}$).

2.2 Description du générateur de faisceaux d'électrons CESAR

Présentation du générateur

La diode de CESAR produit un faisceau d'électrons à partir d'une impulsion d'une durée d'environ 60 ns ayant une tension d'environ 800 kV et un courant pouvant atteindre 300 kA. La cadence des tirs sur CESAR est de 2 tirs/jour au maximum. Une photographie de CESAR est présentée sur la figure 7.



FIGURE 7 – Photographie du générateur CESAR.

Le faisceau délivré par CESAR est transporté puis focalisé sur une cible pour atteindre des fluences comprises entre 50 et 700 cal/cm². Lorsqu'il interagit avec la cible, il dépose son énergie dans un volume constant : il n'y a plus de faisceau lorsque la cible commence à évoluer. À l'intérieur du matériau, la température, la pression, la masse volumique et l'énergie sont liées par une équation d'état (EOS). Suite au dépôt d'énergie, la température ainsi que la pression à l'intérieur du matériau augmentent fortement. Elles peuvent monter jusqu'à plus de 11600 K (1 eV) et plusieurs GPa. La pression forme une onde qui produit un thermochoc. L'étude du comportement du matériau après le dépôt d'énergie par le faisceau permet de préciser les modèles d'EOS des matériaux. Lors des expériences sur CESAR, le thermochoc est caractérisé par la mesure de la vitesse de la face arrière de la cible en plusieurs points.

Le circuit de charge et les lignes de mise en forme

Le circuit de charge et les lignes de transmission et de mise en forme de CESAR sont schématisés sur la figure 8. Le circuit de charge est un circuit de Marx : 20 condensateurs de $0,35 \mu\text{F}$ sont chargés à 120 kV. L'énergie totale est de 50 kJ. Ces condensateurs sont ensuite déchargés en série par le biais d'éclateurs pour obtenir une tension de 2,4 MV qui charge une ligne de stockage intermédiaire en $1 \mu\text{s}$. Un premier éclateur, auto déclenché, transmet l'énergie à la ligne de mise en forme. Un deuxième éclateur à 3 canaux transmet l'impulsion électrique vers la ligne de transmission. Cette ligne de transmission est séparée en deux parties par le troisième et dernier éclateur à 12 canaux. Ce dernier est auto-déclenché et est appelé éclateur de pré-impulsion. Il sert à supprimer les impulsions électriques parasites, dont la tension est inférieure à 100 kV, qui précèdent l'onde de tension principale. Chacune des lignes de transmission est plongée dans de l'eau désionisée. L'impulsion finale est délivrée à la diode.

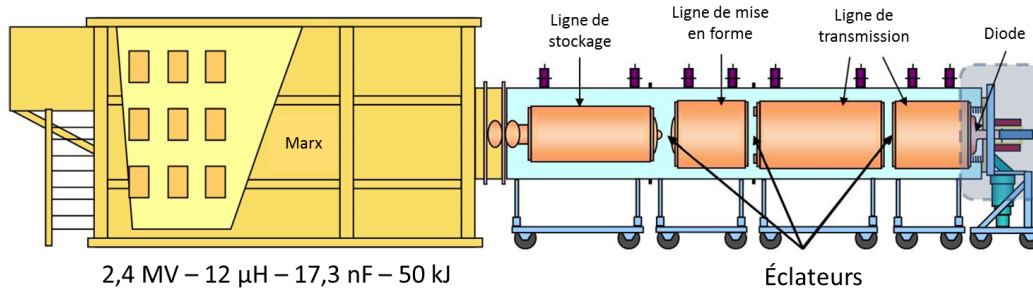


FIGURE 8 – Schéma du circuit de charge de CESAR (circuit de Marx) et des lignes de transmission et de mise en forme.

La diode

La diode est schématisée sur la figure 9. L'impulsion électrique est transportée dans l'eau désionisée des lignes jusqu'à une interface qui permet d'isoler la diode sous vide de la ligne de transmission. Sa géométrie permet de répartir les lignes de champ électriques de façon homogène dans le vide. La diode est composée du support de cathode, de la cathode et de l'anode. La longueur du support de cathode est variable pour pouvoir régler la distance d_{AK} entre l'anode et la cathode, de l'ordre de quelques mm, sur laquelle la tension V_{AK} est appliquée.

La cathode est en graphite ou en acier inoxydable. Son rayon peut varier de 25 à 60 mm. L'anode de CESAR est une feuille de mylar aluminisé, transparente au faisceau d'électrons. C'est un film plastique de $6,5 \mu\text{m}$ d'épaisseur sur lequel une couche de 50 nm d'aluminium a été déposée. Le mylar permet d'assurer l'étanchéité entre le vide de la diode et la chambre d'expérience remplie d'air alors que l'aluminium assure la mise à la masse de l'anode.

Lorsque le faisceau est émis, deux plasmas sont créés sur la cathode et l'anode [37]. Au cours de l'émission du faisceau, ces deux plasmas se déplacent en sens contraire et se rapprochent, réduisant ainsi la distance d_{AK} . Le courant du faisceau augmente mais la tension appliquée diminue. Après plusieurs dizaines de nanosecondes, les plasmas peuvent se rencontrer durant l'impulsion électrique pour des valeurs faibles de d_{AK} . Ce court-circuit limite alors la durée du faisceau.

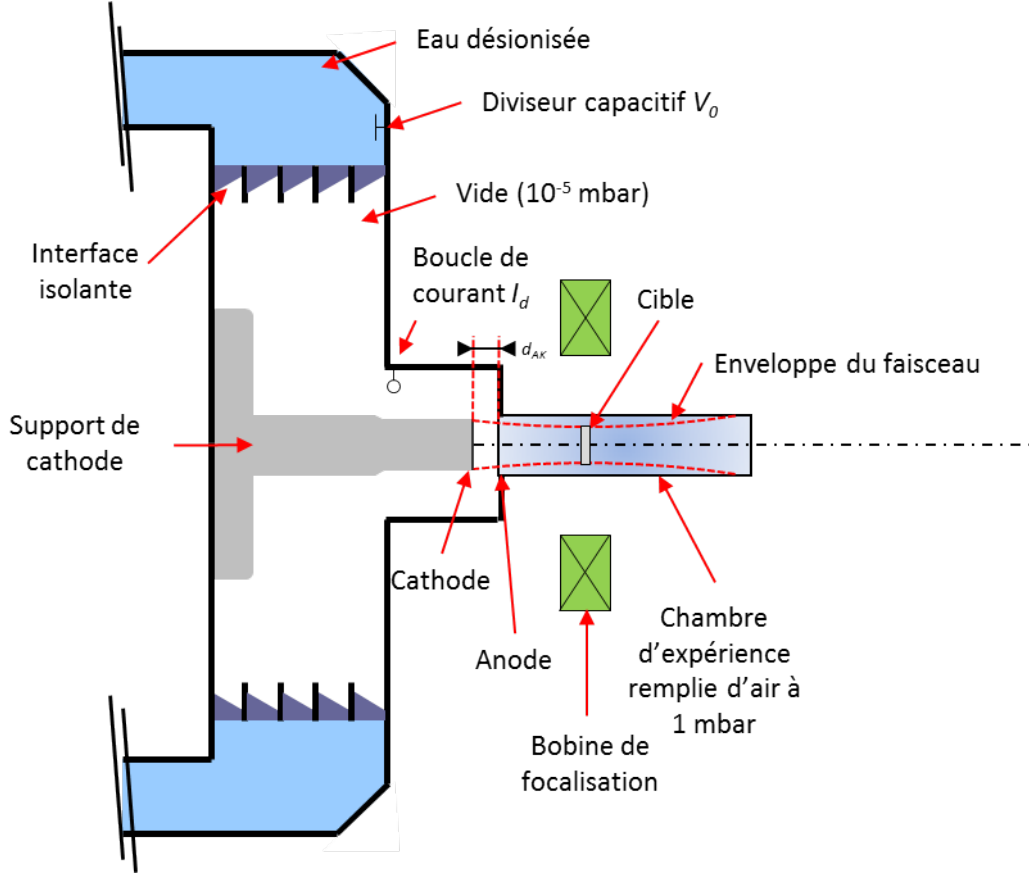


FIGURE 9 – Schéma de la diode et de la chambre d'expérience de CESAR.

Le fort courant du faisceau induit un champ magnétique intense. Ce dernier fait converger le faisceau dans la diode [15]. Un champ magnétique externe, produit à l'aide d'une bobine située proche de la diode, compense cet effet et aide à extraire le faisceau de la diode tout en permettant aussi de le focaliser sur une cible.

Deux diagnostics électriques sont visibles sur la figure 9. Le premier est un diviseur capacitif mesurant la tension V_0 dans l'eau juste avant la surface isolante. Le second est une boucle de courant qui permet de mesurer le courant I_d traversant la diode. Grâce à ces deux mesures, la tension appliquée entre la cathode et l'anode (V_{AK}) est connue : $V_{AK}(t) = V_0(t - \Delta t) - L \frac{dI_d}{dt}$. L est l'inductance entre le diviseur capacitif et la cathode, de l'ordre de 50 nH, et Δt est le temps de trajet de l'onde entre ces deux points, de l'ordre de la nanoseconde. Le fonctionnement de chaque capteur est présenté dans la partie 2.4.

La chambre d'expérience

Dans la chambre d'expérience (schématisée sur la figure 9), le faisceau qui a traversé l'anode est transporté jusqu'à une cible. Pour la configuration expérimentale utilisée par la suite sur CESAR, le rayon de faisceau est de l'ordre de 25 mm à la sortie de la diode, le rayon de la chambre d'expérience est de 38,5 mm. En considérant une énergie des électrons de 800 keV dans l'équation 2, nous obtenons $I_{max} \simeq 5,5$ kA : par conséquent, il est impossible de transporter les 300 kA délivrés par CESAR dans le vide. Pour y remédier et pouvoir propager le faisceau sur plusieurs centimètres jusqu'à la cible, la chambre est remplie d'air à faible pression, de l'ordre du millibar. Il est ainsi transporté sur une longueur comprise entre 87 mm et 230 mm. D'après la base de données ESTAR

[38], la perte d'énergie des électrons de 800 keV dans l'air est de $3,887 \text{ MeV.cm}^2/\text{g}$. À 1 mbar, la masse volumique de l'air est de $1 \times 10^{-6} \text{ g/cm}^3$. La perte d'énergie est alors comprise entre 40 et 100 eV, nous pourrions la négliger par la suite. Une partie du temps de fonctionnement de CESAR est dédiée à la caractérisation du faisceau afin d'améliorer la compréhension des processus intervenants lors de la propagation. Une partie de ces travaux de caractérisation fera l'objet du chapitre 5.

Afin d'augmenter la fluence du faisceau, le faisceau est focalisé sur une cible placée au centre d'une bobine de focalisation où le champ magnétique peut atteindre 5 T [15].

Durant les expériences traitées dans ce manuscrit, la cible est un disque en aluminium d'épaisseur 2 mm ou 3 mm. Il peut aussi être remplacé par des diagnostics, comme une cible en silice servant à imager le faisceau, ou une Faraday Cup (FC) permettant de mesurer le courant du faisceau à la position de la cible. Ces deux diagnostics sont décrits dans la partie 2.4.

2.3 Le générateur de faisceaux d'électrons RKA

Présentation du générateur

Le générateur Relativistic Klystron Amplifier (RKA) produit un faisceau d'électrons ayant une énergie cinétique allant de 100 à 500 keV et un courant variant de 1 à 30 kA. Il a l'avantage d'avoir une cadence de tir beaucoup plus élevée que CESAR (jusqu'à 10 tirs/heure). Une photographie du RKA est présentée sur la figure 10.

En raison de la bonne reproductibilité du fonctionnement du RKA par rapport à CESAR, il est utilisé pour l'étude de la physique de l'interaction du faisceau d'électrons avec un gaz. Ces expériences sont réalisées en collaboration avec Sandia National Laboratories (SNL) dans le but de calibrer et valider des codes de simulation du transport d'un faisceau dans un gaz tels que CALDER [39] au CEA DAM ou EMPIRE au SNL [40]. Le RKA peut aussi être utilisé pour des études de matériaux sous chocs à faible fluence (de 0,5 à 30 cal/cm^2), similaires à celles menées sur CESAR.



FIGURE 10 – Photographie du générateur RKA.

Le circuit de charge et la ligne de mise en forme

L'ensemble du circuit de charge et de la ligne de mise en forme est schématisé sur la figure 11.

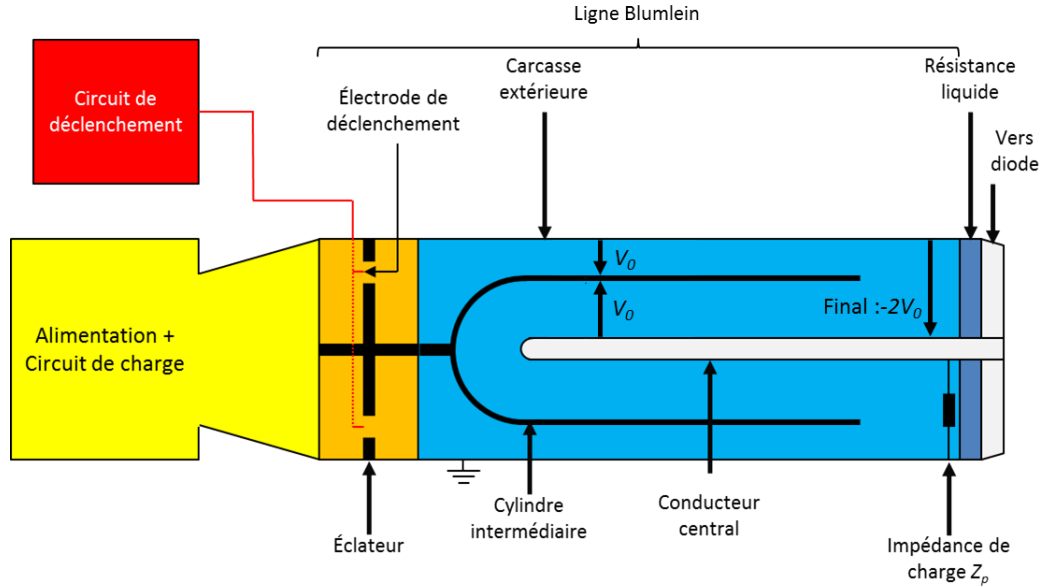


FIGURE 11 – Schéma du couplage de la Blumlein au circuit de charge du RKA.

Le RKA est composé d'une alimentation primaire qui charge deux condensateurs à une tension réglable jusqu'à 40 kV en quelques millisecondes. Ils sont ensuite déchargés dans un transformateur qui permet d'élever la tension jusqu'au potentiel V_0 (de 100 à 500 kV) à l'aide de thyratrons (éclateurs).

La ligne Blumlein est composée de 3 conducteurs : la carcasse extérieure reliée à la masse, le cylindre intermédiaire relié au circuit de charge et le conducteur central relié à la diode en sortie. Elle est séparée en deux parties représentées en orange et en bleu sur le schéma de la figure 11.

La partie orange contient l'éclateur composé de deux électrodes : un disque relié au cylindre intermédiaire et un anneau relié à la carcasse extérieure. Il est rempli de gaz SF_6 à une pression réglée entre 2 et 3,5 bars suivant la tension de charge de ligne désirée. Lorsque le potentiel V_0 est appliqué au cylindre intermédiaire, le gaz empêche le claquage entre les deux électrodes de l'éclateur. Ce dernier est commuté par le circuit de déclenchement lorsque le potentiel du cylindre intermédiaire atteint V_0 .

La partie bleue est remplie d'eau désionisée. La différence de potentiel disponible en sortie du circuit de charge est appliquée simultanément entre le cylindre intermédiaire et la carcasse et entre le cylindre intermédiaire et le conducteur central. Au maximum de la charge, nous obtenons une différence de potentiel V_0 entre le cylindre intermédiaire et la carcasse et $-V_0$ entre le conducteur central et le cylindre intermédiaire. À la commutation de l'éclateur, une onde de tension $-V_0$ se propage de l'éclateur vers la diode entre le cylindre intermédiaire et la carcasse extérieure. Lorsqu'elle atteint l'extrémité du cylindre intermédiaire, nous obtenons une différence de potentiel $-2V_0$ entre le conducteur central et la carcasse. L'adaptation de l'impédance de la diode à celle de la ligne blumlein permet de diviser la tension de sortie par 2 pour obtenir $-V_0$.

Lors de la charge de la ligne Blumlein, le conducteur central doit être maintenu à la masse pour empêcher la capacité parasite entre ce dernier et le cylindre intermédiaire de

décharger la ligne. Pour cela, nous utilisons une impédance de charge Z_P , typiquement une inductance, suffisamment petite pour agir comme un circuit fermé sur des temps caractéristiques longs (plusieurs μs). Cette impédance est aussi suffisamment grande pour agir comme un circuit ouvert lors de la décharge de la ligne sur un temps court (environ 100 ns).

La résistance liquide radiale

Pour modifier le courant du faisceau d'électrons sans modifier la diode ou la tension qui lui est appliquée, il est possible de se servir de la résistance radiale schématisée sur la figure 11. C'est un réservoir en plexiglas dans lequel circule une solution de thiosulfate de sodium dont nous contrôlons la conductivité. Elle est toujours en place et permet de dériver une partie du courant venant de la ligne Blumlein. La résistance de cet ensemble est inversement proportionnelle à la conductivité de la solution. Lorsque nous voulons diminuer le courant du faisceau sans modifier la géométrie de la diode, la concentration est augmentée.

La diode

La diode est schématisée sur la figure 12 et les photographies de la cathode et de l'anode sont présentées sur la figure 13. Comme pour CESAR, la diode du RKA est composée d'un support de cathode, d'une cathode et d'une anode. Le support de cathode est réglable pour pouvoir modifier la distance anode-cathode d_{AK} . La cathode est un velours de diamètre 70, 50 ou 30 mm. Nous utiliserons uniquement le diamètre de 50 mm dans les expériences présentées dans le chapitre 6. L'anode est constituée de mylar aluminisé identique à celui utilisé sur CESAR. .

La diode est équipée de 3 capteurs : un diviseur capacitif mesurant la tension V_{AK} appliquée entre l'anode et la cathode et deux boucles de courant (Bdots), B_1 et B_2 , mesurant toutes les deux le courant dans la diode, I_1 et I_2 . La position de ces trois capteurs est indiquée sur la figure 13.a). Il existe aussi un diviseur capacitif mesurant la tension en sortie de la ligne Blumlein V_{SB} , juste avant la résistance liquide. Une bobine de Rogowski est installée à l'entrée de la chambre d'expérience pour mesurer le courant du faisceau ayant franchi l'anode. Le fonctionnement de ces diagnostics est présenté dans la partie 2.4.

La chambre d'expérience

La chambre d'expérience est un cylindre de rayon 10 cm et de longueur 26 cm. Elle est fixée à la bobine de Rogowski, elle-même fixée à la diode. Le rayon du faisceau est d'environ 25 mm. En considérant une énergie cinétique de 500 keV dans l'équation 2, le courant maximal transportable dans le vide est $I_{max} = 582$ A. Pour pouvoir transporter un faisceau de quelques kA sur quelques dizaines de centimètres, il est aussi nécessaire d'utiliser du gaz. Sur le RKA, nous utilisons un gaz à une faible pression comprise entre le vide limite (2×10^{-4} mbar) et 1 mbar. L'argon est choisi car c'est un gaz rare plus facile à modéliser que l'air.

La cible peut être une FC pour mesurer le courant à différentes positions le long de l'axe de propagation du faisceau. Nous pouvons aussi utiliser un verre en silice pour imager le faisceau par effet Cerenkov [35]. Lors des expériences d'étude de matériaux, la cible est un échantillon du matériau étudié. Le hublot de silice fermant la chambre est

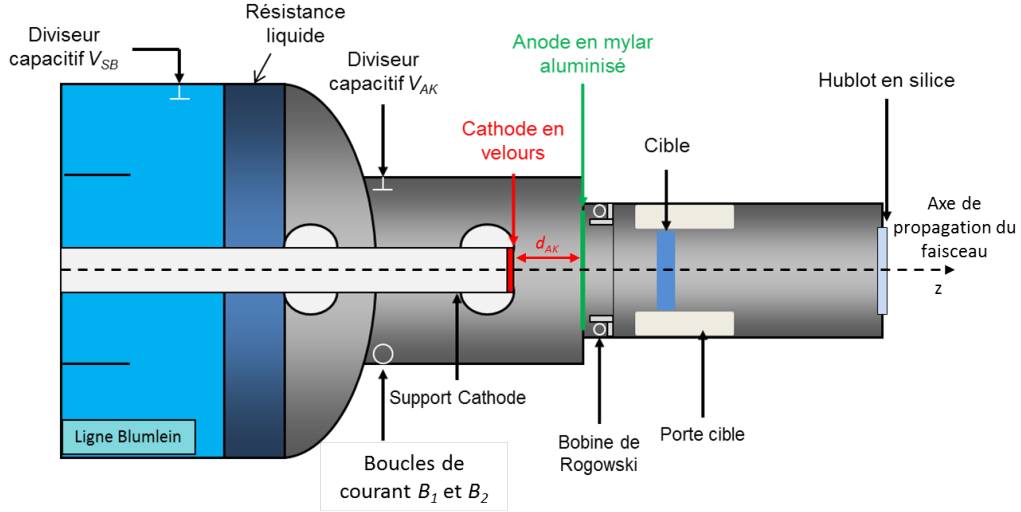
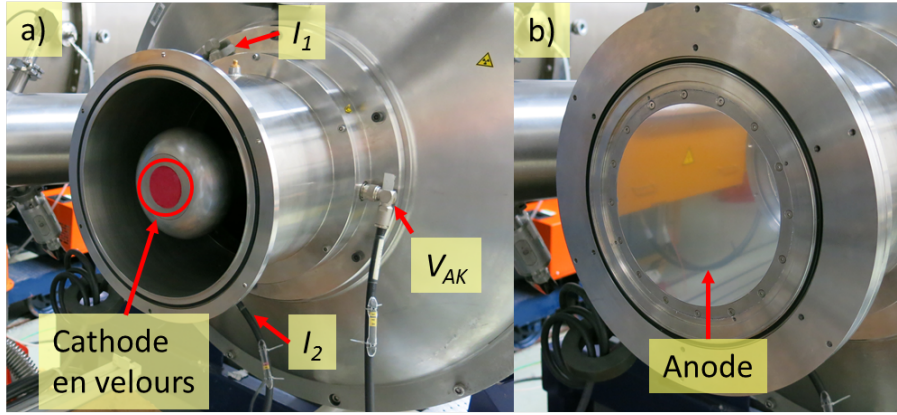


FIGURE 12 – Schéma de la diode et de la chambre d'expérience du RKA.


 FIGURE 13 – Photographie de la diode sans l'anode (a) et de l'anode montée sur la diode (b). Les sorties des diagnostics électriques y sont indiquées.

utilisé pendant les expériences d'imagerie du faisceau pour laisser passer le rayonnement Cerenkov. Le reste du temps, la chambre est fermée par une pièce permettant d'extraire un câble électrique ou des fibres optiques.

2.4 Diagnostics

Dans cette partie, nous présentons le fonctionnement des diagnostics utilisés. Ils seront illustrés par des exemples provenant d'expériences sur RKA excepté pour la partie 2.4.4 où les résultats proviennent de CESAR.

2.4.1 Mesures de courant

Le courant du faisceau I_f représente le débit de particules à la position de la mesure. Il est utile pour déterminer la durée d'émission du faisceau et, couplé à la mesure de tension, permet de calculer le spectre en énergie du faisceau, la puissance apportée à la diode ou l'énergie totale disponible dans le faisceau.

Il est délicat de mesurer directement des forts courants sous vide. En revanche, le faisceau

induit un champ magnétique azimuthal B_θ qui dépend de son courant I_f . Ce champ et ce courant peuvent être mesurés par plusieurs types de sondes rapides :

- Les Faraday Cup (FC) qui collectent les charges et mesurent le courant en utilisant un circuit électrique [9][10].
- Les boucles de courant, appelées "Bdot", qui mesurent une variation du flux de champ magnétique produit par le faisceau [6].
- Les moniteurs de courant de retour [41] qui mesurent le courant transporté par le tube métallique dans lequel le faisceau se propage. Ce courant de retour est l'image du courant du faisceau.
- Les collecteurs capacitifs [42] ou inductifs [43] qui permettent de mesurer le courant (ou la position) d'un faisceau suite à son interaction avec des conducteurs cylindriques placés dans le tube de propagation.
- Les transformateurs de courant [44] qui convertissent le champ propre du faisceau en un courant mesurable.

Sur le RKA, l'utilisation de boucles de courant, d'une FC et d'un transformateur, appelé aussi bobine de Rogowski, est retenue. Les boucles de courant sont simples à mettre en œuvre. Ici, elles mesurent le courant dans la diode sous vide. La FC est utilisée pour mesurer le courant de façon précise à différentes positions le long de l'axe de propagation du faisceau. Les mesures des boucles de courants sont comparées à la mesure de la bobine de Rogowski pour s'assurer que le courant mesuré dans la diode est aussi le courant du faisceau traversant l'anode.

Bobine de Rogowski

Une bobine de Rogowski [7][8] permet de mesurer des courants élevés (plusieurs kA). Elle est constituée d'un fil conducteur bobiné en N spires autour d'un tore d'un matériau quelconque de rayon ρ . Ce tore est placé autour du faisceau dont nous voulons mesurer le courant I_f . Il produit un champ magnétique induisant un courant $i(t)$ dans les spires de la bobine qui traverse une résistance très faible R_S , aussi appelée résistance de shunt. La bobine de Rogowski est schématisée sur la figure 14.



FIGURE 14 – Schéma d'une bobine de Rogowski (à gauche) et photographie de celle utilisée sur RKA (à droite).

Le champ magnétique produit à un rayon ρ du faisceau s'exprime par [45] :

$$B_\theta(t) = \frac{\mu_0 I_f}{2\pi\rho} \quad (4)$$

Il induit le courant dans les spires [45] :

$$i(t) = \frac{NS_B \left(\frac{dB_i}{dt} \right)}{R_S} \quad (5)$$

S_B est la surface d'une spire, B_i est le champ magnétique moyen dans le tore pouvant être exprimé sous la forme [45] d'une somme d'un champ extérieur et d'un champ auto-induit :

$$B_i(t) = B_\theta(t) - \mu_0 i(t) \frac{N}{2\pi\rho} \quad (6)$$

En combinant les équations 5 et 6, nous obtenons l'équation suivante :

$$B_i(t) + \frac{\mu_0 N^2 S_B}{2\pi\rho R_S} \frac{dB_i}{dt} = B_\theta(t) \quad (7)$$

La bobine de Rogowski et la résistance de shunt forment un circuit dont le temps caractéristique est $\frac{L}{R_S}$ avec $L = \frac{\mu_0 N^2 S_B}{2\pi\rho}$. R_S étant très faible, le terme $\frac{dB_i}{dt}$ domine dans l'équation 7 qui se transforme en :

$$\frac{dB_i}{dt} = \frac{2\pi\rho R_S}{\mu_0 N^2 S_B} B_\theta(t) \quad (8)$$

En combinant les équations 5, 6 et 8 et après simplification, nous obtenons :

$$i(t) = \frac{I_f}{N} \quad (9)$$

La tension relevée par l'oscilloscope est proportionnelle à la valeur du courant du faisceau. Un exemple de courant mesuré par la bobine de Rogowski est présenté sur la figure 15.

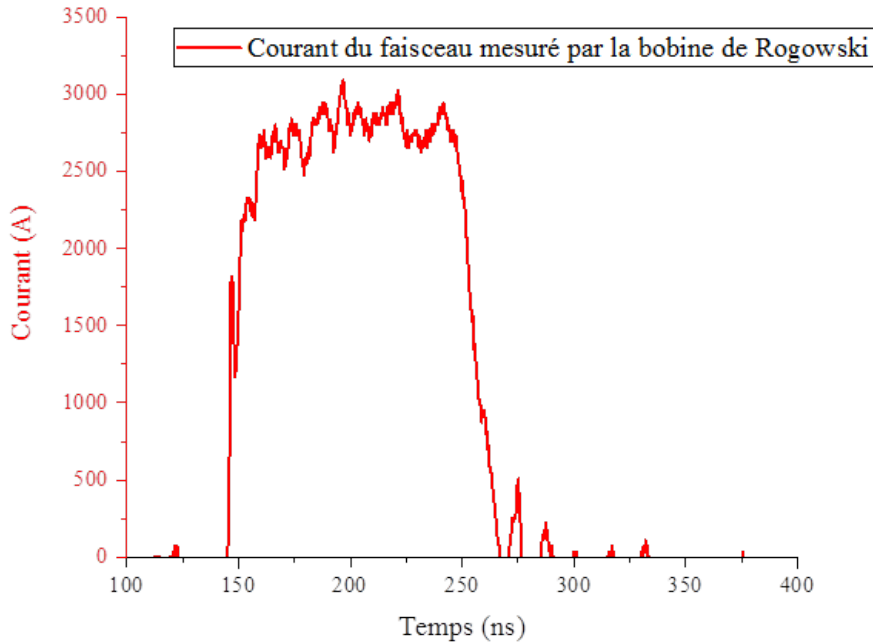


FIGURE 15 – Exemple du courant du faisceau mesuré par une bobine de Rogowski.

Pour simplifier l'équation 7, nous avons dû faire l'hypothèse que $\frac{L}{R_S} \frac{dB_i}{dt} \gg B_i(t)$. Lorsque l'on se place dans le domaine fréquentiel, $B_i(t) = B_0 e^{j\omega t}$ et, en remplaçant B_i dans l'équation précédente, nous obtenons $\omega \gg \frac{R_S}{L}$. Sur le RKA, $R_S = 10 \text{ m}\Omega$, $N \simeq 30$, $\rho \simeq 0,2 \text{ m}$ et $S_B \simeq 8 \times 10^{-5} \text{ m}^2$. Nous pouvons donc mesurer des signaux à condition que leur fréquence respecte $f \gg 22 \text{ kHz}$, soit un temps caractéristique inférieur à $45 \text{ }\mu\text{s}$. Les signaux que nous mesurons sont de quelques centaines de nanosecondes, ils ne sont pas modifiés par la réponse fréquentielle de la bobine.

Dans cette présentation, nous n'avons pas pris en compte les capacités parasites provenant du couplage des spires avec la pièce en acier ou entre elles-mêmes et le noyau magnétique autour duquel sont bobinées les spires qui changent la réponse de la bobine de Rogowski à haute fréquence [46][47].

Boucles de courant "Bdot"

Une boucle de courant est fabriquée à partir d'un fil métallique qui forme une simple spire de surface fixe S . Le courant du faisceau produit un champ magnétique dépendant du temps. Suivant la loi de Faraday, ce dernier génère aux bornes de la boucle une force électromotrice $U = -\frac{d\phi}{dt}$ [48] où ϕ est le flux magnétique, traversant la boucle, proportionnel à B_θ en géométrie cylindrique. La tension U est proportionnelle à $\frac{dB_\theta}{dt}$, d'où le nom "Bdot", et est relevée par un oscilloscope.

Si on assimile le faisceau à un conducteur cylindrique parcouru par un courant I_f , le champ magnétique dans la boucle est proportionnel à celui-ci :

$$U \propto S \frac{dI_f}{dt} \quad (10)$$

Le signal de tension $U(t)$ est ensuite intégré et multiplié par son coefficient d'étalonnage pour donner le courant du faisceau.

La plage d'utilisation de ce capteur est limitée. En effet, les équations régissant le fonctionnement d'une Bdot sont presque identiques à celles d'une bobine de Rogowski (équations 5, 6 et 7) : N est égal à 1 et $R_S = 50 \text{ }\Omega$ est la résistance d'entrée de l'oscilloscope, largement supérieur à la résistance de shunt ($10 \text{ m}\Omega$) de la bobine de Rogowski. En gardant la même taille de spire, et la même distance par rapport au centre du faisceau, nous obtenons une fréquence de coupure de $3,3 \text{ GHz}$ pour la Bdot. Les signaux que nous mesurons ont une fréquence inférieure et le signal obtenu par la Bdot doit être intégré. Nous présentons sur la figure 16 la mesure brute d'une Bdot observée par l'oscilloscope (en noir), et le courant du faisceau après intégration (en rouge). Les signaux obtenus par une Bdot ont en général un "offset" qu'il faut supprimer avant intégration.

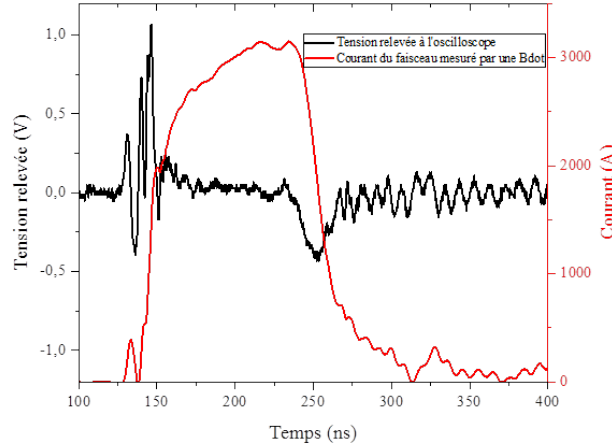


FIGURE 16 – Signaux brut et intégré du courant du faisceau mesuré par une Bdot.

Faraday cup

Le principe de la FC est schématisé sur la figure 17. Elle est composée d'un collecteur en graphite fixé à un conducteur entouré d'une bobine de Rogowski. Le faisceau impacte le collecteur puis le courant circule en passant au centre de la bobine de Rogowski dans un conducteur relié à la masse. Comme les électrons sont arrêtés dans la FC, la mesure est destructrice pour le faisceau. Lorsqu'elle est placée dans le gaz, la FC mesure un courant $I = I_f + I_p$, où I_f est le courant du faisceau et I_p est le courant des électrons secondaires du plasma produit par le passage du faisceau dans le gaz. Afin de mesurer uniquement le courant du faisceau en s'affranchissant de I_p , le plasma ne doit pas être en contact avec le collecteur. La FC doit alors être placée sous vide. Une membrane de mylar placée en amont du collecteur sert à assurer l'étanchéité entre le gaz de la chambre d'expérience et le vide. Comme dans la diode de CESAR, le collecteur et la membrane émettent chacun un plasma lors du passage du faisceau. Ils s'étendent l'un vers l'autre et se rencontrent avant la fin de l'impulsion si la distance entre les deux est trop courte. Un courant de court-circuit, différent de celui du faisceau, s'établit. Si la distance est trop longue, une cathode virtuelle se forme et le faisceau est arrêté avant le collecteur. Un exemple de courant du faisceau mesuré par une FC sur l'installation RKA est présenté sur la figure 18 aux côtés des courants mesurés par une Bdot et la bobine de Rogowski pendant le même tir.

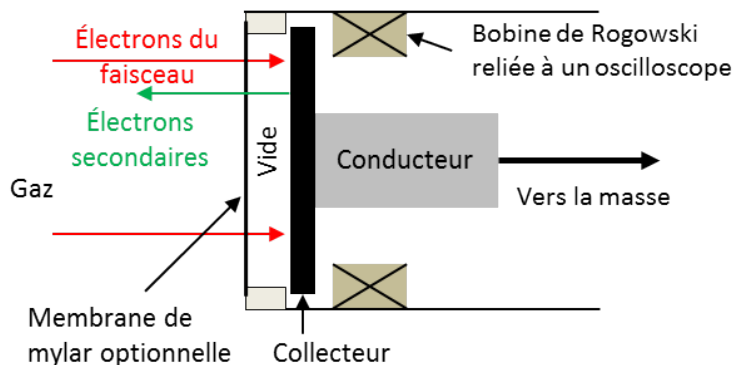


FIGURE 17 – Schéma du principe d'une Faraday Cup.

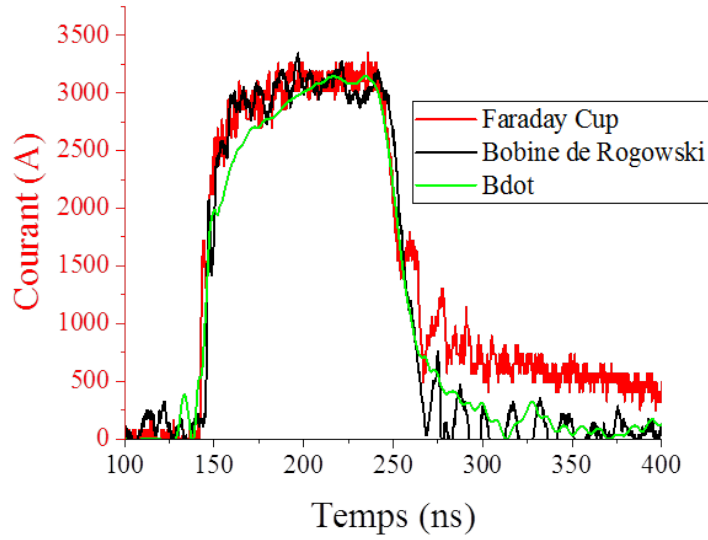


FIGURE 18 – Courant du faisceau mesuré par une Faraday Cup.

Nous observons que les trois courants mesurés sont en bon accord les uns avec les autres. Le courant mesuré par la Bdot n'est pas bruité car il résulte d'une intégration du signal brut du capteur. La trainée mesurée par la FC au delà de 275 ns est due à une collection partielle des électrons secondaires du plasma. Ce sujet sera abordé plus en détails dans le chapitre 6.

Étalonnage des capteurs de courant sur le RKA

Sur le RKA, nous utilisons deux Bdots (appelées B_1 et B_2), une FC et une bobine de Rogowski (*Rogo*). Il est nécessaire d'étalonner chacun de ces diagnostics. Ils le sont en utilisant le montage schématisé sur la figure 19. Nous réalisons un court-circuit entre le support de cathode et la Faraday cup (qui est reliée à la masse) à l'aide d'une tige conductrice. La cathode et l'anode sont enlevées et nous rajoutons une sonde de courant commerciale (Pearson 4997) servant de référence. Pour limiter le courant circulant dans ce montage en court-circuit, nous chargeons l'alimentation primaire du RKA à quelques kilovolts seulement.

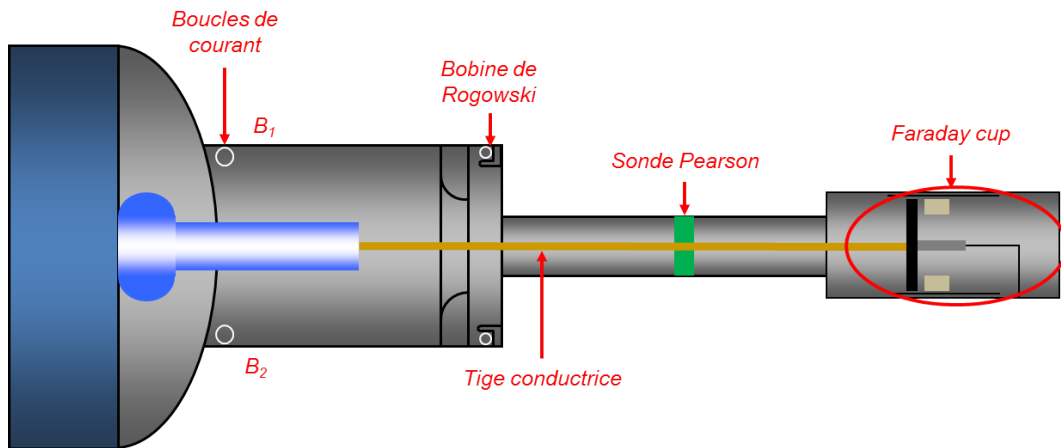


FIGURE 19 – Schéma du montage en court-circuit pour étalonnage des capteurs de courant.

Les signaux provenant des quatre diagnostics sont multipliés par un coefficient pour que leur niveau soit égal à celui donné par la sonde commerciale de référence (Pearson) dont la sensibilité est de 0,005 V/A. Un exemple d'étalonnage est présenté sur la figure 20.

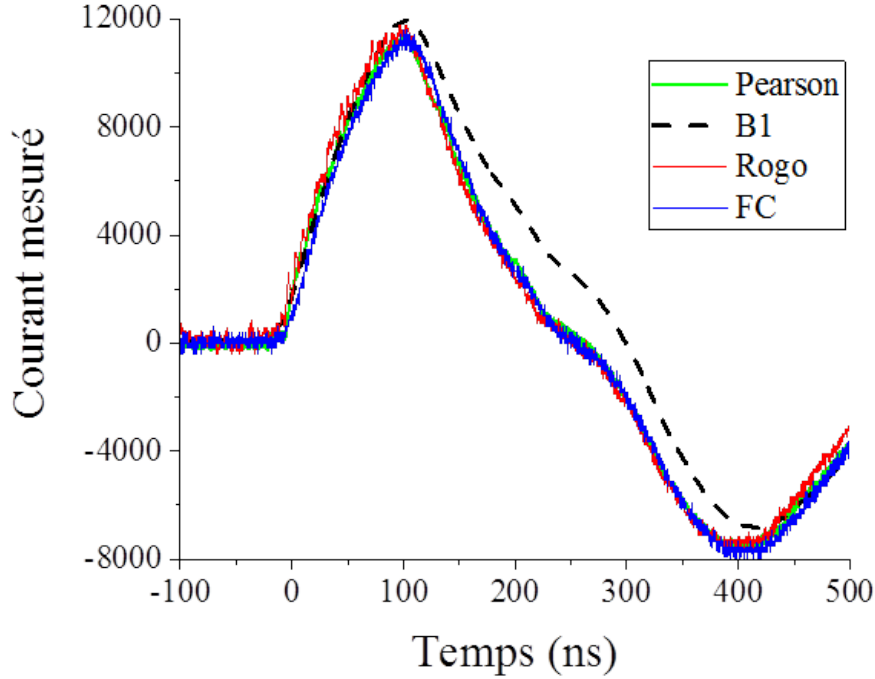


FIGURE 20 – Signaux des courants mesurés par la sonde commerciale Pearson, la Bdot B1, la bobine de Rogowski et la FC.

