Etude numérique et expérimentale de la dynamique du faisceau du photoinjecteur CANDELA et instrumentation associée

Guillaume Devanz

▶ **To cite this version:**

Guillaume Devanz. Etude numérique et expérimentale de la dynamique du faisceau du photoinjecteur CANDELA et instrumentation associée. Physique [physics]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 1999. Français. NNT : . tel-00006568

HAL Id: tel-00006568

https://theses.hal.science/tel-00006568

Submitted on 22 Jul 2004

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.

UNIVERSITE PIERRE ET MARIE CURIE
PARIS VI

THESE

Spécialité

Physique et technologie des grands intruments

présentée par Guillaume Devanz

pour obtenir
le grade de DOCTEUR EN SCIENCES
de l'Université Paris VI

Etude numérique et expérimentale de la dynamique du faisceau du photo-injecteur CANDELA et instrumentation associée.

soutenue le 4 mars 1999 devant le jury composé de

MM.	F.	Richard	Président
	J. L.	Bobin	
	M.	Gaillard	
	T.	Garvey	Rapporteur
	J.	Le Duff	
	J. M.	Ortega	Rapporteur

Remerciements

Le travail accompli autour d'un accélérateur aussi compact soit-il est le fruit de la collaboration de nombreuses personnes, que je remercie ici. J'ai beaucoup appris à travailler avec des personnes aussi différentes, dans leurs domaines de connaissance ou leur responsabilité et leur personnalité.

Je remercierai en premier lieu J. Le Duff qui portait la responsabilité de la direction de cette thèse. Il a tout fait pour que le projet Candela se poursuive jusqu'à son terme, malgré certains incidents importants et les incertitudes propres aux activités de recherche et développement.

Merci à J. M. Ortega avec qui j'ai eu la chance de travailler au début de ma thèse et pendant mon stage de DEA. J'ai toujours apprécié son dynamisme, ses encouragements et sa franchise. J'ai pu profiter d'un aperçu du monde des lasers à électrons libre grâce à lui.

Merci à T. Garvey, qui, avec J. M. Ortega a officié comme rapporteur. Nous avons eu des discussions intéressantes pendant la lecture et la correction du manuscrit. J'ai apprécié la précision de ses remarques et son sérieux quant au détail.

Je remercie messieurs F. Richard, M. Gaillard et J. L. Bobin d'avoir aimablement accepté de faire partie du jury sans forcement avoir eu connaissance de mon travail auparavant.

Merci à C. Travier qui avait la charge du projet Candela et avec qui j'ai travaillé pendant la première moitié de ma thèse. Il m'a appris tout ce qu'il pouvait sur la machine elle-même, et les photo-injecteurs en général. Travailler avec lui a été vraiment agréable et procédait d'une émulation permanente.

Je veux également remercier B. Mouton qui n'a jamais hésité à m'aider pour ce qui touchait aux simulations numériques. Il a consacré une part importante de son temps à améliorer, vérifier les codes que nous avons utilisé. Je le remercie pour tous les coups de mains qu'il a pu m'apporter sans jamais hésiter.

Je veux remercier particulièrement J. P. Coulon qui a eu un rôle décisif dans le fonctionnement de l'asservissement de phase du photo-injecteur. C'est grâce à son intervention prompte et experte que les expériences ont finalement pu se dérouler dans de bonnes conditions.

Merci à J. N. Cayla qui connaît mieux que quiconque le fonctionnement de la machinerie complexe de Candela. Il m'a fait bénéficier de ce savoir et il a maintenu l'installation en état de marche. Il a conduit le faisceau pendant les longues séances d'expériences avec une patience incomparable. Je le remercie pour son efficacité et son honnêteté.

Je remercie B. Leblond qui a toujours su maîtriser le laser bien qu'il se soit souvent montré capricieux, en gardant un optimisme réconfortant. J'ai apprécié sa bonne humeur pendant les expériences, et sa patience pendant l'alignement des transports optiques de Candela.

Merci à M. Bernard et V. Chaumat qui ont fait évoluer les équipements électroniques de Candela et les adapter pour améliorer les mesures du faisceau. Je remercie M. Omeich et J. C. Jumel grâce à qui nous avons pu bénéficier de puissance HF sans discontinuité, malgré l'âge avancé du matériel.

Merci à G. Lemeur et Y. Thierry d'avoir consacré du temps à la simulation de cas précis de fonctionnement de l'accélérateur.

Je remercie G. Haouat, S. Joly, A. Loulergue et N. Pichoff du CEA pour l'aide qu'il nous ont apporté à plusieurs reprises, l'intérêt qu'ils ont manifesté à l'égard de mon travail, et les nombreuses discussions que nous avons pu avoir.

Je remercie G. Bienvenu, J. C. Bourdon et J. Rodier pour leurs interventions et l'aide qu'ils ont apporté dans la résolution de problèmes HF.

Merci à P. Georges, l'aide qu'il nous a apporté en dépannant le laser à plusieurs reprises a été vraiment précieuse.

Je remercie R. Chehab de m'avoir indiqué des points critiques concernant les diagnostics du faisceau.

Merci à R. Chaput qui m'a fait découvrir ce qui se cachait dernière le mot accélérateur dans le monde réel.

Je remercie M. Dehamme, C. Eder, J. C. Marrucho et M. Taurigna-Quéré pour leur travail sur l'informatique de contrôle de l'injecteur. Merci à M. C. Leproust qui sait bien que je ne suis pas versé dans l'administration, ce qui nous a souvent donné l'occasion de nous réjouir. Merci à M. Desmons et B. Jacquemard pour leur support lorsqu'il s'agissait de concevoir de nouveaux éléments mécaniques. Merci à G. Benoît, F. Blot et J. Lamouroux qui ont réalisé de nombreuses pièces mécaniques pour Candela et ont participé activement à "l'opération" quasi chirurgicale du canon fin 1997. Merci à G. Arnaud, M. Bottone, P. Dufresne et M. Roch de l'équipe du vide pour leurs interventions.

Il me reste à remercier trois amis qui ont vécu leur thèse en même temps que moi, Y. Ledu, S. Neukirch et A. Variola. Nous avons discuté et travaillé ensemble dans une communauté d'esprit. Ils ont été une source d'étonnement qui m'a été indispensable.

Enfin, je ne pourrai assez exprimer ma gratitude envers mes parents qui m'ont soutenu sur tous les plans, pendant cette thèse et depuis toujours. C'est à eux que je dédie ce travail.

Chapitre 1

Introduction.

1.1 Historique.

1.1.1 Principe.

Le principe du photo-injecteur est d'utiliser la photo-émission pour, grâce à un laser, créer des paquets courts d'électrons à l'intérieur même d'une cavité accélératrice [1]. Pour des fréquences de l'ordre du GHz, il suffit de disposer d'impulsions laser d'une dizaine de picosecondes ou moins pour créer des paquets d'électrons dont l'extension en phase est de l'ordre de la dizaine de degrés dès leur extraction. Le principe a un deuxième avantage, celui de bénéficier des forts champs accélérateurs régnant dans les cavités hyperfréquences pour extraire des densités de charges importantes. Les émittances des faisceaux produits par ce type de sources peuvent être très faibles, et ne sont plus limitées par l'émittance thermique des canons utilisant des cathodes thermo-émissives. L'ensemble de ces propriétés a concouru à ce que l'on nomme les photo-injecteurs des canons à haute brillance.

1.1.2 Les premiers canons radiofréquence.

Les prédécesseurs des photo-injecteurs ont été les canons HF fonctionnant en thermo-émission [2] et les canons continus utilisant une photo-cathode [3]. Dans le cas des canons HF, le faisceau émis pendant toute l'impulsion HF était filtré en énergie grâce à un aimant alpha. Les impulsions d'électrons pouvaient déjà atteindre des durées inférieures à la dizaine de picosecondes, et atteindre des courants crête de plusieurs dizaines d'Ampères, limité par la charge extraite dans la bande d'énergie sélectionnée et le bombardement de retour. Leur fonctionnement est stable, et ils sont toujours utilisés aujourd'hui [4]. Les premiers efforts de recherche dans le domaine des photo-injecteurs ont étés accomplis à Los Alamos en 1985 [1]. Les connections de ces développements avec les lasers à électrons libres ont été faites rapidement, puisque les photo-injecteurs devaient permettre de générer des faisceaux très brillants. Les lasers à électrons libres jouissaient pendant cette période d'un intérêt particulier puisque leur développement était associé au gigantesque projet américain SDI, traduit habituellement par Guerre des Etoiles. Un grand nombre de projet postérieurs ont été inspirés par le travail effectué à Los Alamos. Le premier photo-injecteur consistait en une cavité unique (figure 1.1) [5]; rapidement l'idée d'adjoindre

une section accélératrice à cette cavité a engendré des canons multi-cellules. Le canon de AFEL [6] et dans une moindre mesure celui de APEX [7] en sont l'illustration. Le canon de BNL à une cellule et demie représenté sur la figure 1.2 a également influencé la géométrie d'une grande quantité de photo-injecteurs de par sa simplicité de conception mécanique. Aujourd'hui, ce nombre de cellules est très souvent adopté, associé à un solénoïde en sortie de canon et une petite section accélératrice qui permet de délivrer un faisceau de l'ordre de 10 MeV en gardant une machine très compacte.

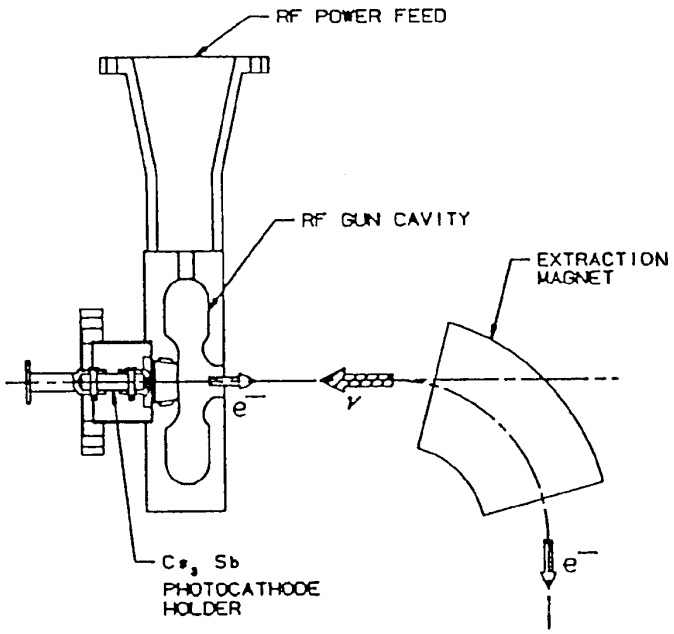


Figure 1.1: Premier photo-injecteur construit à Los Alamos.

Le développement des photo-injecteurs est ensuite allé de pair avec celui des photo-cathodes dont on a cherché à améliorer le rendement quantique et la tenue au champ, ainsi que les progrès dans la maîtrise des lasers picoseconde et femtoseconde.

1.2 Comparaison aux injecteurs classiques

Les principaux intérêts du photo-injecteur par rapport aux injecteurs classiques sont mesurables en termes de qualité de faisceau, à savoir l'émittance et la densité de courant.

1.2.1 Structure d'un injecteur classique.

La figure 1.3 montre l'architecture d'un injecteur simple.