Les signaux de la bobine de Rogowski et de la Faraday cup sont en parfait accord avec la sonde Pearson. Le signal de la Bdot I1 possède la même forme mais n'est pas superposé. Ce décalage peut provenir de deux effets : un mode commun (problème de différence entre les masses de l'oscilloscope et du générateur) ou un problème de diaphonie avec une voie adjacente de l'oscilloscope.

Les coefficients d'étalonnage de chaque capteur sont présentés dans le tableau 2.

Capteur	B_1	B_2	<i>Rogo</i>	<i>FC</i>
Coefficient d'étalonnage	$3,4 \times 10^{11}$ A/V/s	10^{12} A/V/s	18200 A/V	1020 A/V

Tableau 2 – Coefficients d'étalonnage obtenus pour chacun des capteurs de courant utilisés sur le RKA.

2.4.2 Mesure de tension

Pour les expériences d'interaction faisceau-cible, l'énergie cinétique des électrons est une grandeur importante pour connaître la profondeur du dépôt d'énergie ainsi que l'énergie incidente totale. Pour déterminer l'énergie des électrons, il est possible d'utiliser un spectromètre magnétique résolu en temps [49][50]. Ce moyen nécessite une expérience dédiée. Une autre solution est de l'estimer à partir de la tension appliquée dans la diode. En effet, l'énergie cinétique des électrons en eV est égale à la tension en V. Cette tension est mesurée durant chaque tir en utilisant des diviseurs capacitifs [6].

Diviseur capacitif

Un diviseur capacitif a l'avantage de ne pas être en contact avec le conducteur haute tension situé au centre de l'expérience. L'utilisation d'un tel capteur fait intervenir deux capacités : C_1 entre le conducteur extérieur (la masse) et le capteur, C_2 entre le capteur et le conducteur central au potentiel de l'impulsion. Un schéma du montage est présenté sur la figure 21. Une capacité s'exprime sous la forme $C = \epsilon \frac{S}{e}$. S est la surface du capteur, e est l'épaisseur entre les deux conducteurs du condensateur, et ϵ , la permittivité du milieu. Nous avons $C_1 \gg C_2$ car la distance du capteur au conducteur central est bien plus grande que la distance du capteur au cylindre extérieur. Un schéma d'un diviseur capacitif sur le RKA est présenté sur la figure 21.a).

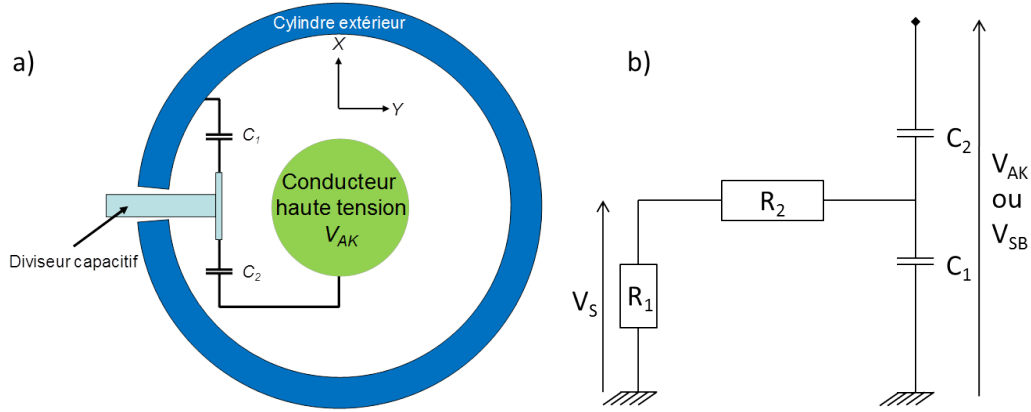


FIGURE 21 – (a) Schéma d'un diviseur capacitif et (b) son schéma électrique équivalent.

Sur RKA, ce type de capteur permet de mesurer la tension V_{SB} à la fin de la ligne Blumlein mais aussi la tension V_{AK} entre l'anode et la cathode. La tension aux bornes de C_1 est relevée par un oscilloscope dont l'impédance est $R_1 = 50 \Omega$. Pour que la mesure soit correcte, la constante de temps $(R_1 + R_2)C_1$ doit être supérieure à la durée du signal. Pour l'augmenter, une résistance $R_2 = 500 \Omega$ est rajoutée en série avec R_1 . Un schéma électrique équivalent du montage est présenté sur la figure 21.b).

Pour la mesure de V_{AK} , l'équation différentielle qui régit le schéma équivalent est :

$$\frac{dV_s}{dt} + \frac{1}{(R_1 + R_2)(C_1 + C_2)} V_s = \frac{R_1 C_2}{(R_1 + R_2)(C_1 + C_2)} \frac{dV_{AK}}{dt} \quad (11)$$

La même equation est valable pour V_{SB} . Les deux diviseurs capacitifs sont situés à des endroits différents. Le capteur pour mesurer V_{SB} est situé dans l'eau tandis que celui pour mesurer V_{AK} est situé sous vide, dans la diode. Ces deux capteurs sont dans des milieux ayant des constantes diélectriques ϵ distinctes donnant lieu à des capacités différentes car $C_i \propto \epsilon$. Pour V_{AK} , le capteur est situé dans le vide. ϵ est alors petit et le second terme de l'équation différentielle 11 est prépondérant devant le premier et nous obtenons :

$$V_s \propto \frac{dV_{AK}}{dt} \quad (12)$$

Pour V_{SB} , nous avons l'effet inverse, le premier terme est prépondérant sur le second car ϵ est grand dans l'eau. La relation 11 se transforme en :

$$V_s \propto \frac{R_1 C_2}{R_2 C_1} V_{SB} \text{ car } C_1 \gg C_2 \text{ et } R_1 \ll R_2 \quad (13)$$

Nous présentons la tension V_{SB} mesurée par le diviseur capacitif dans l'eau sur la figure 22.a). Le signal brut obtenu par le capteur V_{AK} et la tension obtenue après intégration et multiplication par son coefficient d'étalonnage sont présentés sur la figure 22.b).

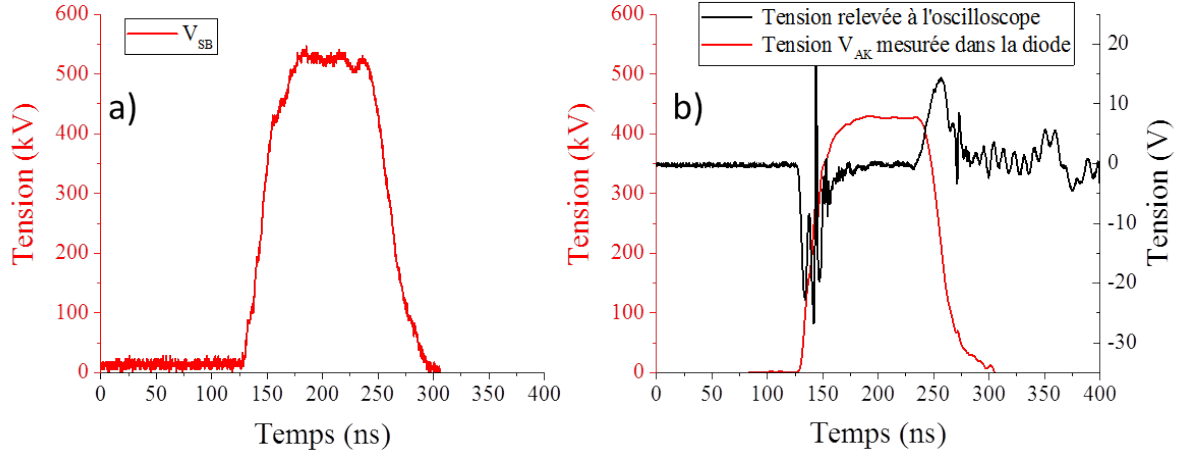


FIGURE 22 – Tension mesurée par (a) V_{SB} et (b) V_{AK} .

Étalonnage des capteurs de tension

Sur le RKA, les deux capteurs de tension mesurant V_{SB} et V_{AK} sont étalonnés par un montage dédié en circuit ouvert, schématisé sur la figure 23. La chambre d'expérience et l'anode du RKA sont enlevées. Un conducteur est inséré par le haut de la ligne Blumlein, à une position proche du capteur V_{SB} , jusqu'à ce qu'il soit en contact avec l'âme centrale de la ligne Blumlein. Nous utilisons deux sondes commerciales de tension (Northstar PM-6 et PM-5) comme référence. Elles mesurent les tensions appliquées au conducteur inséré dans la ligne Blumlein, égal à V_{SB} , et au support de cathode, égal à V_{AK} . Les deux sondes commerciales ont un coefficient d'étalonnage de 1 kV/V. Les signaux mesurés par V_{SB} et V_{AK} sont comparés aux signaux obtenus avec les sondes Northstar sur la figure 24.

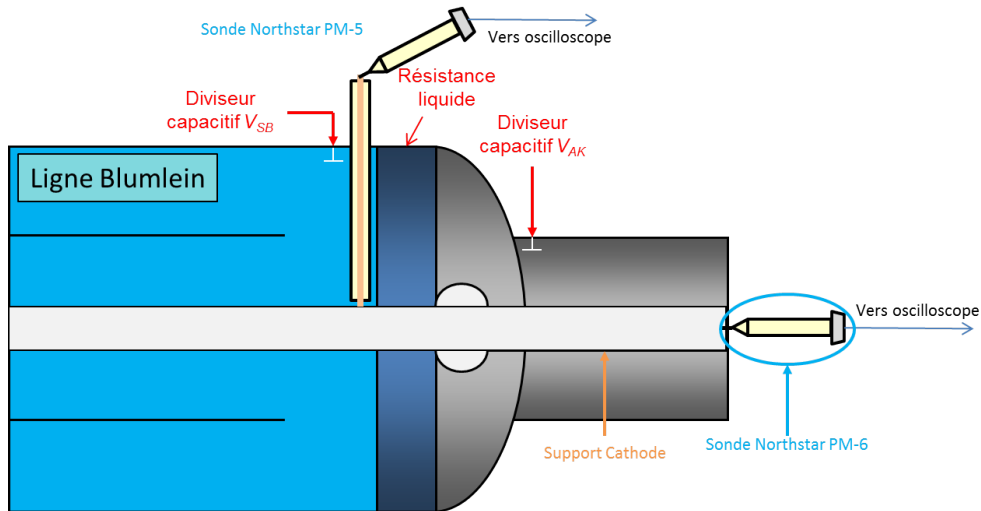


FIGURE 23 – Schéma du montage permettant d'étalonner les sondes V_{SB} et V_{AK} en utilisant des sondes de tension commerciales Northstar.

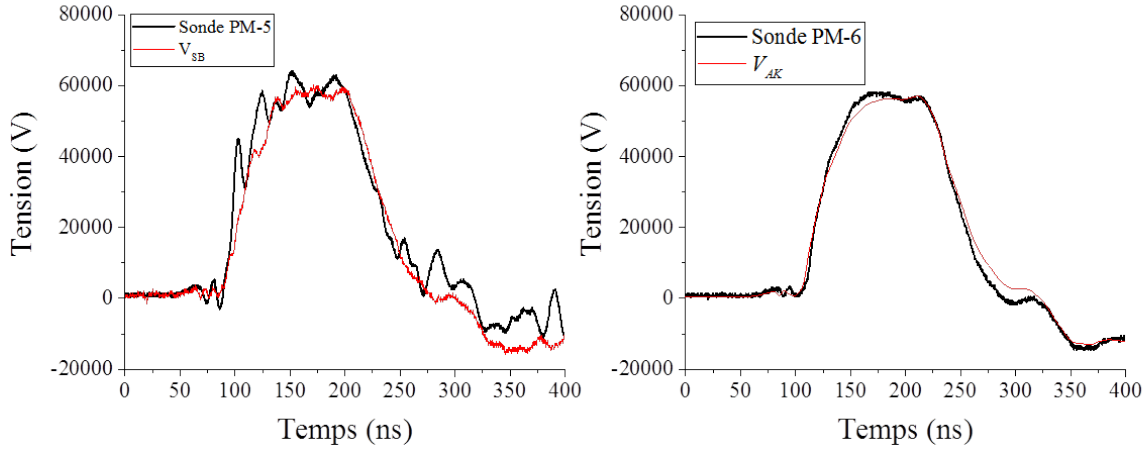


FIGURE 24 – Signal de la sonde Northstar en contact avec le support de cathode et signal mesuré par le capteur V_{AK} .

Le signal de la Northstar PM-6 et celui du capteur V_{AK} sont en bon accord. Il en va de même pour les signaux de la sonde Northstar PM-5 et du capteur V_{SB} . La sonde utilisée pour l'étalonnage du capteur V_{SB} présente cependant des pics prononcés. Nous avons montré qu'elle était défectueuse. Pour déterminer le coefficient d'étalonnage associé à ce capteur, nous avons utilisé uniquement comme référence la sonde Northstar PM-6. Les coefficients d'étalonnage des deux capteurs du RKA sont présentés dans le tableau 3.

Capteur	V_{SB}	V_{AK}
Coefficient d'étalonnage	69000 V/V	$1,2 \times 10^{12}$ V/V

Tableau 3 – Coefficients d'étalonnage obtenus pour chacun des capteurs de tension utilisés sur le RKA.

Calcul du spectre en énergie d'un faisceau

À partir des courbes de courant et de tension, il est possible de calculer le spectre en énergie des électrons du faisceau servant à initialiser les codes de calculs présentés dans le chapitre 3. C'est un histogramme des énergies du faisceau. Il est composé d'une base d'échantillonnage $[0, E_1, E_1, \dots, E_k, \dots, E_M]$ et des valeurs du spectre $[N(0), N(E_1), N(E_2), \dots, N(E_k), \dots, N(E_{M-1})]$. Chaque valeur de la base est séparée par ΔE . $N(E_k)$ représente ainsi le nombre d'électrons ayant une énergie comprise entre E_k et E_{k+1} . Lors de la construction du spectre, $N(E_k)$ est initialisé à 0.

La tension mesurée dans la diode nous permet de choisir l'énergie maximale de la base d'échantillonnage : $E_M \gtrsim \max(V_{AK})$. Les signaux V_{AK} et I_{Rogo} sont échantillonnés tous les Δt durant l'impulsion entre t_0 et t_f . Pour chaque pas de temps Δt , la tension V_{AK} est considérée comme constante, égale à l'énergie des électrons. Le nombre d'électrons ayant cette énergie est alors $n_i = I_{Rogo}(t_i)\Delta t/e$. Il reste ensuite à déterminer l'échantillon du spectre tel que $E_k < eV_{AK} < E_k + \Delta E$ et d'ajouter n_i à $N(E_k)$ par l'opération $N(E_k) = N(E_k) + n_i$. En utilisant le courant et la tension donnés respectivement sur les figures 15 et 22.b), nous obtenons le spectre présenté sur la figure 25 où $M = 100$ et $E_M = 430$ keV.

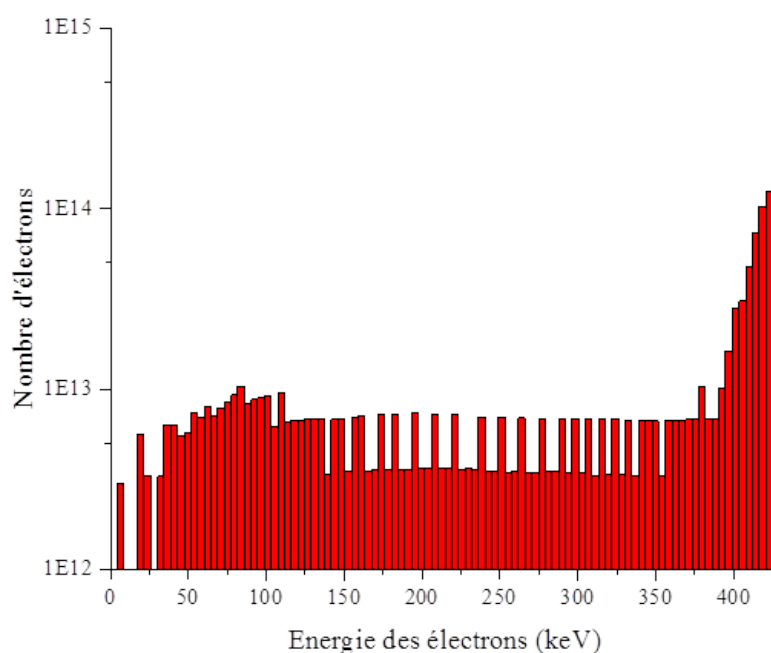


FIGURE 25 – Exemple de spectre calculé à partir de signaux de courant et de tension d'un tir RKA (ici, $\Delta E = 4,3$ keV).

Sur le signal de tension de la figure 22.b), nous observions un plateau à une tension de 430 kV. Nous le retrouvons dans le spectre en échelle logarithmique sous la forme d'un pic à la même énergie. Les temps de montée et de descente donnent lieu à un nombre d'électrons quasiment constant pour une énergie comprise entre 50 et 380 keV.

2.4.3 Imagerie du faisceau

Afin de bien simuler la répartition des électrons du faisceau, celui-ci doit être imagé. Pour cela, plusieurs solutions sont envisageables :

- Effet Cerenkov [35][51][52] : un rayonnement électromagnétique est produit lorsque des électrons traversent un milieu à une vitesse supérieure à celle de la lumière dans ce dernier.
- Films radiochromiques [52] : la cible est remplacée par des films plastiques radiochromiques dont l'opacité optique change en fonction de l'énergie déposée dans leur épaisseur.
- Utilisation de cibles en PVC : lorsque le faisceau impacte une cible, il peut laisser une empreinte sur celle-ci.
- Rayonnement de Transition Optique [53] [54] (RTO) : le passage d'électrons à travers une interface entre deux milieux de constantes diélectriques différentes produit un rayonnement électromagnétique.
- Utilisation d'un fil conducteur interceptant le faisceau (wire scanning) [55] : il est placé au milieu du faisceau pour collecter un nombre de charges dépendant de la densité de particules sur l'axe du fil.

Les cibles en PVC et les films radiochromiques donnent des images de faisceau intégrées temporellement. De plus, ces cibles doivent être remplacées après chaque tir. Le RTO est

performant à haute énergie (supérieure à quelques MeV). La méthode du fil conducteur est plus adaptée pour les faisceaux de faible intensité et de longue durée. La cible en silice, placée au milieu du faisceau, est très souvent réutilisable après un tir. Pour ces raisons, l'imagerie Cerenkov est retenue depuis des années au CEA/CESTA.

Les photons Cerenkov sont émis quand des particules chargées se déplacent à une vitesse supérieure à celle de la lumière dans le milieu de propagation. Ces photons sont émis avec un angle θ_c dépendant de la vitesse des particules chargées et de l'indice du milieu. Dans un milieu d'indice de réfraction n , la vitesse de la lumière est $v_l = \frac{c}{n}$. La vitesse d'une particule s'exprime par $v = \beta c$. Lorsqu'elle traverse la matière, une onde électromagnétique sphérique est émise en chaque point. Les fronts d'onde ont une vitesse v_l . Les deux cas possibles sont présentés sur la figure 26 :

- $v < v_l$ (figure 26.a)) : la particule va moins vite que la vitesse de la lumière dans le milieu. Les ondes électromagnétiques émises ne s'additionnent pas de façon constructive et il n'y a pas de lumière émise.
- $v \geq v_l$ (figure 26.b)) : la particule se déplace plus vite que la lumière dans le milieu. Les ondes de lumière s'additionnent de façon constructive dans une direction privilégiée. Il existe alors un angle θ_c par rapport à la trajectoire de la particule suivant lequel la lumière est émise.

A partir de la construction de Huygens [56], il est possible d'obtenir l'angle d'émission Cerenkov par la relation suivante :

$$\cos(\theta_c) = \frac{1}{\beta n} \quad (14)$$

Dans nos applications, nous avons utilisé de la silice qui possède un indice de 1,46. Pour qu'il y ait émission de photons, les électrons doivent avoir une vitesse $v > \frac{c}{n}$. Pour cet indice, nous devons avoir $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2} > 1,37$ correspondant à une énergie cinétique $W = (\gamma - 1)E_0 > 190$ keV pour observer de la lumière Cerenkov, où $E_0 = 511$ keV est l'énergie d'un électron au repos. L'énergie maximale des électrons sur le RKA étant de 500 keV ($\gamma = 1,97$ soit $\beta = 0,86$), l'angle d'émission Cerenkov sera compris entre 0° (pour 190 keV) et 37° (pour 500 keV).

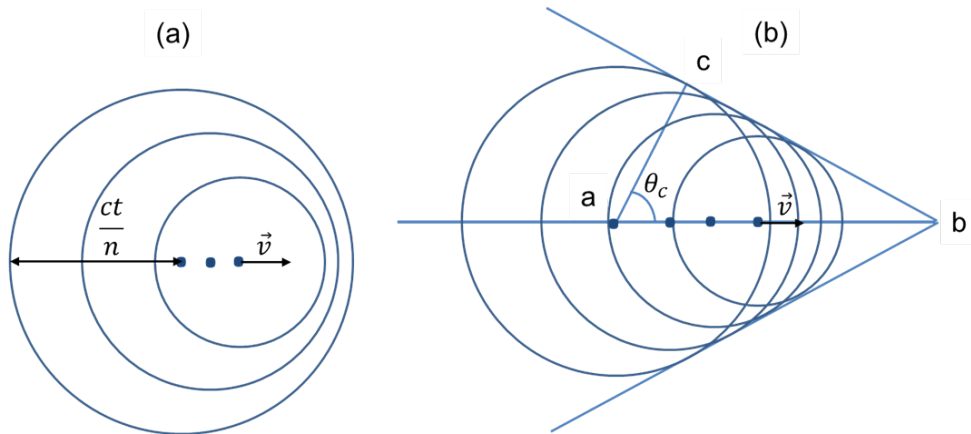


FIGURE 26 – Schéma des fronts d'onde quand $v < \frac{c}{n}$ (a) et $v \geq \frac{c}{n}$ (b).

Lorsque les électrons interagissent avec la matière, ils changent de direction. Les photons sont alors émis dans toutes les directions. Les photons dont la trajectoire est parallèle à l'axe de propagation du faisceau traversent alors le hublot de la chambre d'expérience

(en rouge sur la figure 27). Cette lumière est ensuite réfléchiée par un jeu de trois miroirs (en vert) vers une caméra rapide, prenant jusqu'à 4 images par tir (appelée par la suite C4I) [57]. Un télescope placé à l'entrée de la C4I donne le grandissement nécessaire à une bonne imagerie. La caméra est placée à environ 5 m de la cible en silice et l'objectif a un rayon de 10 cm. Ainsi, uniquement les photons ayant un angle maximal de 1° par rapport à l'axe de propagation du faisceau sont acceptés par le télescope.

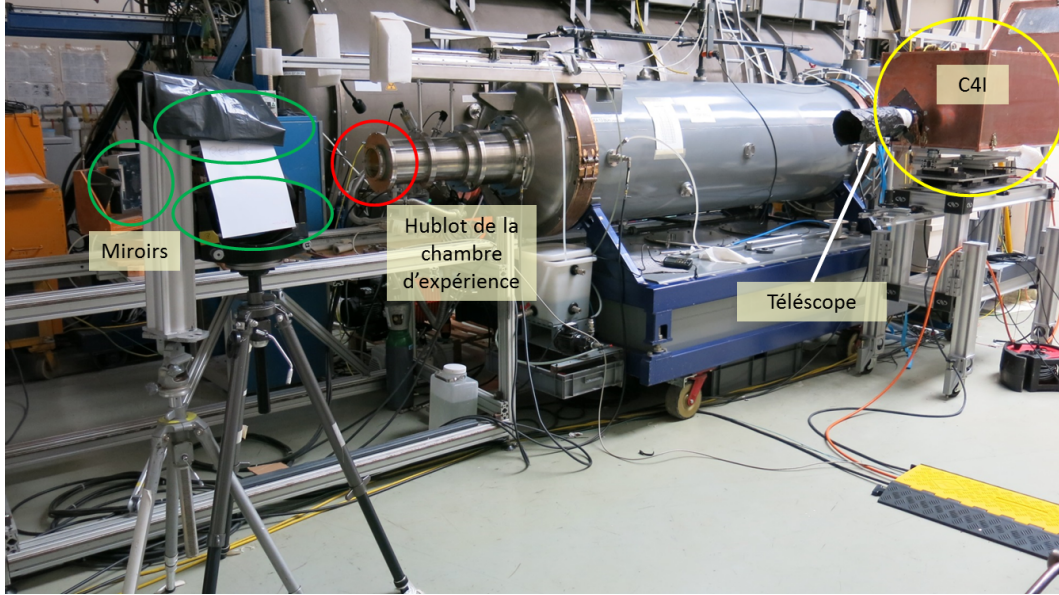


FIGURE 27 – Photographie de la ligne optique d'imagerie du faisceau.

Comme le montre la figure 28, la C4I est composée de 4 caméras. Chacune reçoit 22% de la lumière incidente après renvoi par un jeu de lames semi-transparentes. Les trajets optiques internes sont de même longueur.

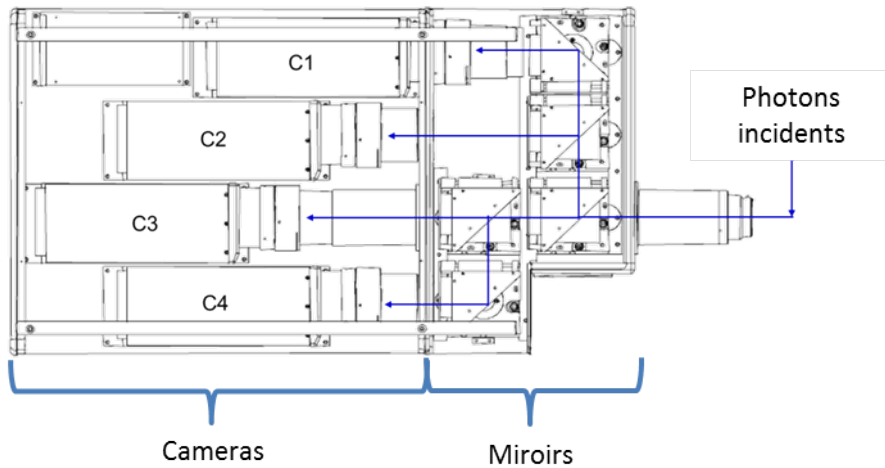


FIGURE 28 – Plan de la Caméra 4 Images.

Sur le RKA, la C4I est déclenchée par un signal machine, appelé I_{cable} , indiquant la commutation de l'éclateur principal. Nous ajoutons ensuite un délai global d'environ 100 ns, qui correspond au temps de propagation de l'onde dans la ligne Blumlein, puis un délai à chaque caméra afin de placer la prise de vue au moment voulu dans l'impulsion

du faisceau. Le temps d'exposition pour chaque image est très court et peut atteindre 3 ns. La plupart des images enregistrées pendant nos tirs ont été obtenues avec le temps d'exposition de 3 ns. La résolution des caméras est de 1280×1024 pixels, chacun étant un niveau de gris codé sur 12 bits. La C4I dispose d'une sortie (créneau de 5V) informant sur son ouverture. Grâce à ce signal, il est possible de déterminer quand se sont ouvertes les caméras dans l'impulsion de courant du faisceau.

Nous présentons sur la figure 29.b) des exemples d'images acquises pendant un tir RKA.

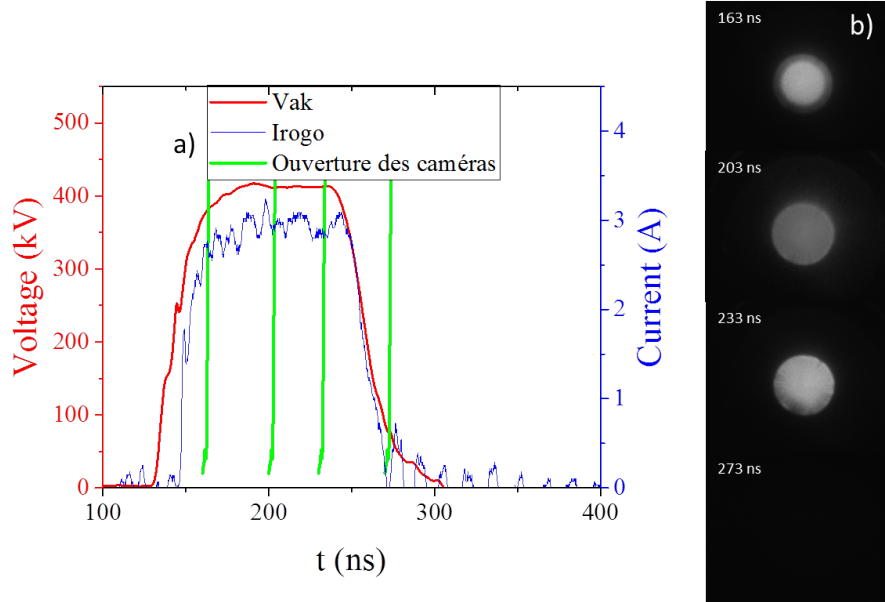


FIGURE 29 – (a) Signaux électriques de l'impulsion, (b) images prises avec un temps d'exposition de 3 ns aux différents instants indiqués sur a).

L'instant de début d'ouverture de chaque caméra est affiché en vert sur la figure 29.a), pour un temps d'exposition de 3 ns. La dernière image (à 273 ns) est noire. Si nous observons la courbe de tension V_{AK} , nous remarquons qu'à cet instant, l'énergie des électrons est inférieure au seuil d'émission Cerenkov pour la silice.

Nous filtrons spatialement ces images en utilisant la méthode d'Otsu [58][59] qui permet de trouver un seuil pour éliminer le bruit de fond. Sur la figure 30.a), on retrouve l'image du faisceau à 233 ns, et sur la figure 30.b), la même après traitement.

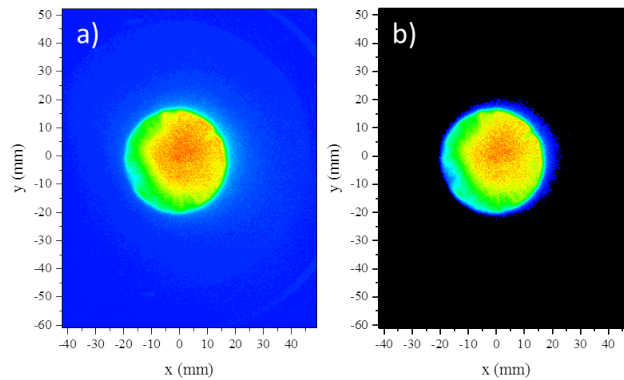


FIGURE 30 – (a) Image de faisceau non filtrée et (b) filtrée par la méthode d'Otsu.

À partir de ces images, nous pouvons obtenir le profil radial du faisceau $\frac{dn}{dr}$ qui pourra

être utilisé dans les codes de calculs présentés dans le chapitre 3. Le centre du faisceau est déterminé en calculant le barycentre des niveaux de gris. Un maillage radial est construit autour de ce point formant des anneaux d'épaisseur Δr constante. La somme des niveaux de gris des pixels de chaque anneau est calculée puis normalisée à son aire. Les profils radiaux, issus des deux images de la figure 30, sont présentés sur la figure 31.

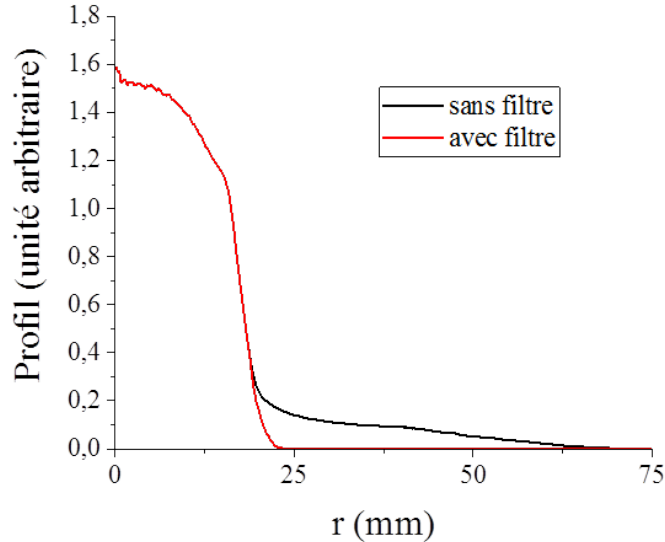


FIGURE 31 – Exemples de profils radiaux de faisceau extraits des images de la figure 30.

En plus d'enlever le bruit de fond dû à la lumière ambiante, le filtrage permet aussi d'enlever les informations non pertinentes qui correspondent à la lumière parasite provenant des pièces du montage (silice, graphite pour tenir la silice, vis). Seul le faisceau est conservé et il est possible de déterminer son rayon maximal. Des simulations [15] en utilisant GEANT4, le code de référence du CERN simulant l'interaction entre particules et matière, ont montré que le profil radial observé des images était très proche de celui du faisceau.

2.4.4 Mesure de chocs

Pour caractériser le thermochoc dans une cible suite au dépôt d'énergie des électrons, la vitesse de la face arrière de celle-ci au cours du temps est mesurée. Plusieurs moyens sont disponibles :

- L'Interférométrie Doppler-Laser [60] (IDL). Ce système utilise une cavité de Pérot-Fabry pour créer une figure d'interférences à partir d'un laser dont la fréquence a changé par effet Doppler lors de sa réflexion sur la surface en mouvement dont nous voulons mesurer la vitesse. La figure d'interférences est constituée de cercles lumineux dont le diamètre dépend de la vitesse de la surface.
- Le VISAR (Velocity Interferometer System for Any Reflector) [61][62]. Ce système utilise le principe d'un interféromètre de Michelson. Un des miroirs de ce type d'interféromètre est remplacé par la surface mobile dont nous mesurons la vitesse.
- La Vélocimétrie Hétérodyne [11] (VH). Ce système utilise un laser dont la fréquence est modifiée lors de sa réflexion sur une surface en mouvement. Ce laser est combiné

à un laser de référence afin de produire des battements d'onde. La fréquence de ces battements dépend de la vitesse de la surface.

- L'utilisation d'un cristal piezoélectrique [52]. Pour ce système, le cristal est collé à la cible. Le thermochoch se propage dans le cristal qui convertit alors la pression qui lui est appliquée en signal électrique.

L'IDL est un système de mesure encombrant. Il était utilisé par le passé sur CESAR et une salle était dédiée au système de mesure. Le système de VH est robuste car il très sensible et permet de mesurer des vitesses avec une faible intensité de laser réfléchi. Le VISAR est une mesure ayant une excellente résolution temporelle mais elle est très sensible au traitement des données. L'utilisation du cristal piézoélectrique moyenne la vitesse sur la surface de contact alors que les autres mesures sont ponctuelles.

Sur CESAR et RKA, la VH est retenue en raison de sa robustesse et du traitement plus facile des données. Un système de 8 voies laser permet de mesurer la vitesse en 8 points différents de la face arrière de la cible en aluminium. Le schéma du montage est présenté en figure 32.

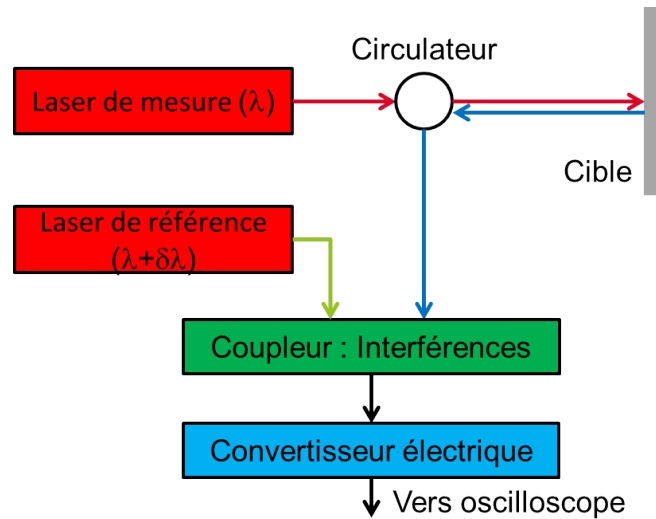


FIGURE 32 – Schéma du principe de la mesure de vélocimétrie hétérodyne.

Le laser de mesure est monochromatique de fréquence f (environ 200 THz, infrarouge). Par le biais d'une fibre optique, il est acheminé vers un circulateur qui le transmet vers la chambre d'expérience contenant la cible. A l'extrémité de la fibre optique se trouve une sonde : c'est une lentille convergente qui permet de focaliser le laser de mesure en un point situé sur la face arrière de la cible. Lorsque ce point est en mouvement, le laser est réfléchi avec une fréquence différente $f + \Delta f$ par effet Doppler [11] en suivant la formule :

$$f + \Delta f = f + f \frac{u(t)}{c} \quad (15)$$

$u(t)$ est la vitesse de la face arrière de la cible, dépendante du temps. Pour une vitesse de 2500 m/s, l'écart de fréquence est de l'ordre de 2 GHz.

Une partie du faisceau réfléchi est collectée par la sonde et retourne vers le circulateur qui transmet la lumière vers le coupleur où il est sommé avec un laser de référence, monochromatique de fréquence $f + \delta f$. Le terme δf est appelé la fréquence de pivot, réglée dans le domaine GHz en fonction de la vitesse à mesurer. L'intensité lumineuse de

la somme des 2 lasers s'exprime par [11] :

$$I_r + I_m + \sqrt{I_m I_r} \sin(2\pi(\delta f + \Delta f(t))t + \phi) \quad (16)$$

Ici, I_r est l'intensité lumineuse du laser de référence, I_m celle du laser de mesure après réflexion sur la cible et ϕ est le déphasage entre les deux lasers. Le terme en sinus décrit le battement d'onde de l'intensité lumineuse. Le signal optique est converti en signal électronique qui est mesuré par un oscilloscope à bande passante et taux d'échantillonnage importants (20 GHz, 40 GEchantillons/s). Ce système permet d'avoir jusqu'à 8 points de mesures répartis sur la cible.

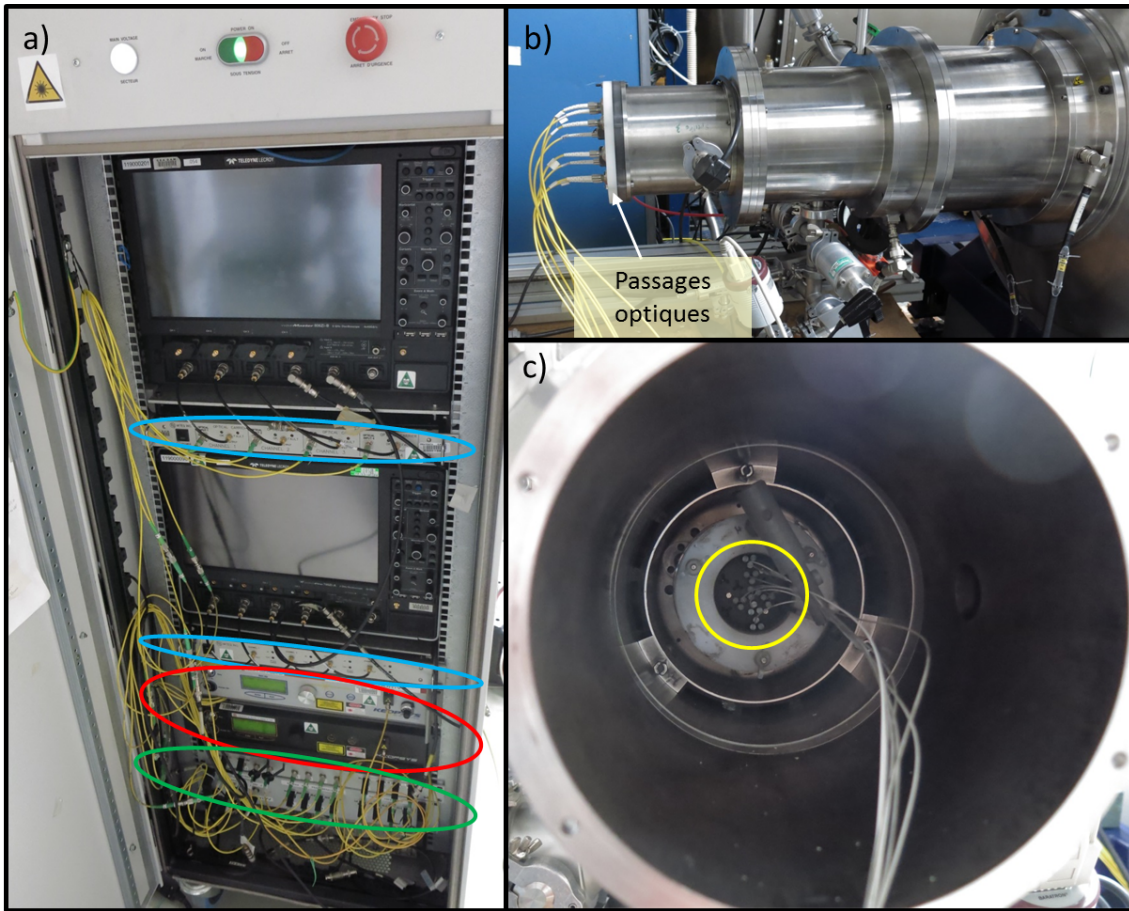


FIGURE 33 – Photographies du montage pour les mesures par VH.

Sur la figure 33, nous présentons le montage utilisé pour la mesure par VH. La baie de mesure est visible sur la figure 33.a). Les lasers de mesure et de référence sont entourés en rouge. Ces deux faisceaux laser sont transportés jusqu'au tiroir entouré en vert. Il sert à diviser le laser de mesure en 8 faisceaux, à les transmettre vers la cible et à les coupler, lors de leur retour, au laser de référence, lui aussi divisé en 8 faisceaux. Les fibres optiques jaunes transportent les lasers vers les passages optiques indiqués figure 33.b). Ces derniers permettent de transmettre les lasers dans un autre réseau de fibres optiques à l'intérieur de la chambre d'expérience. À leurs extrémités se trouvent les sondes placées en face de la cible (entourées en jaune sur la photo 33.c)), à quelques centimètres de celle-ci. Trois vis permettent de régler l'orientation de chaque voie laser, afin que les sondes reçoivent le maximum de puissance après réflexion sur la face arrière de la cible. Les lasers

collectés après réflexion sont transportés vers le coupleur puis vers les convertisseurs opto-électroniques entourés en bleu sur la figure 33.a). Un exemple de signal électrique de VH pendant un tir CESAR est présenté sur la figure 34.

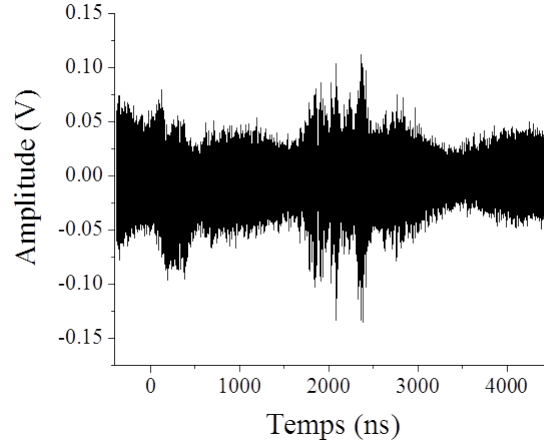


FIGURE 34 – Exemple de signal électrique issu d’une mesure VH.

La détermination de la vitesse de la face arrière nécessite un traitement du signal présenté sur la figure 34. Pour cela, il est multiplié par un signal porte de largeur fixe, que l’on fait glisser temporellement. Pour chaque position de la porte de durée donnée, la transformée de Fourier du signal résultant est calculée. On appelle ce processus une FFT glissante. On obtient alors un spectrogramme pour lequel, à chaque instant de la mesure, la fréquence $f + \Delta f$ aura l’amplitude maximale. Il suffit alors de soustraire la fréquence du pivot et, grâce à la formule 15, on obtient la vitesse du point de mesure. Des logiciels spécifiquement développés pour cette application permettent d’exécuter l’ensemble de ces opérations.

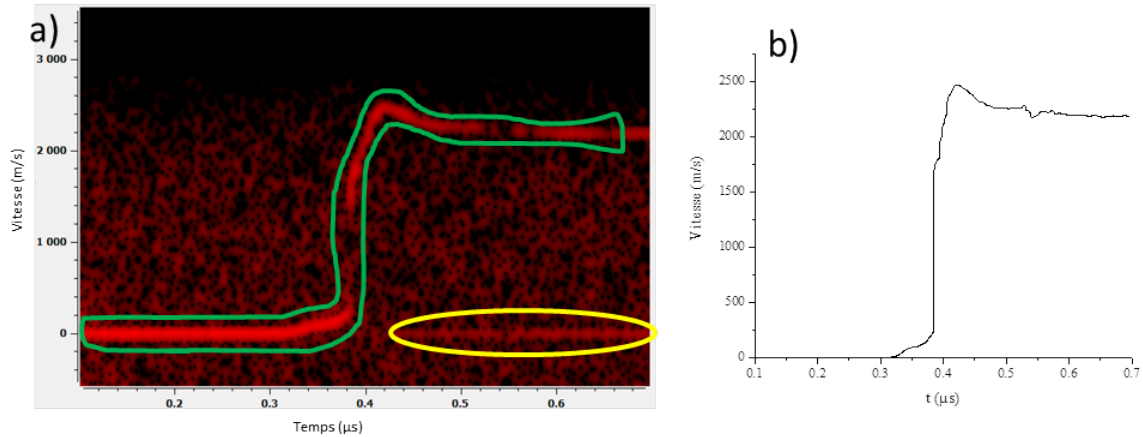


FIGURE 35 – Spectrogramme obtenu par FFT glissante sur le signal de la figure 34 (à gauche) et courbe de vitesse extraite (à droite).

Sur la figure 35.a), nous présentons le spectrogramme obtenu après avoir effectué la FFT glissante sur le signal présenté sur la figure 34. Les fréquences de ce spectrogramme ont déjà été converties en vitesse par le logiciel de traitement. Lorsqu’une FFT glissante est effectuée, il est important de choisir une largeur de porte adéquate. Si elle est trop fine, la résolution temporelle est élevée mais le nombre de périodes sélectionnées sur le

signal initial est trop faible et une erreur sur la fréquence, et par conséquent la vitesse, est induite. Lorsque la porte est trop large, la vitesse est bien restituée, mais la résolution temporelle est perdue. Un compromis permet d'obtenir le signal extrait de la zone entourée en vert. Seule la fréquence ayant l'amplitude maximale a été retenue sur la figure 35.b). Nous observons une vitesse maximale d'environ 2500 m/s. Elle est atteinte après que le maximum de l'onde de pression du choc a atteint la face arrière. L'explication de cette courbe sera donnée dans les chapitres suivants.

Dans la zone entourée en jaune, on peut observer un signal plus faible qui correspond à une vitesse nulle. Il peut par exemple provenir d'une réflexion parasite du laser sur l'interface entre une fibre optique et un raccord optique, ou d'une "fuite" du circulateur qui peut transférer une partie du laser de mesure directement vers le coupleur, sans réflexion sur la cible.

2.5 Conclusion

CESAR est une installation composée d'un générateur électrique de haute puissance délivrant une impulsion de l'ordre de 800 kV et jusqu'à 300 kA, pour une puissance pouvant atteindre 300 GW, pendant 60 ns. Cette impulsion électrique, appliquée à une diode, permet l'émission d'un faisceau d'électrons. En raison du fort courant, le faisceau émis sous vide doit être extrait de la diode à l'aide d'un champ magnétique externe produit par une bobine. Pour la même raison, le faisceau doit être transporté dans du gaz à faible pression (1 mbar) à l'intérieur de la chambre d'expérience. Le champ magnétique externe sert aussi à focaliser le faisceau. Ce dernier dépose son énergie dans une cible, en général de l'aluminium. L'énergie dans la cible est liée à la pression, la température et la masse volumique par une équation d'état. Le dépôt d'énergie génère une onde de pression : c'est un thermochoc. Ce dernier se déplace vers la face arrière qui est alors mise en mouvement. La vitesse de cette dernière permet de caractériser le choc. Ces expériences permettent de préciser les modèles d'équation d'état pour les matériaux étudiés.

Des expériences complémentaires sont menées pour améliorer la connaissance du faisceau et de son interaction avec un gaz. Le RKA est un générateur similaire à CESAR, de plus faible puissance, jusqu'à 15 GW. Il produit une impulsion de 500 kV, pour un courant variable de 3 à 30 kA. Le faisceau peut être extrait de la diode sans champ magnétique, mais la chambre d'expérience reste remplie de gaz à faible pression (de 2×10^{-4} à 1 mbar) pour permettre son transport. Le générateur peut être utilisé pour des expériences d'étude de matériaux, comme sur CESAR, mais il est principalement utilisé pour des études de physique du faisceau grâce à sa bonne reproductibilité et sa cadence de tir élevée.

Pour les deux générateurs, différents diagnostics sont utilisés. Pour mesurer le courant, nous utilisons des boucles de courant, une bobine de Rogowski et un Faraday cup. L'énergie des électrons est estimée en mesurant la tension appliquée dans la diode grâce à un diviseur capacitif. L'imagerie du faisceau par effet Cerenkov dans une cible en silice nous permet de connaître la répartition de densité de courant et le rayon du faisceau. La vitesse de la face arrière d'une cible est mesurée par vélocimétrie hétérodyne à l'aide de lasers pour caractériser les chocs.

Les expériences de chocs sont simulées en utilisant les codes de calculs présentés dans le chapitre 3. Les expériences portant sur la connaissance du faisceau sont utilisées pour les initialiser avec des données réalistes.

Chapitre 3

Outils de simulations

Pour interpréter les expériences d'interaction d'un faisceau d'électrons intense avec une cible, il est nécessaire d'utiliser des codes de simulations. Dans une première approche, il est possible d'utiliser deux codes de calculs 1D couplés qui simulent le dépôt d'énergie dans la matière (code CEPXS) puis l'hydrodynamique liée au dépôt d'énergie (code Saïgon) [63]. Ces simulations en une dimension nécessitent de considérer un faisceau parfaitement homogène dont les électrons ont des trajectoires parallèles entre elles. Ces hypothèses ont cependant été réfutées par plusieurs expériences menées sur CESAR qui ont montré l'inhomogénéité de la densité de particules ainsi qu'une dispersion des angles d'incidence sur la cible [15]. Néanmoins, une symétrie axiale a été observée. Afin de prendre en compte ces effets dans les calculs d'hydrodynamique, il est nécessaire d'utiliser les deux codes en 2D disponibles au CEA CESTA, appelés Diane et Hésione. Le premier simule l'interaction des électrons avec un matériau et calcule l'énergie qu'ils déposent dans une cible. Le second code simule les effets hydrodynamiques dans un matériau en faisant évoluer la matière au cours du temps suite à des actions internes ou externes. Ces deux codes sont liés : pour effectuer les calculs d'hydrodynamique, le code Hésione lit les résultats du dépôt d'énergie simulé avec le code Diane.

3.1 Simulation du dépôt d'énergie dans la cible : code Diane

3.1.1 Présentation du code

Diane est un code Monte Carlo calculant l'interaction de particules dans la matière la matière. Les simulations sont réalisées sur le supercalculateur TERA1000 de la DAM. Durant la simulation, un faisceau de macro-particules, représentant chacune plusieurs électrons, est généré. Chaque macro-particule est suivie en 3 dimensions et interagit avec la cible. Il y a plusieurs interactions possibles pour les électrons [64] : le rayonnement de freinage, l'annihilation entre électrons et positrons, l'ionisation, l'excitation des noyaux et la diffusion élastique. Certains de ces processus produisent des photons qui interagissent à leur tour avec la cible [64]. Les interactions les concernant sont : l'effet photo-électrique, la diffusion Compton, la production de paires et la diffusion de Rayleigh [65]. La fluorescence des atomes [66] est aussi prise en compte dans les calculs. La diffusion multiple est approximée par une méthode dite de « gond aléatoire » inspirée du code PENELOPE [67] : la somme de toutes les interactions « faibles » entre deux interactions « fortes » est réduite à un changement de direction en un seul point. Les interactions fortes sont

celles pour lesquelles la déviation angulaire θ et/ou la perte d'énergie ΔE d'un électron sont supérieures à des valeurs seuils θ_s et ΔE_s . Les sections efficaces de chaque interaction sont discrétisées selon des tranches d'énergie définies par l'utilisateur. Toutes les particules ayant une énergie comprise entre E et $E + \Delta E$ auront les mêmes sections efficaces. Un grand nombre de tranches donnera des résultats proches de la réalité.

3.1.2 Comparaison à GEANT4 et à une expérience

Afin d'avoir une analyse critique des résultats obtenus avec Diane, il a été décidé de le comparer au code GEANT4 [68], développé au CERN. C'est un des codes les plus connus pour les simulations d'interaction entre des particules élémentaires et la matière. En utilisant les deux codes, une configuration particulière, celle d'une expérience menée par G. J. Lockwood [12] dans les années 1970, a été simulée. Cette dernière avait pour but de mesurer le dépôt d'énergie par un faisceau d'électrons de 1 MeV en fonction de la profondeur dans de l'aluminium.

Dans GEANT4 et Diane, les interactions électron-matière et photon-matière prises en compte sont presque les mêmes mais seul GEANT4 permet de traiter les électrons Auger [69].

Le schéma de la configuration simulée est présenté sur la figure 36. Pour cette étude, la cible est en aluminium avec une géométrie à symétrie axiale. Dans notre cas, $r_c = 50$ mm, $e_c = 3$ mm. Les pas du maillage dans Diane sont $\Delta r = 1$ mm et $\Delta z = 10$ μ m.

Le faisceau initialisé est circulaire, avec un profil de densité uniforme sur un rayon $r_f = 40$ mm. Les électrons ont tous une énergie cinétique $W = 1$ MeV. Ils se propagent parallèlement à l'axe de révolution et ont une incidence normale sur la cible. Plus de 30 millions de particules seront simulées avec Diane. Dans les deux simulations, le dépôt d'énergie en fonction de la profondeur est calculé pour les anneaux tels que $0 < r < 1$ mm, $10 < r < 11$ mm, $20 < r < 21$ mm, $30 < r < 31$ mm et $40 < r < 41$ mm. Les résultats de GEANT4 pour chaque anneau, obtenus en keV/ μ m, sont rapportés en J/kg puis comparés aux résultats de DIANE grâce à la formule suivante :

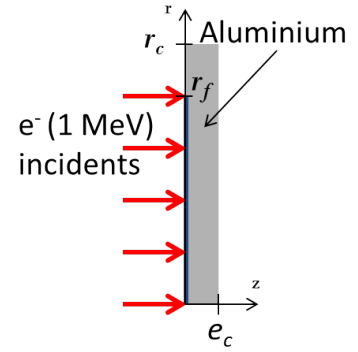


FIGURE 36 – Schéma de la géométrie de la simulation du dépôt d'énergie.

$$\Delta E[J/kg] = \frac{1[J/m^2]}{\phi_G} \frac{1}{\pi(r_{max}^2 - r_{min}^2)\rho_0} \times \alpha \frac{dE}{dz} [keV/\mu m] \quad (17)$$

Dans la simulation GEANT4, 30 millions d'électrons sont émis et la fluence équivalente sur la cible est alors $\phi_G = 9,54 \times 10^{-4}$ J/m². La division par ϕ_G permet de normaliser le calcul à une fluence de 1 J/m². Le paramètre $\alpha = 1,6 \times 10^{-10}$ [μ J/keV] est le facteur de conversion de keV/ μ m à J/cm. r_{max} et r_{min} sont les rayons maximum et minimum des anneaux choisis.

Ce résultat de GEANT4 est comparé à celui de Diane et à l'expérience de Lockwood sur la figure 37.

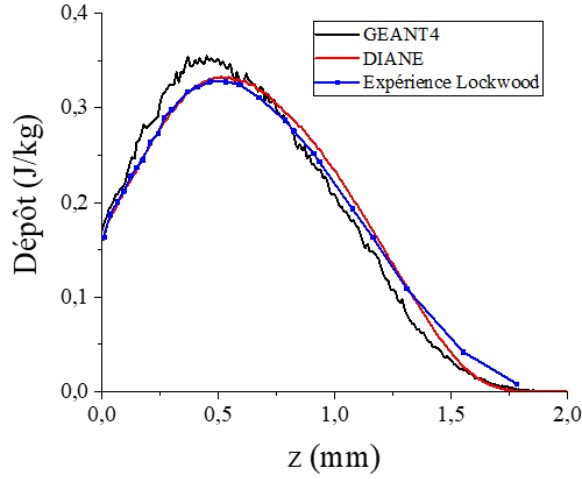


FIGURE 37 – Dépôts d'énergie simulés avec Diane et GEANT4 et mesurés par Lockwood.

Nous observons que les deux codes ne donnent pas exactement les mêmes résultats Le dépôt maximal calculé avec Diane est plus faible de 5 % que celui calculé par GEANT4 et il est situé 60 μm plus en profondeur. Les formes des courbes sont en revanche très proches. La simulation avec Diane donne des résultats qui sont en très bon accord avec les expériences menées dans les années 1970 par Lockwood. Nous présentons les résultats pour les autres anneaux, à des rayons différents, sur la figure 38.

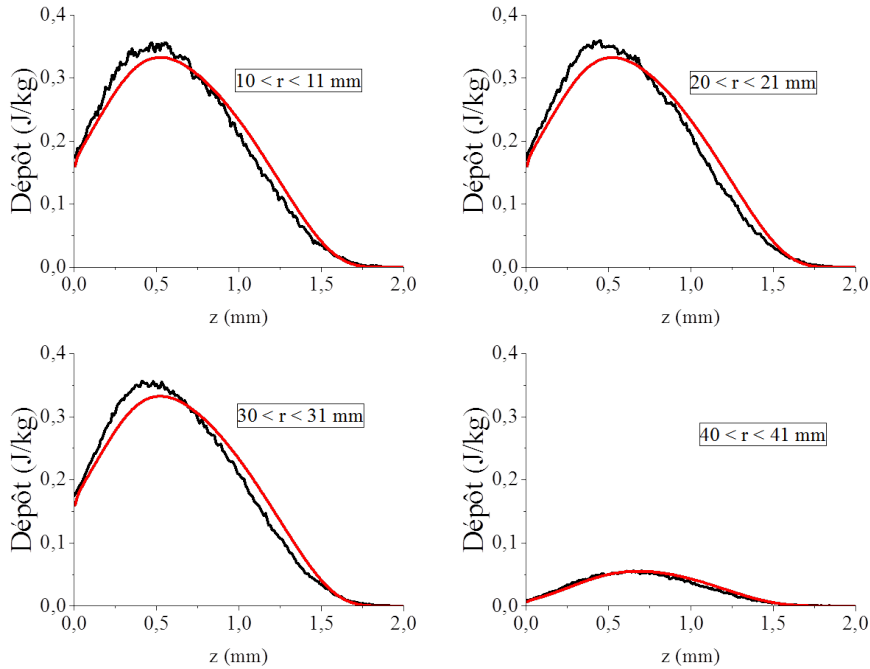


FIGURE 38 – Comparaison des résultats de GEANT4 (en noir) et Diane (en rouge) pour des rayons différents.

Pour chacun d'entre eux, les résultats montrent que les deux codes donnent des résultats similaires. Le dépôt d'énergie pour un rayon juste supérieur à celui du faisceau

(40 mm) n'est pas nul car il provient des électrons ayant diffusé radialement dans la matière. Par la suite, nous utiliserons Diane pour traiter le dépôt d'énergie par un faisceau d'électrons dans une cible.

3.1.3 Comparaison des méthodes d'entrée dans Diane

Pour initialiser le faisceau dans Diane, il existe deux méthodes. La première est une méthode simple, interne au code, qui permet de simuler plusieurs faisceaux cylindriques ayant un profil de densité uniforme ou Gaussien. Tous les électrons vont dans le même sens que l'on peut définir et ils ont la même énergie. Dans le fichier d'entrée du code, nous imposons un temps maximal de simulation. Dans ce temps imparti, le code simulera autant d'itérations de 300 particules tirées aléatoirement que possible jusqu'au maximum de temps de calcul alloué. Avec cette initialisation, les interactions de 30 millions de particules avec la cible peuvent être simulées en 30 minutes.

La seconde méthode, peu utilisée jusqu'à présent, consiste à lire un fichier contenant toutes les caractéristiques des macro-particules du faisceau choisies par l'utilisateur. Chaque macro-particule, représentant plusieurs électrons, est décrite par son énergie cinétique, son vitesse, sa position et son poids relatif (macro-charge). Cette méthode possède plusieurs avantages. Elle apporte de la flexibilité à la création du faisceau : il est possible de générer un faisceau quelconque afin d'étudier de façon systématique l'influence des paramètres clés sur le dépôt d'énergie. Les expériences de caractérisation peuvent aussi être utilisées pour générer numériquement un faisceau réaliste. Cette méthode permet aussi de réaliser un couplage entre un code de type "Particle-In-Cell" (PIC) et Diane. Il faut en revanche plus de temps de calcul pour simuler le même nombre de particules qu'avec la première méthode.

Afin de comparer cette méthode d'entrée à celle interne à Diane, nous choisissons un faisceau homogène d'électrons d'une énergie cinétique d'1 MeV, décrit par 20 millions de macro-particules. Cette méthode est plus chronophage car il faut 2 heures de calcul pour les simuler alors que 20 minutes auraient suffi en utilisant la méthode interne. Les résultats obtenus avec le fichier de particules et ceux obtenus par la méthode de base de Diane sont tracés sur la figure 39.

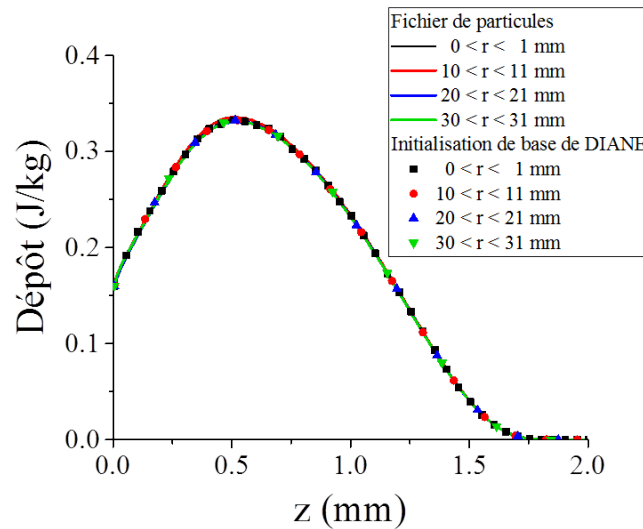


FIGURE 39 – Effet de l'utilisation du fichier de particules sur les résultats de dépôt d'énergie.

Nous observons que, pour ce cas simple, les deux méthodes de Diane donnent les mêmes résultats. Le fichier de particules sera utilisé par la suite pour simuler des faisceaux plus complexes. Le nombre de particules tirées doit être suffisant pour décrire correctement le spectre en énergie et le profil de densité.

On présente dans le tableau 4 les différences entre les deux types de simulations avec Diane. A la différence de GEANT4, pour lequel le nombre de particules est directement contrôlé, lorsque l'on utilise la méthode de base de Diane, on impose un temps de calcul maximal T_{max} . En suivant les conditions imposées, le code fait un tirage de 300 particules et calcule leurs interactions avec la cible. Cette opération prend un temps T' et peut alors être répétée un nombre de fois K' pendant le temps imparti, où $K' = E(\frac{T}{T'})$. L'utilisation du fichier de particules permet de contrôler le nombre de particules tirées aléatoirement à l'instar d'un calcul GEANT4. Cette opération prend un temps T'' qui dépend du nombre de particules tirées, c'est pourquoi il faut allouer un temps de calcul T supérieur à T'' . Lorsque le temps alloué est suffisant, le code fait K'' itérations, avec $K'' = E(\frac{T}{T''})$ mais le tirage des particules n'est pas changé.

	Diane : méthode de base	Diane : fichier de particules
Grandeurs d'entrée	T : temps alloué au calcul E : énergie des électrons R : rayon du faisceau	$T(N)$ où N est le nombre de particules tirées aléatoirement (E, r, z) : Energie et position des N particules
Étapes de calcul	K' fois $\left\{ \begin{array}{l} \text{Tirage et calcul} \\ \text{pour 300 particules} \\ \text{(durée } T') \end{array} \right.$	- Lecture des N particules - K'' fois $\left\{ \begin{array}{l} \text{Calcul pour les } N \\ \text{particules (durée } T'') \end{array} \right.$

Tableau 4 – Différences de fonctionnement entre les deux méthodes d'initialisation de Diane.

3.2 Simulation de l'hydrodynamique dans la cible : code Hésione

3.2.1 Présentation du code

Hésione est un code d'hydrodynamique développé au CEA. Dans une première étape, il est utilisé pour créer le maillage de la géométrie qui servira au calcul de dépôt d'énergie par le code Diane. On définit dans un fichier d'entrée les zones occupées par la matière, leurs positions, leurs maillages. Un second fichier indique les matériaux, qui constituent les zones maillées, et leur masse volumique. On lance le calcul Hésione avec un seul pas de temps pendant lequel est créé le maillage qui sera lu par Diane afin de calculer le profil du dépôt.

La deuxième étape est réalisée après la simulation du dépôt d'énergie. L'hydrodynamique dans le matériau est simulée en utilisant le résultat du calcul de Diane. Le maillage est le même que pour la première étape. On peut utiliser deux types de maillage : Eulérien ou Lagrangien [70]. Les mailles Lagrangiennes se déforment afin de toujours garder la même quantité de matière à l'intérieur. Un maillage eulérien ne se déforme pas et le

code comptabilise, à chaque pas de temps, la matière qui entre et sort de chaque maille. Il est utilisé lorsque les déformations de la matière sont importantes et que les mailles Lagrangiennes peuvent superposer. Dans notre cas, le maillage utilisé est Lagrangien. Les calculs sont ainsi plus rapides tout en gardant la même précision des résultats. Dans chaque maille, le comportement du matériau est calculé en résolvant les trois équations de conservation : masse (18), quantité de mouvement (19) et énergie (20).

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (18)$$

$$\rho \frac{du_i}{dt} = \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} \quad (19)$$

$$\rho \frac{dE}{dt} = \frac{1}{2} \sigma_{ij} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) + \rho W \quad (20)$$

u_i sont les 3 composantes du vecteur vitesse, σ_{ij} sont les composantes du tenseur des contraintes et W est la puissance locale du dépôt. Dans Hésione, le tenseur des contraintes σ est séparé en deux parties : $\sigma = -PI + S$, où I est la matrice identité, P est la pression appliquée sur le matériau (positive ou négative) et S est le déviateur des contraintes tel que $tr(S) = 0$. PI représente les contraintes de pression et S représente les contraintes de cisaillement. L'équation de fermeture de ce système est une équation d'état, tabulée, qui lie la pression P dans le matériau, la masse volumique ρ , la température T et l'énergie interne E . Dans les simulations présentées par la suite, la cible est en aluminium. Lors des expériences, la température dans le matériau varie de la température ambiante à quelque 10^4 K, et la pression peut atteindre plusieurs GPa. Il existe plusieurs équations d'état permettant de couvrir les régimes thermodynamiques parcourus pendant les expériences, en particulier, l'équation d'état SESAME 3720 [19] ou l'équation d'état BLF [18] sont utilisées au CESTA. Le modèle d'élasto-plasticité utilisé est celui de Steinberg-Cochran-Guinan [71]. C'est une fonction à 11 paramètres donnant les contraintes dans le matériau en fonction de la pression, de la température, de la variation de volume, de la température de fusion du matériau et de la déformation de la maille. Par le passé, il a déjà été démontré qu'il est approprié dans des conditions similaires à celle de CESAR [72].

Pendant une simulation, une maille évolue en respectant les équations de conservation et l'équation d'état. Elle est soumise à une contrainte qui, lorsqu'elle dépasse un certain seuil dépendant de l'énergie dans la maille, devient nulle et n'évolue plus. Nous considérons que la maille est endommagée et que sa taille évolue alors au gré du mouvement de ses voisines. L'intégration numérique des équations 18, 19, 20 se fait en suivant un schéma de Wilkins [73] qui utilise une viscosité fictive [74] servant à stabiliser les ondes de choc.

Dans les simulations réalisées, le dépôt d'énergie W est le terme source qui s'exprime sous la forme :

$$W(r, z, t) = F \times f(r, z) \times g(t) \quad (21)$$

F est la fluence moyenne sur la cible. Le terme $f(r, z)$ est la répartition spatiale de l'énergie dans la cible par unité de fluence, simulé par Diane. Le terme $g(t)$ est la puissance normalisée du dépôt sur la cible, aussi appelé débit de dose. Les quantités F et $g(t)$ sont fournies au code Hésione par l'utilisateur.

Le dépôt d'énergie crée une surpression locale qui forme une onde de choc se déplaçant vers la face arrière de la cible qui est alors mise en mouvement. Grâce au code, il est possible de calculer sa vitesse qui est aussi mesurée lors des expériences. Pour cela, nous choisissons les coordonnées d'un nœud du maillage dont on veut suivre l'évolution. Ce

point se déplace au cours de la simulation et nous obtenons en sortie sa position et ses vitesses longitudinale et transverse en fonction du temps.

3.2.2 Visualisation des résultats de Diane avec Hésione

Le logiciel de post-traitement de Diane est lent et peu pratique d'utilisation mais nous pouvons utiliser celui d'Hésione. Pour obtenir les courbes du dépôt d'énergie dans le matériau, il suffit alors de simuler un faisceau ayant une fluence très faible, $\Phi = 1$ J/m². Les effets hydrodynamiques et thermodynamiques seront alors invisibles à la fin de la simulation.

Vérifions, avec un calcul d'ordre de grandeur, qu'il n'y a pas d'effet hydrodynamique influençant le dépôt d'énergie dans ce cas. L'équation liant la pression au dépôt d'énergie et à la variation de volume est [16] :

$$\Delta P = \Gamma \rho_0 \Delta E - \rho_0 C_0^2 \frac{\Delta V}{V_0} \quad (22)$$

où Γ est le coefficient de Grüneisen de l'aluminium, ρ_0 est sa densité, ΔE est le dépôt d'énergie en J/kg, $C_0 \simeq 6300$ m/s est la vitesse du son dans l'aluminium, $V_0 = 1/\rho_0$ est le volume massique et ΔV est la variation de volume massique.

Pour une fluence de 1 J/m², la cible d'aluminium ne change pas de volume et conduit à un dépôt isochore. Nous pouvons simplifier l'équation 22 pour obtenir l'augmentation de pression ΔP_d liée au dépôt :

$$\Delta P_d = \Gamma \rho_0 \Delta E \quad (23)$$

Dans l'aluminium, $\Gamma \simeq 2$ [16] et $\rho_0 \simeq 2718$ kg/m³. Dans les calculs présentés ici, l'énergie se dépose dans 300 mailles d'épaisseur $\Delta z = 10$ μ m. Pour majorer ΔE , on peut considérer que toute l'énergie se dépose dans la première couche du maillage. Dans un anneau entre $r = 0$ et $r = r_1$, l'énergie déposée est $\Delta Q [J] = \Phi \pi r_1^2$. Ceci correspond à une énergie massique $\Delta E = \frac{\Phi}{\rho_0 \Delta z} \simeq 36$ J/kg. D'après l'équation 23, $\Delta P \simeq 2 \times 10^5$ Pa. Pour retourner à un état d'équilibre, il est nécessaire de compenser l'augmentation de pression liée au dépôt d'énergie par une dilatation isentropique pour que ΔP redevienne nul. Nous obtenons :

$$\Delta P = -\rho_0 C_0^2 \frac{\Delta V}{V_0} + \Delta P_d = 0 \text{ soit } \Delta P_d = \rho_0 C_0^2 \frac{\Delta V}{V_0} \quad (24)$$

Nous obtenons $\Delta V \simeq 5 \times 10^{-10}$ m³/kg. La variation d'énergie liée à l'hydrodynamique s'exprime sous la forme :

$$\Delta W = -P \Delta V [16] \quad (25)$$

$P \approx 10^5$ Pa correspondant à $\Delta W \sim 10^{-5}$ J/kg, valeur très faible en comparaison à celle de l'énergie déposée $\Delta E = 36$ J/kg. Les effets hydrodynamiques sont par conséquent insignifiants dans le cas d'un faisceau ayant une fluence aussi faible (1 J/m²). Cette démonstration permet d'extraire les résultats de dépôt en utilisant Hésione.

3.2.3 Comparaison à un code de calcul 1D

Dans le calcul qui suit, nous simulons un faisceau homogène dont les électrons ont des trajectoires parallèles. Un tel calcul peut être comparé à des simulation 1D. De plus, pour éviter le phénomène d'écaillage, nous avons rajouté dans les simulations d'hydrodynamique un bloc de PMMA (plexiglas) de 5 mm d'épaisseur, d'un rayon de 15 mm placé

contre la face arrière de l'aluminium. Cette configuration est représentée sur la figure 40. L'impédance acoustique du PMMA est $Z_{PMMA} = \rho_{PMMA} C_{PMMA} = 2,83 \times 10^6$ Pa.s/m alors que celle de l'aluminium est $Z_{Al} = 17 \times 10^6$ Pa.s/m. Le coefficient de transmission des ondes de l'aluminium au PMMA est $\frac{2Z_{Al}}{Z_{Al}+Z_{PMMA}} = 1,71$ et le coefficient de réflexion sur la surface est $\frac{Z_{Al}-Z_{PMMA}}{Z_{Al}+Z_{PMMA}} = 0,71$. Le PMMA n'est pas le matériau le plus adapté mais permet d'absorber près de 30 % du choc produit dans l'aluminium.

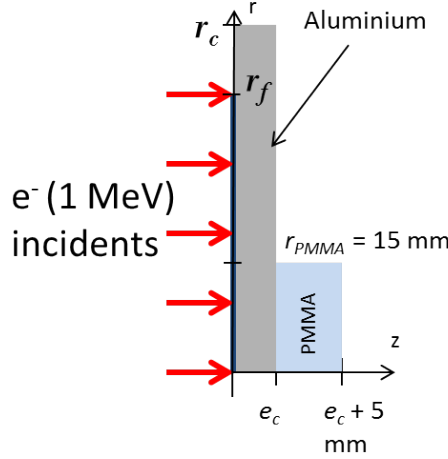


FIGURE 40 – Schéma de la géométrie de la simulation d'hydrodynamique.

Pendant les expériences, la vitesse longitudinale v_z de la face arrière de l'aluminium est mesurée en plusieurs points. On peut aussi calculer ces vitesses avec le code Hésione. En particulier, la vitesse au centre de la cible sera la grandeur retenue pour l'étude qui suit. Un exemple d'un tel calcul est présenté en utilisant un faisceau d'électrons construit sur la base des signaux de tension et de courant présentés sur la figure 41 : ils correspondent au tir CESAR numéroté 3130. Le spectre en énergie des particules simulées, basé sur ces signaux, est présenté sur la figure 42. La fluence sur la cible est ici de 60 calories/cm².

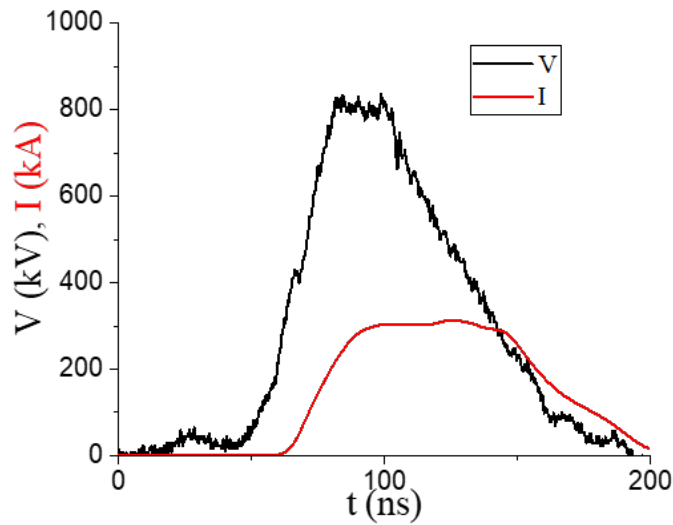


FIGURE 41 – Signaux de courant et de tension d'un tir typique sur CESAR(n° 3130).

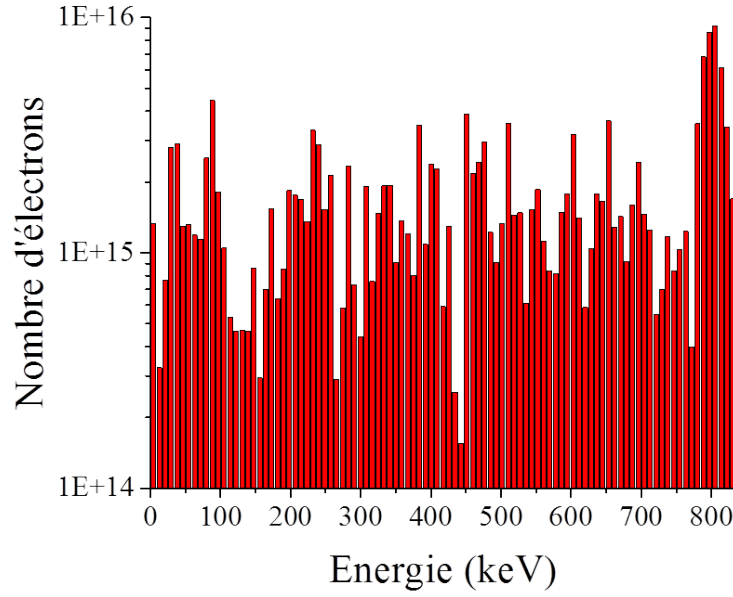


FIGURE 42 – Spectre en énergie calculé à partir des signaux V , I de la figure 41.

De la simulation 2D avec Diane et Hésione, nous obtenons l'évolution dans le temps de la vitesse longitudinale de la face arrière de l'aluminium. Ce résultat est confronté à celui obtenu par une simulation en 1D utilisant les codes CEPXS (dépôt) et Saïgon (hydrodynamique) [63] sur la figure 43.

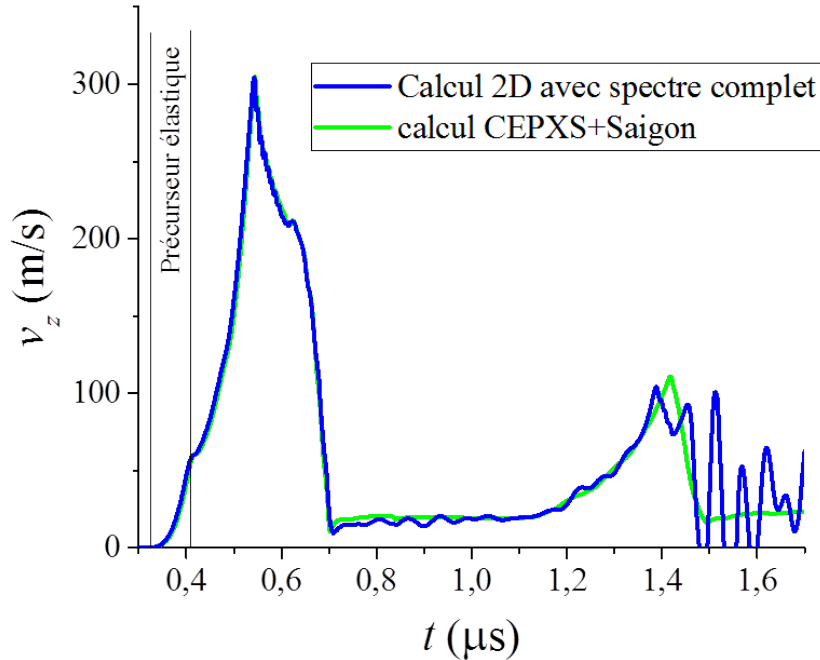


FIGURE 43 – Résultats de la simulation 1D et de la simulation 2D axisymétrique pour v_z au centre de la face arrière de la cible.

Nous observons que les courbes ont la même forme : le premier pic de vitesse ($t = 0,55 \mu s$) correspond à la première réflexion de l'onde de pression sur la face arrière. Le

second pic ($t = 1,4\mu s$) correspond à la seconde réflexion de cette onde qui a été réfléchi d'abord par l'interface Aluminium-PMMA puis en amont, par la zone où l'énergie a été déposée (face avant).

Les courbes obtenues avec les deux simulations sont identiques jusqu'au deuxième pic de vitesse. Le front de montée du premier pic peut être séparé en deux phases distinctes : le précurseur élastique, qui déforme la matière sans l'empêcher de revenir à son état initial lorsqu'elle retourne au repos, puis l'onde plastique [3], qui déforme suffisamment la matière ce qui l'empêche de retourner dans son état initial. Après la première montée en vitesse, le matériau se détend et la vitesse diminue jusqu'à $t = 0,7\mu s$.

Les deux codes de calcul donnent approximativement les mêmes résultats au deuxième pic de vitesse. Une oscillation de celle-ci apparaît cependant dans le calcul Hésione après ce pic. Elle peut être due à un problème numérique au centre de la cible car nous avons observé que les vitesses calculées à des rayons différents de zéro ne présentent pas d'oscillations.

Le calcul 2D de la vitesse longitudinale de la face arrière est comparé à l mesure sur la figure 44. Les courbes gardent la même forme et le recalage temporel des signaux a été fait manuellement. Il peut varier de 20 ns en fonction du critère choisi : synchronisation du premier pic de vitesse comme nous l'avons fait ici, ou du précurseur élastique. Nous observons alors un décalage δ entre la montée en vitesse du second pic mesuré et celle simulée compris entre 40 et 60 ns. Il pourrait être dû à une erreur sur l'épaisseur de la cible comprise entre 0,25 mm et 0,4 mm.