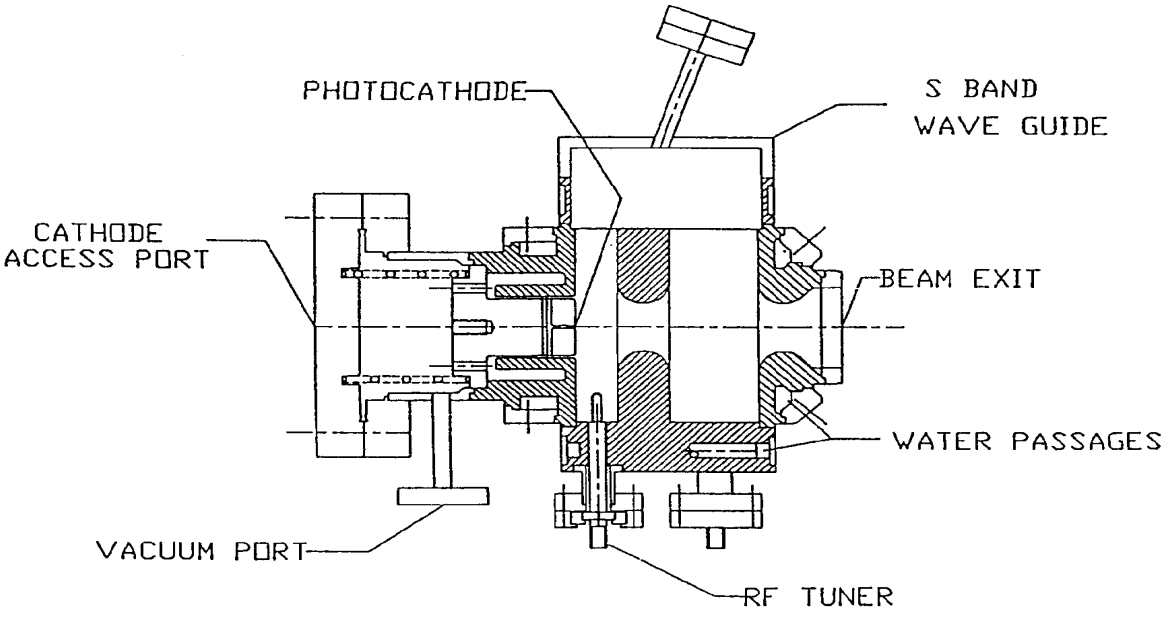


Figure 1.2: Premier canon du BNL à une cellule et demi.

Les impulsions d'électrons sont produites par un canon fonctionnant en thermo-émission, dont le courant crête est toujours de l'ordre de quelques Ampères. Il est possible d'extraire de fortes charges d'une cathode imprégnée, mais la limitation sur le courant provient des impulsions de déclenchement des dispositifs triode utilisés. Les paquets d'électrons sont longs comparativement à la dizaine de picosecondes qui est visée dans la plupart des applications. On a recours à un mécanisme de groupement par modulation de vitesse pour raccourcir les impulsions, qui est réalisé par une ou plusieurs cavités subharmoniques de la fréquence de l'accélérateur, chacune suivie d'un espace de glissement. La longueur du paquet se présentant à l'entrée de la cavité subharmonique doit correspondre idéalement à une extension en phase inférieure à 180 degrés de l'onde subharmonique. Il faut rechercher le compromis entre la modulation maximale qui permet le plus fort groupement et minimiser les effets de modulation de vitesse non linéaire en phase dus à la courbure de la sinusoïde du champ. Le faisceau peut subir des pré-groupements successifs dans des cavités résonnant à des fréquences croissantes. Des injecteurs existent, qui utilisent plusieurs cavités de pré-groupement à des fréquences différentes. Le faisceau est ensuite accéléré par un groupeur à la fréquence de l'accélérateur. Les cavités du groupeur doivent être conçues pour que leurs longueurs s'adaptent à la variation de la vitesse normalisée β du faisceau.

1.2.2 Difficultés de conception d'un injecteur classique à fort courant.

Il apparaît que ce type de structure dépend essentiellement de l'énergie que fournit le canon aux électrons. Les dégradations dues à de la charge d'espace sont en effet

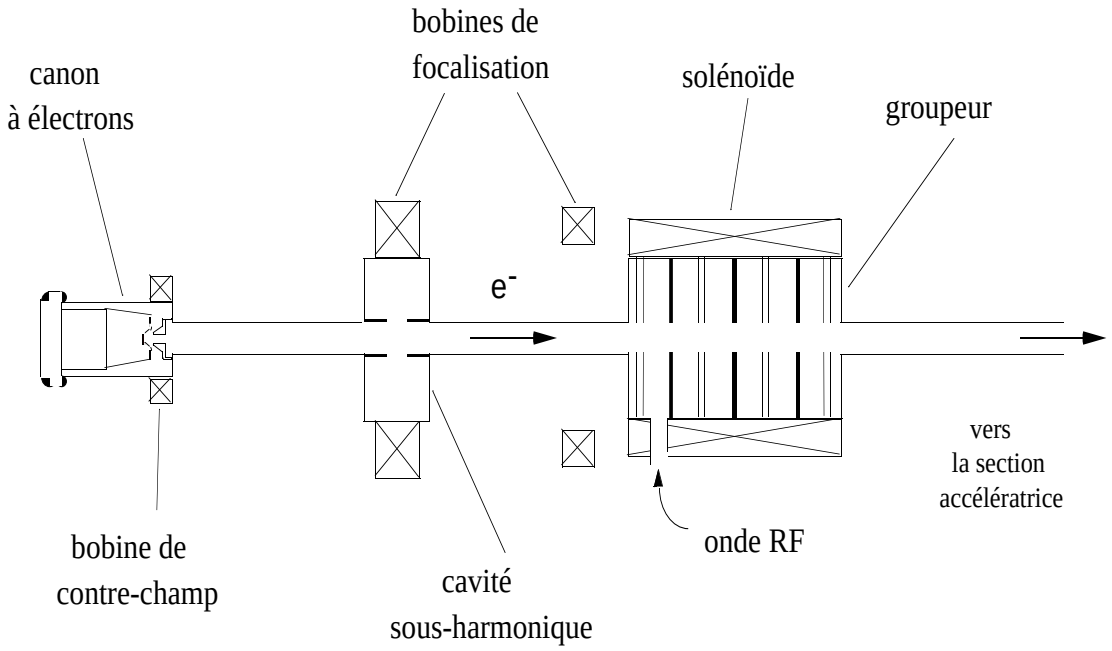


Figure 1.3: Exemple d'injecteur classique sur le laser à électrons libres CLIO à Orsay [8]. Canon 90 kV, cavité subharmonique à 500 MHz, groupeur à 3 GHz.

prépondérantes aux énergies de quelques dizaines de keV à quelques centaines de keV, c'est à dire celles qui sont atteignables par des canons à électrons de type diode, polarisés par une tension continue. Les distances que doivent parcourir les impulsions à ces énergies doivent être minimisées, ce qui rentre en contradiction avec la nécessité d'utiliser des espaces de glissement pour réaliser le groupement des paquets. Le mécanisme de modulation de vitesse dans une cavité subharmonique est illustré par la figure 1.4.

La modulation idéale diminue de quelques pourcents l'énergie moyenne du faisceau [9]. Plus la modulation est forte, plus on affecte la qualité du faisceau par les effets de la charge d'espace, mais l'espace de glissement peut être raccourci. Un effet secondaire d'une modulation trop forte est de générer de la dispersion en énergie dans le faisceau. Cette dispersion est corrélée avec la phase, il est donc théoriquement possible de la réduire en choisissant convenablement la phase de la cavité accélératrice suivant la cellule de prégroupement. Cependant, la phase d'un groupeur doit généralement être choisie selon d'autres critères, en particulier sur la durée du paquet à une distance donnée de sa sortie.

Il faut donc trouver un compromis entre l'amplitude de modulation et la longueur des espaces de glissement, ce qui se traduit en termes de propriétés du faisceau par un compromis entre la durée du paquet et sa dispersion en énergie.

1.3 Applications.

Plusieurs photo-injecteurs sont actuellement utilisés sur des installations destinées non plus à la recherche et au développement des sources elles-mêmes, mais à la production de faisceau pour des expériences de physique, chimie ou biologie.

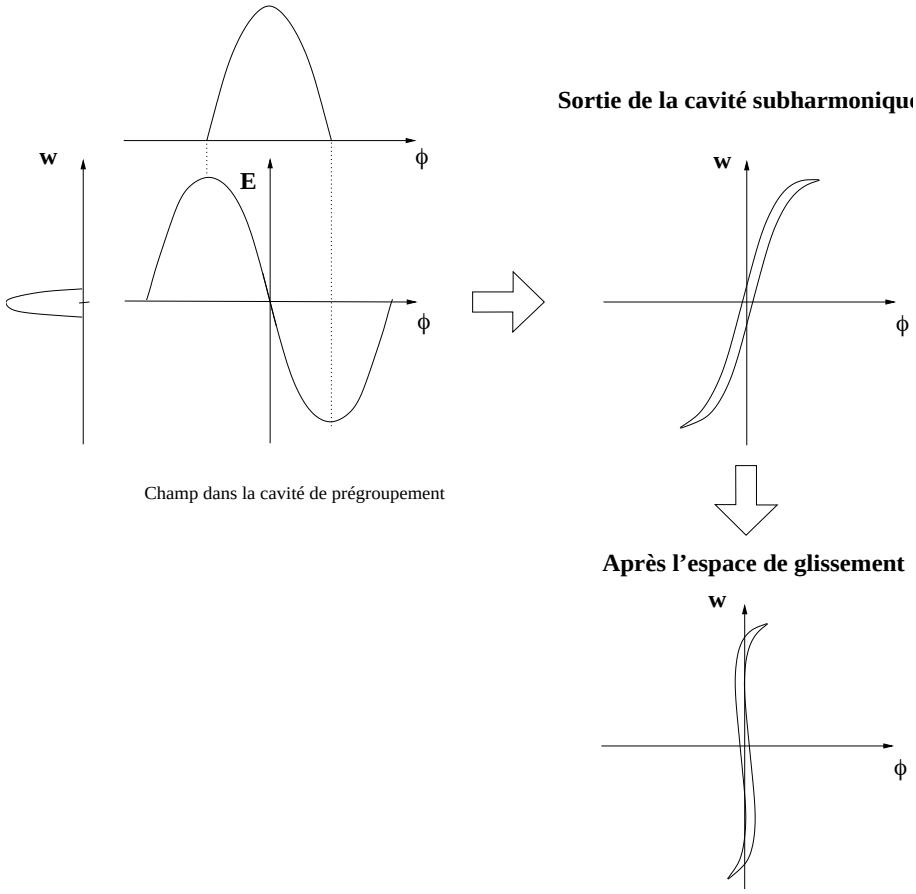


Figure 1.4: Principe du groupement par modulation de vitesse.

1.3.1 Physique-Chimie.

La radiolyse pulsée a adopté les photo-injecteurs pour les caractéristiques temporelles des paquets d'électrons Leur charge élevée, de l'ordre du nC, permet un gain de plusieurs ordres de grandeurs sur l'intensité du signal. La durée des impulsions, qui se chiffre en picosecondes et non plus en nanosecondes comme c'est le cas dans les installations de la génération précédente, permet d'accéder à la dynamique résolue en temps des réactions de solvatation dans divers types de solutions aqueuses. Le faisceau d'électrons agit comme un signal de pompe, provoquant les réactions au sein du milieu. Les propriétés physico-chimiques de la solution peuvent être mesurées en utilisant un laser ultra-bref synchronisé au faisceau d'électrons - donc généralement un faisceau issu du laser du photo-injecteur. Des mesures de transparence du milieu sont généralement mises a profit pour caractériser l'état dynamique de certaines espèces chimiques comme l'électron solvaté. Une installation de radiolyse pulsée est en service à Brookhaven [10] et une autre au stade de projet à Orsay [11], qui fait l'objet d'une collaboration entre le Laboratoire de Physique Chimie et le Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire. Les charges par paquet visées pour ces applications peuvent varier entre 1 et 100 nC.