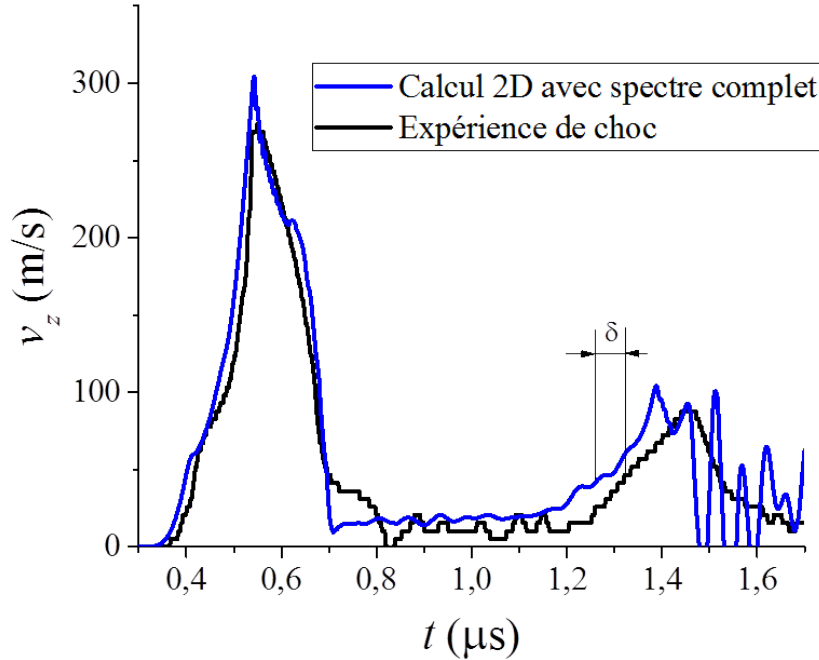


FIGURE 44 – Comparaison des résultats de la simulation 2D aux mesures de v_z au centre de la face arrière de la cible.

Hésione peut aussi fournir les cartes instantanées de toutes les caractéristiques du

matériau. Par exemple, la masse volumique et la pression sont représentées figure 45 à trois instants différents (0,4 ; 1 et 1,7 μ s). On peut ainsi observer la progression de l'onde, l'évolution de la masse volumique et déterminer les endroits où la matière fond ou s'écaille.

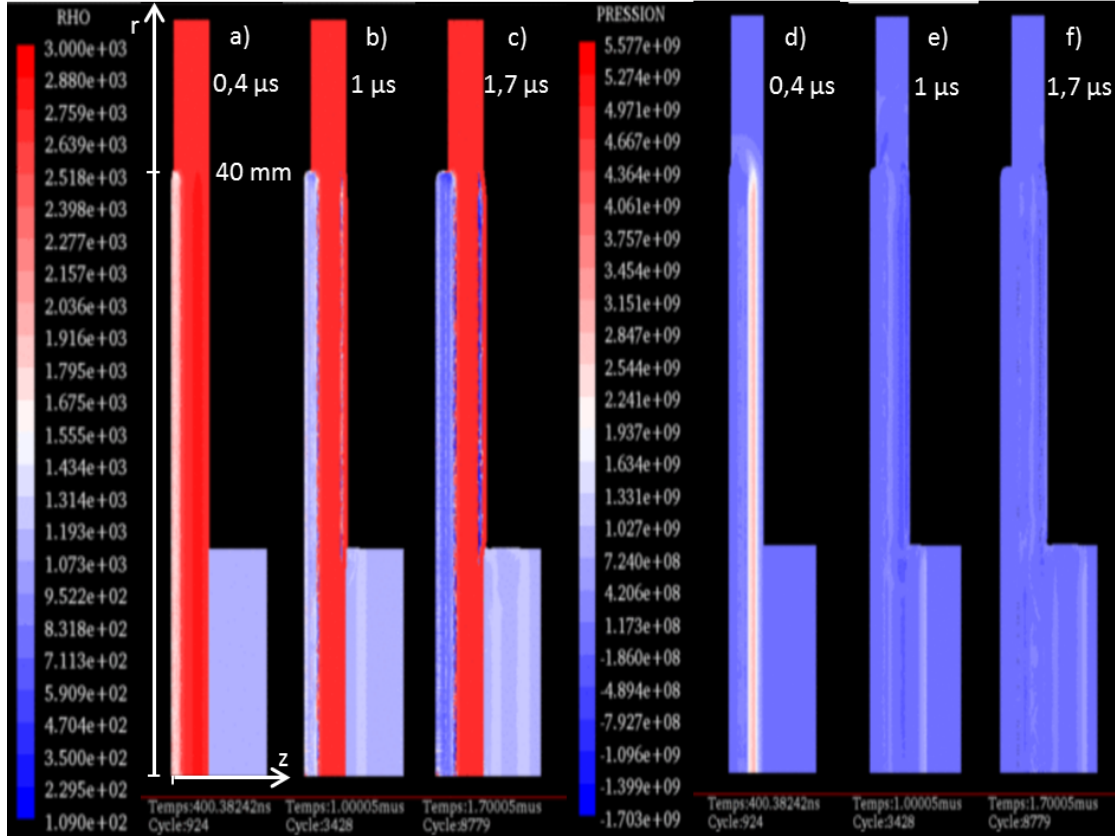


FIGURE 45 – Évolution de la masse volumique (à gauche) et de la pression (à droite) au cours du temps.

La géométrie décrite sur la figure 40 est visible sur ces six images. À gauche, les trois images représentent la masse volumique dans la cible à trois instant différents après le dépôt d'énergie. À droite, les trois images représentent la pression dans la cible à ces trois instants. Le faisceau arrive sur la cible d'aluminium par la gauche. Le dépôt d'énergie produit une élévation de température et de pression. La montée en température fait fondre le matériau à partir de 933 K, température de fusion de l'aluminium. Sur la figure 45.a), on observe une zone plus claire qui correspond à la matière en train de fondre. Cette partie continue de s'étendre sur les images suivantes. À partir de la figure 45.b), on observe une zone en face arrière, à un rayon suffisamment grand, où la masse volumique diminue. À cet endroit, il y a de l'écaillage dû à la rencontre des deux ondes de traction, comme nous l'avons expliqué dans la partie 1.1. Nous observons sur la figure 45.c) qu'un morceau de la surface arrière de l'aluminium s'apprête à se décrocher de l'échantillon. Sur la figure 45.d), l'onde de pression atteint le GigaPascal et se dirige vers la face arrière de l'aluminium. Une partie de cette onde est transmise au PMMA (figure 45.e)) et l'autre partie est réfléchi vers l'avant. Sur la figure 45.f), une deuxième onde a été transmise au PMMA après que celle dans l'aluminium a fait un aller-retour.

3.3 Amélioration de la chaîne de simulations

Expérimentalement, les paramètres importants du faisceau, tels que la distribution en énergie cinétique des électrons, la densité de courant, les angles d'incidence des électrons sur la cible, évoluent au cours du temps. Au lieu de les considérer constants durant tout le dépôt, il est possible de découper l'impulsion électrique en tranches temporelles durant lesquelles ces paramètres resteront constants. Chacune des N tranches possède sa propre carte de dépôt et l'équation 21 devient :

$$W(r, z, t) = \sum_{k=1}^N F_k \times f_k(r, z) \times g_k(t) \quad (26)$$

Chaque tranche est caractérisée par son spectre d'énergie qui sera utilisé pour le tirage des particules et par son débit de dose. Le dépôt d'énergie simulé pour chaque tranche est utilisé dans le code Hésione avec son débit de dose respectif : on simule l'interaction avec la cible d'un faisceau d'électrons évoluant temporellement. Dans un premier temps, nous avons découpé arbitrairement les signaux en 6 tranches comme présenté sur la figure 46. La quantité d'énergie apportée par chaque tranche à la cible est donnée dans le tableau 5.

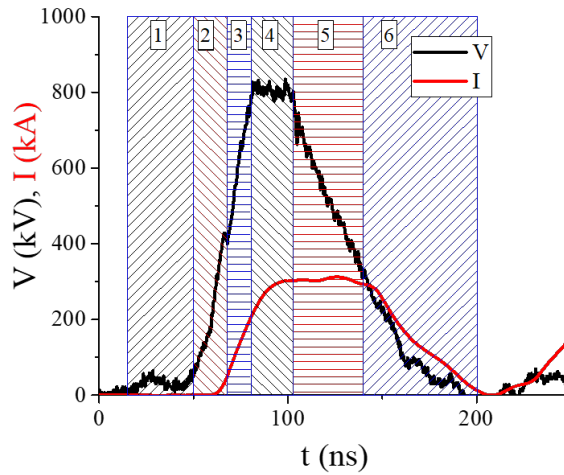


FIGURE 46 – Tranches temporelles choisies à partir des courbes de courant et tension.

Tranche	1	2	3	4	5	6
Fluence (cal/cm ²)	$2,6 \times 10^{-4}$	0,27	4,73	22,18	26,64	6,18

Tableau 5 – Fluences sur la cible apportées par les tranches de faisceau.

Afin de préparer les fichiers de particules de chaque tranche, un script a été développé en langage Python. Après lecture des tranches définies par l'utilisateur, les signaux de courant et tension sont lus et le spectre $\frac{dn}{dE}$ du faisceau d'électrons est calculé pour chacune d'entre elles. Le script lit aussi le profil de densité $\frac{dn}{dr}$ des électrons du faisceau. Ce profil peut provenir des résultats d'expériences d'imagerie du faisceau. L'énergie et la position de chaque particule sont tirées aléatoirement. Le poids qui leur est associé permet de

respecter le spectre en énergie et le profil de densité choisis. Il est aussi possible d'imposer un angle d'incidence avec la cible, par exemple en imposant qu'il varie linéairement avec le rayon et le courant du faisceau. Ce script génère le fichier de débit de dose de chaque tranche, utilisé par Hésione, incluant la fluence F_k et la forme temporelle du dépôt $g_k(t)$. Dans le cas présent, le faisceau est parallèle : tous les angles d'incidence sont nuls. Par la suite, il sera possible d'étendre le script afin de simuler des faisceaux non axisymétriques, purement 3D. Un schéma du fonctionnement de la chaîne de calculs avec et sans le script Python est présenté sur la figure 47.

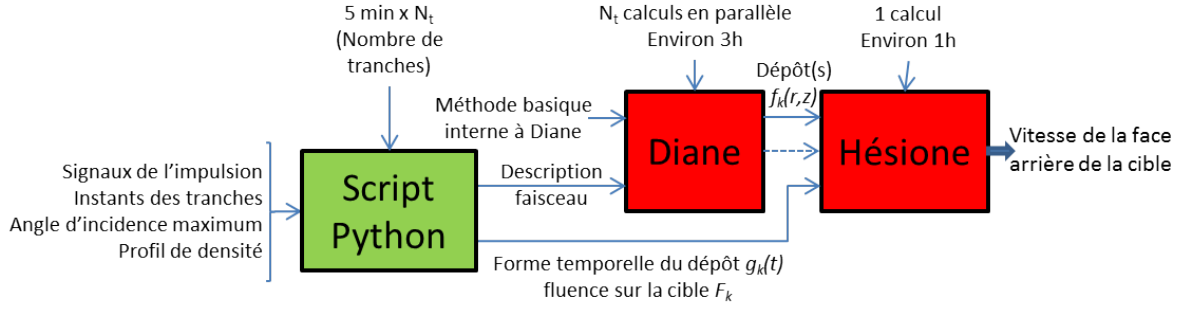


FIGURE 47 – Schéma de fonctionnement de la chaîne de calcul hydrodynamique après ajout du script Python.

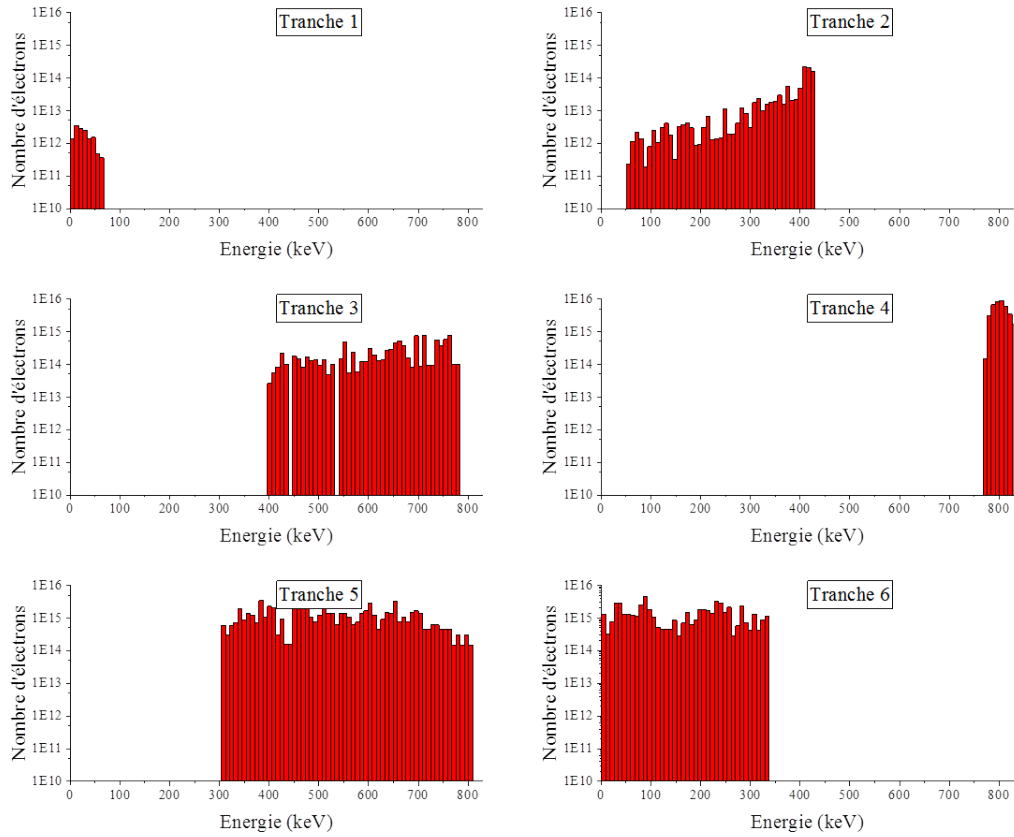


FIGURE 48 – Spectres en énergie des six tranches temporelles de V et I choisies.

Nous représentons sur la figure 48 les spectres en énergie de ces tranches choisies de la

figure 46. Ils ont été calculés par le script décrit précédemment. Dans la première tranche, l'énergie est inférieure à 50 keV et le nombre d'électrons est très faible. Dans la deuxième tranche, le nombre d'électrons augmente ainsi que leur énergie. Dans la troisième tranche, les électrons ont une énergie comprise entre 400 et 800 keV. Le courant croissant se traduit par une augmentation du nombre d'électrons. L'énergie dans la quatrième tranche est stable (entre 750 et 850 keV) et le nombre d'électrons est élevé. Cette tranche apporte environ 37 % de la fluence totale sur la cible. Pour la cinquième tranche, l'énergie décroît de façon régulière de 820 keV à 300 keV et le nombre d'électrons par unité d'énergie est constant. Cette tranche est celle qui apporte le plus d'énergie à la cible (44,4 %). Enfin, dans la dernière tranche la tension et le courant dans la diode s'annulent. L'énergie des électrons y décroît de 350 keV à 0 keV.

La simulation utilisant les 6 différentes tranches est comparée à celle présentée dans la partie 3.2.3 sur la figure 49.

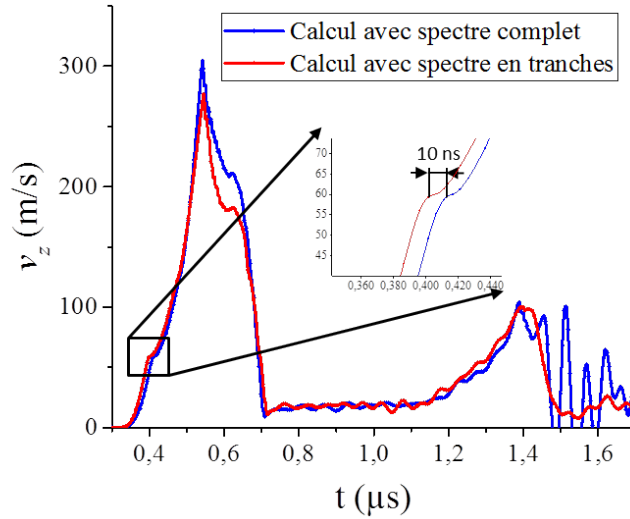


FIGURE 49 – Vitesses v_z simulées au centre de la face arrière de la cible en utilisant le spectre complet ou le spectre découpé temporellement.

On observe que les deux vitesses longitudinales v_z calculées en 2D sont proches. Cependant, pour le calcul utilisant les tranches, la vitesse maximale atteinte est plus faible. En effet, les électrons de la tranche 6, d'énergie moyenne faible, déposent de l'énergie plus en surface que les tranches 4 et 5. Cette dernière tranche ne contribue que très peu à l'amplitude maximale de l'onde de pression. Les précurseurs élastiques des deux simulations arrivent au même instant sur la face arrière, mais l'onde plastique l'atteint environ 10 ns plus tôt avec la simulation du spectre découpé. L'accélération de la face arrière sous l'effet de l'onde de choc plastique dure plus longtemps puisque les deux pics de vitesses se trouvent au même instant. Cette méthode a aussi l'avantage de réduire les oscillations discutées précédemment dans la partie 3.2.3.

Nous comparons ensuite la vitesse simulée par le calcul amélioré avec la mesure expérimentale sur la figure 50.

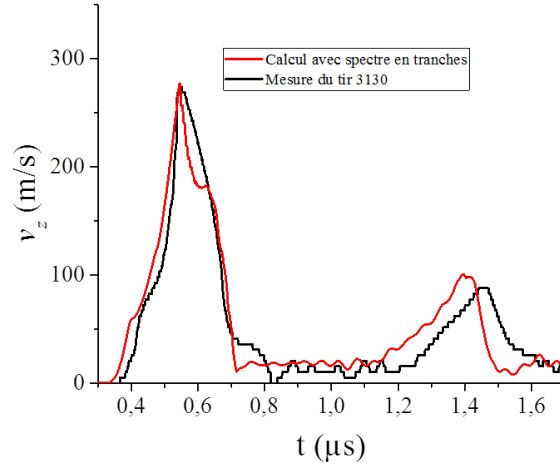


FIGURE 50 – Comparaison entre la simulation utilisant les tranches et l’expérience.

La valeur maximale du premier pic est bien reproduite en utilisant les tranches temporelles. Les deux pics sont décalés temporellement par rapport à ceux de l’expérience suite à deux erreurs systématiques : le recalage temporel qui ne peut pas être fait de façon précise pour ce tir et une incertitude sur l’épaisseur de la cible. Néanmoins, la forme du second pic de vitesse est très bien reproduite en utilisant le spectre en tranches.

Le découpage temporel des signaux de courant et de tension du faisceau délivré par CESAR permet d’être plus proche des expériences que si nous utilisons le spectre intégré sur toute la durée l’impulsion. Il est maintenant possible d’utiliser cette méthode pour effectuer des calculs plus approfondis en choisissant judicieusement les tranches pour faire évoluer le faisceau incident dans les simulations. En augmentant le nombre de tranches, on peut se rapprocher encore plus près de la réalité. Cette méthode est peu coûteuse en temps de calcul puisque les tirages des particules et les calculs dépôts d’énergie peuvent être exécutés en parallèle et le temps de calcul hydrodynamique reste inchangé.

3.4 Conclusion

Pour simuler l’interaction d’un faisceau avec une cible, on utilise une chaîne de calcul composée de deux codes. Le premier, Diane, est un code Monte Carlo qui calcule l’énergie déposée par les électrons dans la matière. Il a été comparé au code de calcul GEANT4 développé par le CERN, ceci afin d’assurer la légitimité de son utilisation. De plus, le code possède deux méthodes d’initialisation d’un faisceau d’électrons : une méthode interne le décrivant de façon simple, et une méthode qui permet à l’utilisateur de le décrire de façon réaliste. Ces deux méthodes ont été comparées et donnent des résultats équivalents pour des faisceaux homogènes dont les électrons ont des trajectoires parallèles. La seconde méthode sera nécessaire dans les chapitres suivants pour simuler les expériences menées sur les installations CESAR ou RKA. Elle permettra aussi d’étudier l’influence des paramètres du faisceau sur l’hydrodynamique de la cible.

Le second code, Hésione, utilise les résultats de Diane pour simuler l’évolution de la matière sous l’effet du dépôt d’énergie. Ce code travaille en deux dimensions. La vitesse de la face arrière de la cible d’aluminium a été simulée puis comparée à celle calculée par un code en une dimension et à celle mesurée lors d’une expérience effectuée sur CESAR.

Cette chaîne de calcul simulait jusqu'à présent un faisceau simple dont les caractéristiques autres que le courant n'évoluaient pas dans le temps. Nous pouvons prendre en compte maintenant une évolution temporelle précise des paramètres fondamentaux du faisceau en le discrétisant temporellement. Grâce à cette méthode, nous avons montré que les vitesses simulées de la face arrière de l'aluminium sont plus proches des vitesses mesurées.

Chapitre 4

Études paramétriques du faisceau d'électrons sur le dépôt d'énergie et le thermocho

Dans ce chapitre, nous étudions l'influence des paramètres du faisceau d'électrons sur le dépôt d'énergie et le thermocho. Cette étude a pour but de guider la démarche expérimentale vers une mesure plus précise des paramètres du faisceau les plus importants. Dans les simulations qui suivent, les caractéristiques de la cible d'aluminium sont conservées (épaisseur de 3 mm, rayon de 50 mm, masse volumique de 2718 kg/m^3), sans le bloc de PMMA excepté dans la partie 4.2. Les effets de plusieurs grandeurs sont étudiées : l'énergie cinétique des électrons, le courant du faisceau, le profil temporel de puissance, l'angle d'incidence des électrons sur la cible et le profil de densité du faisceau.

4.1 Influence de l'énergie cinétique des électrons

4.1.1 Cas d'un faisceau mono-énergétique

La première grandeur étudiée est l'énergie des électrons que nous faisons varier à fluence fixe. Le rayon du faisceau étant donné (choisi à 4 cm), pour garder une fluence constante (60 cal/cm^2), le courant du faisceau doit augmenter lorsque l'énergie des électrons diminue. Le débit de dose, lié à la puissance du tir, est un créneau d'une durée de 100 ns. Le profil de densité du faisceau est uniforme. Les dépôts en fonction de la profondeur dans l'aluminium pour différentes énergies sont donnés figure 51. Nous remarquons que lorsque l'énergie cinétique baisse, la profondeur du dépôt, distance pour laquelle l'énergie déposée devient nulle, diminue et le maximum d'énergie déposée augmente. En effet, l'énergie totale incidente sur la cible reste la même alors que la profondeur du dépôt est réduite lorsque l'énergie cinétique des électrons diminue.

Le dépôt maximal et sa profondeur sont tracés en fonction de l'énergie sur la figure 52 (respectivement en bleu et rouge). La profondeur de pénétration augmente avec l'énergie. Elle est comparée à celle tabulée dans la base de données ESTAR [38] (courbe magenta). Cette dernière indique la longueur totale du parcours d'un électron. Or, les résultats de nos calculs fournissent uniquement la projection de ce parcours dans la matière sur l'axe de la cible. Elle ne peut pas atteindre la valeur correspondante dans les tables ESTAR. Il existe des formules permettant d'estimer le dépôt d'énergie dans une cible d'aluminium par des électrons [75] et les maxima obtenus à partir de ces dernières (courbe cyan du

dépôt maximal estimé) sont identiques à ceux obtenus dans les simulations.

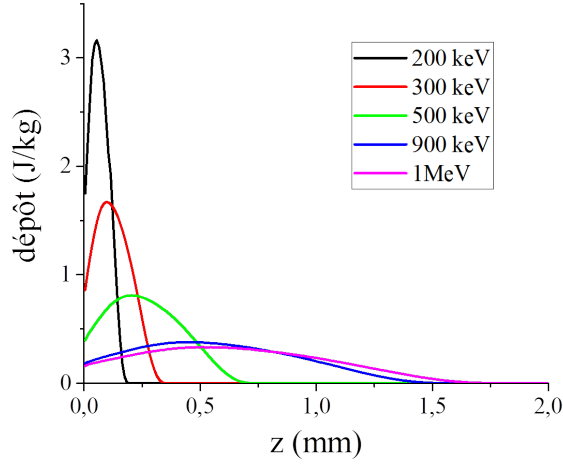


FIGURE 51 – Dépôts d'énergie dans l'aluminium pour différentes énergies des électrons.

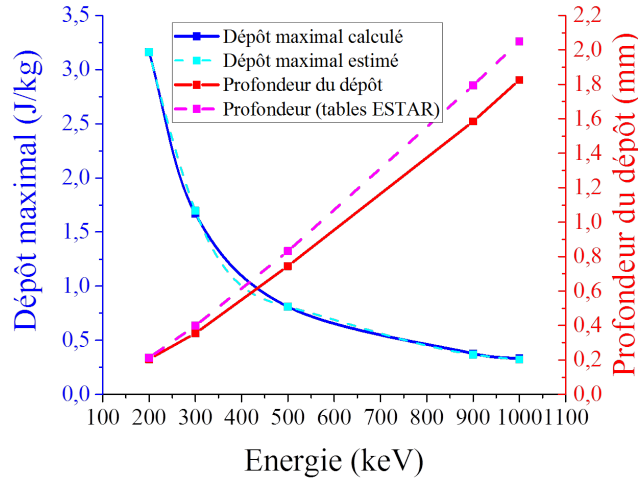


FIGURE 52 – Dépôt maximal et profondeur du dépôt en fonction de l'énergie des électrons.

Les vitesses de la face arrière sont simulées pour chaque énergie. Les résultats sont présentés sur la figure 53. Lorsque l'énergie des électrons augmente, l'onde de pression arrive plus rapidement sur la face arrière de l'échantillon. Cette différence est directement liée à la profondeur de dépôt : entre les résultats à 500 keV et à 900 keV, nous avons une différence de profondeur de dépôt de $\Delta z \simeq 0,84$ mm. En considérant que les ondes de pression se déplacent à la vitesse $C_0 = 6300$ m/s, nous obtenons une différence entre les instants d'arrivée de $\frac{\Delta z}{C_0} \simeq 0,13$ μ s. Dans les simulations, le décalage entre les deux courbes est d'environ 0,12 μ s. Après le premier pic de vitesse, on en observe d'autres, plus faibles. Ils sont présents car la cible s'est écaillée : il y a une surface à l'intérieur du matériau sur laquelle une partie des ondes de pression et de traction se réfléchissent (figure 3). Ces ondes reviennent donc plus vite vers la face arrière. La période et l'amplitude de ces rebonds de vitesse varient en fonction de l'énergie. De plus, la période est représentative de la profondeur à laquelle l'écaillage s'est formée.

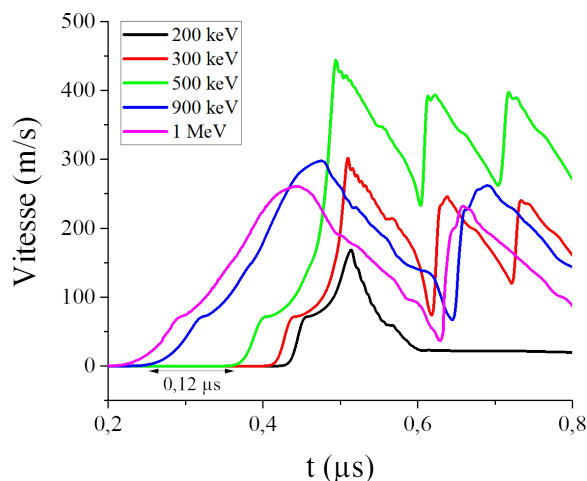


FIGURE 53 – Vitesses en face arrière de l'aluminium pour différentes énergies des électrons.

Sur la figure 54, nous traçons en fonction de l'énergie du faisceau l'évolution de la vitesse maximale v_M , de son instant T_M , et de l'instant T_0 à partir duquel la face arrière est mise en mouvement.

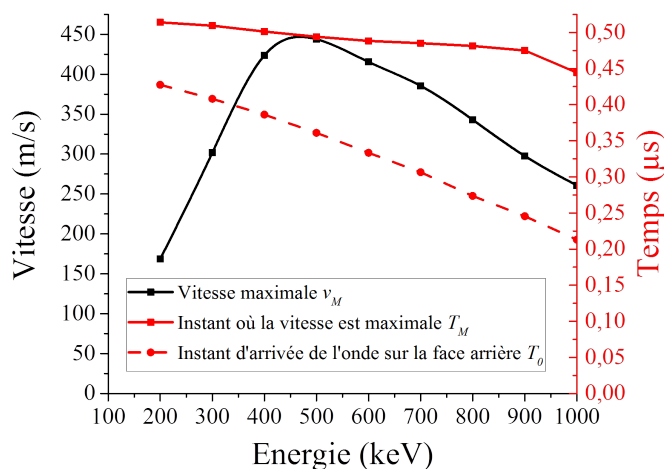


FIGURE 54 – Instant T_0 de mise en mouvement de la face arrière, instant T_M où la vitesse est maximale, et la vitesse maximale v_M en fonction de l'énergie des électrons.

Puisque la profondeur du dépôt augmente avec l'énergie, l'onde arrive plus tôt sur la face arrière. De plus, l'onde de pression se développe dans une épaisseur plus importante ce qui donne une montée en vitesse plus longue et l'instant de maximum de vitesse T_M varie peu.

Lorsque l'énergie des électrons est faible (en dessous d'environ 500 keV), la vitesse maximale chute brusquement. En dessous de ce seuil, l'énergie déposée par unité de masse devient très grande en surface. En raison des effets hydrodynamiques et de la durée du dépôt, il n'est plus possible de l'assimiler à un dépôt isochore. La cible évolue et l'onde de pression initiale commence à se déplacer avant la fin du dépôt. Une partie de cette onde se réfléchit instantanément sur la face avant en une onde de traction. Le faisceau

continue à déposer de l'énergie et, par conséquent, alimente l'onde de pression initiale à laquelle s'ajoute l'onde de traction. Nous obtenons une onde de pression dont l'amplitude est limitée et la vitesse maximale atteinte diminue. Pour cette raison, nous n'observons pas de rebond de vitesse lorsque l'on simule un faisceau ayant une énergie de 200 keV. Pour diminuer ce seuil, il faudrait diminuer la durée du faisceau pour retourner dans une situation de dépôt isochore. Lorsque l'énergie augmente au-delà de 500 keV, le dépôt se fait plus en profondeur et l'énergie maximale déposée est plus faible : l'amplitude de l'onde de pression diminue, ainsi que celle du pic de vitesse.

4.1.2 Cas d'un faisceau non mono-énergétique de spectre donné

Nous avons d'abord choisi de simuler un faisceau dont le spectre en énergie est uniforme entre 0 et 1 MeV. La fluence sur la cible et le rayon du faisceau restent inchangés. Nous comparons sur la figure 55 le dépôt par ce faisceau aux dépôts de faisceaux mono-énergétiques de 500 keV et 1 MeV. Nous observons que l'utilisation d'un spectre change la forme du dépôt : l'énergie est déposée de façon plus régulière, le maximum se situe sur la surface et le dépôt diminue progressivement avec la profondeur.

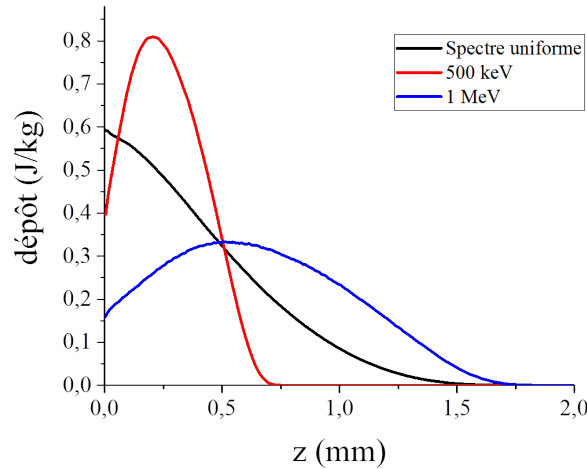


FIGURE 55 – Influence d'un spectre d'énergie cinétique des électrons uniforme sur le dépôt d'énergie. Comparaison à des faisceaux mono énergétiques de 500 keV et 1 MeV.

Nous présentons sur la figure 56 les vitesses de la face arrière simulées par Hésione en utilisant ces trois différents dépôts. Nous pouvons observer que la mise en vitesse de la face arrière de la cible pour un spectre d'énergie uniforme est plus lente que pour les deux autres simulations : le maximum de vitesse est atteint au même instant que le faisceau de 500 keV alors que la vitesse commence à augmenter au même instant que la simulation à 1 MeV.

L'influence du spectre uniforme sur la forme du dépôt et de la vitesse de la face arrière est importante. Pour obtenir le spectre du faisceau, il est nécessaire de bien connaître son courant, mais aussi l'énergie de ses électrons à la position de la cible.

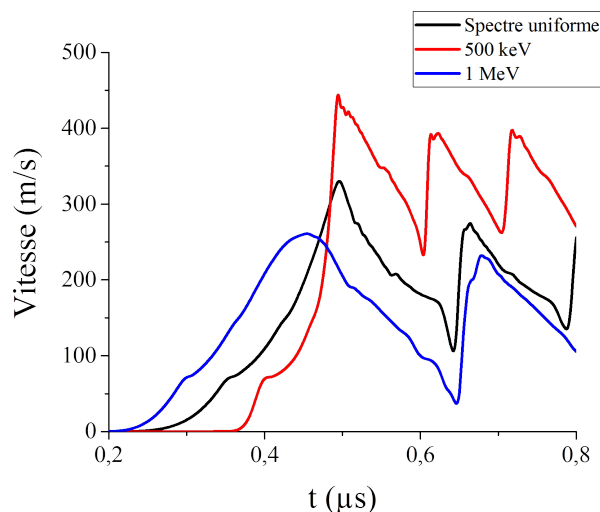


FIGURE 56 – Influence d'un spectre d'énergie cinétique des électrons uniforme sur la vitesse mesurée en face arrière de la cible en aluminium pour une fluence de 60 cal/cm^2 .

4.2 Influence du courant du faisceau

Pour ces simulations, nous utilisons le bloc de PMMA derrière la cible car, expérimentalement, il est présent la plupart du temps lorsque la fluence est grande (supérieure à 100 cal/cm^2) afin de protéger le système de mesure de vitesse (VH). Nous faisons varier la fluence totale sur la cible ce qui revient à changer le courant du faisceau ou le terme F dans l'équation 21. Nous avons choisi de simuler différentes fluences en fixant l'énergie des électrons à $W = 500 \text{ keV}$. Le rayon du faisceau reste le même (4 cm) et la densité de particules est homogène. Les résultats sont présentés sur la figure 57.

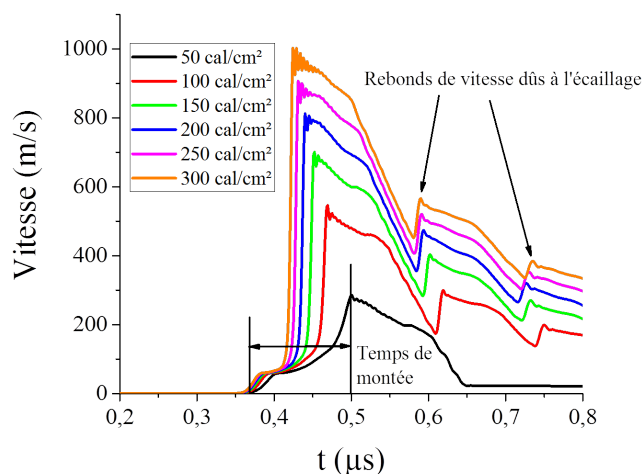


FIGURE 57 – Influence de la fluence sur les vitesses simulées au centre de la face arrière de la cible.

Nous observons qu'à partir d'un seuil compris entre 50 cal/cm^2 et 100 cal/cm^2 , le matériau s'écaille. Lorsqu'il est atteint, les ondes de pression se réfléchissent dans la zone d'écaillage et des rebonds de vitesse peuvent être observés. Lorsque la fluence augmente,

la vitesse maximale croît. De plus, la mise en vitesse de la face arrière se produit toujours au même moment car l'énergie des électrons est constante. L'énergie totale déposée et la pression maximale atteinte augmentent avec la fluence. Comme la vitesse des ondes croît avec la pression [16], la discontinuité du choc est plus importante : le front de montée de la vitesse est plus court. L'évolution de la vitesse maximale v_M et celle du temps de montée Δt_M sont présentées sur la figure 58.

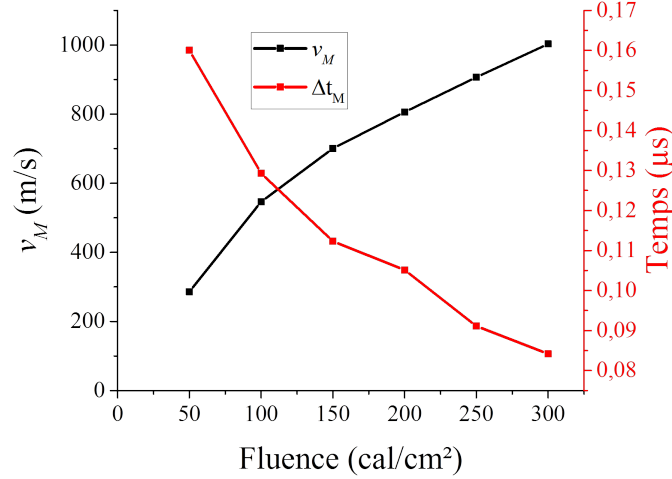


FIGURE 58 – Effet de la fluence sur la vitesse maximale v_M et sur le temps Δt_M nécessaire pour atteindre celle-ci.

Ces résultats montrent qu'il est possible d'associer le maximum de vitesse mesurée à la fluence. Les mesures par vélocimétrie hétérodyne en face arrière permettront d'en avoir une estimation en plusieurs points.

4.3 Influence du profil temporel de puissance du dépôt

La forme temporelle du dépôt d'énergie est décrite par le débit de dose. Cette grandeur est proportionnelle à l'énergie des électrons, qui est estimée par la tension mesurée dans la diode, et au courant sur la cible. L'énergie des électrons, le rayon du faisceau et la fluence sur la cible sont fixes : $W = 500$ keV, $r = 4$ cm, $\phi = 50$ cal/cm². Puisque l'énergie des électrons est choisie constante, changer la forme du débit de dose revient à changer la forme de l'impulsion de courant. Dans l'équation 21, on change le terme $g(t)$.

Les quatre formes utilisées pour cette étude sont présentées sur la figure 59. La première est une impulsion en créneau d'une durée de 100 ns, choisie comme référence. La deuxième est constituée de deux impulsions en forme de créneau d'une durée de 50 ns séparées de 50 ns pour simuler des rebonds de tension et courant comme on peut les observer parfois sur les signaux expérimentaux. Nous utilisons ensuite une impulsion triangulaire ayant un front de montée rapide et un front de descente lent (1 ns et 99 ns respectivement) et une seconde impulsion triangulaire avec des temps de montée et de descente proches de ceux de CESAR (30 ns et 80 ns respectivement). L'énergie totale apportée sur la cible reste la même dans chaque simulation. Les résultats des simulations de la vitesse de la face arrière de la cible d'aluminium sont présentés sur la figure 60.

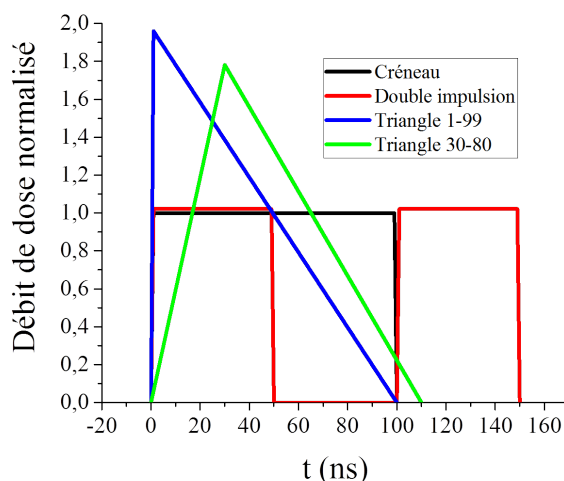


FIGURE 59 – Formes des débits de dose utilisés.

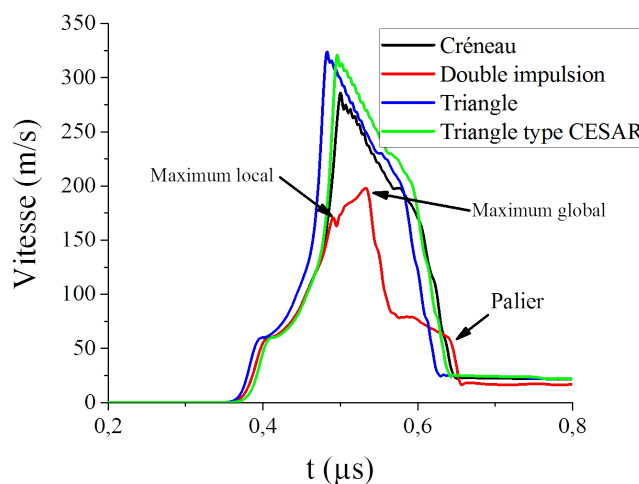


FIGURE 60 – Vitesses de la face arrière pour les différentes formes de débit de dose.