1.3.2 Production de rayonnement électromagnétique.

L'autre application du photo-injecteur est le laser à électrons libres (LEL). Son principe de fonctionnement est d'utiliser des trains de paquets courts d'électrons rayonnant dans un champ magnétique périodique de façon à produire une interférence constructive de la lumière émise. Le dispositif permettant de créer un champ magnétique périodique dans le sens de déplacement des électrons est appelé onduleur. En mode oscillateur, l'onduleur est placé dans un résonateur optique. Le temps séparant deux paquets d'électrons successifs à l'intérieur du train correspond à un aller-retour de la lumière dans la cavité, pour que l'émission de radiation renforce le champ électromagnétique déjà présent dans le résonateur. A chaque nouveau paquet, l'énergie stockée croît et la puissance de sortie maximale est atteinte quand le gain compense les pertes de la cavité.

De manière générale, la longueur d'onde centrale de la radiation laser λ sur l'axe est fixée par la période λ_0 de l'onduleur et l'intensité du champ magnétique qui règne entre ses pôles, ainsi que par l'énergie normalisée γ des électrons selon la relation

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{2\gamma^2}(1 + \frac{K^2}{2}) \tag{1.1}$$

sans tenir compte de la divergence du faisceau d'électrons. Le paramètre de déflection sans dimensions K reflète les caractéristiques magnétiques de l'onduleur et s'exprime selon la relation

$$K = \frac{eB\lambda_0}{2\pi m_0 c} \tag{1.2}$$

où m_0 est la masse de l'électron. Le gain du laser en régime linéaire est lui directement lié aux propriétés du faisceau d'électrons. On comprend aisément que pour que l'interaction entre les paquets d'électrons et le rayonnement émis soit optimale, il faut un recouvrement maximal du mode optique et du faisceau d'électrons dans les directions transverses. Dans le cas où ce dernier possède des caractéristiques idéales, c'est à dire une dispersion en énergie et une émittance transverse nulles, le gain maximum peut s'exprimer sous la forme

$$G \propto \frac{K^2}{\lambda_0}\left(\frac{N\lambda_0}{\gamma}\right)^3 \frac{\hat{I}}{\Sigma_e}\frac{1}{1+\frac{\Sigma_l}{\Sigma_e}} \tag{1.3}$$

où $N\lambda_0$ est la longueur de l'onduleur, $\hat{I}$ le courant crête dans un paquet d'électrons, Σ_l et Σ_e respectivement les sections moyennes du faisceau laser et d'électrons. Cette expression doit être corrigée par des facteurs inhomogènes, qui rendent compte de l'influence des qualités du faisceau d'électrons sur le gain. Celui-ci doit être assez élevé pour compenser les pertes dans la cavité optique. Au cours de l'interaction avec l'onde électromagnétique, l'énergie moyenne des électrons va diminuer, provoquant un glissement supplémentaire des électrons par rapport à celle-ci, et la dispersion en énergie du paquet d'électrons va croître. La définition d'un laser à électrons libres consiste à trouver un compromis entre le gain, le couplage de sortie du résonateur optique, et les qualités du faisceau d'électrons.

Il existe une nouvelle voie dans la production de rayonnement cohérent utilisant le principe du laser à électrons libres. Il s'agit du SASE pour "Self Amplified Spontaneous Emission". Le rayonnement est amplifié en un seul passage dans l'onduleur, grâce à un gain très élevé. Cela nécessite de disposer de paquets d'électrons plus brillants que ceux utilisés sur les lasers à électrons libres existants. Le principe du SASE a été démontré sur des lasers à électrons libres pour des longueurs d'ondes supérieures au micron, comme CLIO [12] et à Brookhaven [13] sur l'installation ATF comprenant un photo-injecteur.

L'intérêt du SASE est de pouvoir explorer des domaines de longueurs d'onde pour lesquels les miroirs pouvant supporter des flux intenses, sont extrêmement complexes à réaliser voire n'existent pas. Les domaines X et XUV sont dans cette situation. Un laser à électrons libres fonctionnant dans le mode d'auto-amplification doit être installé sur l'accélérateur Tesla Test Facility à Hamburg, pour tester la faisabilité d'un LEL à faible longueur d'onde [14]. Les brillances spectrales par unité de bande passante envisagées pour ce type de machine sont de l'ordre de 10^{30} photons/s/mm^2/mrad^2/0,1 % de bande passante, que l'on doit comparer aux 10^{23} d'une source synchrotron de troisième génération.

1.3.3 Accélérateurs d'électrons.

Les développements les plus importants dans le domaine des photo-injecteurs se font dans le cadre de l'étude des collisionneurs linéaires e^+/e^- pour la physique des hautes énergies. Le projets TESLA [14] repose sur un photo-injecteur de hautes performances pour tenir les contraintes sur les caractéristiques du faisceau au point d'interaction. L'énergie visée dans le centre de masse vaut 1 TeV, ce qui implique que l'accélérateur s'étende sur une trentaine de kilomètres.

L'accélération des faisceaux sur de telles distances provoque une dégradation de leurs qualités optiques par l'accumulation des erreurs d'alignement et de gradients dans les éléments de focalisation, d'alignement et de phases pour les cavités accélératrices. Les tolérances les plus strictes s'appliquent au désalignement du faisceau, qui génère des champs de sillage dans les cavités accélératrices. L'augmentation d'émittance due à ces effets peut être réduite en minimisant les dimensions transverses du faisceau au niveau de l'injecteur.

Il est donc nécessaire de recourir à une source dont les propriétés transverses principalement sont bien supérieures à celles atteintes avec des injecteurs classiques. Une émittance normalisée de 20 mm mrad est visée, pour une charge de 8 nC par paquet [15].

Des méthodes d'accélération qu'on peut qualifier d'innovantes sont actuellement étudiées, car elles promettent des gradients accélérateurs très élevés, de l'ordre du GV/m, comparativement aux quelques dizaines de MV/m des cavités en cuivre ou supra-conductrices. Si de tels gradients accélérateurs pouvaient être atteints, il serait possible de réduire les dimensions des collisionneurs dans des proportions considérables. Ces techniques d'accélération utilisent un plasma dans lequel une impulsion laser ultra-brève et de puissance très élevée va créer une modulation de densité électronique. Des champs électriques longitudinaux se créent sur des distances de l'ordre du millimètre, qui permet-

tent d'accélérer des paquets d'électrons pourvu que ceux-ci soient extrêmement courts eux-mêmes. Plusieurs variantes de l'accélération par plasma existent. Initialement, la technique du battement entre le champ électromagnétique de deux lasers donnant naissance à l'onde plasma a été envisagée, puis celle des ondes de sillage [16, 17], et plus récemment l'accélération par déferlement.

A l'heure actuelle, des gradients accélérateurs très supérieurs au GV/m, ont été obtenus, 240 GV/m par la collaboration UCLA-RAL [18], cependant les moyens de l'appliquer sur une longueur de plus de quelques millimètres sont à étudier, et l'utilisation d'un canal dans le plasma pour étendre la zone d'interaction et guider le faisceau d'électrons a prouvé son efficacité expérimentalement [19]. Une expérience est en cours actuellement à UCLA, pour laquelle un photo-injecteur a été conçu pour injecter un faisceau dans le plasma [20].

1.4 Evolution des performances des photo-injecteurs.

1.4.1 Evolution des photo-cathodes

Un nombre important de matériaux photo-émissifs a fait l'objet de recherches visant à réunir les conditions requises pour une utilisation dans un injecteur. Les cathodes métalliques ont été utilisées sur les premiers canons à photo-émission, pour leur simplicité d'utilisation et leur robustesse. Leur faible rendement quantique - nombre d'électrons produit par photon incident - et la recherche de courants photo-émis plus élevés a poussé vers l'utilisation de cathodes césiées. La plus grande partie des efforts a été concentrée sur l'amélioration de la fiabilité, la résistance aux champs électriques élevés, aux gaz résiduels dans l'ultra-vide à travers des travaux portant essentiellement sur les techniques de préparation. Aujourd'hui, la tendance à recourir aux tellure de césium (Cs_2Te) s'affirme, puisque de nombreux projets sont ou vont être réalisés en utilisant de telles cathodes [21]. Leur rendement quantique à la longueur d'onde de 266 nm se situe aux alentours de 10%. Leur inconvénient réside dans leur préparation dans l'ultra-vide qui nécessite une chambre de préparation spécifique, reliée au canon et représentant un coût important dans le cadre d'un projet de photo-injecteur. Les progrès réalisés dans le domaine des photo-cathodes permettent, pour un courant crête fixé de réduire la puissance des lasers [22], ou au contraire de produire des charges très importantes, comme sur l'installation CLIC Test Facility du CERN (voir le paragraphe 1.4.2.3).

1.4.2 Nouvelles orientations.

1.4.2.1 Faibles émittances

Certains projets ambitieux, comme les lasers à électrons libres aux courtes longueurs d'onde ou les recherches sur des méthodes alternatives d' accélération, s'orientent vers la recherche de faisceau très brillants, mais ne nécessitant pas de fortes charges. On peut donner comme exemple le projet de laser à électrons libres à DESY, qui repose sur un faisceau de charge modérée (1 nC), dont l'émittance normalisée doit rester en dessous de 1 πmm mrad. Des longueurs de paquets de l'ordre de la centaine de microns sont visées,

en ayant recours aux techniques de compression magnétiques du faisceau. Le projet allemand fait un pas en avant dans la symétrisation des champs électriques en proposant une géométrie à symétrie cylindrique, la puissance HF étant amenée par l'iris de sortie du canon grâce à un système coaxial. Le projet Neptune de UCLA propose un faisceau similaire dans sa première phase, mais la seconde partie du projet consiste à produire un faisceau de 17 pC dont la longueur quadratique moyenne vaut 42 μm et l'émittance normalisée 0,2 mm mrad [20].

Tous ces projets mettent en œuvre les principes de réduction de l' émittance transverse élaborés par Carlsten ou Serafini (voir le chapitre 2).

1.4.2.2 Création de trains d'impulsions. Compensation des effets du beam loading.

Afin d'augmenter le cycle utile des accélérateurs équipés de photo-injecteurs, il est nécessaire de pouvoir créer et accélérer des trains d'impulsions à l'aide de la même impulsion HF. Il faut disposer d'un laser dont le taux de répétition est élevé, de l'ordre de plusieurs dizaines de MHz et pouvoir remédier au défaut de gradient accélérateur dû à la consommation de puissance HF par les impulsions successives dans les cellules du canon. Les premiers paquets du train sont accélérés avec le champ nominal, alors que les derniers voient un champ électrique diminué, ce qui se traduit par des énergies, et des propriétés transverses différentes pour les impulsions en tête et en queue de train. Le CERN a été le premier à proposer le concept de canon compensant les effets du beam-loading dans le cadre du projet CLIC (Compact Linear Collider). La géométrie des cellules permettant la coexistence de deux modes dans le canon. La première cellule utilise un mode TM_{02} alors que les deux dernières fonctionnent sur le mode TM_{01} [23].

1.4.2.3 Très fortes charges pour la production de puissance HF.

Le projet de collisionneur CLIC est fondé sur le principe de l'accélérateur à deux faisceaux, l'un générant la puissance HF à 30 GHz nécessaire pour accélérer l'autre. Le faisceau générateur doit posséder une très grande puissance, et une énergie modeste, de l'ordre du GeV. Il doit donc porter une charge par paquet très élevée, de l'ordre du microcoulomb. Le faisceau, en déposant graduellement de l'énergie dans des structures de transfert, fournit la puissance HF au second accélérateur où circule le faisceau destiné aux expériences de physique des hautes énergies. La génération du faisceau de puissance était confiée à un photo-injecteur, seule source capable de produire des impulsions dont la charge est aussi importante. A ce jour, CLIC Test Facility a pu produire la charge record de 112 nC par paquet [24]. L'énergie nominale visée par ce projet est passée récemment de 2 TeV à 3 TeV dans le centre de masse, et le faisceau de puissance serait construit en accumulant des paquets d'électrons dans un anneau, en utilisant des injecteurs classiques [25].

Une autre manière d'utiliser les impulsions très chargés pour l'accélération de faisceaux d'électrons est étudiée à Argonne, sur l'AWA (Argonne Wakefield Accelerator). Les champs de sillage créés par ces impulsions dans un diélectrique sont utilisés pour

accélérer un faisceau de test. Des impulsions de plus de 100 nC ont été produites par un photo-injecteur en bande L utilisant une cathode en Magnésium [26].

1.5 Conclusion.

La diversité des applications des photo-injecteurs montre que désormais, ils sont acceptés comme une source d'électrons à part entière. Leur degré de fiabilité est suffisamment élevé pour qu'ils soient le point de départ de certaines installations utilisées comme centres serveur. Ces machines sont toutefois complexes, puisqu'elles utilisent des techniques aussi variées que les lasers brefs, les sources de puissance HF, l'utravide. La recherche et le développement sur les photo-injecteurs n'a cependant pas atteint ses limites, comme le prouve la multiplicité des axes de progression cités.

1.6 Travail de thèse.

Le projet CANDELA du Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire, qui a débuté en 1990, possède des particularités, telles que la géométrie des cellules accélératrices, l'utilisation d'un laser sub-picoseconde et d'une cathode imprégnée qui font de lui un photo-injecteur d'essai. Le premier faisceau a été produit en 1993, et c'est en 1995 que les différents instruments de mesure du faisceau ont été installés.

Le travail rapporté dans ce document à consisté à étudier par la simulation et l'expérience les propriétés et la dynamique du faisceau de Candela, ainsi que l'instrumentation qui intervient dans les mesures des paquets d'électrons picoseconde. Il s'est déroulé entre 1995 et 1998 au Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire à Orsay. Les différents modèles analytiques du photo-injecteur, les théories de minimisation de l'émittance sont présentées au chapitre 2. Le chapitre suivant est consacré à la description des différents composants de l'expérience Candela et les résultats expérimentaux concernant les paramètres généraux du faisceau - charge et énergie. Les conditions de fonctionnement de l'injecteur s'écartent notablement des hypothèses des modèles analytiques. La dynamique du faisceau tel qu'il est produit dans les conditions expérimentales a donc été étudiée en utilisant des codes de simulation et comparée aux cas idéaux. Cette analyse fait l'objet du chapitre 4. Le chapitre suivant est consacré aux mesures de durée des paquets d'électrons en utilisant le rayonnement Čerenkov. Il comprend l'étude du mesureur et la présentation des résultats expérimentaux, qui sont confrontés aux simulations. Le chapitre 6 couvre la mesure de l'émittance transverse par la méthode des fentes. Une étude numérique du mesureur existant a été menée pour évaluer sa résolution. Les résultats expérimentaux concernant la mesure de l'émittance transverse sont ensuite présentés.

Chapitre 2

Théorie du photo-injecteur.

2.1 Introduction

Si les premiers canons HF ont vu le jour en 1985, la modélisation faisant autorité n'a été développée qu'après la conception des premiers photo-injecteurs. La difficulté d'une description analytique provient en grande partie de deux caractéristiques très spécifiques aux faisceaux que ces sources sont capables de produire, leurs fortes densités de charges et leur passage par des énergies cinétiques variables de zéro à plusieurs centaines de keV en quelques dizaines de picosecondes. Si la formulation analytique du mouvement des particules dans les cavités accélératrices n'est pas nouvelle, les modèles capables de décrire les effets de la charge d'espace sur des paquets très courts, dont la densité de charge est fortement et rapidement modulée en temps ont dû être développés pour améliorer la compréhension de la dynamique des faisceaux très brillants et faciliter la conception et l'optimisation des sources.

Les améliorations apportées par les photo-injecteurs sur les autres sources se mesurent en termes d'émittance et de brillance. Il convient donc de définir ces grandeurs et de préciser leur utilisation, et les variantes sous lesquelles elles peuvent apparaître.

2.1.1 L'espace des phases.

L'avènement de la mécanique lagrangienne puis hamiltonienne a permis de décrire de manière généralisée les systèmes mécaniques [27]. La résolution de l'équation de la dynamique est remplacée par la reformulation du problème dans l'espace des phase, qui permet sa réduction à un système d'équations différentielles ordinaires du premier ordre. Pour un système formé de N particules, soit $3N$ degrés de liberté, il faut résoudre les $3N$ couples d'équations de Hamilton

$$\begin{aligned} \dot{q}_i &= \frac{\partial H}{\partial p_i} \\ -\dot{p}_i &= \frac{\partial H}{\partial q_i} \end{aligned} \tag{2.1}$$

faisant apparaître le Hamiltonien H, les couples de variables canoniques (q_i, p_i). Dans ces équations H doit être exprimé exclusivement en fonction des variables q et p, et

éventuellement le temps t. En réalité, il devient impossible de résoudre les problèmes où N devient très grand pour la raison qu'il faudrait connaître les $6N$ conditions initiales. C'est ici que la mécanique statistique apporte un supplément d'information. Plutôt que de décrire l'évolution des nombreux degrés de liberté, on considère l'évolution d'un grand nombre de systèmes identiques dont les conditions initiales sont connues de manière approximative. Chaque système occupe un point de l'espace des phases, et la densité $\mathcal{D}$ est alors définie comme le nombre de systèmes contenus dans un domaine infinitésimal de l'espace des phases.

Le théorème de Liouville exprime le fait que la densité $\mathcal{D}$ aux alentours d'un système donné est invariante. On peut relier ceci aux trajectoires dans l'espace des phases : deux systèmes occupant le même point vont évoluer de la même manière, puisque la position dans l'espace des phases détermine entièrement la trajectoire d'un point. Ils ne sont donc qu'un seul et même système. Ceci traduit l'impossibilité qu'ont deux trajectoires de l'espace des phases de se croiser, impliquant la constance du nombre de systèmes dans un volume arbitrairement petit, et démontre le théorème de Liouville.

2.1.2 L'émittance et la brillance.

L'équivalence statistique entre l'ensemble des systèmes et les constituants du système permet de définir une grandeur caractéristique qui est son volume dans l'espace des phases. Dans le cas d'un faisceau de particules, cette caractéristique est appelée hyperémittance. Un rapprochement entre cette grandeur et l'entropie du système de particules a été faite par plusieurs auteurs [28, 29, 30].

La représentation d'un faisceau dans un espace de dimension inférieure ou égale à trois se révèle indispensable pour visualiser le système de particules. Le choix se porte naturellement sur les plans formés par les couples de variables canoniques. Des émittances sont alors associées à chacune des projections sur ces plans de l'espace des phases, deux émittances transverses et une émittance longitudinale.

Pour des raisons pratiques, plutôt que d'utiliser les variables canoniques transverses, on préfère utiliser les couples de variables de l'espace des traces (x, x') et (y, y') ou (r, r') respectivement en coordonnées cartésiennes et cylindriques, où la seconde coordonnée u' est définie par $u' = \frac{du}{dz}$ et représente directement la divergence des particules. L'émittance devient alors une grandeur qui permet de mesurer la qualité optique d'un faisceau, sa capacité à être focalisé et garder des dimensions restreintes en l'absence d'éléments de focalisation externes.

Il existe un grand nombre de définitions de l'émittance des faisceaux de particules, qui correspondent chacune à un type d'accélérateur. Une revue particulièrement fournie réside dans la référence [31] qui définit les différentes formes de l'émittance et leurs relations d'équivalence. La théorie porte en général sur des faisceaux dont les distributions sur les plans transverses peuvent être encadrées par des ellipses. Les propriétés des faisceaux produits par les photo-injecteurs ne se conforment en général pas à ces considérations, comme le montrera la suite. Dans le domaine des photo-injecteurs, on utilise exclusivement l'émittance rms, et la définition conventionnellement utilisée s'exprime, pour la direction u de l'espace

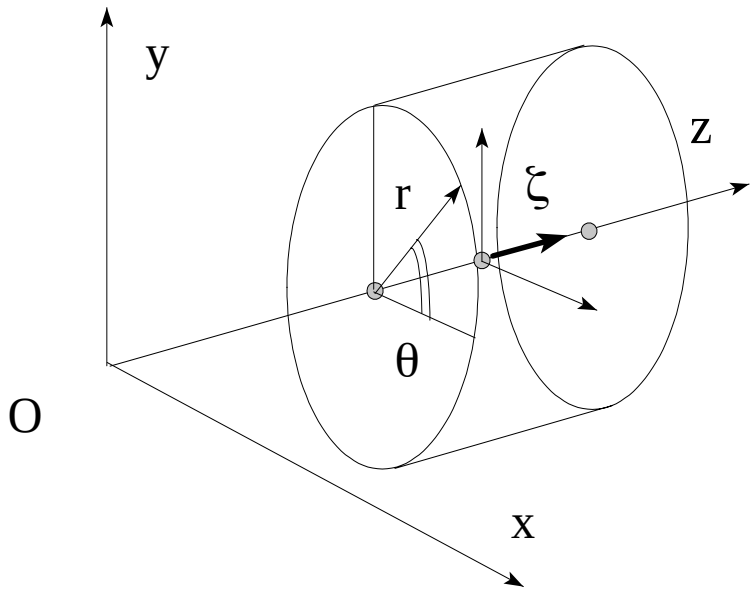


Figure 2.1: Système de coordonnées.

$$\epsilon_u = \sqrt{\langle u^2 \rangle \langle u'^2 \rangle - \langle uu' \rangle^2} \tag{2.2}$$

où $< >$ représente la moyenne sur toute la distribution des particules. Cette définition correspond à l'émittance rms non normalisée. L'utilisation de valeurs quadratiques moyennes est caractéristique de sa définition statistique, et c'est ce dernier point qui rend cette formulation universelle en comparaison des autres. On peut être amené à utiliser l'émittance normalisée pour prendre en compte le fait que ϵ_u décroît lorsque le faisceau est accéléré, puisqu'à p_u constant, u' diminue pour p_z croissant.

La normalisation de l'émittance correspond donc à

$$\epsilon_{u,n} =< \beta\gamma > \epsilon_u \tag{2.3}$$

Deux autres grandeurs caractéristiques des faisceaux groupés sont utilisées couramment, le courant crête et la brillance. Le premier est défini par

$$\hat{I} = \frac{Q}{\sqrt{2\pi}\sigma_t} \tag{2.4}$$

où Q représente la charge portée par le faisceau et σ_t sa durée quadratique moyenne[1]. La brillance est alors définie par

$$B = \frac{2\hat{I}}{\pi^2 \epsilon_x \epsilon_y} \tag{2.5}$$

[1] On considère ici uniquement des faisceaux dont la distribution temporelle est proche de la distribution normale. En particulier, des impulsions uniformes ne seront pas considérées dans l'étude du photo-injecteur Candela.

exprimant la densité dans l'espace des traces.

2.2 Modèles analytiques du photo-injecteur.

Avant de décrire les modèles développés pour rendre compte de la dynamique des électrons dans un photo-injecteur, il convient de définir quelques grandeurs caractéristiques des canons HF. Les paramètres déterminants pour une description simplifiée de la dynamique du faisceau sont la phase d'émission ϕ_0 et le paramètre α qui représente le gradient accélérateur normalisé et s'exprime comme

$$\alpha = \frac{eE_0}{2km_0c^2} \tag{2.6}$$

où E_0 est le champ électrique maximum sur l'axe, k le vecteur d'onde correspondant à la pulsation hyperfréquence $\omega = 2\pi f_{HF}$.