Lorsque la cible reçoit deux impulsions, l'énergie déposée par la première impulsion de 50 ns est plus faible que l'énergie déposée par le créneau de 100 ns. Une première onde est générée. La seconde impulsion interagit avec la cible après que la première onde a commencé à se déplacer. Il y a alors production d'une deuxième onde dans le matériau. En atteignant la face arrière, la première onde permet à la vitesse d'atteindre un maximum local puis la deuxième onde la fait à nouveau augmenter vers son maximum global. Elle forme aussi un palier de vitesse à la fin du pic.

Les impulsions triangulaires permettent de déposer fortement de l'énergie en début d'impulsion. La pression est plus forte que pour le créneau : la vitesse maximale atteinte est plus grande. Si le temps de montée du triangle augmente, on diminue légèrement le maximum mais on change aussi l'instant du maximum.

Ces calculs mettent en évidence que la forme de l'impulsion a un rôle important sur la vitesse en face arrière, mais contrairement à ce qu'on pourrait attendre, une impulsion triangulaire, plus proche de celle de CESAR, n'est pas désavantageux. En effet, il est

possible de produire des chocs plus forts puisqu'une plus grande partie de l'énergie est déposée avant que l'onde de pression ne se déplace.

4.4 Influence de l'angle d'incidence des électrons

L'angle d'incidence d'un électron sur la cible est l'angle entre sa trajectoire et la normale à la cible. Cet angle a une influence sur le dépôt d'énergie. Durant les expériences sur CESAR, un champ magnétique est utilisé. Il est produit par un solénoïde de longueur finie. En fonction de la position de la cible dans ce solénoïde, les angles d'incidence des électrons sur la cible changent. Si la cible est placée avant ou après le centre de la bobine, le faisceau sera respectivement convergent ou divergent. Lorsque la cible est au centre, le faisceau est globalement parallèle mais le mouvement cyclotronique qu'ont acquis les électrons leur donne un angle d'incidence sur la cible.

Nous allons utiliser quatre types de faisceaux présentant des configurations angulaires différentes. La première est un faisceau oblique, c'est-à-dire que tous les électrons arrivent avec le même angle sur la cible. Cette configuration angulaire permet de n'étudier que l'effet de l'angle sur le dépôt d'énergie. Les deuxième et troisième configurations sont axisymétriques et simulent des faisceaux convergents et divergents. Dans ces cas, les électrons ont des vitesses radiales négatives ou positives respectivement. La dernière configuration est aussi axisymétrique et permet de représenter un faisceau globalement parallèle mais dont les électrons ont des angles d'incidence provenant de leur mouvement cyclotronique lorsqu'un champ magnétique externe est présent. Dans chacune des simulations qui suivent, l'énergie des électrons est de 1 MeV, la fluence est de 60 cal/cm² et le profil de faisceau est homogène.

4.4.1 Faisceau oblique

Il est possible de simuler un faisceau oblique, c'est à dire un faisceau dont tous les électrons ont le même angle d'incidence avec la cible en utilisant les codes Diane et Hésione en 3D. C'est un faisceau simple qui permet d'observer uniquement l'effet de l'angle d'incidence. Il est schématisé sur la figure 61.

La simulation d'un faisceau oblique est identique à la simulation d'un faisceau parallèle interagissant avec une cible inclinée. Plusieurs angles ont été simulés : 63 ; 52,5 ; 35 ; 17,5 et 0°. Pour chacun d'entre eux, les résultats du dépôt d'énergie et de la vitesse de la face arrière de la cible d'aluminium sont présentés sur la figure 62.

Nous pouvons observer que lorsque l'angle augmente, le maximum du dépôt d'énergie se rapproche de la surface de l'échantillon. Les résultats des vitesses nous permettent d'observer que le délai pour atteindre la vitesse maximale croît car le maximum du dépôt est plus proche de la surface de l'aluminium. De plus, l'amplitude maximale du pic diminue avec l'angle car l'énergie totale déposée décroît.

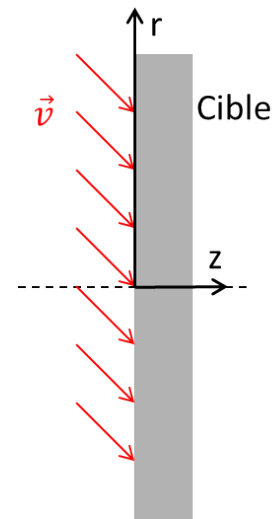


FIGURE 61 – Schéma de la simulation d'un faisceau oblique

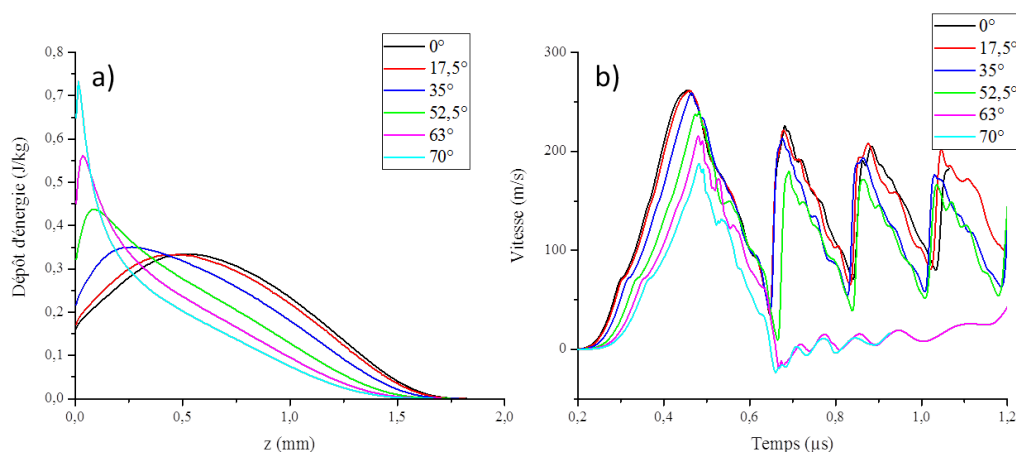


FIGURE 62 – (a) Dépôt d'énergie dans la cible pour différents angles d'incidence et (b) vitesse simulée de la face arrière.

Les résultats des simulations informent aussi sur la proportion d'énergie rétrodiffusée lors de l'interaction du faisceau avec la cible. Ils peuvent être comparés aux mesures effectuées par G. Lockwood [12] d'énergie rétrodiffusée lors de l'impact d'un faisceau de 500 keV parallèle sur une cible d'aluminium inclinée. Ses résultats et ceux des simulations sont présentés sur la figure 63. Les simulations sont en bon accord avec les expériences et montrent la diminution de l'énergie déposée par les électrons lorsque l'angle d'incidence augmente.

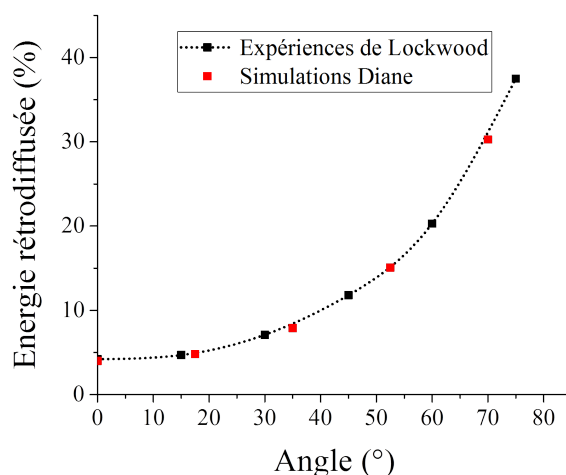


FIGURE 63 – Proportion d'énergie rétrodiffusée : simulations Diane et expériences.

L'angle d'incidence est une grandeur importante à connaître pour pouvoir restituer correctement les formes des vitesses mesurées. Cependant, durant nos expériences sur CESAR ou RKA, le faisceau n'est jamais oblique (ou parallèle incident sur une cible inclinée), c'est pourquoi il est nécessaire de simuler les faisceaux axisymétriques convergents, divergents ou incorporant le mouvement cyclotronique.

4.4.2 Faisceaux axisymétriques

Description d'un faisceau convergent ou divergent

Dans le cas d'un faisceau convergent ou divergent, l'angle d'incidence dépend de la position de la particule. Pour un faisceau parfait, l'angle augmente de façon linéaire avec le rayon [15] et nous avons $\theta(r) = \pm\theta_{max}\frac{r}{r_f}$, où r_f et θ_{max} sont respectivement le rayon du faisceau et l'angle maximum atteint en bord de faisceau. Un signe positif représente un faisceau divergent et un signe négatif représente un faisceau convergent. Nous choisissons $r_f = 40$ mm, qui est l'ordre de grandeur du rayon des faisceaux pour nos expériences où la fluence est d'environ 60 cal/cm^2 . Nous avons choisi de simuler des angles tels que $\theta_{max} \simeq 70^\circ$ soit supérieur à la valeur maximale des angles d'incidence obtenue dans des simulations numériques du transport des électrons. Ces deux types de faisceau peuvent être simulés en 2D axisymétrique. Un faisceau divergent et un faisceau convergent sont représentés sur la figure 64.a).

Description d'un faisceau incorporant le mouvement cyclotronique

Si un champ magnétique externe est utilisé pour focaliser le faisceau sur la cible, les trajectoires des électrons sont hélicoïdales. Ils se propagent dans la chambre d'expérience en s'enroulant autour des lignes de champ magnétique. Pour simuler le mouvement cyclotronique, l'angle d'incidence sur la cible $\theta(r)$ varie linéairement avec le rayon [15] comme dans le cas des faisceaux divergent ou convergent. La vitesse des électrons est choisie sur un cône d'ouverture $\theta(r)$ et d'axe de symétrie normal à la cible. Un schéma des angles provenant du mouvement cyclotronique est représenté sur la figure 64.b).

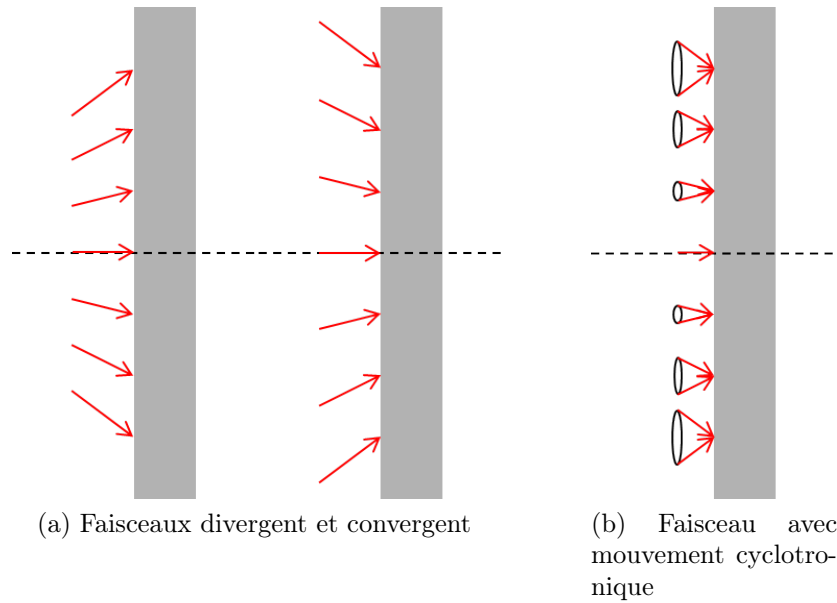


FIGURE 64 – Schéma des trois configurations angulaires axisymétriques simulées.

Résultats

Les dépôts d'énergie obtenus avec les quatre types de faisceau précédents sont présentés sur la figure 65. Pour un faisceau axisymétrique, une simulation permet d'obtenir les résultats de vitesse en face arrière de la cible pour chaque angle ($0; 17,5; 35; 52,5; 63$ et 70°).

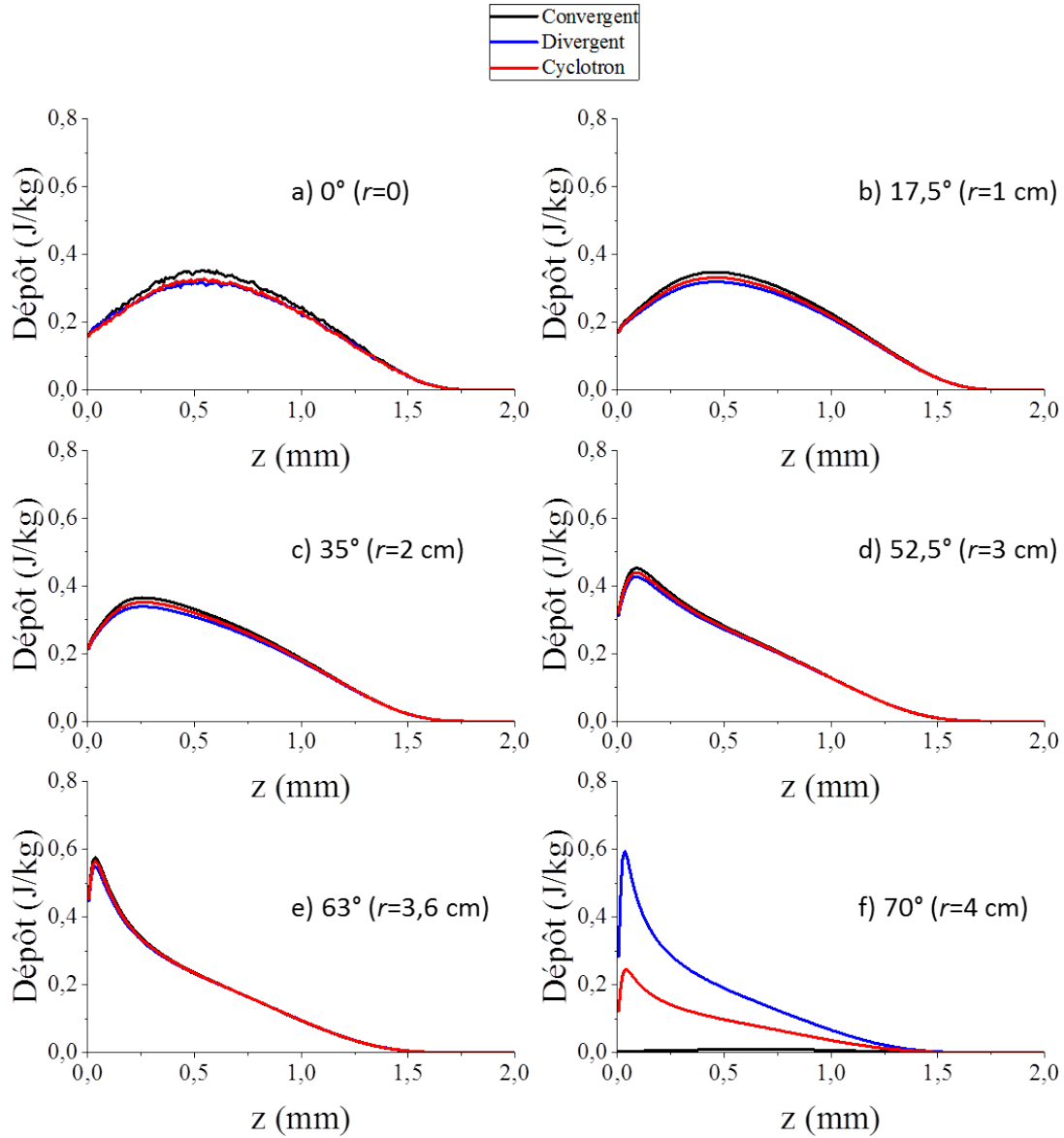


FIGURE 65 – Influence du type de faisceau et de l'angle d'incidence des électrons sur le dépôt d'énergie lorsque θ varie linéairement avec r .

Pour un angle donné, les courbes ont la même forme et seules leurs amplitudes changent : le faisceau convergent donne le dépôt le plus fort et le faisceau divergent donne le dépôt le plus faible. Lorsque l'angle augmente, les différences entre les courbes s'amenuisent et les effets de bords deviennent importants à partir d'un certain rayon, compris entre 3,6 et 4 cm.

Les résultats des simulations d'hydrodynamique pour un faisceau convergent sont présentés sur la figure 66. Nous observons le même comportement qu'avec un faisceau oblique : le maximum de vitesse diminue et est atteint plus tard. Lorsque le faisceau est parfaitement homogène, il est aussi envisageable de déterminer les angles d'incidences en mesurant les vitesses maximales atteintes et les instants correspondants.

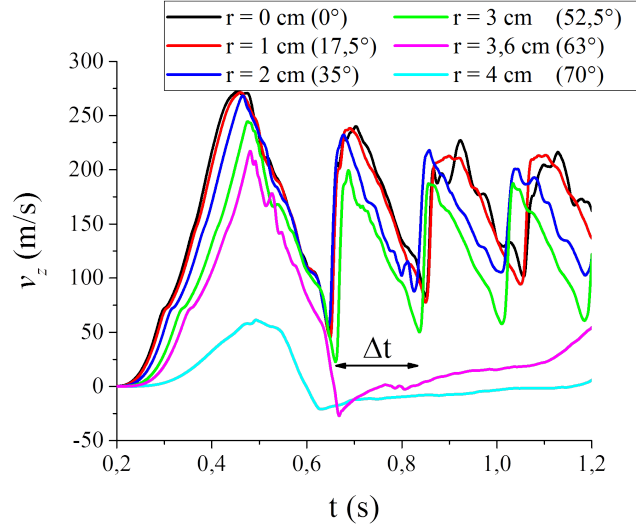


FIGURE 66 – Influence de l'angle d'incidence sur les vitesses pour un faisceau convergent.

Bien que les rebonds de vitesse restent similaires, les délais entre les pics changent avec l'angle. Nous pouvons alors estimer l'épaisseur de l'écaille car le délai Δt correspond à un aller-retour de l'onde dans cette dernière à une vitesse $C_0 = 6300$ m/s : son épaisseur est $\Delta z = \frac{\Delta t}{2} C_0$. Il n'est plus possible de l'estimer pour les grands angles car les rebonds de vitesse après le premier pic ont disparu : le thermochoc ne cause plus d'écailage. L'épaisseur de l'écaille estimée grâce au délai entre les rebonds est comparée à l'épaisseur totale de l'écaille dans la simulation. Ces deux valeurs sont présentées sur la figure 67. Elles sont identiques : il est possible d'estimer correctement l'épaisseur de l'écaille grâce à la mesure du délai entre les pics de vitesse quand les rebonds de vitesse sont présents. Pour pouvoir mesurer expérimentalement la taille de l'écaille, des moyens destructifs sont généralement utilisés : la cible est découpée puis l'épaisseur de l'écaille est mesurée à l'aide d'un microscope. La méthode décrite auparavant permet d'avoir une information in situ sur l'écailage sans passer par la destruction de la cible.

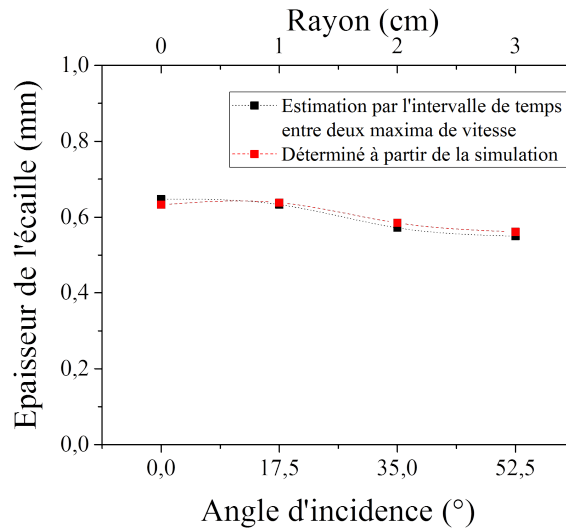


FIGURE 67 – Influence de l'angle d'incidence sur l'épaisseur de l'écaille.

Les vitesses de la face arrière pour différents angles (ou différents rayons) simulées pour les trois types de faisceaux axisymétriques sont présentées sur la figure 68. A l'instar

des résultats de dépôt d'énergie, nous remarquons que la forme du premier pic de vitesse est la même pour tous les faisceaux. Seule l'amplitude change et les faisceaux convergent et divergent donnent respectivement la vitesse la plus grande et la plus faible, excepté pour l'angle de 70° .

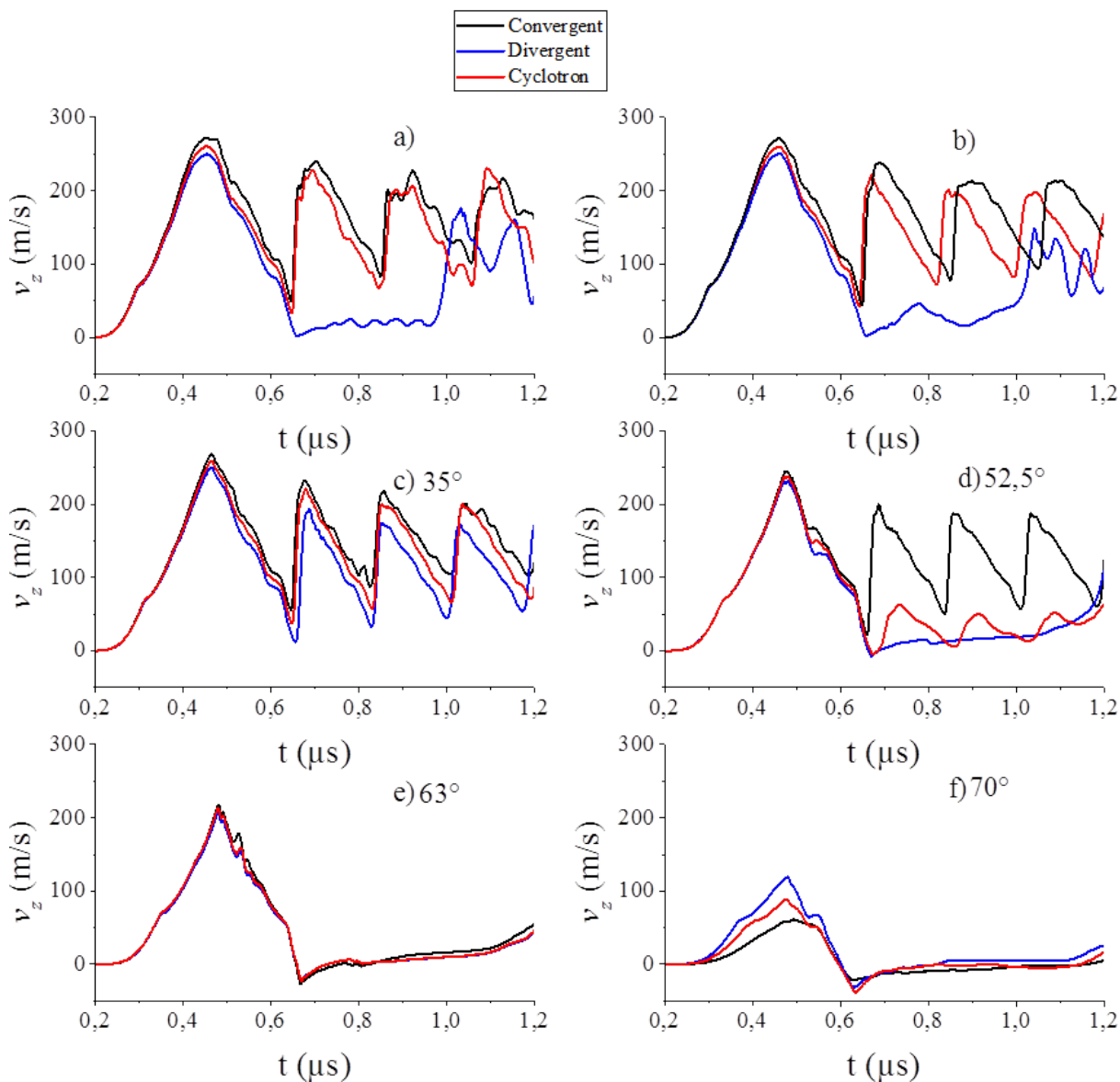


FIGURE 68 – Influence du type de faisceau simulé sur les vitesses en face arrière à plusieurs rayons différents.

Après le premier pic, des différences majeures s'observent : les rebonds de vitesse dus à l'écaillage changent. Dans le cas du faisceau convergent, les rebonds commencent à disparaître à partir d'un angle compris entre $52,5$ et 63° . Pour le faisceau incorporant le mouvement cyclotronique, cet angle est compris entre 35 et $52,5^\circ$.

Dans le cas du faisceau divergent, nous n'observons pas les rebonds de l'onde de pression dans l'écaille pour tous les angles. Une hypothèse provient de la fluence utilisée dans ce calcul, 60 cal/cm^2 , valeur proche du seuil d'écaillage. Les rebonds disparaissent en réduisant la fluence à 50 cal/cm^2 .

Comme l'angle de 70° se trouve en bordure du faisceau (à $r = 4 \text{ cm}$), les effets hydrody-

namiques transverses ont une forte influence sur les vitesses relevées en face arrière : il y a environ un facteur 2 entre les vitesses maximales des faisceaux divergent et convergent (figure 68.f)) alors qu'il y a une très grande différence entre leurs dépôts (figure 65.f)). Il est d'ailleurs possible d'observer l'onde transverse dans la simulation en suivant la vitesse radiale de trois points alignés verticalement en bordure de faisceau comme présenté sur la figure 69. Nous observons que ces trois points sont mis en mouvement les uns après les autres en commençant par celui dont le rayon est le plus faible.

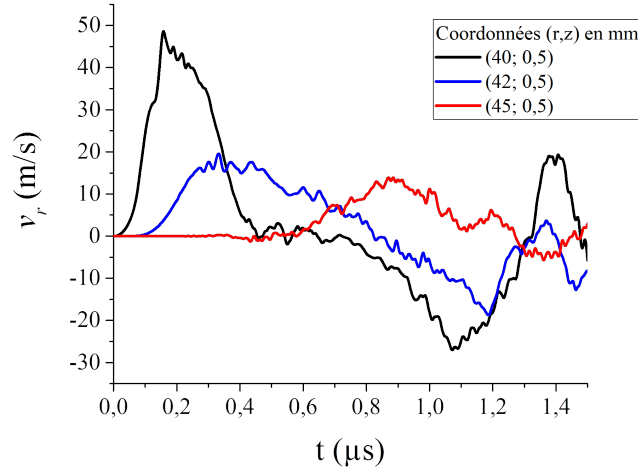


FIGURE 69 – Vitesses radiales de trois points alignés verticalement dans la cible en bordure du faisceau.

Dans le cas de faisceaux uniformes, les trois simulations donnent des résultats très proches. L'effet des angles d'incidence dépend du degré de convergence du faisceau et de la présence du mouvement cyclotronique.

4.5 Influence du profil de densité du faisceau

Le profil de densité de particules d'un faisceau varie au cours du temps. Plusieurs profils typiques ont été identifiés lors des expériences d'imagerie du faisceau délivré par CESAR : annulaire, gaussien tronqué à mi-hauteur, creusé au centre et uniforme avec une couronne externe. Ils sont présentés sur la figure 70 en noir et ont été utilisés pour initialiser Diane. Les autres paramètres du faisceau sont constants : l'énergie des électrons est de 1 MeV, la fluence est de 60 cal/cm².

L'interface graphique d'Hésione nous permet de relever les profils de toutes les grandeurs calculées le long d'un axe choisi. En particulier, il est possible d'obtenir le profil de vitesse longitudinale $v_z(r)$ le long de l'axe $z = 3$ mm qui correspond à la face arrière de la cible dans son état initial. On retiendra le profil à l'instant $t = 500$ ns, car nous avons pu observer que les maxima des signaux de vitesse étaient proches de cet instant dans les calculs précédents (figure 56 ou 66). Ainsi, cet axe se trouve rapidement dans la matière car la face arrière de l'aluminium a déjà commencé à se déplacer. Ces profils $v_z(r)$ sont comparés aux profils de densité sur la figure 70.

Sur la figure 70.a), nous pouvons observer qu'il existe une zone de transition pour passer d'une vitesse nulle à une vitesse maximale. Dans cette zone d'environ 4 mm, centrée sur le rayon interne du faisceau annulaire, les effets hydrodynamiques transverses entrent

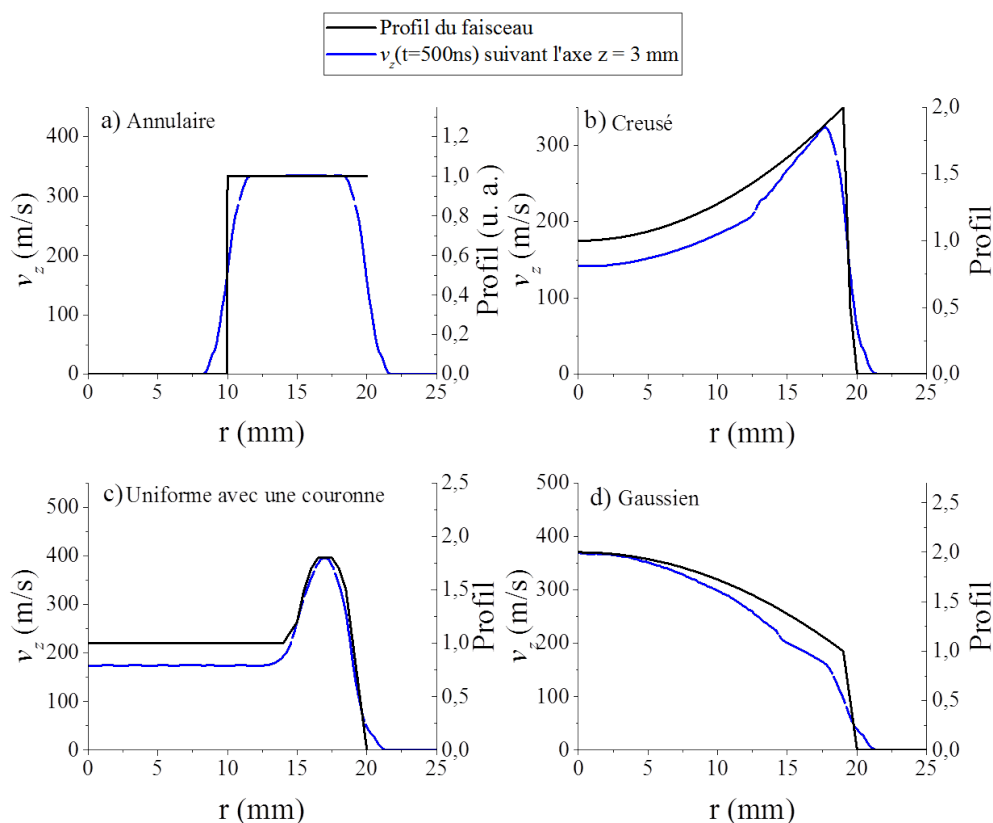


FIGURE 70 – Profils $v_z(r)$ à $z = 3$ mm comparés aux profils de densité utilisés.

en jeu : la vitesse relevée en face arrière est impactée par la densité de courant dans un cercle de 2 mm de rayon en face avant. Cet effet est général : une mesure ponctuelle en face arrière est influencée par une surface en face avant dépendante de l'épaisseur de la cible.

Les profils de vitesse ont des formes similaires à celles des profils de densité radiaux simulés. Les faisceaux creux et gaussien (figure 70.b) et d)) montrent une non linéarité de la vitesse en fonction de la densité de courant. Pour le profil ayant une couronne (figure 70.c)), on observe que la vitesse est augmentée d'un facteur 2,26 alors que la fluence n'augmente que d'un facteur 1,8. L'explication de ce phénomène provient du choix de la fluence de 60 cal/cm^2 , valeur suffisante pour que deux effets non linéaires interviennent : la fusion de l'aluminium et l'élasto-plasticité qui lie la déformation d'un matériau à la contrainte qui lui est appliquée. D'autres simulations ont été menées en diminuant d'une part la fluence pour que l'aluminium ne fonde pas et, d'autre part, en s'affranchissant de l'élasto-plasticité. Dans ce cas, nous observons une évolution linéaire des vitesses.

4.6 Conclusion

Dans le cadre de l'étude paramétrique, nous avons pu observer l'influence des paramètres essentiels d'un faisceau sur le dépôt d'énergie et l'hydrodynamique de la cible. Le spectre de l'impulsion, la fluence sur la cible et la forme du débit de dose sont connus grâce au courant et à l'énergie des particules incidentes. Le profil de densité des électrons est

déterminé par les expériences d'imagerie Cerenkov. Les angles d'incidence ont été imposés pour qu'ils augmentent linéairement avec le rayon. Une mesure de ces angles permettrait de préciser cette évolution pour mieux représenter le faisceau. Pour un faisceau d'électrons parfaitement homogène, les mesures de vitesses peuvent être utilisées pour déterminer les angles d'incidence des électrons sur la cible.

Les paramètres les plus importants pour restituer la vitesse de la face arrière de la cible par des simulations sont le courant, l'énergie du faisceau et le profil de densité. En effet, il est important de connaître le spectre en énergie de l'impulsion ainsi que la répartition des électrons sur la cible, qui correspond aussi au profil spatial de fluence. Le profil temporel du dépôt est déduit du courant et de la tension (VI). Lorsqu'une vitesse est mesurée hors axe de la cible et que les angles d'incidence deviennent importants (supérieurs à 35°), ils ont un rôle important. Les angles simulés ne dépendent pour l'instant que du degré de convergence du faisceau et du mouvement cyclotronique des électrons. Les outils numériques en cours de développement nous permettront d'évaluer la contribution de la diffusion des électrons dans le gaz sur ces angles.

Dans les chapitres suivants, nous nous reposerons sur cette étude paramétrique pour analyser des écarts éventuels entre les simulations et les expériences.

Chapitre 5

Chocs produits par un faisceau d'électrons de forte fluence (500 à 1000 cal/cm²)

Les études de durcissement permettent de valider et de préciser les équations d'état des matériaux étudiés. En augmentant la fluence sur la cible du faisceau délivré par CESAR, nous pouvons les explorer plus largement en atteignant des pressions de l'ordre de 30 GPa et des températures de plus de 11600 K. Pour cela, il faut réduire la taille du faisceau en augmentant le champ magnétique externe. Ceci permet par ailleurs une meilleure extraction des électrons de la diode et une amélioration de leur transport jusqu'à la cible.

Une campagne expérimentale a été menée pour caractériser, d'une part, le faisceau dans son nouvel environnement et, d'autre part, les chocs produits après le dépôt d'énergie dans l'aluminium. Une synthèse des mesures de cette campagne fait l'objet de la première partie de ce chapitre.

Ces résultats ont ensuite été utilisés pour initialiser les codes simulant le dépôt d'énergie et l'évolution de la matière de la cible. Nous avons cherché à reproduire une des expériences de matériau sous choc à forte fluence pour tester différentes équations d'état. Cela nous a permis d'émettre des hypothèses sur le transport des électrons du faisceau dans le régime de forte fluence. Les résultats de ces simulations sont présentés dans la deuxième partie de ce chapitre.

Ces deux parties ont fait l'objet d'une publication dans Journal of Applied Physics [15].

5.1 Expériences à forte fluence sur CESAR

La géométrie de la diode a été présentée sur la figure 9 du chapitre 2. Celle de la chambre d'expérience est maintenant présentée sur la figure 71. Pour la campagne expérimentale à haute fluence, le rayon de la cathode en acier inoxydable est de 35 mm et elle a été sablée sur un rayon de 27,5 mm, partie émissive principale. La distance entre la cathode et l'anode est $d_{AK} = 4,5$ mm. Derrière l'anode, un diaphragme de rayon $r_D = 17,5$ mm a été rajouté. Il est présenté sur la figure 71 et permet de filtrer les électrons ayant une distance depuis l'axe de symétrie trop grande à l'entrée de la chambre d'expérience. La plupart de ces derniers n'auraient pas atteint la cible [15]. En effet, sous l'effet du champ magnétique propre du faisceau et du champ magnétique externe, les angles entre les trajectoires des électrons et l'axe de propagation augmentent à la fois en fonction de

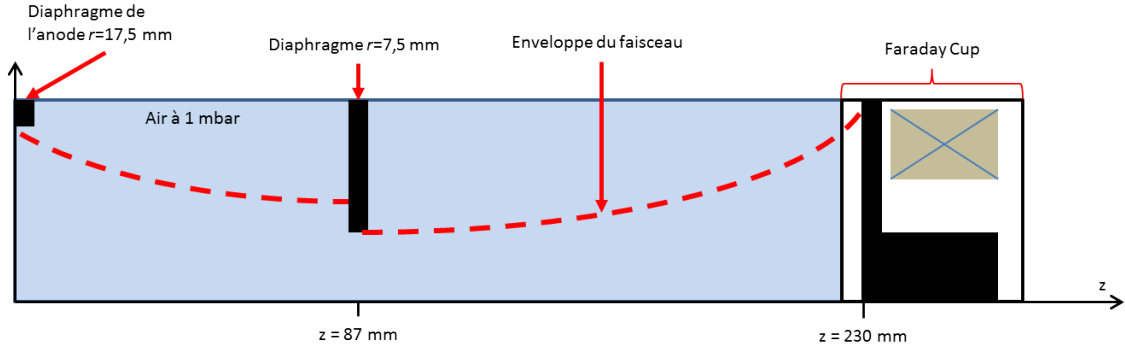


FIGURE 71 – Schéma de la mesure du courant utilisant une Faraday Cup pour le montage haute fluence.

leur position radiale et le long de leur transport. Lorsqu'ils atteignent 90° , les électrons sont renvoyés vers la diode. C'est l'effet de miroir magnétique. Pour augmenter le champ magnétique au niveau de la cible de 3 à 5 T, une nouvelle bobine de focalisation, de rayon interne réduit, a été fabriquée. Il est alors nécessaire de caractériser le faisceau dans ce nouvel environnement.

5.1.1 Énergie des électrons en sortie de diode

Pour toutes les expériences sur l'installation CESAR, nous considérerons que l'énergie des électrons traversant l'anode est égale à la tension V_{AK} appliquée entre la cathode et l'anode. Par le passé, des expériences ont validé cette hypothèse [50]. Cette tension, est mesurée par un diviseur capacitif, est obtenue en soustrayant un terme inductif $L \frac{dI}{dt}$ à la tension mesurée dans l'eau de la ligne de mise en forme (présenté dans la partie 2.2) où $\frac{dI}{dt}$ est la dérivée du courant mesurée par une des Bdots de la diode et L est l'inductance entre le diviseur capacitif et la cathode. Nous présentons sur la figure 72 des exemples de tensions mesurées pour trois tirs différents.

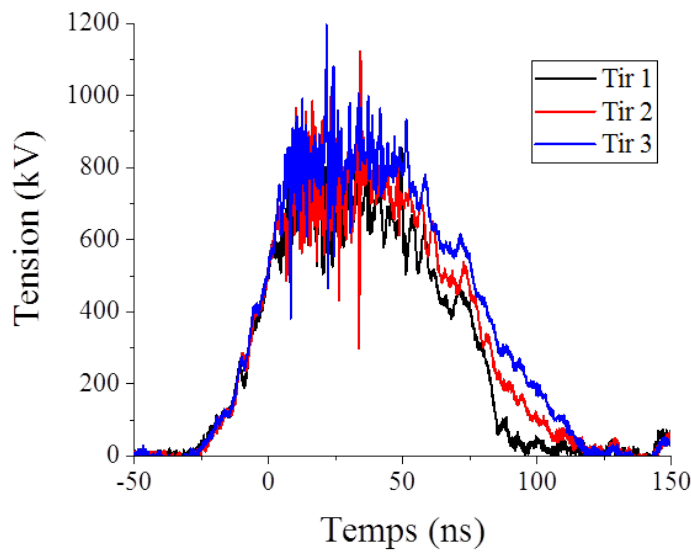


FIGURE 72 – Tensions V_{AK} mesurées dans la diode de CESAR par un diviseur capacitif pour trois tirs.

Nous observons des oscillations autour du maximum de tension. Elles proviennent du

bruit présent sur les signaux $\frac{dI}{dt}$. Malgré tout, la reproductibilité de la tension d'un tir à l'autre est acceptable pour ce type de générateur. Dans la partie 2.3, nous avons estimé que les électrons perdaient 40 eV durant leur transport sur 87 mm dans 1 mbar d'air. Nous considérerons par la suite que les électrons ne perdront pas d'énergie lors de leur transport dans le gaz vers la cible.