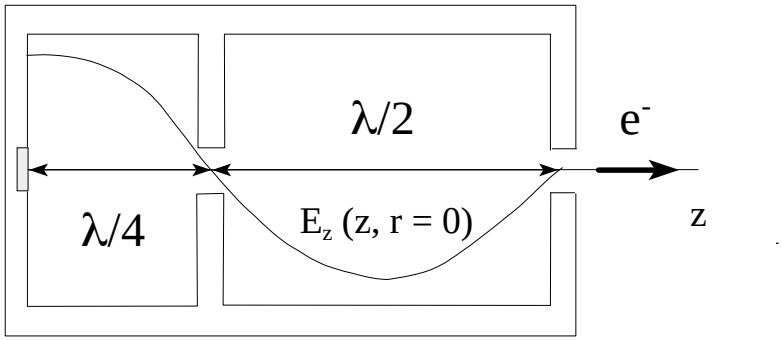


Figure 2.2: Géométrie d'un canon simplifié où règne un champ sinusoïdal.

La phase ϕ_0 correspond à la phase de l'onde HF où le centroïde du faisceau d'électrons est émis. Dans un canon simplifié[2], dont les cavités possèdent une géométrie telle que le champ axial est purement sinusoïdal (voir figure 2.2), le champ électrique longitudinal sur l'axe peut s'écrire

$$E_z\,(z,t) = E_0 \cos kz \sin\left(\omega t + \phi_0\right) \tag{2.7}$$

Le champ sur la cathode correspondant à l'émission du centroïde du paquet d'électrons vaut alors $E_0 \sin \phi_0$.

[2]Dans la suite, on utilisera l'appellation canon sinusoïdal pour y référer.

2.2.1 Le modèle de Kim

Le premier modèle analytique décrivant la dynamique du faisceau dans un photo-injecteur a été proposé par K. J. Kim [32]. Il repose sur l'hypothèse que les électrons sont accélérés très rapidement à des vitesses relativistes, c'est à dire sur une durée petite devant la période HF. La dynamique longitudinale est alors calculée en supposant que les électrons sont émis avec une vitesse égale à celle de la lumière, puis corrigée en retranchant l'effet du glissement en phase $\Delta\phi$ du paquet par rapport à l'onde HF. Celui-ci est calculé en considérant le mouvement des électrons initialement au repos, accélérés par un champ électrostatique, égal à celui qui règne au niveau de la cathode au moment de l'émission. L'énergie du faisceau à la sortie d'un canon comportant n cellules entières est approximée par

$$\gamma = 1 + \alpha \left[\left(n + \frac{1}{2} \right) \pi \sin \phi_f + \cos \phi_f \right] \tag{2.8}$$

où ϕ_f est la phase de l'impulsion à la sortie du canon. Ce paramètre peut être remplacé par $\phi_0 + \Delta\phi$ La forme du glissement en phase donnée par Kim est

$$\Delta\phi = \phi_f - \phi_0 = \frac{1}{2\alpha \sin \phi_0} \tag{2.9}$$

Pour obtenir l'énergie maximale à la sortie du canon, il faut que la phase ϕ_f prenne la valeur $\frac{\pi}{2}$. On peut alors déterminer la phase d'injection correspondante grâce à (2.9).

Tous les calculs de Kim supposent que la distribution en phase des électrons émis est identique à celle de l'impulsion laser. Les effets de la charge d'espace longitudinale sont négligés. Une autre simplification est appliquée au traitement de la dynamique transverse. La première étape consiste à considérer un faisceau de charge assez petite pour que la répulsion coulombienne puisse être négligée. Kim calcule ainsi la contribution du champ HF à l'émittance transverse, dénommée émittance HF et notée ϵ_{HF} . Pour intégrer dans la dynamique les effets de la charge d'espace, l'hypothèse suivante est faite : les effets de charge d'espace ne sont importants que lorsque le faisceau vient d'être émis, étant donné que pendant les premiers instants il possède une énergie très faible. Kim calcule donc l'impulsion transverse p_{r0} correspondante au moment de l'émission, et la considère comme l'unique manifestation de la charge d'espace dans le canon. La contribution de la charge d'espace à l'augmentation de l'émittance ϵ_{CE} peut être calculée à partir de cette impulsion. Le rayon est ensuite considéré comme constant, bien que le faisceau subisse les forces transverses dues au champ électromagnétique. L'impulsion radiale $p_{r,HF}$ liée au champ montre une dépendance linéaire en fonction du rayon et s'exprime à la sortie du canon comme

$$p_{r,HF} = \alpha k r \sin \phi \tag{2.10}$$

où ϕ est la phase de sortie, qui dépend de ϕ_0 par l'intermédiaire du glissement en phase.

L'expression de l'impulsion $p_{r,HF}$ est responsable de la forme d'éventail que prend la distribution du paquet dans la projection sur (r, r') de l'espace des traces, pour un faisceau dont la charge est négligeable. L'ouverture de l'éventail est représentative des

forces dépendant du temps, ou, ce qui est équivalent, de la position longitudinale dans le paquet. Chaque tranche longitudinale du faisceau possède une aire très faible dans la limite où les effets de charge d'espace peuvent être négligés, et ne contribue que de manière minime à l'émittance transverse.

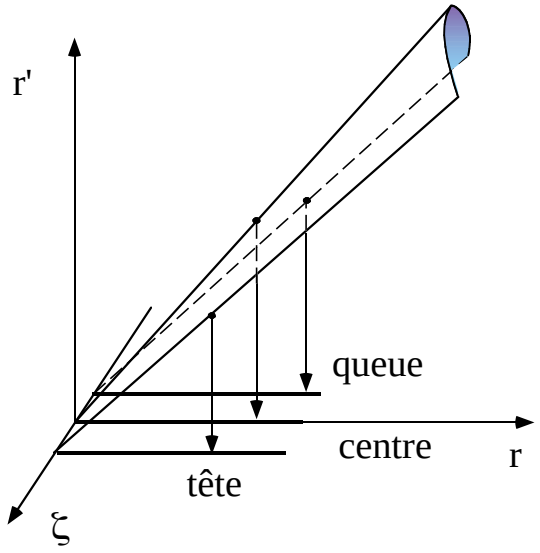


Figure 2.3: Corrélation entre l'angle $\frac{r'}{r}$ d'une tranche du faisceau et sa position longitudinale ζ.

La figure 2.3 représente la distribution du faisceau dans l'espace (ζ, r, r'). C'est une surface, dans le cas idéal envisagé ici : on peut interpréter ceci comme le fait que l'hyperémittance dans cet espace est nulle. Par contre, la projection de cette distribution sur le plan (r, r') possède une surface non nulle reliée à l'émittance transverse.

Les résultats du modèle de Kim concernent donc les propriétés du faisceau à la sortie du canon. Les deux contributions à l'émittance rms normalisée s'écrivent, dans le cas où la distribution d'énergie de l'impulsion laser est gaussienne dans les directions transverse et longitudinale, caractérisée par son rayon quadratique moyen σ_r et sa durée quadratique σ_l

$$\epsilon_{HF} = \alpha c^2 k^3 \sigma_r^2 \sigma_l^2 |\cos \phi_f| \tag{2.11}$$

$$\epsilon_{SC} = \frac{\pi}{4\alpha k \sin \phi_0} \frac{I}{I_A} \frac{1}{3A+5} \tag{2.12}$$

où I_A est le courant d'Alfvén égal à 17 kA pour un faisceau d'électrons, A est le rapport d'aspect du faisceau σ_r/σ_z. Les effets HF et de charge d'espace sont considérés séparément pour aboutir à ces expressions. En les prenant en compte simultanément, l'émittance totale s'écrit

$$\epsilon_{x,y} = \sqrt{\epsilon_{HF}^2 + \epsilon_{SC}^2 + \frac{2}{1,134A + 1,623}\epsilon_{HF}\epsilon_{SC}} \tag{2.13}$$

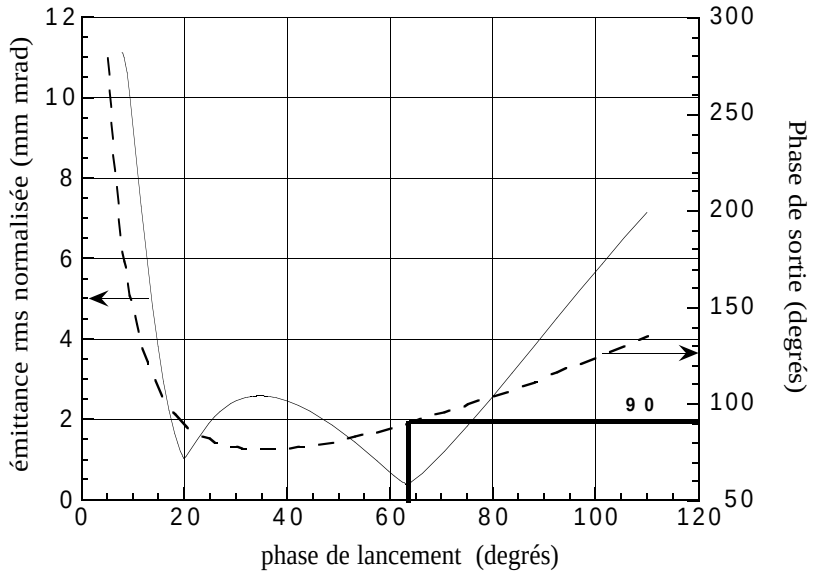


Figure 2.4: Variation de l'émittance rms normalisée et de la phase de sortie calculées en utilisant le modèle de Kim ($\alpha = 1{,}1$ $f = 3$ GHz)

La figure 2.4 représente son évolution en fonction de la phase initiale. On y a reporté la phase ϕ_f en sortie du canon, pour illustrer le fait que la minimisation de l'émittance à lieu lorsqu'elle prend la valeur $\frac{\pi}{2}$.

Les autres résultats du modèle de Kim ne seront pas retranscrits ici. On a rappelé les principales étapes du calcul pour illustrer la possibilité de distinguer deux niveaux dans la partie collective de la dynamique du faisceau à l'intérieur du canon : les instants suivant l'émission où le faisceau est traité comme s'il était au repos, et le reste du calcul se fait en considérant qu'il est ultra relativiste. Des modèles plus complexes qui vont être évoqués aboutiront à des conclusions similaires.

2.2.2 Modèles plus évolués.

Des calculs plus avancés en ce qui concerne la description de la dynamique sont dus à Carlsten qui analyse précisément les effets de la charge d'espace près de la cathode, en utilisant des distributions de charge différentes, et surtout en montrant de façon claire comment l'évolution du paquet dans le canon dépend de son rapport d'aspect, qui se révèle être le paramètre essentiel pour décrire les effets de charge d'espace.

Leur modélisation dans la première cavité peut être, pour pouvoir disposer d'une description analytique effective, divisée en deux parties distinctes, correspondant aux régimes non relativiste et relativiste pour le faisceau.

En effet, il est évident que les forces s'exerçant à l'intérieur d'un paquet dont le rapport d'aspect est de l'ordre de 10^3 à 10^4 au moment de l'émission seront différentes de celles qu'il subira une fois accéléré. En effet, l'accélération fait rapidement décroître le rapport d'aspect, qui tend vers des valeurs de l'ordre de l'unité. On a alors atteint un régime de faisceau long, pour une valeur du facteur relativiste γ fixée à 2, soit $\beta \approx 0,87$.

Dans le premier régime, on approche le cas où la distribution de charge est un disque. La distribution longitudinale du faisceau à la sortie de la cathode est conditionnée à la fois par la forme de la distribution temporelle de l'intensité dans l'impulsion du laser et, dans une moindre proportion, par la valeur du champ électrique longitudinal autour de l'instant zéro. Ceci se traduit par l'existence de forces longitudinales de charge d'espace non linéaires en z, et des forces radiales non linéaires en r, peu dépendantes de z.

Après accélération, l'impulsion d'électrons s'allonge dans son référentiel propre. La force radiale de charge d'espace est réduite, mais la modulation longitudinale du courant lui attribue une dépendance en z, qui donne lieu à une augmentation de l'émittance. Ceci ce traduit par une ouverture de l'éventail dans le plan (r, r'), c'est à dire la rotation différentielle des tranches longitudinales du faisceau.

Pour traiter le cas du faisceau alors qu'il vient d'être émis, Carlsten donne une expression de la force radiale normalisée Λ pour un faisceau de rapport d'aspect A_r dans son référentiel propre, en fonction du rayon normalisé $\rho = r/r_0$ et de l'abscisse normalisée $\zeta = \frac{z}{\beta\gamma c\sigma_t}$, en supposant que la distribution de charges est uniforme dans toutes les directions,

$$\Lambda(\rho,\zeta) = \frac{F_r(\rho,\zeta)}{\beta^2\gamma^3 m_0 c^2} \tag{2.14}$$

$$= \rho \frac{eQ}{2\pi\epsilon_0\beta^2\gamma^2 m_0 c^2 r_0 \sqrt{2\pi\left(\beta c\sigma_l\right)^2 + 4r_0^2}} \times \left(1 + 2,25\rho^2 e^{-A_r/0,85} - \frac{\zeta^2}{2}\left(1 - e^{-A_r/0,36}\right)\right) \tag{2.15}$$

Cette expression est une formule empirique déterminée à partir de simulations numériques [33, 34].

Il est bien évident qu'une expression analytique des forces de charge d'espace ne peut être calculée que pour des distributions de charge extrêmement simples. Serafini en donne une pour une distribution transverse uniforme et longitudinale parabolique [35].

Les calculs de l'émittance transverse peuvent être effectués analytiquement dans ce cas, et la possibilité de réduire celle-ci en agissant sur le profil du laser apparaît comme une manifestation du second stade du développement de la théorie du canon HF, qui s'attache exclusivement à imaginer des mécanismes permettant de réduire l'émittance transverse.

2.2.3 Minimisation de l'émittance.

Si les réflexions théoriques sur la minimisation de l'émittance suivent des chemins différents dans leurs applications pratiques, elles procèdent toutes du même principe : il

est nécessaire d'introduire de nouvelles forces dans la dynamique du faisceau pour faire apparaître des termes à coefficients négatifs dans l'expression de l'émittance, pour réduire celle-ci. Un premier stade correspond à la minimisation de l'émittance générée par les forces linéaires, appelée émittance linéaire, qui doit faire intervenir une force transverse de rappel, linéaire en r.

2.2.3.1 Utilisation des harmoniques d'espace.

L'idée la plus séduisante est que cette force de focalisation peut être engendrée en utilisant des harmoniques du champ électromagnétique, à l'intérieur même de la cavité du canon, sans avoir recours à un dispositif extérieur.

Si le champ électrique longitudinal E_z peut s'exprimer sous la forme d'un développement en séries [36]

$$E_z\left(z,r,t\right) = E_0\left(r=0\right)\sin\left(\omega t+\phi_0\right)\sum_{j=0}^{\infty} a_{2j+1}\cos\left(\left(2j+1\right)kz\right) \tag{2.16}$$

en calculant la divergence du champ E on trouve sa composante radiale E_r. En coordonnées cylindriques,

$$\frac{\partial E_z}{\partial z} = -\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(rE_r\right) \tag{2.17}$$

soit, en utilisant un développement linéaire en r des fonctions de Bessel décrivant la dépendance radiale de $E_0(r)$

$$E_r\left(z,r,t\right) = \frac{kr}{2}E_0\left(r=0\right)\sin\left(\omega t+\phi_0\right)\sum_{j=0}^{\infty} a_{2j+1}\left(2j+1\right)\sin\left(\left(2j+1\right)kz\right) \tag{2.18}$$

$$B_\theta\left(z,r,t\right) = c\frac{kr}{2}E_0\left(r=0\right)\cos\left(\omega t+\phi_0\right)\sum_{j=0}^{\infty} a_{2j+1}\left(2j+1\right)\sin\left(\left(2j+1\right)kz\right) \tag{2.19}$$

la force HF transverse $F_{r,HF}$ vue par un électron s'écrit

$$F_{r,HF}\left(z,r,t\right) = eE_r\left(z,r,t\right)+\beta cB_\theta \tag{2.20}$$

elle est donc entièrement déterminée par le profil axial du champ électrique sur l'axe. Le principe général pour minimiser l'émittance consiste à compenser la force transverse de charge d'espace en utilisant $F_{r,HF}$. La relation (2.17) indique que le signe du champ électrique radial est l'opposé de la dérivée par rapport à z de la composante E_z. Pour créer une force de focalisation HF, il est donc nécessaire que E_z soit croissant. Un champ électrique longitudinal dont la dérivée est toujours positive ne peut exister. Néanmoins, il doit être croissant aux positions longitudinales où le faisceau a la plus faible énergie et subit les forces de défocalisation les plus intenses. La figure 2.5 représente la variation du champ électrique axial de Candela pour lequel ce principe à été mis en œuvre.

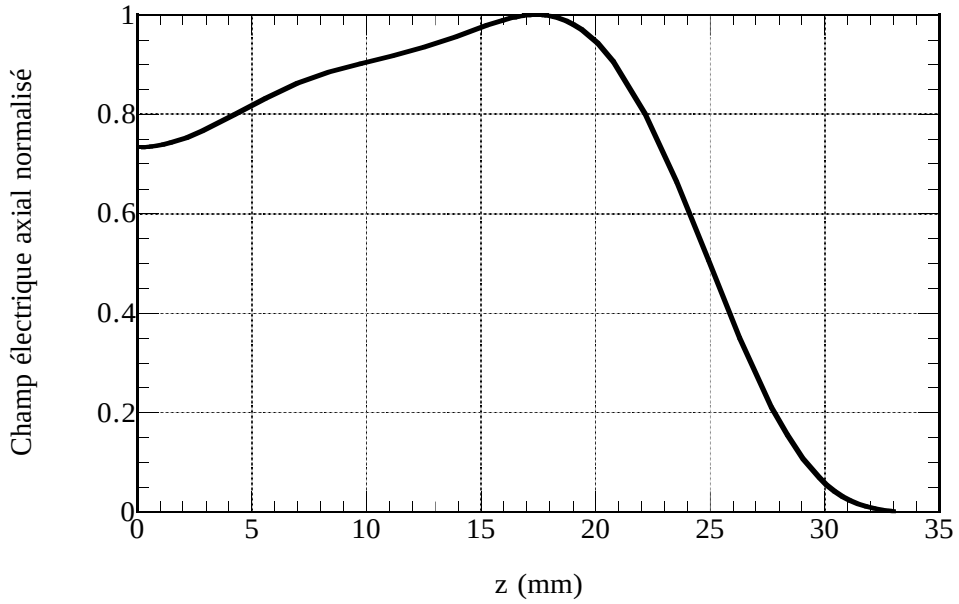


Figure 2.5: Profil longitudinal du champ électrique sur l'axe de la première cavité de Candela.

Gao a établi un critère de minimisation de l'émittance transverse [37] en constatant que la force transverse dépend uniquement du profil longitudinal du champ électrique axial et de la phase d'émission des électrons[3]. Son expression de la force transverse est

$$F_{r,HF} = -\frac{r}{2}e\left[\frac{dE_z(z,0)}{dz}\sin(\omega t+\phi_0)+\beta_z\frac{\omega}{c}E_z(z,0)\cos(\omega t+\phi_0)\right] \quad (2.21)$$

$$+\frac{r^3}{16}e\left[\left(\frac{d^3E_z(z,0)}{dz^3}+k^2\frac{dE_z(z,0)}{dz}\right)\sin(\omega t+\phi_0)\right. \quad (2.22)$$

$$\left.+\beta_z\frac{\omega}{c}\left(\frac{d^2E_z(z,0)}{dz^2}+k^2E_z(z,0)\right)\cos(\omega t+\phi_0)\right]$$

faisant apparaître les termes d'ordre supérieur en r, et, par l'intermédiaire des dérivées successives du champ électrique axial, les harmoniques d'espaces de ce dernier.

Le critère de minimisation porte sur l'intégrale de la force transverse prise entre la cathode et la sortie du canon et s'écrit

$$\frac{\partial}{\partial\phi_0}\int_0^{t_f}F_r dt = 0 \quad (2.23)$$

L'application de ce critère dépend de la forme analytique choisie pour représenter les forces de charge d'espace. La forme utilisée dans [37] correspond à un faisceau continu,

[3]Gao n'utilise pas les développements des champs décrits par (2.16), (2.18) et (2.19), mais les premiers termes d'un développement de Taylor en r du champ E_z

uniforme radialement, ce qui rend possible un développement analytique de la minimisation de l'émittance linéaire. L'optimisation du profil du champ de la première cavité de Candela a été réalisée en utilisant ce critère. Seuls les termes radiaux du premier ordre dans l'expression de la force radiale ont été conservés, pour maintenir une cohérence avec l'expression de la force de charge d'espace linéaire.

Les termes non linéaires de la force transverse proviennent essentiellement de la dépendance radiale du champ électrique, et de la force de charge d'espace dans le cas où la distribution du faisceau n'est pas uniforme. Il faut noter que la présence d'harmoniques spatiales du champ augmente la non-linéarité de $E_z(r)$ vis-à-vis de r, par conséquent un canon utilisant un champ axial permettant de minimiser l'émittance linéaire produira un faisceau dont la partie de l'émittance due aux effets non linéaires sera plus importante que pour un canon sinusoïdal.

2.2.3.2 Utilisation d'une bobine de focalisation externe.

Cette méthode de réduction de l'émittance transverse, proposée par Carlsten [38], possède de nombreux avantages. Elle ne nécessite pas la réalisation de cavités accélératrices de formes complexes, et le réglage de la valeur du champ magnétique de la bobine rend possible la minimisation de l'émittance pour des plages de paramètres du faisceau plus larges. En réalité, ce dernier argument ne tient pas si on considère un photo-injecteur conçu comme une source devant fonctionner à un point nominal.

Le principe est de compenser la rotation différentielle des tranches longitudinales du faisceau, qui dans son évolution normale va étendre la surface de la distribution des particules dans l'espace des traces (r, r'). La figure 2.6 illustre la méthode utilisant un élément de focalisation linéaire. Dans cet exemple, la tranche du centre possède une vitesse "angulaire" plus importante que les autres puisqu'elle correspond au maximum de courant.

L'effet du solénoïde se traduit par une rotation de la distribution dans l'espace des traces, qui donne lieu à une évolution différente des différentes tranches. Il existe alors une distance D_c au bout de laquelle la compensation de l'émittance est réalisée. Les deux paramètres que sont la force de focalisation de la lentille et la longueur D_c sont liés, mais la méthode permet de fixer l'un d'entre eux arbitrairement, ce qui la rend adaptable à n'importe quelle canon HF.

Cette technique de compensation d'émittance a été validée expérimentalement. La référence [39] démontre en particulier l'alignement des tranches du faisceau dans l'espace des traces.