5.1.2 Mesure du courant sur la cible

Pour mesurer le courant incident sur la cible, une Faraday Cup (FC), au diamètre réduit pour qu'elle puisse être placée dans la chambre d'expérience, est utilisée. L'expérience est schématisée sur la figure 71. Comme expliqué dans la partie 2.4, le collecteur de cette nouvelle FC est placé sous vide pour mesurer uniquement le courant du faisceau. Au centre de la bobine ($z = 87 \text{ mm}$), le rayon du faisceau est à son minimum et sa densité de courant est maximale. Cette position est appelée le "waist". En plaçant la FC à cet endroit, la mesure de courant est faussée avant la fin de l'impulsion car la fluence est trop forte et un courant de court-circuit est mesuré. Pour y remédier, il faut reculer la FC et laisser le faisceau diverger pour diminuer la densité de courant. Cependant, si la FC est placée trop loin du waist, une partie du courant est perdue dans l'enceinte de la chambre. Nous obtenons le bon compromis en plaçant la FC à $z = 230 \text{ mm}$. Pour être certains de la surface à travers laquelle le faisceau passe, nous utilisons un diaphragme de rayon intérieur $r_{dw} = 7,5 \text{ mm}$, placé au waist du faisceau.

La mesure FC a été répétée 3 fois et les courants mesurés sont présentés sur la figure 73.

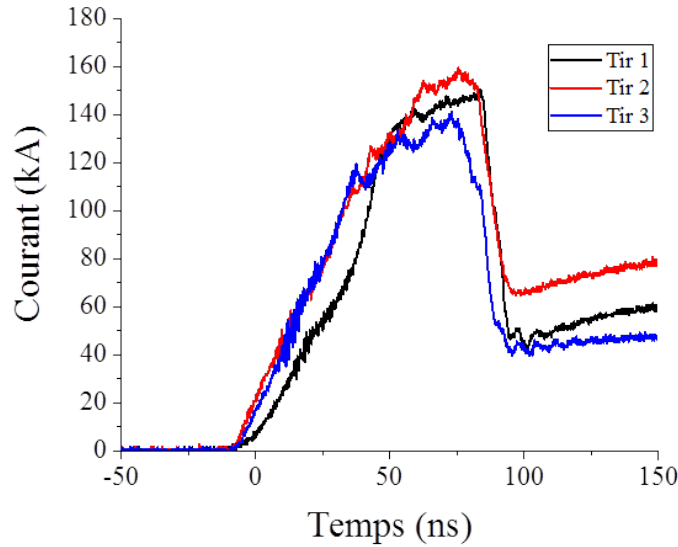


FIGURE 73 – Courants mesurés par la Faraday Cup pendant une série de 3 tirs.

L'amplitude des impulsions mesurées par la FC est de 145 kA. Sa variation d'un tir à l'autre est d'environ 15 kA. En raison des courants mis en jeu, il est impossible dans de telles installations de répéter exactement la forme et l'amplitude des impulsions de courant et de tension. Ces tirs montrent une reproductibilité satisfaisante du courant sur la cible d'un tir à l'autre.

Le courant mesuré chute brusquement aux alentours de 90 ns puis la FC mesure un courant de court-circuit car un plasma est présent dans son gap. Une composante de ce

courant provient probablement des électrons du plasma qui sont accélérés vers la FC par le champ électrique E_z induit par la chute de courant du faisceau.

Les charges collectées par la FC sont celles qui ont traversé le diaphragme situé au centre de la bobine. À cette position, le faisceau est relativement homogène et son rayon est de 10 mm. En supposant qu'il n'y a pas de perte de courant entre le diaphragme et la FC, le courant mesuré par cette dernière doit être corrigé en le multipliant par $(\frac{r_f}{r_{dw}})^2$ où r_f est le rayon du faisceau au waist, obtenu par l'imagerie. Nous obtenons ainsi le courant du faisceau à l'entrée du diaphragme qui sera utilisé dans les simulations. La moyenne des trois courants FC corrigés est considérée par la suite comme le courant incident sur la cible.

5.1.3 Imagerie du faisceau

Les images du faisceau sont produites par effet Cerenkov dans une cible de silice installée au waist du faisceau, au centre de la bobine. Nous présentons 6 images d'une série de 4 tirs sur la figure 74. Chacune d'entre elles est prise à un instant différent durant l'impulsion du faisceau en utilisant un temps d'exposition de 3 ns. Elles ont été filtrées et analysées en utilisant la méthode décrite dans la partie 2.4.

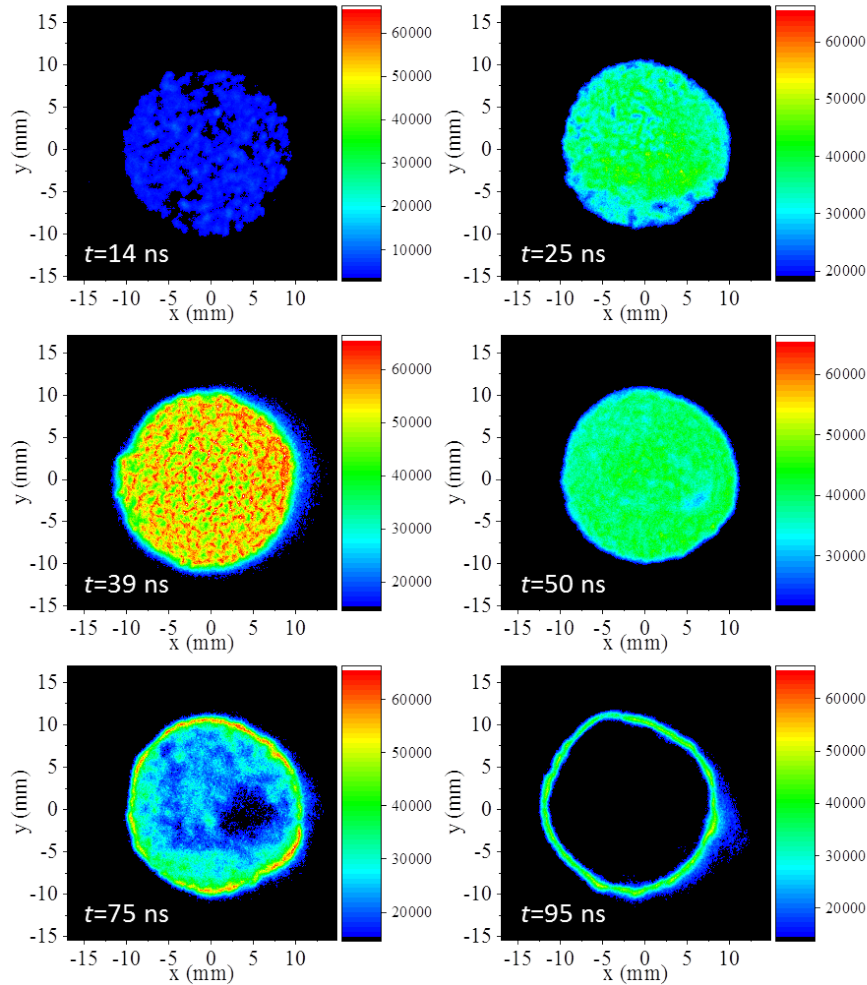


FIGURE 74 – Images Cerenkov obtenues à 6 instants différents durant l'impulsion du faisceau.

Sur les premières images nous pouvons observer un faisceau quasiment uniforme et circulaire dont le rayon est environ 10 mm. Entre 50 et 75 ns, le faisceau se creuse puis les images deviennent annulaires entre 75 et 95 ns sans changement du rayon extérieur. Cette annularité pourrait être expliquée par deux effets : soit il y a une perte de courant, soit l'énergie cinétique des électrons passe en-dessous du seuil Cerenkov. Les intensités lumineuses des images, égales aux moyennes de leurs niveaux de gris après filtrage, sont présentées aux cotés des courbes de tension, de courant et de puissance d'un tir sur la figure 75. Elles suivent approximativement cette dernière.

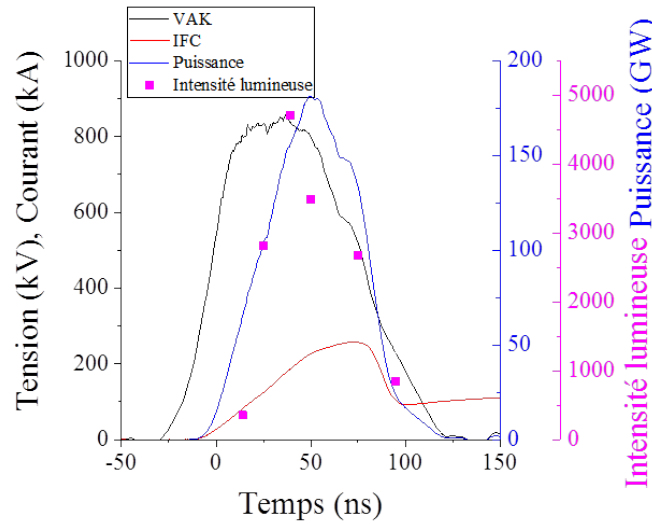


FIGURE 75 – Intensité des images Cerenkov placées dans l'impulsion de courant, de tension et de puissance du faisceau.

De ces images, nous pouvons aussi extraire des profils de densité des images représentatifs de ceux du faisceau. Ils sont représentés sur la figure 76. Ces profils seront utilisés par la suite dans les simulations.

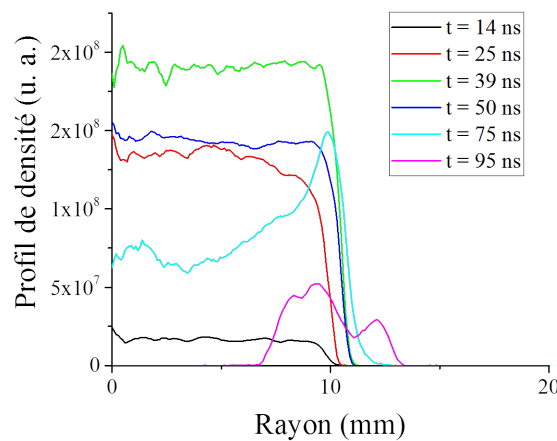


FIGURE 76 – Profils de densité obtenus à partir des images de la figure 74.

Les profils extraits des quatre premières images confirment que le faisceau est relativement uniforme. À partir de $t = 75$ ns, le profil se creuse et devient annulaire à $t = 95$ ns. À partir de l'ensemble de ces profils, nous voyons que le rayon du faisceau reste constant, très proche de 10 mm.

5.1.4 Choix de la cible

Nous connaissons maintenant l'énergie cinétique des électrons, dans l'hypothèse où ils ne perdent pas d'énergie durant le transport, le courant du faisceau et son rayon à la position de la cible. Nous avons cherché à vérifier que le remplacement de la FC ou de la silice par une cible d'aluminium aurait peu d'influence sur le faisceau.

Comme la cible métallique en aluminium est insérée au centre de la bobine de focalisation, elle est soumise au champ magnétique dépendant du temps et des courants de Foucault sont induits dans la cible. De plus, la diffusion du champ magnétique diminue et retarde le champ maximal dans cette dernière. Ces deux effets perturbent les trajectoires des électrons lorsqu'ils s'approchent de la cible.

Le courant fourni par le banc d'énergie qui alimente la bobine est pseudo périodique et atteint son maximum au bout de $t_0 = 1,25 \text{ ms}$ [15]. Des simulations et des mesures ont montré qu'à $t = t_0 + 0,4 \text{ ms}$, le champ magnétique maximal dans une cible de 2 mm d'épaisseur est réduit de 5 à 4,7 T et les courants de Foucault s'annulent. A cet instant, le champ a eu le temps de diffuser dans la cible et les trajectoires des électrons ne sont plus perturbées.

5.1.5 Caractérisation du choc

Grâce aux mesures de courant, de tension nous savons que l'énergie totale déposée par le faisceau est l'intégrale de $V_{AK} \times I_{FC}$, soit 10,9 kJ. Le rayon du faisceau étant de 10 mm, la fluence moyenne sur la cible est de 833 cal/cm². Le montage de mesure de vitesse est schématisé sur la figure 77. La cible, d'un rayon de 25 mm et d'épaisseur 2 mm, est placée au centre de la bobine à $z = 87 \text{ mm}$. Les deux sondes de mesure de vélocimétrie hétérodyne (VH) se trouvent à environ 2 cm derrière la cible. L'une vise le centre de cette dernière et l'autre est placée à un rayon de 5 mm. Un pare-éclat les protège de débris éventuels provenant de la cible après le choc.

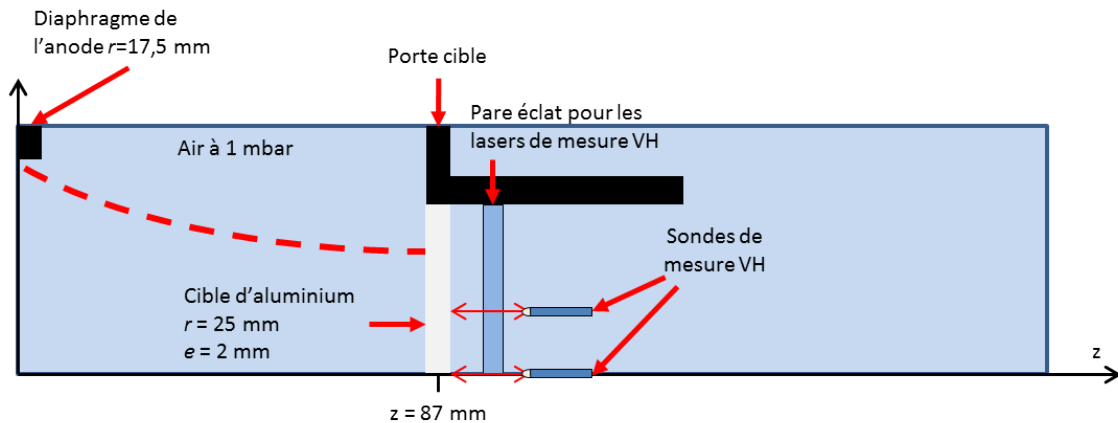


FIGURE 77 – Schéma du montage permettant de mesurer la vitesse de la face arrière de la cible d'aluminium.

Les deux mesures de vitesse en face arrière de la cible sont présentées sur la figure 78. Pour obtenir ces résultats, il est nécessaire de réaliser le recalage temporel des signaux en prenant compte des longueurs de câbles et du retard de la mesure VH de 58 ns, de la

cible à l'oscilloscope, principalement dû au retard interne électronique.

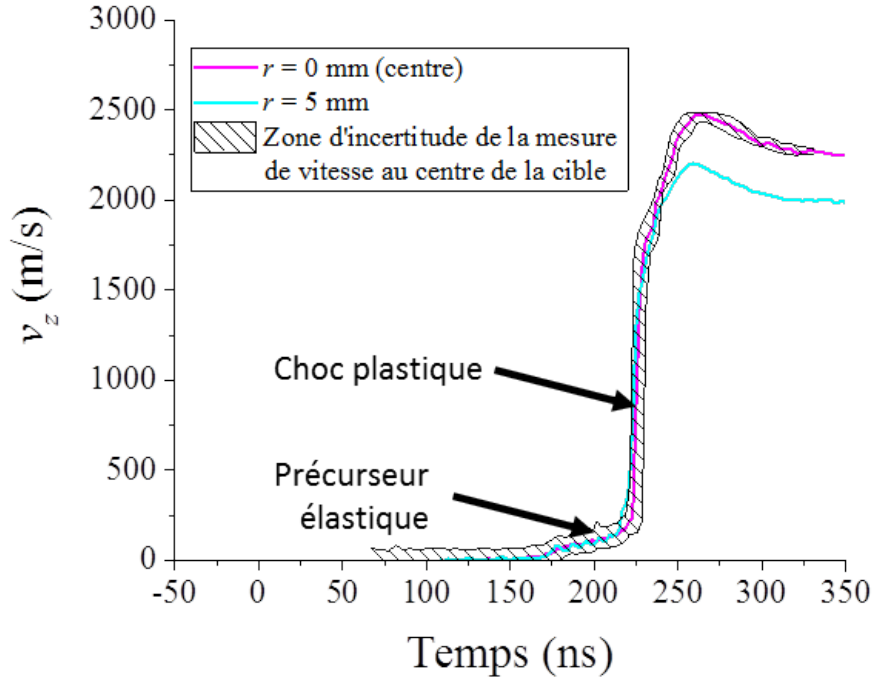


FIGURE 78 – Vitesses mesurées de la face arrière de la cible d'aluminium après impact par un faisceau d'électrons de forte fluence.

Nous pouvons reconnaître les deux premières parties de la courbe de vitesse, décrites en 3.2.3. La première est le précurseur élastique visible au pied de la courbe. Le second est le choc plastique correspondant à l'accroissement rapide de la vitesse qui atteint, au centre de la cible, 2500 m/s. Lorsque nous nous situons près du centre de la cible, nous sommes proche des conditions d'un choc planaire puisque, hors axe (5 mm), la vitesse maximale diminue légèrement pour atteindre environ 2250 m/s. Cet effet peut venir de l'augmentation des angles d'incidence des électrons sur la cible ou d'une diminution radiale de la densité de courant.

Nous décidons d'encadrer la vitesse au centre de la cible par une zone hachurée sur la figure 78. Celle-ci représente l'incertitude de mesure liée au traitement par transformée de Fourier glissante et correspond à la zone rouge du spectrogramme présenté sur la figure 35.a). Nous observons un changement de pente de la vitesse au milieu du front du choc, aux alentours de 230 ns.

5.2 Simulation d'une expérience de choc à forte fluence

5.2.1 Hypothèses pour les calculs

Pour réaliser la première simulation de l'expérience précédente, il est nécessaire de connaître l'énergie des électrons lorsqu'ils atteignent la cible, le courant au même endroit, les angles d'incidence des particules, et leur répartition spatiale.

L'énergie des électrons est considérée égale à celle qu'ils ont obtenu dans la diode, c'est à

dire à la tension V_{AK} appliquée entre la cathode et l'anode. Elle est présentée sur la figure 79 après lissage des fortes oscillations induites par la mesure de $\frac{dI}{dt}$ comme expliqué dans la partie 5.1. La perte d'énergie cinétique des électrons dans le gaz à 1 mbar (environ 40 eV) est négligeable comparée à leur énergie en sortie de diode. Le courant sur la cible est choisi égal à I_{FC} mesuré par la FC et corrigé par le rapport des aires du faisceau ($r = 10$ mm) et du diaphragme ($r = 7,5$ mm).

Pour l'initialisation du faisceau d'électrons dans le code Diane, nous utilisons la méthode décrite dans la partie 3.3. Les signaux de courant et de tension sont découpés en 6 tranches présentées sur la figure 79.

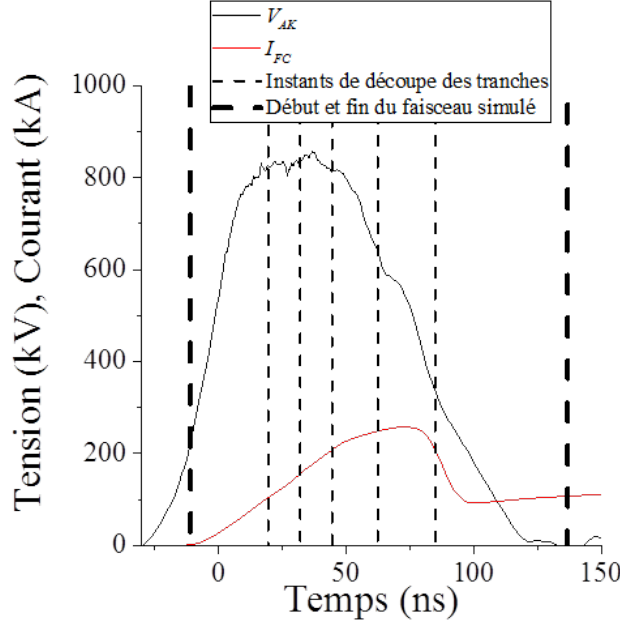


FIGURE 79 – Découpage en tranches des impulsions de courant et de tension pour simuler le dépôt d'énergie en utilisant le code Diane.

Le début de la première tranche (-11 ns) correspond au début de l'émission de la cathode quand le courant commence à croître. La fin de la dernière tranche (136 ns) correspond à l'instant où la tension dans la diode s'annule. Les temps intermédiaires, 19,5 ; 32 ; 44,5 ; 62,5 et 82,5 ns, sont choisis pour que chaque tranche soit associée à une image Cerenkov dont on connaît le profil qui a été présenté sur la figure 76.

Les angles d'incidence des électrons sur la cible n'ont pas pu être mesurés. La cible a été placée au waist du faisceau, où la divergence est nulle. En négligeant les effets du gaz, seul le mouvement cyclotronique induit un angle d'incidence et il est pris en compte dans la simulation comme présenté dans la partie 4.4.2. Des simulations en utilisant un code PIC ont été réalisées afin de les estimer [15]. Nous présentons sur la figure 80 les angles d'incidence calculés par le code MAGIC à la position de l'anode et à celle de la cible, ceci à l'instant du maximum de courant.

Nous observons que les angles d'incidence varient globalement de façon linéaire avec le rayon du faisceau à la position de l'anode. Cependant, nous observons une dispersion de l'angle d'incidence qui augmente lorsque le rayon diminue. Au centre du faisceau, il peut varier de 0 à 20° alors qu'il peut varier de 50 à 60° en bord de faisceau. Par la suite, nous avons choisi de simuler un faisceau dont la variation des angles d'incidence des électrons est linéaire avec le rayon. Ceci est justifié car les vitesses maximales simulées avec et sans la dispersion des angles d'incidence ne diffèrent que de 1 %. Cette représentation est certainement simplifiée car nous ne pouvons pas simuler aujourd'hui l'effet du gaz dans

la chambre d'expérience sur les angles des électrons.

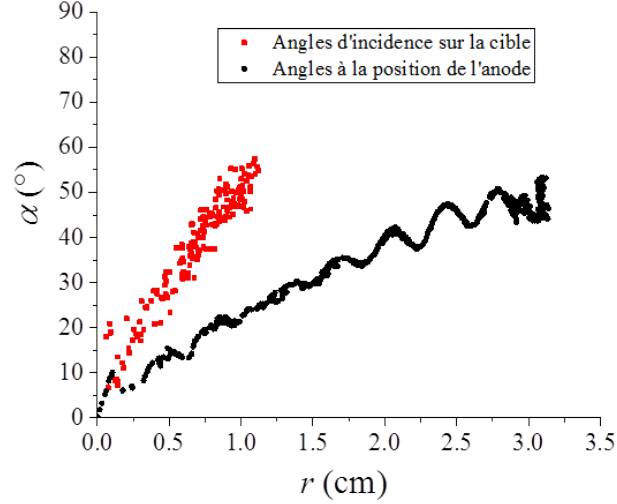


FIGURE 80 – Angles d'incidence des particules sur la cible et à la position de l'anode simulés par le code PIC MAGIC.

5.2.2 Comparaison entre deux équations d'état

Nous avons simulé l'évolution de la cible pour chacune des deux EOS présentées dans la partie 1.1. Sur la figure 81, nous présentons les résultats de ces deux simulations ainsi que la mesure.

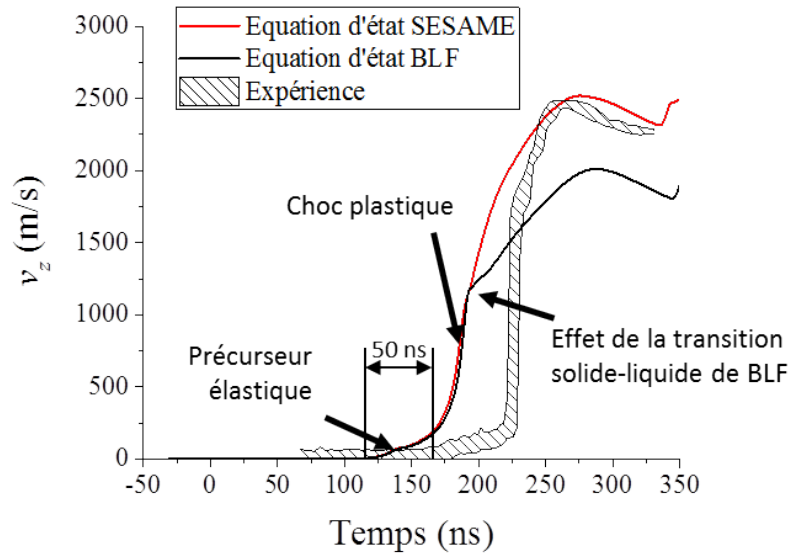


FIGURE 81 – Vitesse simulée en $r = 0$ en utilisant deux équations d'état de l'aluminium (BLF et SESAME) comparée à l'expérience.

Nous pouvons y reconnaître le précurseur élastique de l'onde de choc, suivi du choc plastique. En revanche, en utilisant l'EOS BLF, nous pouvons observer un fort changement de pente à mi-hauteur du choc. En effet, une partie de l'onde de pression est produite dans l'aluminium liquéfié par le dépôt d'énergie. La transition solide-liquide et la vitesse des ondes dans le liquide sont modélisées différemment dans les deux EOS. Ainsi, la première simulation effectuée en utilisant l'EOS SESAME semble donner de meilleurs résultats : la vitesse maximale atteinte est bien reproduite.

Ce résultat est nouveau et important pour nous car, jusqu'à présent, l'EOS BLF était couramment utilisée pour restituer les expériences à plus faible fluence. Les fluences atteintes aujourd'hui permettent la discrimination entre les équations d'état de l'aluminium et, ici, l'EOS SESAME semble être plus appropriée que l'EOS BLF. Pour déterminer quelle équation d'état est la plus proche de la réalité, des simulations de dynamique moléculaire pourrions être réalisées.

Un autre écart notable entre la simulation et la mesure, visible sur la figure 81, concerne l'instant d'arrivée de l'onde de pression sur la face arrière. Dans la simulation, il se produit environ 50 ns plus tôt que dans l'expérience. Nous allons essayer d'expliquer cette différence en utilisant des simulations pour lesquelles l'équation d'état SESAME sera utilisée.

5.2.3 Variation des paramètres du faisceau

En s'appuyant sur les résultats de la partie 4.1.2, nous avons décidé de faire varier l'énergie des électrons pour modifier l'instant simulé de mise en mouvement de la face arrière. Pour ajuster la vitesse simulée maximale, nous avons changé le courant du faisceau. Ces deux grandeurs sont modifiées simultanément afin de restituer au mieux la vitesse mesurée du centre de la face arrière de la cible. Nous présentons deux exemples de simulations proches de l'expérience sur la figure 82 en utilisant les incertitudes estimées sur la tension V_{AK} et le courant I_{FC} ($\pm 10\%$). Ils correspondent à l'encadrement de la puissance du faisceau.

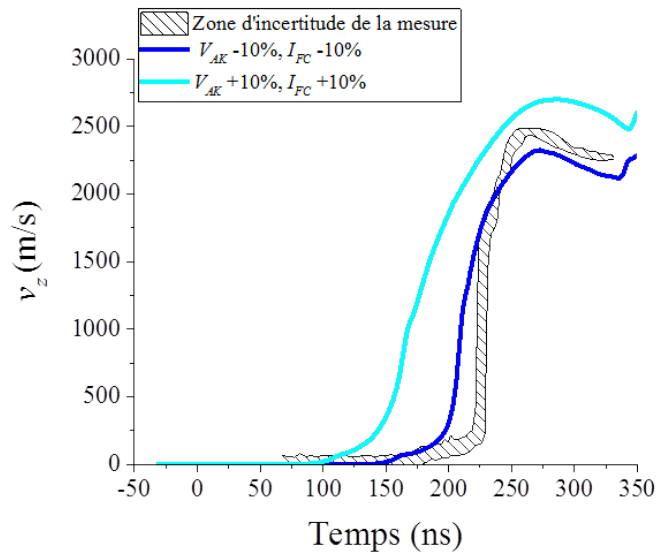


FIGURE 82 – Vitesses simulées de la face arrière de l'aluminium en faisant varier le courant et l'énergie du faisceau pour les incertitudes maximales (EOS SESAME).

Comme présenté dans la partie 4.1.2, nous retrouvons une montée en vitesse plus ra-

pide, une mise en mouvement retardée et une vitesse maximale plus faible lorsque l'énergie cinétique diminue. En augmentant l'énergie, l'écart entre la vitesse simulée et celle mesurée s'agrandit. La simulation optimale, en très bon accord avec la mesure, a été obtenue lorsque nous avons diminué l'énergie cinétique de 25% et augmenté le courant de 10%. Les résultats de cette dernière sont présentés sur la figure 83. Dans ce cas, la fluence moyenne sur la cible est de 690 cal/cm² alors que la vitesse maximale atteinte reste approximativement la même que dans la première simulation.

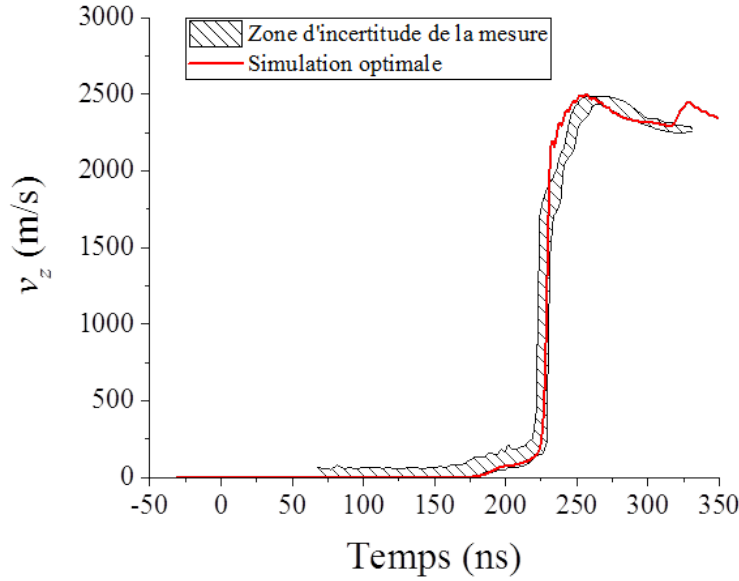


FIGURE 83 – Vitesse simulée optimale, obtenue en diminuant l'énergie cinétique de 25% et en augmentant le courant de 10%, comparée à l'expérience.

L'augmentation de courant de 10 % est à la limite de l'incertitude de mesure estimée. Il faut par ailleurs supposer une perte d'énergie cinétique des électrons d'au moins 15 % durant le transport pour obtenir un bon accord. Une hypothèse pour expliquer une telle perte proviendrait d'une neutralisation incomplète de la charge du faisceau. Cela pourrait produire des champs électriques suffisamment intenses pour que les électrons du faisceau perdent près de 20% de leur énergie cinétique durant leur transport. Un calcul électrostatique simple peut être réalisé pour estimer le taux de neutralisation du faisceau entraînant cette perte. Nous considérons un tube infini suivant z , relié à la masse et de rayon R . Quand un faisceau de rayon r_f et de densité de charge n_s s'y propage, le potentiel de dépression au centre du tube s'exprime par [76] :

$$V_C = -\frac{n_s e r_f}{4\epsilon_0} (1 + 2\ln(\frac{R}{r_f})) \quad (27)$$

$e = 1,6 \times 10^{-19}$ C est la charge d'un électron et $\epsilon_0 = 8,854 \times 10^{-12}$ F/m est la permittivité du vide.

Nous appliquons cette formule en remplaçant le faisceau par une densité de charges résiduelles telle que $n_s = n_e - n_{ion}$, ceci pour estimer le potentiel qu'elle produit. n_{ion} est la densité de charge des ions et $n_e = \frac{I_f}{\pi r_f^2 e \beta c}$ est la densité d'électrons du faisceau d'électrons où c est la vitesse de la lumière, $\beta = \frac{v}{c}$ est la vitesse réduite des électrons du faisceau

et I_f est son courant. Dans n_S , nous ne prenons pas en compte la présence d'électrons secondaires arrachés des atomes du gaz. En effet, tant que le faisceau n'est pas neutralisé, ils sont accélérés par un champ électrique radial et sortent de la zone de transport [5]. Par la suite, les électrons secondaires seront toujours neutralisés par les charges des ions associés. En introduisant le taux de neutralisation $f_e = \frac{n_{ion}}{n_e}$, déjà défini dans la partie 2.2 et en remplaçant n_S dans l'équation 27, nous obtenons :

$$V_C = \frac{I_f}{4\pi\epsilon_0\beta c} \left(1 + 2\ln\left(\frac{R}{r_f}\right)(1 - f_e)\right) \quad (28)$$

Nous appliquons maintenant cette formule aux paramètres de CESAR : un rayon de 38,5 mm, une énergie cinétique de 800 keV et un courant de 200 kA. Nous obtenons $V_C \simeq (1 - f_e) \times 24$ MV. Pour obtenir une perte de 20 % d'énergie représentant 160 keV, nous devons avoir $f_e = 99,33$ %. Nous en concluons qu'une non-neutralisation, de l'ordre du pourcent, de la charge du faisceau peut entraîner une perte d'énergie conséquente de l'énergie cinétique des électrons du faisceau

Pour la simulation optimale, la vitesse simulée de la face arrière à un rayon de 5 mm est présentée sur la figure 84. À ce rayon, les électrons ont un angle d'incidence de 30° sur la cible. Hors axe, l'augmentation de l'angle d'incidence fait chuter la vitesse maximale d'environ 100 m/s et le choc est retardé de quelques nanosecondes. Ce n'est pas suffisant pour restituer la perte de vitesse maximale de l'ordre de 250 m/s entre la vitesse mesurée au centre et à un rayon de 5 mm. Pour obtenir un meilleur accord, il suffirait de modifier le profil de densité du faisceau pour que la fluence diminue de 5 % à $r = 5$ mm.

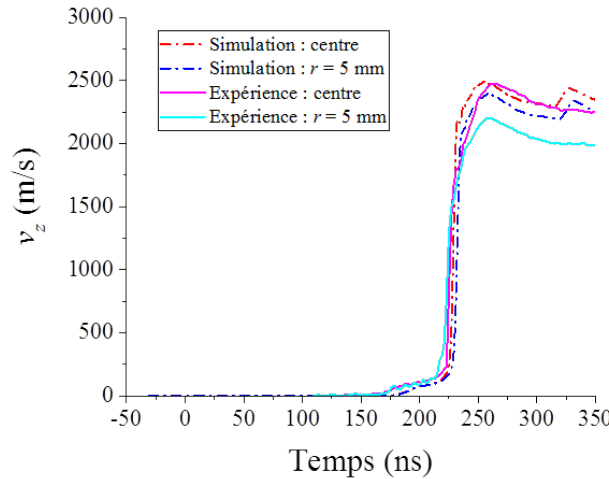


FIGURE 84 – Vitesses simulées de la face arrière de l'aluminium a deux rayons différents comparées aux vitesses mesurées.

Les dépôts d'énergie simulés dans la cible en fonction de la profondeur sont présentés sur la figure 85.

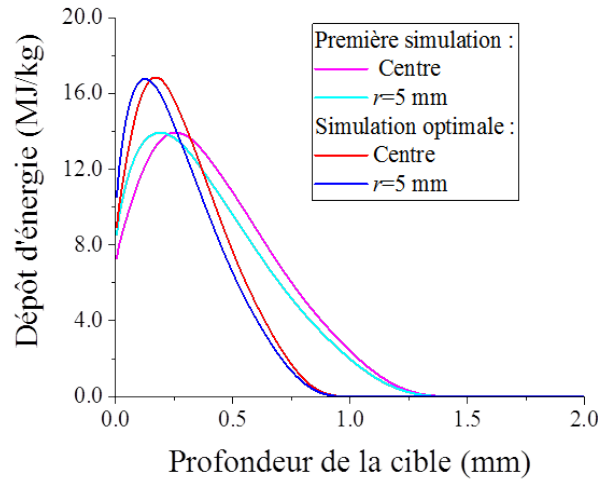


FIGURE 85 – Dépôt d'énergie dans la cible en fonction de la profondeur pour la simulation initiale (V_{AK} et I_{FC}) et la simulation optimale ($0,75 V_{AK}$ et $1,1 I_{FC}$).

Nous observons que la diminution d'énergie cinétique des électrons conduit à un dépôt plus surfacique. Les fronts des ondes de pression sont initialement à la position de la profondeur maximale du dépôt : 1,3 mm pour la première simulation et 0,95 mm pour l'optimale. Ils se déplacent approximativement à $C_0 = 6300$ m/s. La différence de position entre les deux simulations donne une différence d'instant de mise en mouvement de la face arrière de 55 ns. Cette valeur est proche du décalage de 50 ns observé entre la première vitesse simulée et celle mesurée sur la figure 85. Nous avons aussi tracé le dépôt d'énergie à un rayon de 5 mm pour lequel l'angle d'incidence des électrons est de 30° . Lorsque l'angle d'incidence augmente, le pic du dépôt d'énergie se rapproche de la surface de $90 \mu\text{m}$ pour la simulation initiale et de $60 \mu\text{m}$ pour l'optimale. La profondeur de dépôt maximale n'est pas dépendante de l'angle d'incidence des électrons. Le front de l'onde de pression commence toujours au même endroit et atteint la face arrière au même instant qu'au centre de la cible. En revanche, le maximum de pression est produit plus en surface. Le choc plastique est alors retardé de quelques nanosecondes.

Les résultats de ces calculs nous permettent aussi d'observer l'état de la cible régulièrement, le pas de temps étant choisi à 5 ns dans ces simulations. Pour la simulation optimale, nous présentons, sur la figure 86, la température, la pression et la masse volumique dans la cible à ces différents instants. Ils correspondent à la fin des tranches présentées sur la figure 79, excepté 70 ns qui correspond à l'instant où la température a atteint sa valeur maximale.

Nous pouvons observer la formation de l'onde de choc sur la figure 86.b) : la pression augmente jusqu'à plus de 35 GPa en 65 ns puis l'onde se propage. De 70 ns à 140 ns, le précurseur élastique s'est déplacé de $490 \mu\text{m}$ et le maximum de pression s'est déplacé de $674 \mu\text{m}$ tout en perdant de son intensité lors de sa propagation. Les vitesses d'onde sont respectivement d'environ 7000 et 9600 m/s. Elles augmentent avec la pression et, comme expliqué dans la partie ??, le front de l'onde se raidit. Il continue ensuite à se déplacer vers la face arrière pour la mettre en mouvement lorsqu'il l'atteint.

Nous observons, sur la figure 86.a), que la température atteint près de 12000 K (1,03 eV) à 70 ns et 0,3 mm de profondeur. La masse volumique correspondante est de l'ordre de 2250 kg/m^3 . Ces valeurs montrent que l'aluminium atteint le régime de WDM. En face avant, la masse volumique diminue car le matériau se liquéfie sur plusieurs centaines de micromètres et conduit à l'éjection d'une plume de plasma. La vitesse longitudinale du

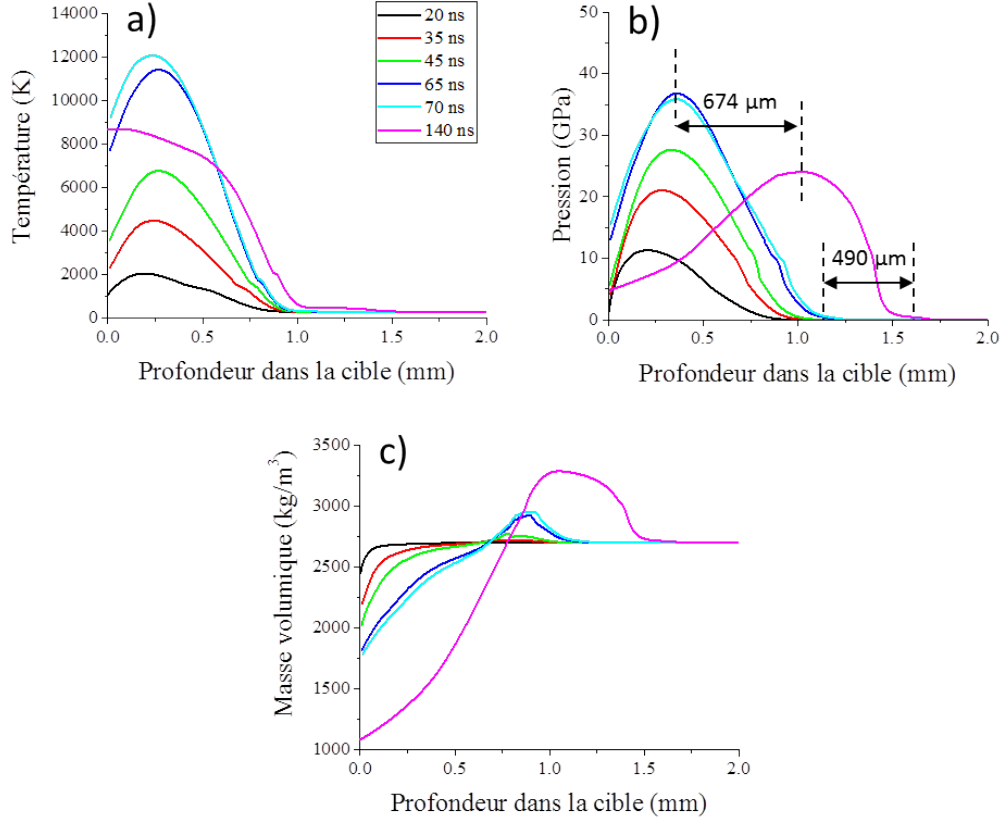


FIGURE 86 – (a) Température, (b) pression et (c) masse volumique dans la cible à différents instants durant le dépôt d'énergie par le faisceau d'électrons.

centre de la face avant, qui est aussi la vitesse d'expansion de la plume de plasma, est présentée sur la figure 87.