2.2.3.3 Les modèles de Serafini.

L'utilisation des harmoniques d'espace ou d'un champ magnétique externe nécessite une modélisation nouvelle de la dynamique dans le photo-injecteur, les hypothèses des calculs de Kim n'étant plus compatibles avec ces conditions. Serafini a étendu la représentation analytique du canon HF en prenant en compte les harmoniques d'espace et la variation du rayon du faisceau au cours de son accélération. Seules les deux premières cavités d'un photo-injecteur nécessitent un traitement particulier, aussi on comprendra la restriction

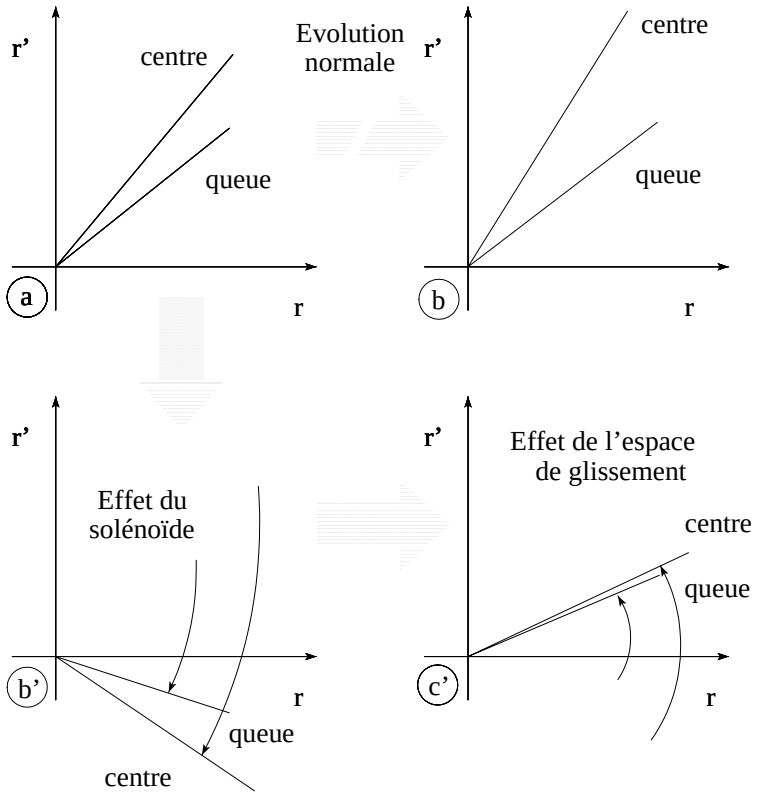


Figure 2.6: Principe de la compensation de l'émittance transverse utilisant un solénoïde et un espace de glissement. (a) situation de départ dans l'espace des traces (r, r'). (b) faisceau après évolution dans un espace de glissement, sans action extérieure. (b') effet de la lentille de focalisation. (c') compensation d'émittance réalisée après un espace de glissement.

des résultats aux deux premières cellules. En effet, le glissement en phase des électrons peut être considéré comme négligeable dans les cellules suivantes, pour la plupart des photo-injecteurs entrant dans la catégorie considérée.

L'introduction des harmoniques impaires du champ électrique longitudinal modifie en premier lieu la dynamique longitudinale. En utilisant la description du champ électromagnétique donnée par les relations (2.16), (2.18) et (2.19) le glissement en phase calculé est différent de celui donné par Kim. La relation[4] entre la phase d'injection et de sortie est [36]

$$\phi_0 = \phi - \frac{1}{2\left(\alpha\mu\right)\sin\phi} - \frac{1}{10\left(\alpha\mu\right)^2\sin^2\phi} \tag{2.24}$$

où le paramètre μ est défini par

$$\mu = \sum_{j=1}^{\infty} a_j \tag{2.25}$$

Le gain en énergie à la même expression que dans le cas du canon sinusoïdal, cependant sa valeur est différente, conformément à la relation (2.24).

Les progrès apportés par les calculs de Serafini résident surtout dans le traitement du mouvement transverse. L'impulsion transverse linéaire peut être exprimée par la relation

$$p_{r,HF}^{lin} = \alpha\mu k r_0 \sin\phi \tag{2.26}$$

faisant intervenir le rayon r_0 au niveau de la cathode. L'approximation faite consiste à supposer qu'elle est appliquée continûment à la particule pendant son parcours du canon, rendant possible le calcul de la force pondéromotrice sur une trajectoire moyenne de la particule, et d'en extraire une impulsion radiale du second ordre, qui, ajoutée à (2.26) donne la divergence de l'électron à la sortie du canon

$$p_r = \alpha k \sin\phi \left[\mu r_1 - \frac{\eta \log\gamma_2}{16\sin^2\phi}\left(r_1 + r_2\right)\right] \tag{2.27}$$

où η est un facteur d'amplitude de la force pondéromotrice défini par

$$\eta = \sum_{j=1}^{\infty}\left(a_{j-1}^2 + a_{j+1}^2 - 2a_{j-1}a_j + \cos\left(2\alpha\right)\right) \tag{2.28}$$

et r_i est le rayon du faisceau à la sortie de la $i^{ième}$ cavité, calculé grâce à la relation

$$r_i = r_0\left\{1 + \mu\left[1 - \frac{\log\gamma_i}{\gamma_i - 1}\right]\right\} \tag{2.29}$$

[4]Cette relation comprend une correction donnée par un ajustement sur des résultats de calculs numériques. La relation calculée par la même approximation que Kim du champ constant, en présence d'harmoniques d'espace est $\phi_0 = \phi - \frac{1}{2(\alpha\mu)\sin\phi}$.

pour un faisceau dont le rayon au niveau de la photo-cathode vaut r_0. Ces relations peuvent être utilisées pour calculer l'émittance d'origine HF à la sortie du canon, en intégrant sur la distribution du faisceau.

La force de charge d'espace fait appel à la même approximation que celle définie par Kim, mais l'utilisation de l'impulsion transverse en résultant est différente, et donne lieu au même type de traitement que celui qui est employé pour l'impulsion transverse linéaire due au champ HF, exposé plus haut.

Théorie de l'enveloppe invariante.

Serafini a développé une méthode qui permet de déterminer les paramètres d'un canon HF correspondant à la compensation d'émittance transverse. Le modèle s'appuie sur six paramètres, la fréquence HF ν_{HF}, le gradient accélérateur E_0, la charge de l'impulsion Q, la longueur σ_z et le rayon σ_r de l'impulsion laser, le champ magnétique de focalisation externe B_0. L'utilisation de la transformation de Cauchy permet de réduire le nombre de paramètres du canon de 6 à 4, ce qui rendra possible l'établissement de diagrammes permettant, un certain nombre de ces paramètres étant fixés par des contraintes extérieures au modèle, de déterminer tous les autres pour obtenir un fonctionnement de l'injecteur en compensation d'émittance [40].

La théorie de l'enveloppe invariante n'est applicable en réalité qu'aux photo-injecteurs longs, c'est à dire formés de plus de trois cellules accélératrices. Elle traite le problème de la minimisation de l'émittance à l'entrée d'une section accélératrice située en aval de la sortie de l'injecteur, après un espace de glissement. Les calculs de la dynamique du faisceau sont fragmentés en trois parties. La première correspond aux deux premières cavités, pour lesquelles les calculs présentés au paragraphe précédent sont repris. La seconde zone s'étend jusqu'à la position située à $11\lambda/8$ de la cathode, où se trouve la frontière du champ magnétique axial appliqué à l'aide d'une bobine de focalisation externe. Le reste du canon définit la dernière zone.

Cette théorie est fondée sur la considération d'un faisceau laminaire dominé par la charge d'espace. Les tranches le constituant possèdent une émittance très faible. Si l'on suppose que son transport est régi par l'équation d'enveloppe, que l'émittance thermique est nulle et que la taille du faisceau est minimale à l'origine, l'application d'une force de focalisation périodique, la force pondéromotrice, engendre une solution $\sigma^*(z)$ pour l'enveloppe du faisceau. L'émittance $\epsilon^*(z)$ calculée à partir de cette solution présente un minimum périodique en z.

Il faut alors supposer que si l'émittance du faisceau n'est pas minimisée, on est dans la situation d'une désadaptation par rapport au canal de focalisation. C'est effectivement le cas dans un photo-injecteur puisque la force de charge d'espace, en agissant sur le faisceau au moment de l'injection est génératrice d'une augmentation brutale du rayon de l'impulsion d'électrons, qui ne correspondrait pas à une enveloppe minimisant l'émittance. Plusieurs paramètres sont disponibles pour remédier à cette désadaptation, comme la valeur du champ magnétique de focalisation,

Tout le problème réside donc dans l'application de l'équation d'enveloppe dans le cas où le faisceau est accéléré, qui permettrait de trouver une telle enveloppe dénommée

enveloppe invariante. L'équation d'enveloppe s'écrit [41]

$$\frac{d^2\sigma}{dz^2} + \frac{d\sigma}{dz}\frac{d\gamma}{dz}\frac{1}{\beta^2\gamma} + K_r\sigma - \frac{\kappa_s}{\sigma\beta^3\gamma^3} - \frac{\epsilon_n^2}{\sigma^3\beta^2\gamma^2} = 0 \tag{2.30}$$

où K_r est la force de focalisation radiale, résultant du champ magnétique externe uniforme et de la force pondéromotrice HF, qui se résume à

$$K_r = \left[\frac{\eta}{8} + \left(\frac{cB_z}{E_0}\right)\right]\left(\frac{\gamma'}{\gamma\sin\phi}\right)^2 \tag{2.31}$$

où κ_s est la pervéance du faisceau, fonction de la position ζ dans l'impulsion par l'intermédiaire d'un facteur de forme et de z. γ' représente le gain d'énergie par unité de longueur. Les calculs ne peuvent être entrepris qu'après la seconde cellule, à partir de laquelle le facteur β peut être considéré comme constant et égal à 1.

L'utilisation de l'équation d'enveloppe est rendue possible par un changement de variable faisant intervenir une transformation de Cauchy. La variable utilisée est $y = \log\gamma/\gamma_2$, où γ_2 est le facteur relativiste à la sortie de la seconde cavité calculé conformément au paragraphe précédent. L'approximation ultra relativiste permet de rendre compte de la variation de l'énergie dans le canon par la relation

$$\gamma = 1 + \gamma' z + \alpha\cos\phi \tag{2.32}$$

et de simplifier l'équation d'enveloppe sous la forme

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^2}{dy^2} + \Omega^2\sigma &= \frac{S(\zeta)}{\sigma}e^{-y} \\ \Omega^2 &= K_r\left(\frac{\gamma}{\gamma'}\right)^2 \\ S(\zeta) &= \frac{\kappa_s(\zeta)}{\gamma^2\gamma'^2} \end{aligned} \tag{2.33}$$

où le facteur de forme inclus dans la pervéance κ_s est pris comme le rapport $I(\zeta)/I_{max}$. Un nouveau changement de variable utilisant $\tau = \sigma/\sqrt{S(\zeta)}$ définit l'équation d'enveloppe dans l'espace de Cauchy sans dimensions (τ, y)

$$\frac{d\tau^2}{dy^2} + \Omega^2\tau = \frac{e^{-y}}{\tau} \tag{2.34}$$

Il existe une solution particulière de cette équation [5]

$$\hat{\tau} = \sqrt{\frac{8}{3}}e^{-\frac{y}{2}} \tag{2.35}$$

[5]Les conditions permettant de trouver cette solution concernent les harmoniques d'espace ($\mu = 1$ et $\eta = 1$) et le choix de la phase optimale $\phi = \frac{\pi}{2}$.

appelé enveloppe invariante telle que l'angle dans l'espace de Cauchy est une constante

$$\frac{\frac{d\hat{\tau}}{dy}}{\hat{\tau}} = \frac{\frac{d\hat{\sigma}}{dy}}{\hat{\sigma}} = -\frac{1}{2} \tag{2.36}$$

ce qui se reporte dans l'espace des traces

$$\frac{\hat{\sigma}'}{\hat{\sigma}} = -\frac{\gamma'}{2\gamma} \tag{2.37}$$

qui ne dépend ni de ζ, ni du courant crête, laissant entrevoir la possibilité d'une compensation d'émittance.