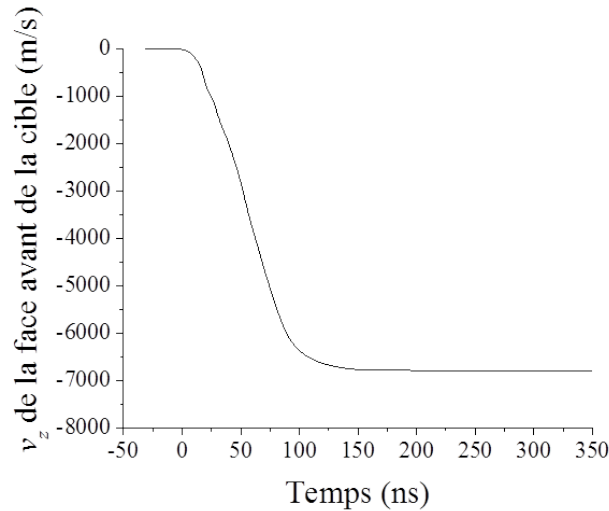


FIGURE 87 – Vitesse du centre de la face avant de la cible d'aluminium sous l'effet du dépôt d'énergie par le faisceau d'électrons.

Nous observons que la cible s'étend dès l'instant où le faisceau atteint la cible en aluminium (0 ns). La vitesse de sa face avant continue de croître à accélération quasiment constante durant approximativement 80 ns et reste constante à près de 6800 m/s après le passage du faisceau (130 ns).

5.3 Conclusion

Récemment, la fluence obtenue sur cible lors des expériences sur CESAR a été augmentée. Pour cela le champ magnétique externe et la géométrie de la chambre d'expérience ont été adaptés. Nous avons caractérisé le faisceau dans ce nouvel environnement : le courant émis dans la diode, l'énergie des électrons à l'anode, le courant et le profil de densité à la position de la cible. Nous avons ensuite produit des chocs en déposant l'énergie du faisceau d'électrons dans des cibles d'aluminium de 2 mm d'épaisseur. Ils ont été caractérisés en mesurant les vitesses longitudinales de la face arrière des cibles, au centre et à un rayon de 5 mm.

En considérant que le courant du faisceau à la position de la cible et que son profil de densité ne varient pas entre une expérience d'étude de faisceau et une expérience de choc, nous avons simulé le dépôt d'énergie et l'hydrodynamique de la cible d'un des tirs réalisés sur CESAR à haute fluence. Grâce à ces simulations, nous avons pu observer que la température dans la cible atteignait près d'1 eV pour une masse volumique variant de 0,6 à 1,2 fois celle de l'aluminium solide au repos. Ceci correspond aux conditions de la matière dense et chaude.

En utilisant les deux équations d'état SESAME et BLF pour l'aluminium, nous avons tout d'abord montré qu'elles produisaient des résultats très différents. Par le passé, l'équation d'état BLF a toujours été la plus fiable pour reproduire les expériences par les simulations. Cependant, nous montrons ici que l'équation d'état SESAME semble donner un meilleur accord avec les mesures dans le cadre des expériences à haute fluence. Des simulations de physique moléculaire peuvent être réalisées et leur résultats comparés aux EOS pour déterminer laquelle est la plus proche de la réalité.

Nous avons montré que la face arrière de la cible est mise en mouvement plus rapidement dans la simulation que pendant l'expérience. Pour restituer le résultat expérimental, il a été nécessaire de diminuer l'énergie des électrons de 25% et d'augmenter le courant de 10%. Cette diminution d'énergie ne peut pas être uniquement due à une erreur de reproductibilité ou à une incertitude de mesure. Elle met en évidence une perte d'énergie cinétique des électrons lors du transport dans le gaz. Des mesures à l'aide d'un spectromètre magnétique sont prévues sur CESAR prochainement pour mesurer directement l'énergie cinétique des électrons afin de valider l'hypothèse de ralentissement des électrons.

Chapitre 6

Transport d'un faisceau d'électrons dans un gaz et chocs à faible fluence (quelques cal/cm²)

Comme nous l'avons déjà mentionné dans le premier chapitre, la phénoménologie de l'interaction entre un faisceau d'électrons et un gaz à basse pression est complexe. Nous avons maintenant à notre disposition des outils la simulant. Afin de réduire les durées et/ou améliorer la précision des calculs, d'autres outils sont en développement pour fonctionner sur des supercalculateurs. Dans le laboratoire américain Sandia National Laboratories (SNL), le code EMPIRE est en cours de développement et, au CEA-DIF, le code CALDER permet déjà de simuler une partie du comportement d'un faisceau dans un gaz. Pour valider ces outils, l'étude de la phénoménologie est revisitée en utilisant les outils modernes disponibles à ce jour tels que les oscilloscopes à haute bande passante (5 à 30 GHz) et les caméras rapides. Le nombre d'installations permettant ces études est très limité : quelques-unes dans des laboratoires américains (SNL ou Naval Research Laboratory) et au CEA-DAM.

Dans les simulations, lorsque le faisceau interagit avec un gaz, le nombre de macro-particules à traiter augmente fortement. Pour limiter l'utilisation de ressources en mémoire et en processeurs, il est nécessaire de limiter le courant du faisceau et la pression de gaz dans la chambre. RKA devient l'installation idéale en raison de son courant réglable, de la reproductibilité des tirs et de la cadence de tirs permettant d'explorer un grand nombre de configurations.

Dans la première partie de ce chapitre, nous présenterons la première campagne d'expérience qui a consisté à caractériser le faisceau d'électrons lors de son transport dans de l'argon à deux différentes pressions.

Dans la deuxième partie de ce chapitre, nous présenterons des expériences de chocs dans de l'aluminium à basse fluence. La caractérisation de ces derniers permet de valider une partie des résultats relatifs à l'étude du faisceau par un diagnostic indépendant. Pour cela, la vélocimétrie hétérodyne sera couplée à la simulation de l'interaction entre le faisceau et la cible. De plus, ce sera la première fois que nous restituerons par des simulations les expériences de chocs à des fluences bien plus faibles que celles délivrées par CESAR.

6.1 Transport du faisceau produit par le RKA

6.1.1 Préparation des expériences

Réglages et diagnostics

Au redémarrage du RKA, nous avons cherché pendant plusieurs semaines un point de fonctionnement reproductible pour notre étude de l'interaction faisceau-gaz. Il nous était possible de modifier la distance entre l'anode et la cathode, la conductivité de la résistance liquide et la tension de charge du générateur. Pour limiter l'utilisation de ressources informatiques lors des simulations de transport de faisceaux dans un gaz, nous avons décidé de limiter le nombre de particules à gérer numériquement en réduisant le courant du faisceau et la pression dans la chambre tout en s'assurant de la répétabilité des tirs.

Nous voulons obtenir un faisceau d'électrons de 3 à 4 kA ayant une énergie cinétique d'environ 500 keV. Pour cela, l'alimentation haute tension est réglée pour fournir la tension maximale de 40 kV, amplifiée ensuite par le transformateur. Nous avons choisi une distance anode-cathode $d_{AK} = 28 \text{ mm}$ et une conductivité de la résistance liquide σ_{RL} comprise entre 7 et 9 mS, celle ci permet de limiter le courant émis par la diode. La tension appliquée à la diode est alors de 450 kV pour un courant du faisceau de 3,5 kA. Nous avons choisi de transporter le faisceau dans de l'argon. Son nombre de processus collisionnels possibles et de types d'ions produits lors du passage du faisceau est grandement réduit par rapport à l'air. Les deux pressions auxquelles nous avons travaillé sont le vide limite de la chambre, $2 \times 10^{-4} \text{ mbar}$, et 0,1 mbar.

Pour ce point de fonctionnement de la diode, après une dizaine de tirs, le velours de la cathode est détérioré et l'anode est plus ou moins percée, il faut alors les changer. Si le velours n'est pas bien plaqué sur le support de cathode, des plis peuvent apparaître et la distance entre le velours et l'anode n'est pas uniforme. Ceci impacte l'uniformité du faisceau et, pour y remédier, il est nécessaire de coller le velours sur son support. Le panneau isolant de la diode doit aussi être nettoyé régulièrement pour éviter l'apparition de claquages électriques qui faussent les mesures de courant de la diode et affectent aussi la répétabilité d'un tir à l'autre.

Comme présenté dans la partie 2.3, les signaux acquis caractérisant le faisceau sont la tension V_{AK} appliquée à la diode, les deux mesures du courant dans la diode I_1 et I_2 , le courant du faisceau juste après l'anode I_{Rogo} , le courant du faisceau I_{FC} , qui a atteint la FC et le signal d'ouverture de la caméra 4 images (C4I). Pour avoir une base de temps commune lors de l'analyse des résultats, I_2 sert à recalibrer temporellement tous les signaux. Pour faciliter ce recalage temporel, les câbles coaxiaux allant des capteurs jusqu'aux oscilloscopes ont tous la même longueur (11 m), excepté celui du signal d'ouverture de la caméra (10 m). L'acquisition des signaux est déclenchée par le compte-rendu de la commutation de l'éclateur principal du RKA. Aucun atténuateur n'est rajouté sur les voies des oscilloscopes pour ne pas ajouter d'erreurs.

Injection du gaz dans la chambre d'expérience

Nous avons besoin de connaître précisément la pression à l'intérieur de la chambre d'expérience. Cette dernière a été présentée dans la partie 2.3 et est visible sur la figure 88. Elle est équipée de deux capteurs de vide : une jauge "Baratron" pour mesurer des pressions entre 0,01 et 100 mbar et une jauge de Penning, pour les pressions inférieures à

0,01 mbar.

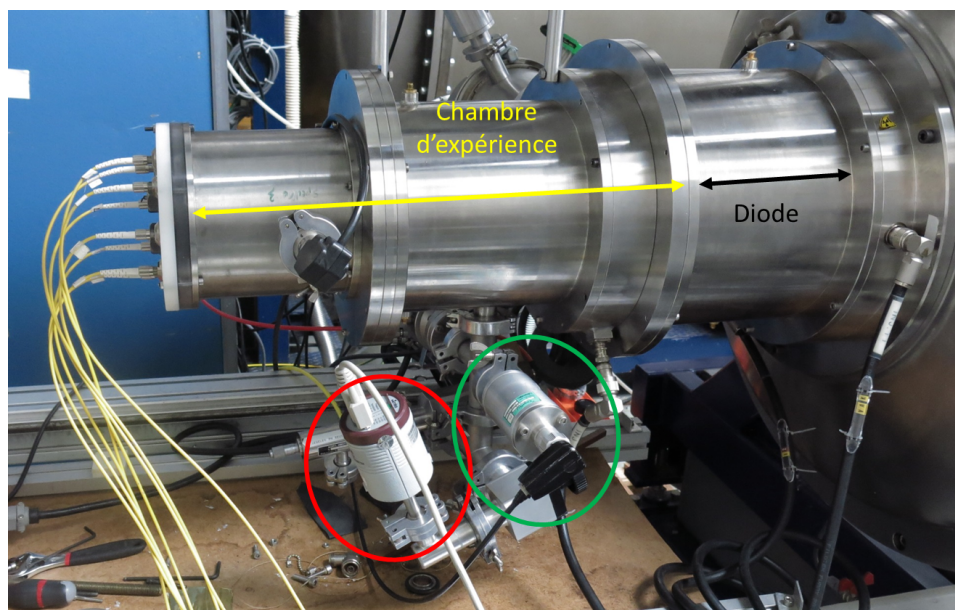


FIGURE 88 – Photographie de la diode et de la chambre d'expérience indiquant les jauges de pression : une Baratron (entourée en rouge) et une Penning (entourée en vert).

Une jauge Baratron est composée d'un condensateur dont une des électrodes est une membrane. Une variation de la pression dans la chambre d'expérience déplace la membrane induisant un changement de capacité électrique qui est alors mesurée puis reliée à la pression.

Une jauge de Penning est composée de deux cathodes et d'une anode placée entre celles-ci. Un champ électrique est appliqué entre l'anode et les cathodes, ionisant le gaz présent dans la jauge. Les électrons produits sont entrainés en spirale vers l'anode grâce à un champ magnétique, ionisant au passage plus d'atomes du gaz. Le courant collecté par l'anode est alors mesuré pour être ensuite converti en pression.

Lors des premiers tirs, nous nous sommes rendus compte que le système de pompage ne permettait pas de diminuer la pression jusqu'à un niveau de vide suffisant dans la chambre : la limite était légèrement inférieure à 10^{-2} mbar. Nous avons donc ajouté une pompe turbo-moléculaire qui permet d'atteindre un vide limite de 2×10^{-4} mbar. Cette valeur limite sera appelée "vide" par la suite. Une micro-fuite calibrée permet ensuite de contrôler l'injection de gaz pour atteindre les pressions voulues (0,01-10 mbar). Le vide limite dans la diode étant de 3×10^{-5} mbar, l'anode assure aussi l'étanchéité avec la chambre.

6.1.2 Faisceau transporté sous "vide" d'argon (2×10^{-4} mbar)

Nous avons commencé par caractériser le faisceau transporté sous vide, 100 mm en aval de l'anode. Le courant I_{FC} atteignant la cible peut être comparé au courant I_{Rogo} traversant l'anode, mesuré par la bobine de Rogowski, et au courant I_1 mesuré dans la diode. Comme les tirs sont reproductibles, nous présentons pour un d'entre eux, la tension V_{AK} et le courant I_1 sur la figure 89 et les trois courants sur la figure 90.

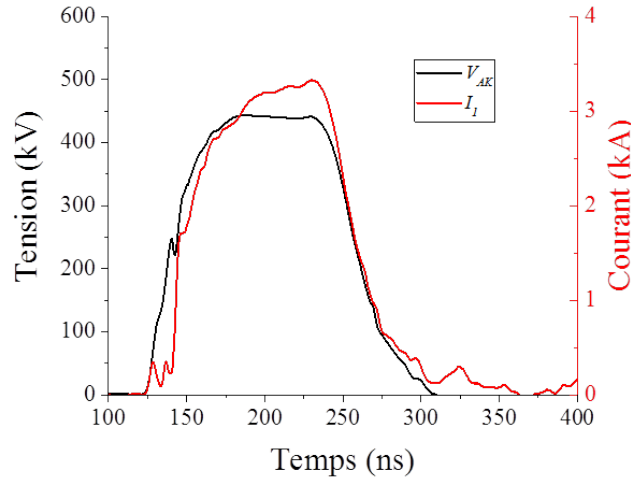


FIGURE 89 – Signaux de tension et de courant dans la diode RKA lors de tirs sous vide.

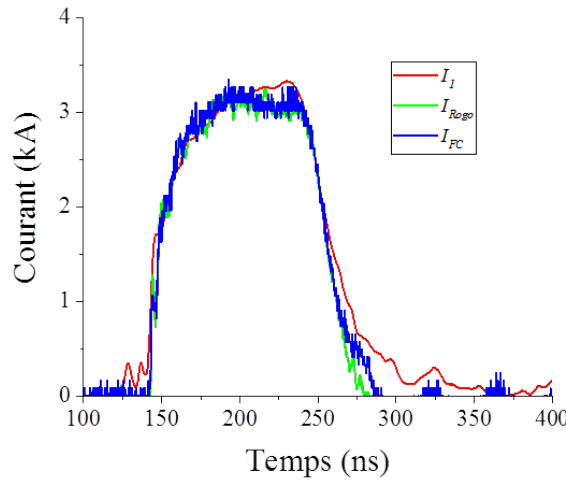


FIGURE 90 – Signaux de courants mesurés par la Faraday Cup placée à 100 mm après l'anode, par la bobine de Rogowski et par la boucle de courant dans la diode lors d'un tir sous vide représentatif.

Nous pouvons observer que tout le courant émis par la diode traverse l'anode et est collecté par la FC. Au delà de 275 ns, nous notons cependant une différence entre le courant mesuré dans la diode et le courant du faisceau. Celui-ci étant mesuré par une boucle de courant, il nécessite une intégration temporelle. Un offset résiduel, toujours présent et non constant dans le temps, est responsable de cet écart.

Nous présentons sur la figure 91 quatre images du faisceau qui ont été enregistrées pendant un tir. Le centre géométrique de la chambre et de la diode y sont indiqués par une croix. L'échelle de couleurs représente les niveaux de gris de l'image.

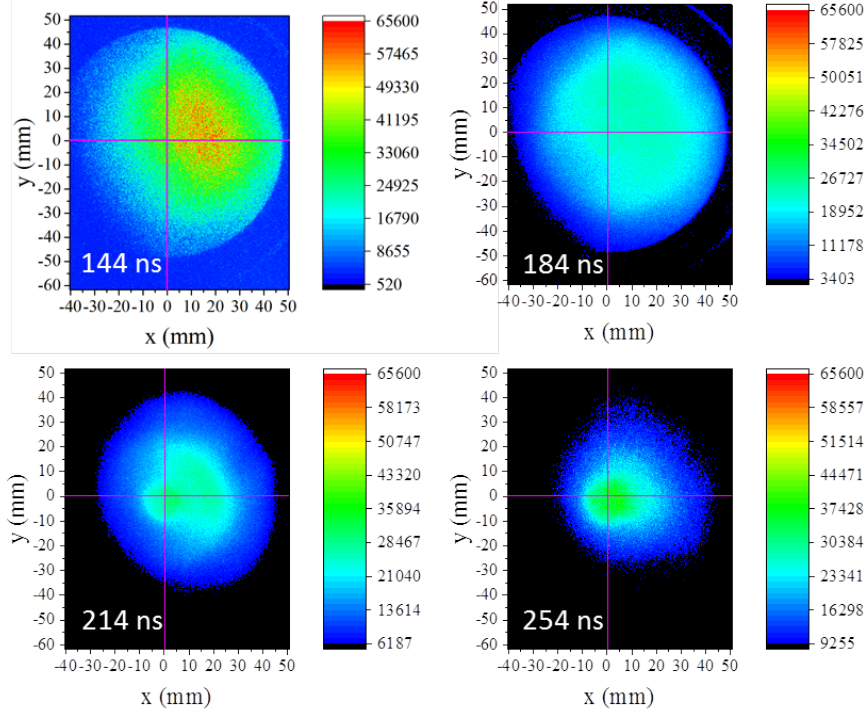


FIGURE 91 – Imagerie Cerenkov du faisceau à quatre instants différents de l'impulsion dans le vide.

Nous observons que le faisceau n'est pas uniforme et qu'il est décentré. Sur la première image, à $t = 144 \text{ ns}$, le faisceau diverge fortement et son rayon est supérieur à celui de la cathode (25 mm). Il est aussi décentré d'environ 15 mm vers la droite, ceci en supposant que son centre correspond au maximum de l'intensité de l'image. Au cours du temps, la divergence et le rayon du faisceau diminuent et il se recentre. Le profil du faisceau semble être gaussien mais il reste difficile de déterminer son rayon. Nous nous attendions à ce comportement à cause des effets de charge d'espace. Nous avons montré dans la partie 2.3 que le courant pouvant être propagé dans le vide est de l'ordre de 500 A. Les signaux électriques du tir d'imagerie précédent sont présentés sur la figure 92.

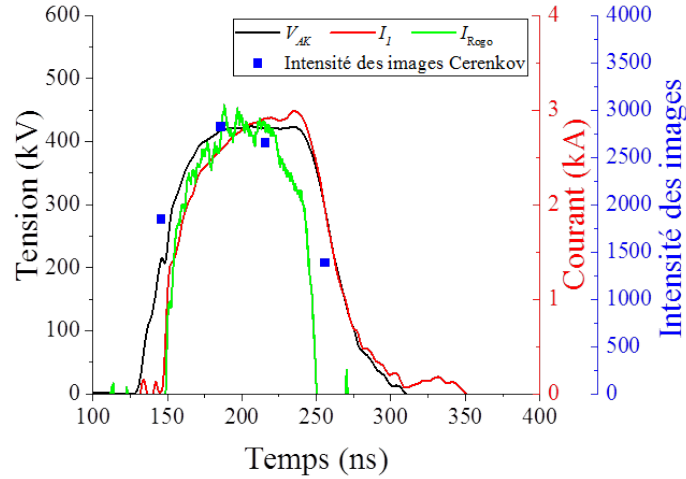


FIGURE 92 – Signaux électriques mesurés pendant un tir d'imagerie Cerenkov et intensité des 4 images.

Nous observons que l'introduction du montage Cerenkov change la forme du courant I_{Rogo} . Nous supposons que l'accumulation de charges en surface de la silice perturbe la fin de l'impulsion du faisceau. Les intensités lumineuses des images sont aussi présentées sur la figure 92 à leurs instants d'ouverture. Ces derniers sont connus précisément, à 2 ns près, valeur de la gigue (jitter) électronique du déclenchement de l'éclateur principal du RKA. Les intensités lumineuses semblent suivre la variation des signaux de courant. Sur la première image de la figure 91, le traitement spatial de l'image présenté dans la partie 2.4 n'est pas efficace, nous gardons le bruit de fond et son intensité lumineuse n'est qu'approximative.

6.1.3 Faisceau transporté sous 0,1 mbar d'argon

Après avoir caractérisé le faisceau lors de son transport sous "vide", nous avons rempli la chambre d'argon à une pression de 0,1 mbar. Nous mesurons le courant du faisceau, toujours 100 mm en aval de l'anode. La tension et le courant dans la diode sont présentés sur la figure 93 et les trois courants mesurés sont présentés sur la figure 94. Pour ce réglage, la reproductibilité des tirs est excellente, comme précédemment.

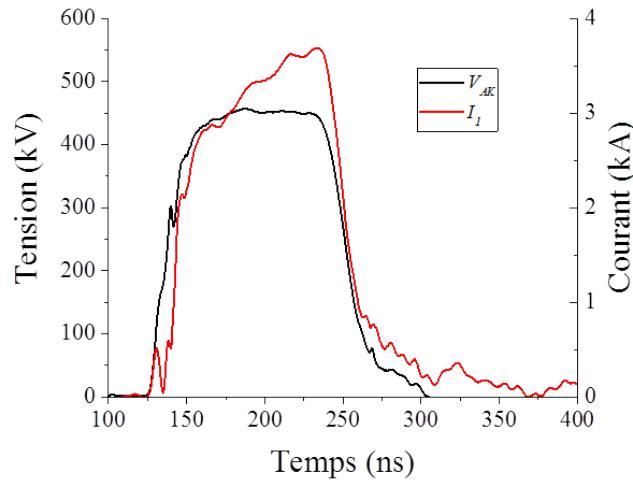


FIGURE 93 – Signaux de tension et de courant dans la diode RKA lors d'un tir sous 0,1 mbar d'argon.

Sur la figure 93, nous pouvons observer que la tension dans la diode et le courant extrait (3 kA au maximum) sont presque identiques à ceux présentés sur les figures 89 et 90. En revanche, nous observons, sur la figure 94, qu'après le passage du faisceau (au-delà de 275 ns), la FC mesure un courant résiduel décroissant, de l'ordre de 500 A. Nous supposons que cette trainée provient de la collecte des électrons secondaires produits lors de l'interaction du faisceau avec le gaz. La bobine de Rogowski, et dans une moindre mesure la FC, montre des oscillations rapides non comprises à ce jour. Les simulations à venir permettront éventuellement de les expliquer.

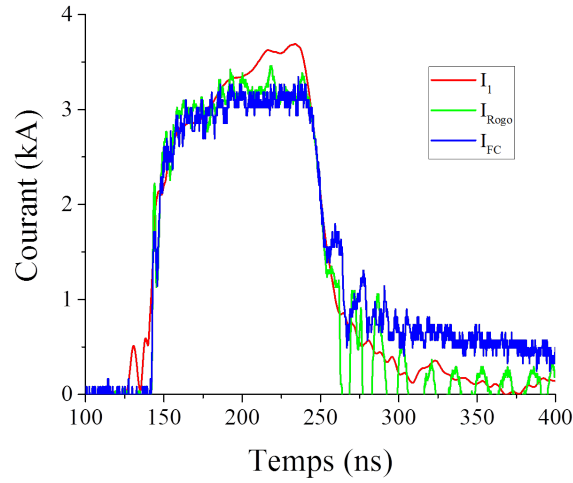


FIGURE 94 – Signaux de courants mesurés par la Faraday Cup et la bobine de Rogowski comparés au signal de courant dans la diode lors d'un tir sous 0,1 mbar d'argon.

Nous présentons sur la figure 95 huit images retenues sur deux tirs permettant d'observer la dynamique du faisceau entre 143 et 273 ns. Bien que la tension et les courants ne soient connus qu'à 10 % près, nous considérons que les tirs 1 et 2 sont équivalents et que leurs images sont représentatives de la distribution de la densité de particules de cette configuration expérimentale. Les images à 143, 183, 213, et 253 ns ont été prises pendant le tir 1 et les images à 163, 203, 233 et 273 ns pendant le tir 2.

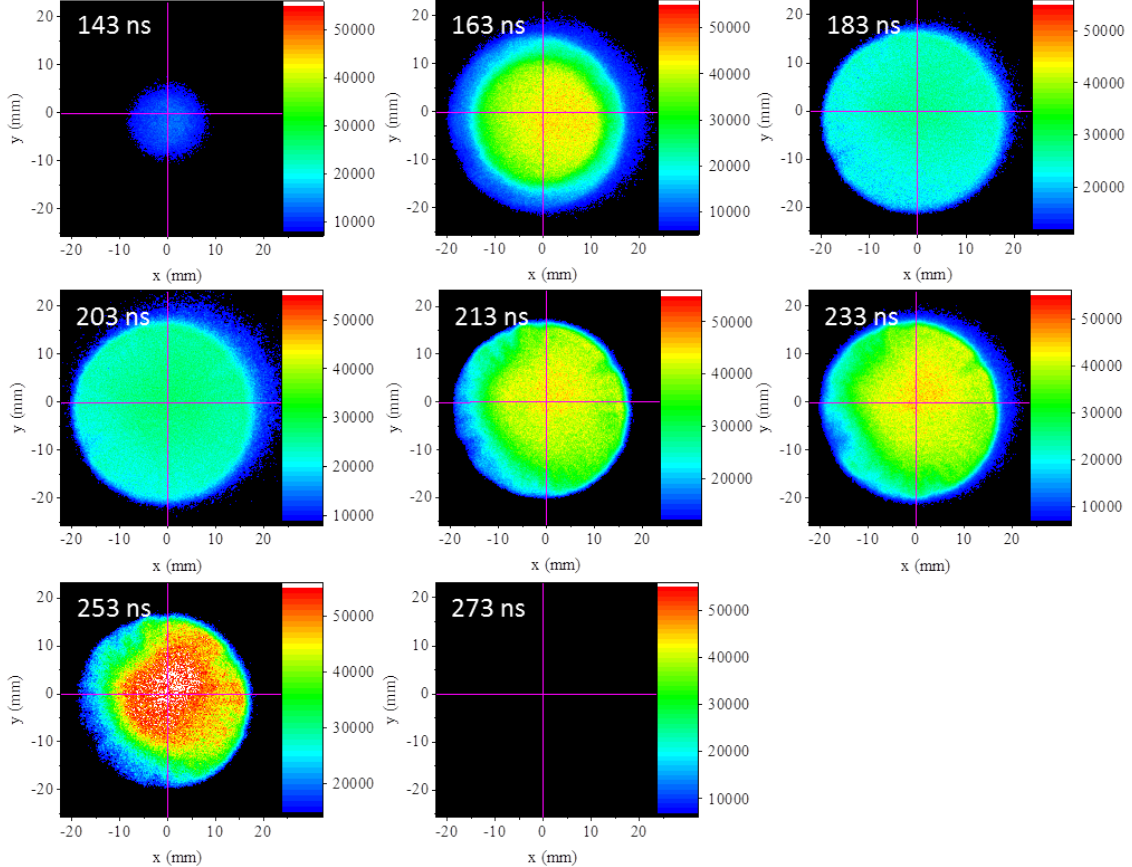


FIGURE 95 – Imagerie Cerenkov du faisceau d'électrons transporté dans 0,1 mbar d'argon pour 2 tirs.

À 143 ns, le faisceau commence juste à être émis : l'image est peu lumineuse car le courant et l'énergie cinétique des électrons sont faibles et l'intensité lumineuse du rayonnement Cerenkov en dépend fortement en dessous d'1 MeV [77]. Bien que la FC mesurait un courant non négligeable après l'impulsion du faisceau, il n'y a pas de lumière sur la dernière image. Les électrons ont ici une énergie inférieure au seuil d'émission Cerenkov (190 keV) et nous pouvons supposer qu'il en est de même pour les électrons du plasma collectés.

Les images à 183 et 203 ns ont été prises avec la même caméra qui est défectueuse : leurs intensités lumineuses sont réduites et le contraste est faible. De 163 à 253 ns, nous pouvons observer qu'à 0,1 mbar nous obtenons un faisceau plus homogène et plus petit tout au long de l'impulsion que lorsqu'il est transporté dans le vide, il est aussi moins décentré, comme le montrent les images, son centre est décalé de 1 à 2 mm vers le bas. Nous présentons le profil radial intégré du faisceau sur la figure 96. Il a été obtenu en sommant les profils de chaque image Cerenkov présentée sur la figure 95. Le rayon maximal du faisceau vaut $r_f = 18$ mm, il a légèrement convergé depuis son extraction de la cathode dont le rayon est de 25 mm. En revanche, Le faisceau n'est uniforme que jusqu'à un rayon d'environ 5 mm.

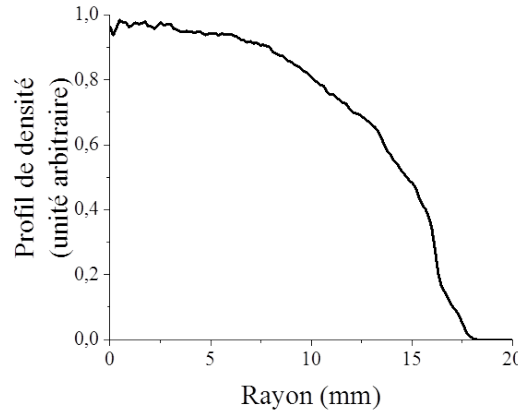


FIGURE 96 – Profil du faisceau obtenu à partir des images Cerenkov.

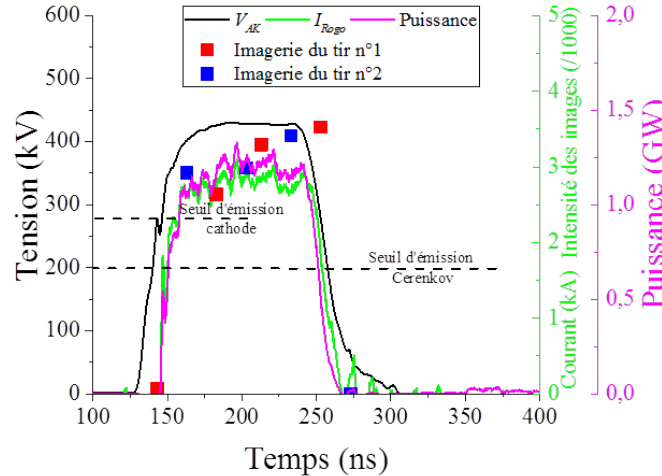


FIGURE 97 – Signaux électriques du tir n°1 d'imagerie Cerenkov à 0,1 mbar et intensité lumineuse des images.

Nous présentons sur la figure 97 les signaux électriques du tir n°1. Chaque groupe de points représente les intensités des quatre images prises pendant les tirs 1 et 2. Nous observons que celles-ci suivent la forme des courants mesurés.

6.2 Chocs à faible fluence dans l'aluminium

Après avoir caractérisé le faisceau à "faible" courant du RKA, nous avons dédié une partie de la campagne expérimentale à la production de chocs. La vitesse de la face arrière de la cible n'a jamais été mesurée par vélocimétrie hétérodyne (VH) sur le RKA. Pour être sûrs qu'elle soit mesurable, nous avons d'abord augmenté le courant extrait de la diode à près de 12 kA en diminuant la distance d_{AK} à 13 mm. Nous avons obtenu 200 m/s au centre de la cible. Au point de fonctionnement que nous venons de présenter, le courant est de 3 kA et nous estimons que la vitesse serait de l'ordre de 50 m/s et devrait être mesurable par le système de VH. Plusieurs tirs sur de l'aluminium ont été réalisés mais nous présenterons ci-après les résultats pour un seul d'entre eux afin de les restituer par la simulation.

6.2.1 Expériences

Énergie cinétique des électrons et courant du faisceau

Comme dans la partie 6.1, l'énergie cinétique est considérée égale à la tension appliquée dans la diode, mesurée par un diviseur capacitif. Les simulations présentées ici, associées à des mesures complémentaires, permettront de valider ou non cette hypothèse. Dans la partie 6.1, nous avons montré que la forme du courant mesuré par la bobine de Rogowski est la même que celle du courant mesuré par la FC. Nous présentons sur la figure 98 la tension appliquée dans la diode et le courant du faisceau pour le tir étudié.

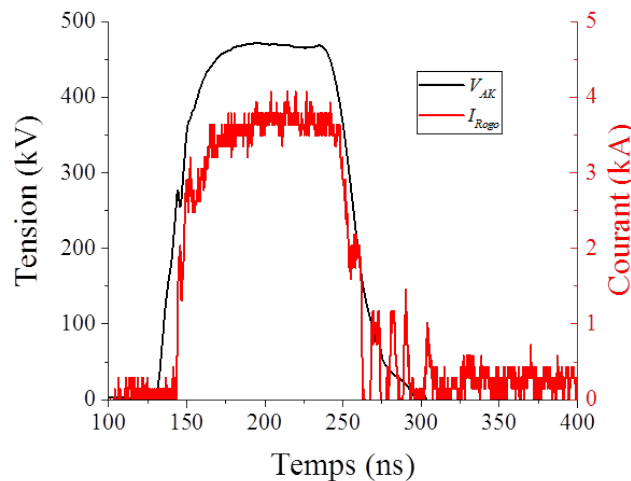


FIGURE 98 – Tension dans la diode et courant du faisceau mesurés lors d'un tir de choc dans l'aluminium.

Nous obtenons un faisceau de 3,5 kA et une tension de 475 kV. Ces valeurs étant proches de celles obtenues lors de l'imagerie Cerenkov sous 0,1 mbar d'argon, nous consi-

dèrerons pour les premières simulations que le profil du faisceau est identique à celui de la figure 96. Son rayon maximal est de 18 mm, la fluence sur la cible est alors égale à 3,2 cal/cm², 200 fois plus faible que la fluence délivrée par CESAR (voir chapitre 5).

Caractérisation du choc

Pour caractériser le choc dans l'aluminium, nous utilisons la même solution que sur CESAR : une mesure de vitesse de la face arrière par VH. Le montage utilisé sur CESAR est adapté du RKA, il est ici détaillé sur la figure 99.

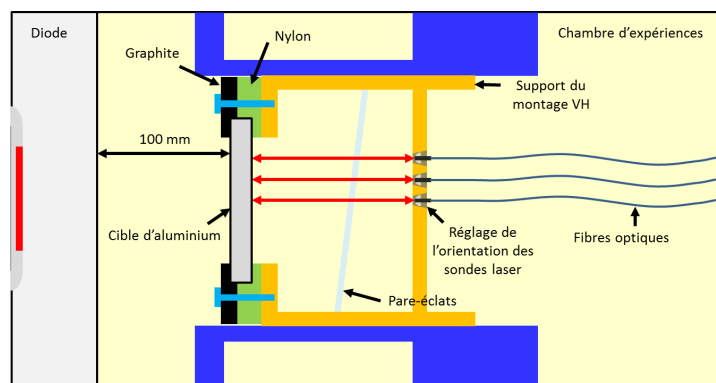


FIGURE 99 – Schéma du montage de VH sur le RKA.

Une pièce d'adaptation permet de tenir le support du montage de VH sur laquelle une pièce de nylon et un diaphragme en graphite, entre lesquels se trouve la cible d'aluminium, viennent se fixer. Ces dernières servent aussi au réglage préliminaire de l'orientation de la cible par rapport aux lasers. Le système de réglage fin de chaque sonde de VH est constitué de trois vis réglables qui changent l'orientation des lasers. Lorsque le maximum de puissance réfléchi dans la fibre optique est obtenu, la sonde est correctement alignée. Nous effectuons des mesures de la vitesse de plusieurs points de la face arrière de la cible, comme indiqué par le schéma de la figure 100.

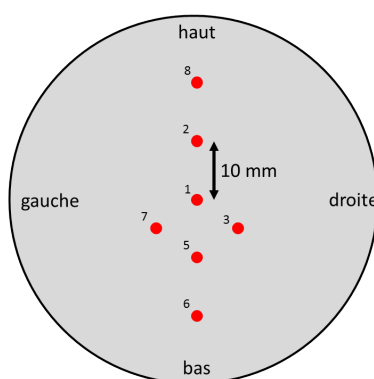


FIGURE 100 – Répartition des points de mesures par VH sur la cible.

Sur le diamètre vertical de la cible, 5 sondes sont placées à 10 mm d'intervalle, une d'entre elles est placée au centre. Deux autres sondes sont placées à -30 et -150° et à 10 mm du centre. Une voie des oscilloscopes n'est pas utilisée pour les mesures de vitesses mais sert à acquérir un des signaux électriques issu de la diode afin de recaler temporellement les signaux de vitesse.

Le signal de VH brut obtenu pour la voie 1 durant le tir est présenté sur la figure 101.a) et son spectrogramme sur la figure 101.b). La base de temps de cette figure ne correspond pas à celle des signaux électriques expérimentaux, le recalage se fera par la suite.

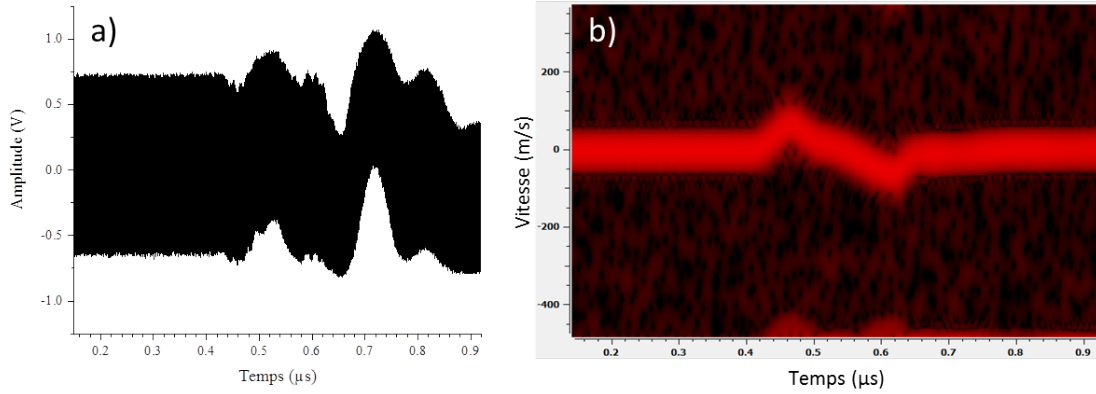


FIGURE 101 – (a) Signal brut de VH au centre de la cible et (b) son spectrogramme après traitement.

Nous pouvons observer sur le spectrogramme que l'amplitude du signal est de l'ordre de la taille de la zone d'incertitude liée à la transformée de Fourier. Ce n'était pas le cas sur le spectrogramme d'un signal de VH obtenu sur CESAR, présenté sur la figure 35, car la vitesse atteinte était très grande par rapport à la zone d'incertitude. La valeur maximale de la vitesse est comprise entre 30 et 100 m/s et sa valeur est d'environ 65 m/s après extraction du signal par le logiciel traitant les signaux de VH. Nous présentons les vitesses mesurées sur la figure 102. Elles ont été recalées temporellement en prenant en compte les longueurs des câbles et le retard interne de la mesure par VH.

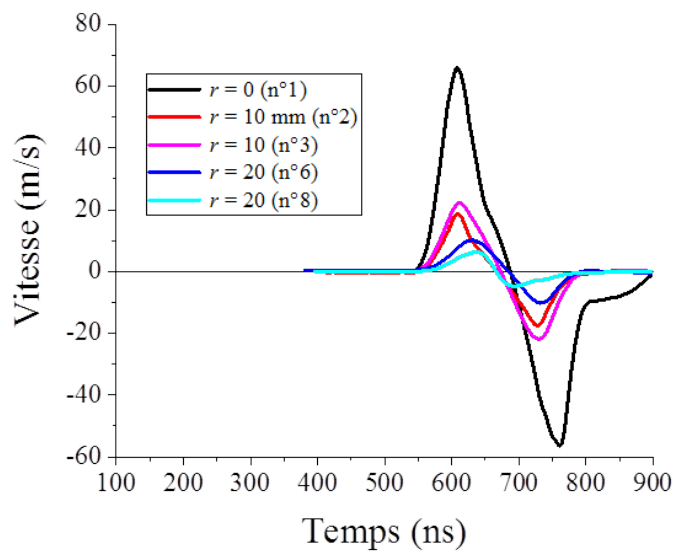


FIGURE 102 – Vitesses mesurées de la face arrière de l'aluminium à différents rayons.

Après analyse, la vitesse atteint 65 m/s au centre, 20 m/s à un rayon de 10 mm, et 10 m/s à un rayon de 20 mm. À chaque fois, nous observons une oscillation de la

vitesse : les déformations de l'aluminium ne sont qu'élastiques. Pour les simulations, nous ne retiendrons que la vitesse au centre et à un rayon de 10 mm car la vitesse obtenue à 20 mm est noyée dans la zone d'incertitude.

La variation de la vitesse maximale mesurée en fonction du rayon suggère que le faisceau est plus intense en son centre et qu'il n'est pas aussi uniforme que présenté dans la partie 6.1. Cette hypothèse est confirmée en observant l'état de la face avant de la cible après un tir comme le montre la photographie présentée sur la figure 103. Ici, nous observons la face avant de la cible alors que les images Cerenkov ont été obtenues en photographiant la face arrière de la silice. La zone où de l'aluminium a disparu correspond grossièrement à la zone où l'intensité lumineuse Cerenkov est maximale. Son rayon est bien plus faible que celui du faisceau. Il fait environ 5 mm de diamètre et est excentré de 5 mm vers la gauche.

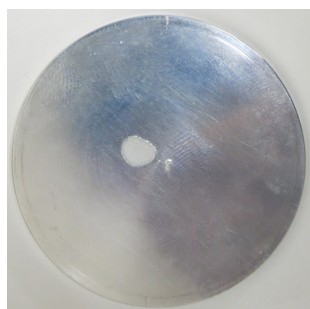


FIGURE 103 – Photographie de la cible d'aluminium après un tir.

Pour confirmer et mieux observer l'inhomogénéité et le décentrage du faisceau de façon qualitative, nous avons réalisé d'autres tirs en traçant sur les cibles un repère. Nous avons utilisé une cible d'aluminium et des cibles en PVC sur lesquelles le faisceau laisse une empreinte très marquée et intégrée sur la durée. Sur la figure 104, nous présentons les photographies de ces cibles, toutes d'un diamètre de 50 mm.

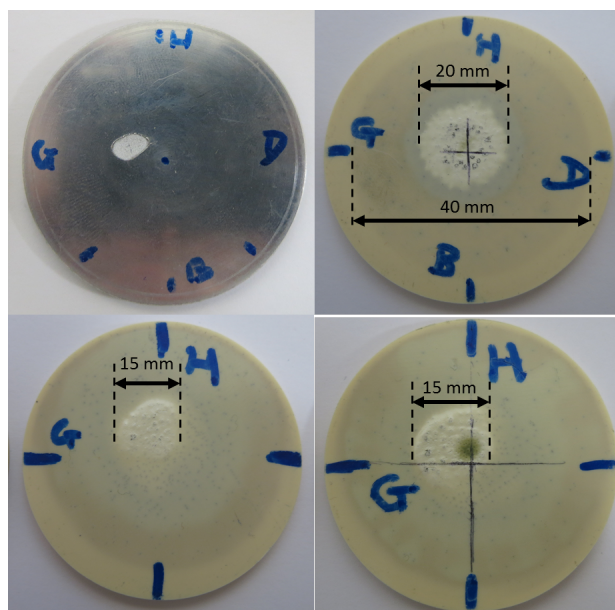


FIGURE 104 – Photographies de cibles en aluminium ou en PVC après les tirs.

Sur chacune des cibles, nous observons que le faisceau est excentré. Le décalage varie

entre 2 et 5 mm pour les cibles en PVC et est de l'ordre de 5 mm pour la cible en aluminium. De plus, le faisceau n'est pas homogène : sur les cibles en PVC, il est plus dense en son centre (sur un diamètre de 15 à 20 mm) et son rayon maximal est d'environ 40 mm.

6.2.2 Simulation du choc

Dans le repère du laboratoire, le faisceau est décentré de 5 mm vers la gauche de la cible. Si nous nous plaçons maintenant dans un repère dont l'origine correspond au centre du faisceau, la sonde VH n°1 (voir figure 100) se trouve alors à 5 mm et la voie n°5 se trouve à une distance $\sqrt{5^2 + 10^2} = 11,5$ mm de celui-ci. Puisque les faisceaux que nous initialisons dans les outils de simulations possèdent une symétrie axiale, nous extrairons avec la chaîne Diane-Hésione les vitesses de la face arrière à ces rayons.

Utilisation d'un faisceau utilisant un profil de densité mesuré

Nous avons simulé un faisceau dont le profil de densité est identique à celui présenté sur la figure 96 lors d'un transport dans 0,1 mbar d'argon. En utilisant ce profil, les vitesses simulées de la face arrière sont présentées sur la figure 105.

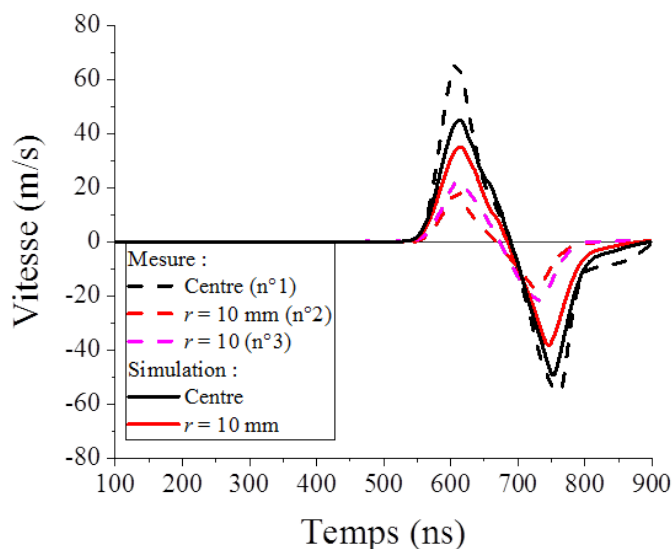


FIGURE 105 – Vitesses simulées en utilisant le profil de densité mesuré du faisceau comparées à celles mesurées.

Nous observons que la vitesse du centre de la face arrière est supérieure à celle obtenue à un rayon de 10 mm. Cependant, l'écart entre la simulation et l'expérience reste important. Il faut cependant faire attention car l'incertitude sur la mesure est importante, comme présenté dans les commentaires de la figure 101.

En revanche, il ne semble pas y avoir de décalage temporel entre le signal mesuré et celui simulé comme nous l'avons dans le cas de CESAR.

Utilisation d'un faisceau de profil de densité Gaussien

Nous avons choisi d'utiliser un profil de faisceau gaussien, souvent choisi comme distribution des particules en physique des accélérateurs. Pour essayer de mieux restituer les expériences, nous pouvons alors modifier l'écart-type de la distribution gaussienne et le courant du faisceau. Nous présentons la distribution utilisée dans la meilleure simulation, obtenue avec un écart-type de 6,7 mm, sur la figure 106, comparée au profil mesuré. Elle a permis d'obtenir le même rapport entre les vitesses simulées qu'entre les vitesses mesurées. Nous avons aussi dû diminuer le courant de 10 % pour obtenir les mêmes vitesses maximales. Cette réduction est compatible avec les incertitudes sur la valeur du courant.

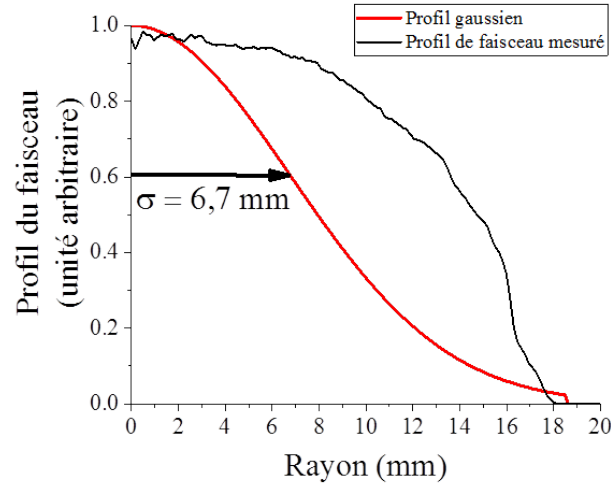


FIGURE 106 – Profil du faisceau Gaussien comparé à celui obtenu par imagerie Cerenkov.

La fluence moyenne sur la cible dans ce calcul est d'environ 3 cal/cm². Les vitesses simulées sont comparées aux vitesses expérimentales sur la figure 107

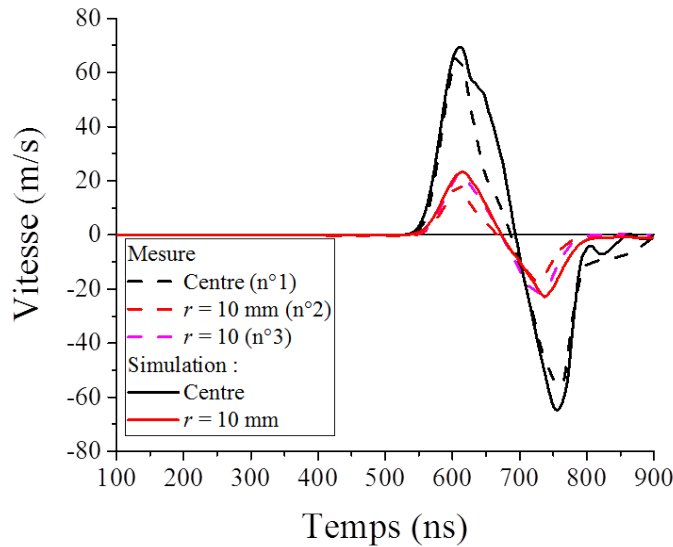


FIGURE 107 – Vitesses simulées en utilisant un profil de densité gaussien adapté comparées à celles mesurées.

Pour avoir ce bon accord entre les vitesses maximales mesurées et simulées, nous n'avons pas pris en compte les incertitudes sur les mesures. Deux scénarios sont alors

envisageables. Pour le premier, il faut supposer que l'introduction d'une cible va perturber le transport du faisceau. Ainsi, nous obtenons un profil différent en utilisant une cible en aluminium ou en silice. C'est une hypothèse à étudier afin de la confirmer ou la réfuter. Pour le second scénario, il faut prendre en compte ces incertitudes. Le profil réel du faisceau sera alors un compromis entre le profil observé et le profil gaussien.

En comparant précisément les fronts de montée simulés et mesurés, ces dernières sont légèrement retardées d'environ 3 ns. Si nous appliquons le même raisonnement que pour CESAR, cet écart pourrait être dû à une perte d'énergie cinétique des électrons. Pour le corriger, l'onde de pression devrait atteindre la face arrière plus tard, ce qui signifierait que, compte-tenu de sa vitesse de propagation de 6300 m/s dans l'aluminium, son front démarrerait 20 μm plus près de la face avant de la cible. Puisqu'à 500 keV, la profondeur de dépôt est de 700 μm , l'énergie cinétique des électrons devrait être alors réduite de 3 %. Cette différence est négligeable devant l'incertitude de mesure sur la tension de 10 %. Ce n'était pas le cas sur CESAR à forte fluence, il semblerait qu'il n'y ait pas de perte d'énergie des électrons durant leur transport sur le RKA.

Nous présentons, sur la figure 108, la température, la pression et la masse volumique dans la cible à différents instants : 215 ns correspond au milieu de l'impulsion de tension, 305 ns à la fin. Nous avons aussi deux instants après le passage du faisceau, 500 et 600 ns, auxquels l'onde de pression s'est déplacée vers la face arrière et où elle a été réfléchiée par cette dernière.

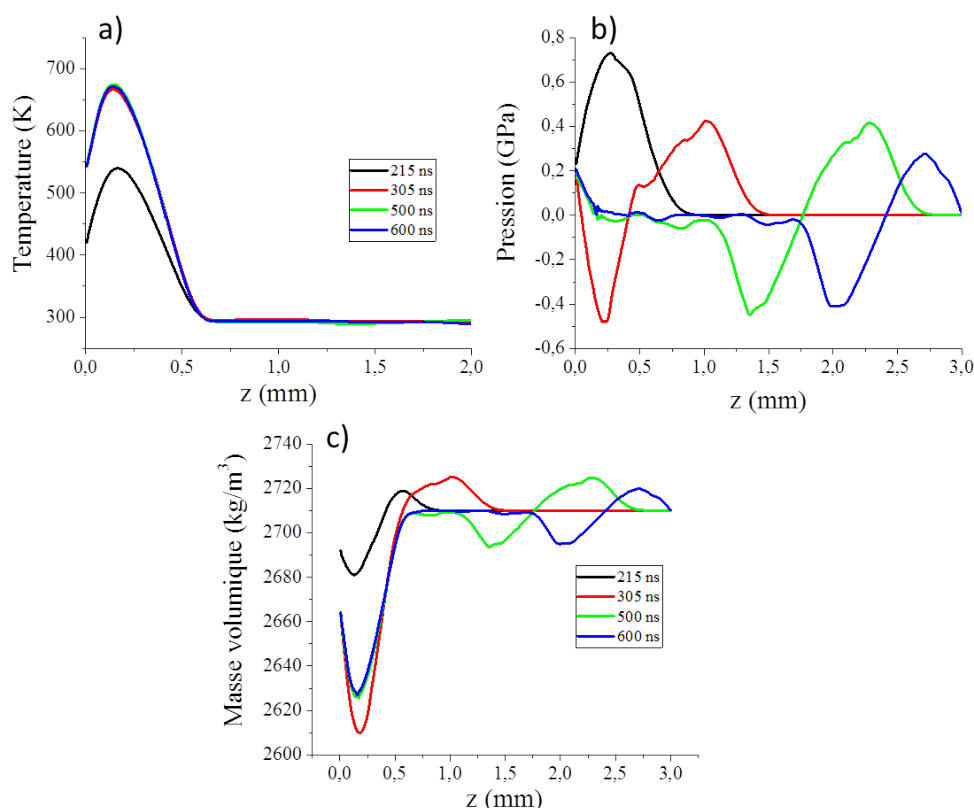


FIGURE 108 – (a) Température, (b) pression et (c) masse volumique dans la cible à différents instants pendant et après le dépôt d'énergie par le faisceau d'électrons.

Nous observons que la température a atteint son maximum de 400°C à la fin du dépôt par le faisceau. Par la suite, elle ne décroît pas comme sur CESAR car la face avant de

la cible ne se détend pas. Nous sommes en dessous de la température requise pour faire fondre l'aluminium (660°C). La pression atteint son maximum au milieu de l'impulsion et à 305 ns, nous observons l'onde de pression suivie de l'onde de détente. 195 ns plus tard, le maximum de l'onde s'est déplacé de 1,26 mm, soit une vitesse de 6400 m/s, proche de la valeur $C_0 = 6300$ m/s mentionnée dans les chapitres précédents. 100 ns plus tard, l'onde s'est réfléchi sur la face arrière de la cible et revient vers la face avant. La masse volumique est très peu influencée par le dépôt : elle varie au maximum de 4% autour de sa valeur initiale de 2710 kg/m³.

Les résultats de cette simulation nous ont aussi permis de montrer que l'impact visible sur la cible de la figure 103 venait d'un écaillage. Les mailles proches de la face avant de l'aluminium étaient endommagées comme décrit dans la partie 3.2.1

6.3 Conclusion

Afin de valider les codes simulant le transport d'un faisceau d'électrons dans un gaz, comme CALDER (CEA) ou EMPIRE (SNL), leurs résultats doivent être comparés à des expériences. Sur le RKA, celles-ci sont réalisées en collaboration avec le laboratoire américain SNL. Ce générateur d'électrons nous permet d'émettre un faisceau très reproductible. Nous avons tout d'abord caractérisé le faisceau en mesurant son courant, en estimant l'énergie cinétique des électrons et en imageant sa densité de particules. Par la suite, nous avons produit et caractérisé des chocs dans l'aluminium à une fluence beaucoup plus faible que celle de CESAR.

Nous avons transporté le faisceau d'électrons dans le vide et dans de l'argon. Nos résultats ont montré qu'en injectant 0,1 mbar de gaz, tout le courant atteint la Faraday Cup, placée 100 mm en aval de l'anode. Pour cette pression, le rayon du faisceau est du même ordre que celui de la cathode et évolue peu dans le temps. L'imagerie Cerenkov montre un faisceau quasiment homogène mais légèrement décentré. Nous le confirmons en observant les impacts après tir apparaissant sur la face avant de cibles en aluminium et en PVC. Ces deux effets apparaîtraient pendant le transport des électrons dans le gaz et ne seront bien compris qu'en utilisant des codes de transport sophistiqués, ceux en cours de développement au CEA et à SNL.

Des chocs ont ensuite été produits dans l'aluminium et ils ont été caractérisés par vélocimétrie hétérodyne. Les résultats suggèrent que le faisceau n'est pas aussi homogène que l'imagerie Cerenkov le montre. Ceci est confirmé par les simulations Diane-Hésione pour lesquelles l'utilisation du profil Cerenkov mesuré ne permet pas de restituer directement les expériences de mesure de vitesse de la face arrière de la cible. En utilisant une distribution gaussienne adaptée, nous obtenons un bon accord entre la simulation et l'expérience. Il est alors envisageable que l'introduction d'une cible perturbe le faisceau ou que la prise en compte des incertitudes sur les mesures, conséquentes dans la gamme de vitesse présentée, valide le profil de faisceau observé par rayonnement Cerenkov.

Conclusion

Les travaux présentés dans cette thèse rentrent dans le cadre des études de durcissement. Ils concernent les expériences qui peuvent être réalisées sur les installations CESAR et RKA du CESTA. CESAR est un générateur d'impulsions associé à une diode qui produit un faisceau d'électrons dont l'énergie cinétique peut atteindre près d'1 MeV et le courant près de 300 kA durant 60 ns. En raison de ce fort courant, le faisceau doit être transporté dans du gaz. Après son extraction de la diode, il est focalisé par un champ magnétique externe avant d'atteindre une cible en aval dans la chambre d'expérience. RKA a un fonctionnement similaire mais l'énergie maximale est de 500 keV pour un courant réglable de 3 à 30 kA durant 100 ns. La cible standard est un disque aluminium dans lequel les électrons déposent leur énergie. Le dépôt augmente la température et la pression qui forme un choc se déplaçant vers la face arrière de la cible et la met en mouvement. Le choc est caractérisé par la vitesse de cette dernière. Les expériences de matériaux sous chocs permettent de préciser ou développer des modèles d'équations d'état (EOS) des matériaux.

Pour pouvoir restituer les expériences par des simulations, il est nécessaire de bien caractériser le faisceau d'électrons. Pour cela, nous estimons l'énergie des électrons en mesurant la tension appliquée dans la diode à l'aide d'un diviseur capacitif. Le courant est mesuré dans la diode par des boucles de courant et, à la position de la cible, en utilisant une Faraday Cup. Dans certaines conditions, une bobine de Rogowski est utilisée pour le mesurer derrière l'anode. Nous déterminons le profil de densité de courant du faisceau en utilisant une cible de silice dans laquelle les électrons émettent du rayonnement Cerenkov visible qui est ensuite collecté par des caméras rapides. Pour mesurer la vitesse de la face arrière de l'aluminium sous choc, nous utilisons la vélocimétrie hétérodyne.

Pour simuler l'évolution de la cible sous l'effet du dépôt d'énergie par le faisceau, nous utilisons deux codes du CEA/DAM appelés Diane et Hésione. Le premier code utilise les mesures de l'énergie des électrons, du courant et du profil de densité du faisceau d'un tir pour simuler l'interaction des électrons du faisceau avec la cible et il fournit comme résultat la cartographie de l'énergie déposée. Le second code simule les effets hydrodynamiques dans l'aluminium résultant du dépôt d'énergie par le faisceau. Il utilise les résultats du premier code pour faire évoluer l'énergie dans la cible en respectant l'EOS du matériau. Ces deux codes forment une chaîne de calculs.

Pour valider le code Diane, nous avons comparé ses résultats à ceux de GEANT4, le code de référence du CERN. Ils sont aussi très proches des résultats expérimentaux de référence obtenus dans les années 1970 par Lockwood au laboratoire américain Sandia National Laboratories. Pour valider Hésione, nous avons simulé le choc expérimental produit par le dépôt d'énergie d'un faisceau de spectre donné mais ayant un profil spatial irréaliste parfaitement homogène. Les résultats sont alors les mêmes que ceux produits par des simulations équivalentes en 1D. Ils sont aussi proches des mesures expérimentales associées mais présentent quelques différences. Pour les supprimer, nous avons amélioré

les simulations 2D en choisissant de découper temporellement les impulsions de courant et de tension en tranches temporelles. Pour chacune d'entre elles, nous simulons le dépôt d'énergie associé. Le code Hésione utilise ensuite chaque résultat pour prendre en compte l'évolution temporelle du profil du dépôt d'énergie et calculer ainsi l'évolution hydrodynamique de la cible. Ceci permet maintenant d'obtenir des résultats de simulations plus proches des expériences.

Nous avons utilisé ces deux outils numériques pour réaliser une étude systématique de l'influence des paramètres du faisceau sur le dépôt d'énergie et la vitesse de la face arrière de la cible. Les principaux paramètres étudiés sont l'énergie cinétique des électrons, le courant du faisceau, le profil temporel du dépôt d'énergie, les angles d'incidence des électrons sur la cible et le profil de densité du faisceau. Nous avons montré que lorsque l'énergie diminue, le dépôt se fait plus en surface et que le mouvement de la face arrière est retardé. Lorsque le courant augmente, la vitesse maximale atteinte par la face arrière de la cible augmente de façon non linéaire. En utilisant des profils temporels déposant plus d'énergie en début qu'en fin d'impulsion, une plus grande partie de l'énergie contribue à l'amplitude de l'onde de pression. Les angles d'incidence des électrons sur la cible ont peu d'influence sur le dépôt et la vitesse de la face arrière tant qu'ils sont inférieurs à 50° . Introduire un profil de densité dans les simulations met en évidence qu'une mesure en un point de la face arrière dépend de la fluence moyenne d'une zone en face avant dont la surface dépend de l'épaisseur de la cible.

En augmentant la fluence sur la cible du faisceau délivré par CESAR, il est possible d'explorer plus largement les EOS des matériaux étudiés, toujours dans le but de préciser ces dernières. Pour cela, la taille du faisceau a été réduite, sans changer ses autres paramètres, en augmentant le champ magnétique externe. Le faisceau a été à nouveau caractérisé et nous avons produit des chocs dans l'aluminium dans cette nouvelle configuration. Les expériences ont montré une bonne reproductibilité de la tension et du courant sur la cible ainsi qu'un profil de densité du faisceau homogène au début de l'impulsion puis annulaire à la fin de celle-ci. Nous avons aussi mesuré une vitesse de la face arrière d'environ 2500 m/s, vitesse très élevée et signature de forte fluence.

Nous avons utilisé toutes les caractéristiques mesurées du faisceau pour initialiser la chaîne de calculs. Nous avons simulé l'évolution de la cible pour les deux EOS de l'aluminium BLF et SESAME. La cible atteint des conditions de température et de masse volumique qui correspondent à celles du régime de matière dense et chaude (11600 à 116000K et 0,1 à 10 fois la masse volumique initiale de l'aluminium). Dans ce régime, l'EOS SESAME semble être la plus appropriée pour cette expérience alors que l'EOS BLF donne en général de meilleurs résultats pour les expériences à plus faible fluence.

Malgré le meilleur accord simulation-expérience obtenus en utilisant l'EOS SESAME, des écarts subsistent. En s'appuyant sur l'étude paramétrique, nous avons pu montrer qu'il était nécessaire de diminuer l'énergie cinétique des électrons de 25 % et d'augmenter le courant du faisceau de 10 % pour avoir un bon accord entre la simulation et l'expérience. Alors que l'erreur sur la mesure de courant est de l'ordre de 10 %, il n'est pas possible d'expliquer la différence d'énergie seulement par une erreur de mesure de la tension, elle aussi de l'ordre de 10 %. Cette différence proviendrait de la neutralisation incomplète de la charge du faisceau par le gaz produisant des champs électriques suffisamment intenses pour diminuer l'énergie cinétique des électrons lors de leur transport.

La reproductibilité des tirs sur le RKA est excellente. C'est l'installation idéale pour étudier l'interaction complexe entre un faisceau d'électrons et un gaz présent dans la chambre d'expériences. Une campagne d'expériences dédiée à cette étude est en cours

en collaboration avec le laboratoire américain Sandia National Laboratories (SNL). Les résultats expérimentaux de cette campagne pourront être comparés aux prévisions des codes simulant le transport d'un faisceau dans du gaz comme CALDER (CEA/DAM) ou EMPIRE (SNL).

Nous avons d'abord caractérisé le faisceau en imposant deux pressions du gaz de la chambre d'expérience : le vide limite, 2×10^{-4} mbar, et 0,1 mbar d'argon. Sous vide, à 100 mm en aval de l'anode, nous avons montré que tout le courant du faisceau est collecté par la FC. Cependant, l'imagerie Cerenkov montre que le faisceau a divergé. Par contre, sous 0,1 mbar d'argon, tout le courant est transporté jusqu'à la FC et le profil de courant est plus dense au centre du faisceau. Le rayon de celui-ci est légèrement inférieur à celui de la cathode. Que la chambre soit sous vide ou sous 0,1 mbar d'argon, nous avons pu observer que le faisceau n'était pas centré sur l'axe géométrique du RKA. L'écart semble changer en fonction de la configuration du tir (position de la cible et pression du gaz) mais reste répétable.

Nous avons ensuite produit des chocs à basse fluence en remplaçant la cible de silice par une cible d'aluminium pour une pression du gaz de 0,1 mbar. Grâce aux mesures de vitesse de la face arrière de la cible et à l'étude paramétrique réalisée avec les codes, nous avons pu confirmer que le faisceau n'était pas homogène mais présentait plutôt un profil gaussien. En optimisant son écart type, nous avons obtenu un bon accord entre les vitesses simulées et mesurées. Nous avons alors fait l'hypothèse que le profil du faisceau dépendait de la nature de la cible. Contrairement aux expériences à haute fluence, il n'a pas été nécessaire prendre en compte une diminution l'énergie cinétique des électrons pour obtenir un accord satisfaisant.

Afin de réaliser la plupart des simulations présentées dans ce manuscrit, un script a été développé pour utiliser les mesures issues de la caractérisation du faisceau pour initialiser les simulations, comme présenté dans la partie 3.3. Il peut être utilisé pour tous les tirs d'étude de matériaux sous chocs mais le recalage temporel des signaux doit être effectué avec précision.

Prochainement, l'hypothèse de la perte d'énergie cinétique des électrons durant leur transport dans le gaz doit être testée sur CESAR. Pour cela, un spectromètre magnétique sera placé à la position de la cible pour mesurer l'énergie cinétique des particules au centre du faisceau.

Dans la partie 6.1, l'étude présentée n'est que préliminaire. Depuis, nous utilisons une nouvelle chambre d'expérience plus instrumentée. Nous pouvons observer la désexcitation du gaz suite au passage du faisceau en capturant la lumière émise avec une caméra rapide. Nous avons commencé à utiliser la vélocimétrie hétérodyne pour mesurer la densité d'électrons du plasma [78]. Il est aussi prévu d'utiliser un réseau de Smith-Purcell pour estimer l'énergie cinétique des électrons après le transport [79]. L'évolution temporelle de la fréquence du champ électro-magnétique résultant de l'interaction entre le faisceau et le réseau est reliée à la vitesse des électrons, et par conséquent à leur énergie cinétique.

Bibliographie

- [1] W. F. HUEBNER : T-4 handbook of material properties data bases. Rapport technique LA-10160-MS-Vol.1C, Los Alamos National Laboratory (USA), 1984.
- [2] CEA : *Revue scientifique et technique N° 18 : Faisceaux d'électrons*. Primtel, 1998.
- [3] L. VOISIN, P. ANTHOUARD, J. BARDY, P. DELSART, A. DEVIN, P. EYHARTS et E. MERLE : Characterization of an intense electron beam driven by cesar a 600 kV 300 kA pulsed power generator. *In Pulsed Power Conference*, volume 2, page 1315, 1997.
- [4] D. HEBERT et R. COURCHINOX : équation d'état et durcissement. Rapport technique, Rapport CEA, 2005.
- [5] S. PUTNAM : Theoretical studies of intense relativistic electron beam-plasma interactions. Rapport technique, PI San Leandro, 1972.
- [6] T. C. WAGONER, W. A. STYGAR, H. C. IVES, T. L. GILLILAND, R. B. SPIELMAN, M. F. JOHNSON, P. G. REYNOLDS, J. K. MOORE, R. L. MOURNING, D. L. FEHL, K. E. ANDROLEWICZ, J. E. BAILEY, R. S. BROYLES, T. A. DINWOODIE, G. L. DONOVAN, M. E. DUDLEY, K. D. HAHN, A. A. KIM, J. R. LEE, R. J. LEEPER, G. T. LEIFESTE, J. A. MELVILLE, J. A. MILLS, L. P. MIX, W. B. S. MOORE, B. P. PEYTON, J. L. PORTER, G. A. ROCHAU, G. E. ROCHAU, M. E. SAVAGE, J. F. SEAMEN, J. D. SERRANO, A. W. SHARPE, R. W. SHOUP, J. S. SLOPEK, C. S. SPEAS, K. W. STRUVE, D. M. VAN DE VALDE et R. M. WOODRING : Differential-output B -dot and D -dot monitors for current and voltage measurements on a 20-MA, 3-MV pulsed-power accelerator. *Phys. Rev. ST Accel. Beams*, 11:100401, Oct 2008.
- [7] W. ROGOWSKI et W. STEINHAUS : Die Messung des magnetischen Spannung. *Archiv für elektrotech*, 1:141, 1912.
- [8] G. M. HASHMI : Partial discharge detection for condition monitoring of covered-conductor overhead distribution networks using Rogowski coils, 2008.
- [9] K. L. BROWN et G. W. TAUTFEST : Faraday-cup monitors for high-energy electron beams. *Review of Scientific Instruments*, 27(9):696–702, 1956.
- [10] J. F. SEAMANS et W. D. KIMURA : Design and characterization of a versatile faraday cup. *Review of Scientific Instruments*, 64(2):460–469, 1993.
- [11] O. T. STRAND, D. R. GOOSMAN, C. MARTINEZ et T. L. WHITWORTH : Compact system for high-speed velocimetry using heterodyne techniques. *Review of scientific instruments*, 77:083108, 2006.
- [12] G.J. LOCKWOOD, L.E. RUGGLES, G.H. MILLER et J.A. HALBLEIB : Calorimetric measurement of electron energy deposition in extended media. theory vs experiment. Rapport technique 3, Sandia National Laboratories, Albuquerque, NM (USA), 1 1980.
- [13] CEA : *Chocs Numéro spécial 2005 : Les équations d'état et les lois de comportement à la direction des applications militaires*. 2005.

-
- [14] CEA : *Chocs : Revue scientifique et technique N°47, Hautes Puissances Pulsées*. 2016.
- [15] J. GARDELLE, B. CASSANY, N. SZALEK, A. GALTIE, B. BICREL, D. HEBERT, I. BERTRON et K. PEPITONE : High power electron beam interaction with an aluminum target : measurements and simulations. *Journal of Applied Physics*, 126:153301, 2019.
- [16] M.A. MEYERS : *Dynamic Behavior of Materials*. Wiley, 1994.
- [17] J. GARDELLE, D. HEBERT et P. PRADEL : Caractérisation des tirs CESAR : Bilan des premiers travaux du GT haut flux. Rapport technique, CEA CESTA (France), 2018.
- [18] A. V. BUSHMAN et V. E. FORTOV : Wide-range equations of state for matter under extreme conditions. *Sov. Tech. Rev. B. Therm. Phys.*, 1:219–336, 1987.
- [19] James D. Johnson STANFORD P. LYON : Sesame : the Los Alamos National Laboratory equation of state database. Rapport technique LA-UR-92-3407, Los Alamos National Laboratory (USA), 1992.
- [20] I. SMITH : The early history of western pulsed power. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 34(5), 2006.
- [21] L. S. LEVINE et I. M. VITKOVITSKY : Pulsed power technology for controlled thermonuclear fusion. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 18(4), 1971.
- [22] A. PALEVSKY et G. BEKEFI : Microwave emission from pulsed, relativistic e-beam diodes. ii. the multiresonator magnetron. *Phys. Fluids*, 22(5), 1979.
- [23] R. N. SNUDAN et R. V. LOVELACE : Generation of intense ion beams in pulsed diodes. *Physical Review Letters*, 31(19), 1973.
- [24] S. J. KAST et C. CASON : Performance comparison of pulsed discharge and e-beam controlled co_2 lasers. *Journal of Applied Physics*, 31(4), 1972.
- [25] S. J. HUMPHRIES : *Charged particle beams*. New York : Wiley Interscience, 1990.
- [26] R. B. MILLER : *Intense charged particle beams*. Plenum, New York, 1985.
- [27] J. D. LAWSON : *The Physics of Charged-Particle Beams*. Oxford Science Publications, 1988.
- [28] C. H. STALLINGS et R. L. SCHNEIDER : Interaction of intense relativistic electron beams with helium and argon. *Phys. Plasmas*, 18, 1976.
- [29] T. W. L. SANFORD : High-power electron-beam transport in long gas cells from 10^{-3} to 10^3 torr nitrogen. *Phys. Plasmas*, 2, 1995.
- [30] G. Venugopala RAO et K. IYYENGAR : Relativistic electron beam neutral gas propagation studies. *Journal of Applied Physics*, 71, 1992.
- [31] H. HOTTA et H. ARIA : Decline of the self-focusing of a pulsed high intensity electron beam owing to gas breakdown. *J. Chem. Phys.*, 67, 1977.
- [32] A. Luches et AL. : Structures of an electron beam drifting in vacuum and in low-pressure gases. *Journal of Applied Physics*, 50, 1979.
- [33] P. H. Haan et AL. : Injection of a relativistic electron beam into neutral hydrogen gas. *Phys. Fluids*, 25, 1982.
- [34] D. A. MCARTHUR et J. W. POUKEY : Return current induced by relativistic electron beam propagating into neutral gas. *Physical Review Letters*, 27(26), 1971.

- [35] P. CERENKOV : Visible radiation produced by electrons moving in a medium with velocities exceeding that of light,. *Physical Review*, 52:378, 1937.
- [36] A. D. BLUMLEIN : Improvement in or relating to appartus for generating electrical impulses. *GB Patent*, 589127, 1947.
- [37] A. ROYA, R. MENON, S. MITRA, S. KUMAR, V. SHARMA, K. V. NAGESH, K. C. MITTAL et D. P. CHAKRAVARTHY : Plasma expansion and fast gap closure in a high power electron beam diodes. *Phys. Plasmas*, 16:053103, 2009.
- [38] M. J. BERGER, J. S. COURSEY, M. A. ZUCKER et J. CHANG : Stopping power and range tables for electrons, Accès en Juin 2018.
- [39] E. LEFEBVRE et AL : Electron and photon production from relativistic laser-plasma interactions. *Nucl. Fusion*, 43:629–633, 2003.
- [40] M. BETTENCOURT et E.C. CYR : EMPIRE -EM/PIC/Fluid simulation code. Rapport technique SAND2017-8471C, Sandia National Laboratories, 2017.
- [41] P ODIER : A New Wide Band Wall Current Monitor. Jun 2003.
- [42] Y. SATO, T. YAMADA, H. OGAWA et R. FUJII : A non-intercepting current monitor. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 228(2):576 – 578, 1985.
- [43] M GASIOR : An Inductive Pick-Up for Beam Position and Current Measurements. Jun 2003.
- [44] K. B. UNSER : Toroidal AC and DC current transformers for beam intensity measurements. *ATOMKERNENERGIE - KERntechnik*, 47(1), 1985.
- [45] S. J. HUMPHRIES : *Principles of charged particle acceleration*. New York : Wiley Interscience, 1986.
- [46] COOPER : On the high frequency response of a Rogowski coil. *Journal of Nuclear Energy*, 5, 1992.
- [47] C. PATARD : Mesures de forts courants pulsés à l’aide de boucles de rogowski. Rapport technique, 1996.
- [48] J. D. JACKSON : *Classical electrodynamics*. Wiley, 1962.
- [49] J. DE MASCUREAU, C. BONNAFOND, A. DEVIN, E. MERLE, G. PLOYART et D. VILLATE : Diagnostics development for high current electron accelerators at cesta. *In Proceedings of International Conference on Particle Accelerators*, pages 2115–2117 vol.3, May 1993.
- [50] L. VOISIN, D. HÉBERT, T. DESANLIS, A. GALTIE, O. PIERRET et C. NOEL : Characterization of an intense electron beam driven by cesar a 600 kV 300 kA pulsed power generator. *In 2007 16th IEEE International Pulsed Power Conference*, volume 1, pages 822–825, June 2007.
- [51] I. FRANK et I. TAMM : *C.R Ac. U.S.S.R.*, 14:109, 1937.
- [52] K. PEPITONE : *Etude de la production, de la propagation et de la focalisation d’un faisceau d’électrons impulsionnel intense*. Thèse de doctorat, 2014.
- [53] V. E. SCARPINE, A. H. LUMPKIN, W. SCHAPPERT, et G. R. TASSOTTO : Optical transition radiation imaging of intense proton beams at FNAL. *IEEE TRANSACTIONS ON NUCLEAR SCIENCE*, 51(4):1529–1532, 2004.

-
- [54] B. BOLZON, A. ARYSHEV, T. AUMEYR, S. BOOGERT, P. KARATAEV, K. O. KRUCHININ, T. LEFEVRE, S. MAZZONI, L. NEVAY, M. SHEVELEV, N. TERUNUMA, J. URAKAWA et C. P. WELSCH : Very high resolution optical transition radiation imaging system : Comparison between simulation and experiment. *PHYSICAL REVIEW SPECIAL TOPICS - ACCELERATORS AND BEAMS*, 18:082803, 2015.
 - [55] S. IGARASHI, D. ARAKAWA, K. KOBAYASHI, H. SATO, T. TOYAMA et M. YOSHII : Flying wire beam profile monitors at the KEK PS main ring. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, 482:32–41, 2002.
 - [56] J.J. LABARTHE : Optique ondulatoire, 2004.
 - [57] PCO.IMAGING : *HSFC-PRO Operating Instructions*.
 - [58] N. OTSU : A threshold selection method from gray-level histograms. *Transactions on systems, man, and cybernetics*, 9:62–66, 1979.
 - [59] F. TOURNEMENNE : Traitement et analyse d’images issues du rayonnement cerenkov produit par un faisceau d’électrons. Rapport technique, 2016.
 - [60] J. N. OECONOMOS, G. GARCIN et J. P. ANSART : Analyse fréquentielle d’images d’interférométrie doppler-laser. In *Quatorzième colloque GRETSI*, 1993.
 - [61] Lynn M. BARKER : The development of the visar, and its use in shock compression science. *AIP Conference Proceedings*, 505(1):11–18, 2000.
 - [62] D. H. DOLAN : Foundations of visar analysis. Rapport technique SAND2006-1950, Sandia National Laboratories, 2006.
 - [63] D. HÉBERT : Comportement du KDP - Bilan fin 2010, 2010.
 - [64] William R. LEO : *Techniques for nuclear and particle physics experiments*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1987.
 - [65] Andrew T. YOUNG : Rayleigh scattering. *Physics Today*, 1982.
 - [66] Joseph R. LAKOWICZ : *Principles of Fluorescence Spectroscopy*. Springer US, Boston, MA, 1999.
 - [67] F. SALVAT, J. FERNÁNDEZ-VERA et J. SEMPÁU : Penelope-2014 : A code system for monte carlo simulation of electron and photon transport, 2015.
 - [68] S. AGOSTINELLI, J. ALLISON, K. AMAKO et J. APOSTOLAKIS : Geant4—a simulation toolkit. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 506(3):250 – 303, 2003.
 - [69] P. AUGER : Sur les rayons betas secondaires produits dans un gaz par des rayons x. *Compte-rendu de l’académie des sciences*, 177:169, 1923.
 - [70] David J. BENSON : Computational methods in lagrangian and eulerian hydrocodes. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 99(2):235 – 394, 1992.
 - [71] D. J. STEINBERG : Equation of state and strength properties of selected materials. Rapport technique UCRL-MA-106439, 1992.
 - [72] P. PRADEL, F. MALAISE, B. CADILHON, C. DELHOMME et T. de RESSÉGUIER : Investigation of polyurethane foam shock mitigation by using high energy particle beams. *Proceedings of the 1st International Conference on Impact Loading of Structures and Materials*, page 106, 2016.
 - [73] M. L. WILKINS : Calculation of elastic-plastic flow. 1963.

- [74] M. L. WILKINS : Use of artificial viscosity in multidimensional fluid dynamic calculations. *Journal of Comput. Physics*, 36(3):281 – 303, 1980.
- [75] V. GANN, H. DENHARTOG, A. SUNGONYAKI et D. VAINSHTEIN : The energy deposition profile of 0.1-3.0 MeV electrons in NaCl. *Proceedings of EPAC 2004, Lucerne, Switzerland*, pages 2756–2758, 2004.
- [76] M. REISER : *Theory and design of charged particle beams*. Wiley Interscience, 1994.
- [77] E. MERLE : *Diagnostics optiques de faisceaux d'électrons de 1 à 17 MeV*. Thèse de doctorat, 1994.
- [78] D. H. DOLAN, K. BELL, S. C. JONES, P. KNAPP, M. R. GOMEZ, M. MARTIN, A. PORWITZKY et G. LAITY : Plasma and radiation detection via fiber interferometry. *Journal of Applied Physics*, 123, 2018.
- [79] J. T. DONOHUE et J. GARDELLE : Simulation of smith-purcell radiation using a particle-in-cell code. *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams*, 8, 2005.