L'expression de cette condition pour un faisceau dont le profil longitudinal est décrit par un facteur de forme $g(\zeta)$ s'écrit dans l'espace des traces

$$\sigma\left(z,\zeta\right) = \frac{2}{\gamma'(\zeta)}\left[\frac{Ig(\zeta)}{2\gamma(\zeta)I_A\left[1+\frac{1}{2}\sin^2\left(\phi-k\zeta\right)\right]}\right]^{\frac{1}{2}} \tag{2.38}$$

où ϕ représente la phase du centroïde du paquet. La dépendance en ζ de l'enveloppe invariante ne disparaît pas dans l'expression de l'angle dans l'espace des traces. Si chaque tranche longitudinale suit son enveloppe invariante, une compensation totale de l'émittance pourrait être obtenue, mais cette condition n'est pas réalisable, seule une adaptation approchée du faisceau peut être obtenue, faisant apparaître, pour les valeurs de ζ désadaptées des oscillations autour de leur enveloppe invariante spécifique. On choisit d'adapter les tranches situées à une distance σ_z du centre du faisceau, ce qui implique en particulier que l'enveloppe σ_c du cœur du faisceau sera oscillante. Une émittance résiduelle ϵ_{res} peut être définie comme la constante du mouvement caractéristique de ces oscillations autour de l'enveloppe invariante. L'expression de l'émittance rms du faisceau obtenue est très compliquée et n'est pas retranscrite ici. Sa forme générale est

$$\epsilon_n(z) = \sqrt{\epsilon_{res}^2 + \hat{\sigma}^2\left[a + b\cos^2\left(\psi+\theta_c\right)\right]} \tag{2.39}$$

Les paramètres a, b et θ_c sont caractéristiques de l'ellipse d'émittance résiduelle ϵ_{res}. Le terme ψ est défini comme $\frac{1}{\sqrt{2}}\ln\frac{\gamma}{\gamma_c}$ qui procure la dépendance en temps.

discussion

Le modèle de l'enveloppe invariante utilise certaines hypothèses qui impliquent des contraintes sur la conception et le fonctionnement du photo-injecteur :

- La dispersion en énergie est supposée inexistante, ce qui implique des restrictions sur la densité de charge extraite de la cathode. Il faut en particulier s'éloigner des limites d'extraction de charge
- La démonstration de la compensation d'émittance suppose que les forces radiales sont linéaires en r, ce qui limite l'utilisation de l'harmonique d'espace d'ordre 3, qui intervient fortement dans la courbure des tranches longitudinales dans le plan (r, r'). La force radiale de charge d'espace dans le régime de faisceau long ($\gamma > 2$)

peut être considérée comme linéaire, l'hypothèse de linéarité est bien compatible avec la prédominance des effets de charge d'espace.

Cas du photo-injecteur court.

La théorie de l'enveloppe invariante a été adaptée au cas du photo-injecteur comprenant une cellule et demi par Serafini [40]. Elle ne permet cependant pas de décrire le cas de Candela puisque les calculs supposent que la bobine de focalisation entoure la seconde cellule du canon. Or c'est en partie sur le réglage du champ magnétique que repose la minimisation de l'émittance.

2.3 Mouvement longitudinal.

Contrairement au traitement assez vaste du mouvement transverse, l'aspect longitudinal de la dynamique du photo-injecteur est relativement peu étudié. En effet, l'hypothèse selon laquelle le faisceau d'électrons possède une durée égale à celle de l'impulsion laser après son émission n'est pas valide dans tous les cas, en particulier dans des régimes de saturation de l'extraction des charges au niveau de la cathode.

2.3.1 Dynamique balistique.

L'approximation qui vient d'être mentionnée revient à considérer que les effets de la charge d'espace sur le mouvement longitudinal sont négligeable. Seuls les effets de groupement ou de dégroupement dus à la HF sont donc considérés.

Dans le cadre du modèle de Kim, pour lequel l'énergie du faisceau est donnée par la relation (2.8), le facteur de compression du paquet peut s'exprimer comme

$$\frac{\Delta\phi}{\Delta\phi_0} = 1 - \frac{\cos\phi_0}{2\alpha\sin^2\phi_0} \tag{2.40}$$

qui permet de trouver un phase d'injection minimisant la durée de l'impulsion à la sortie du canon. Cependant, la validité de cette expression est soumise aux mêmes contraintes que l'expression de ϕ donnée par Kim, pour les faibles valeurs de ϕ_0 et de gradient accélérateur.

Le manque d'une bonne description analytique dans ces conditions est comblé par Carlsten [42] qui décrit le mouvement longitudinal dans la première cellule d'un canon simplifié, en faisant l'approximation que le champ électrique ne possède pas de dépendance axiale. Le facteur de Lorentz vaut alors

$$\gamma = \sqrt{4\alpha\left[\cos\phi_0 - \cos\left(\omega t + \phi_0\right)\right]^2 + 1} \tag{2.41}$$

L'intégration complète de l'équation du mouvement n'est pas possible, et pour des gradients accélérateurs moyens correspondant à α compris entre $\frac{1}{2}$ et 2, on est amené à définir un gradient accélérateur effectif α^* pour corriger l'approximation faite sur le champ électrique

$$\alpha^* = \frac{2\alpha + \frac{2\alpha^2}{3}\sqrt{\sin\phi_0}}{1 + \frac{\sqrt{\sin\phi_0}}{6}} \tag{2.42}$$

ce qui permet de calculer le facteur de compression

$$\frac{\sigma_t}{\sigma_l} = \frac{1}{\beta\sqrt{\alpha^*\left(1+\cos\phi_0\right)^2 + 1}} \frac{4\alpha\left(1-\sin\phi_0\right)\cos\phi_0}{1 + 2\frac{\phi_0}{\pi}} \tag{2.43}$$

où σ_t et σ_l sont les durées quadratiques moyennes respectivement du faisceau d'électrons et de l'impulsion laser, ce qui indique que le choix d'une phase d'injection ϕ_0 proche de 0 permet d'obtenir le meilleur groupement HF, comme l'illustre la figure 2.7.

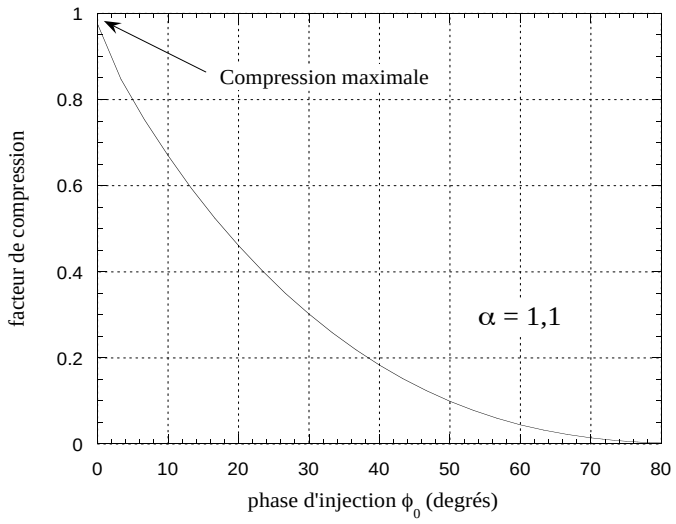


Figure 2.7: Facteur de compression HF pour un canon sinusoïdal calculé selon l'équation (2.43) pour α = 1,1.

2.3.2 Traitement de la charge d'espace.

Les calculs précédents ne s'intéressent qu'à la contribution HF au mouvement longitudinal. La prise en compte de l'effet de dégroupement dû à la force de charge d'espace est encore limitée aux cas où l'extraction du paquet s'effectue dans des conditions idéales, qui sont caractérisées par l'extraction de toute la charge photo-excitée.

Se dégagent deux comportements, qui dépendent de la durée de l'impulsion laser. Les paquets longs sont traités par Dolique et Coacolo dans la référence [43] en tenant compte des effet retardés du champ électromagnétique.

Le cas des impulsions laser très courtes fait l'objet d'études assez récentes. Serafini montre dans [44] que des courants crête très élevés peuvent être obtenus en produisant des paquets d'électrons faiblement chargés à l'aide de lasers ultra-brefs, à la condition de rester éloigné de la limite de saturation de l'extraction (voir le paragraphe 2.3.3). L'expansion

longitudinale de l'impulsion d'électrons due à la charge d'espace Δ_{CE} est alors dominante. La compression HF n'a qu'une très faible influence, étant donné que le paquet reste tout de même très court.

Serafini exprime le facteur d'expansion du paquet à la sortie du canon

$$\frac{\sigma_t}{\sigma_l} = 1 + \Delta_{CE} - \Delta_{HF} \tag{2.44}$$

La contribution de la charge d'espace

$$\Delta_{CE} = \frac{Q}{I_A\sqrt{2\pi}\sigma_l\left(\alpha k \sigma_r \sin\phi\right)^2} f(A_l, \gamma) \tag{2.45}$$

dépend du rapport d'aspect de l'impulsion laser A_l à travers un facteur de forme dont l'expression approchée, pour les grandes valeurs du facteur de Lorentz, s'écrit

$$f(A_l) = 0,534\sqrt{A_l} - 0,072A_l - 0,24A_l^{\frac{1}{4}} \tag{2.46}$$

Le terme d'expansion HF donnée par Serafini s'écrit en dérivant l'équation (2.8)

$$\Delta_{HF} = \frac{1}{2\alpha \sin^2\phi}\left[\cos\phi + \frac{2}{3}\cot\phi\right] \tag{2.47}$$

La figure 2.8 illustre le cas d'un faisceau généré par une impulsion laser pour laquelle σ_l vaut 250 fs et σ_r 2 mm, de charge 250 pC. Le calcul du facteur de Lorentz utilisé ici est celui de la référence [45] qui corrige les défauts du calcul de Kim.

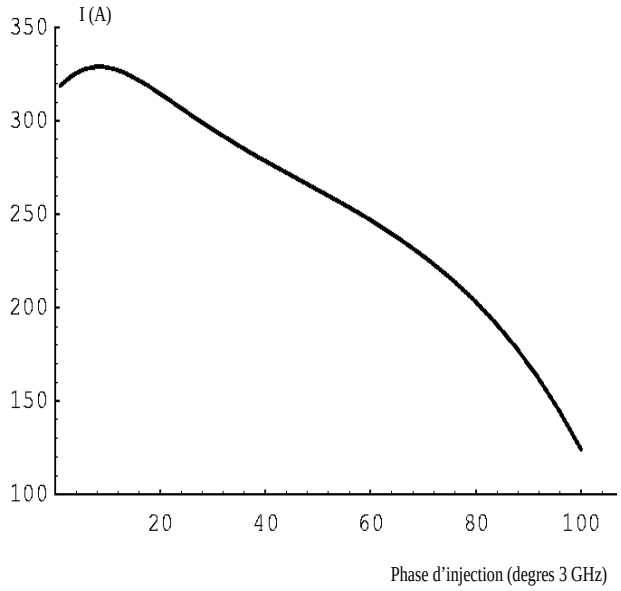


Figure 2.8: Courant crête en fonction de la phase d'injection du laser pour un faisceau ultra-bref de faible charge (250 pC).

2.3.3 Saturation de l'émission des électrons par la cathode.

La limitation de la charge extraite d'un canon HF repose sur plusieurs mécanismes. Le premier est lié à la nature de la production des électrons, c'est à dire la photo-émission. La limitation absolue de la charge extraite de la cathode est fixée par le rendement quantique de celle-ci et l'énergie fournie par le laser. Cependant, le fait que les électrons excités au niveau d'énergie du vide doivent être effectivement extraits implique la présence d'un champ électrique, dont l'amplitude est limitée par des contraintes intrinsèques aux cavités hyperfréquences. L'accélération du paquet d'électrons est cette fois un problème dynamique et certaines des particules seront décélérées par le champ propre du faisceau. La dynamique du photo-injecteur doit alors être prise en compte pour déterminer lesquels des électrons seront finalement extraits du canon, pour une géométrie des cellules accélératrices. Dans la suite, on distingue la charge photo-excitée, qui ne dépend que du rendement quantique et de l'énergie laser incidente sur la cathode, et la charge photo-émise, ou accélérée, qui est effectivement extraite de la cathode.

2.3.3.1 Calcul de la charge maximum extractible.

La densité de charge extractible d'une cathode est prédite par la loi de Child-Langmuir relativiste dans le cas où la cathode se comporte comme une source continue de charges, c'est à dire que l'émission des électrons finit par annuler le champ électrique sur la cathode.

Lorsque la durée d'émission devient courte par rapport au temps de parcours entre la cathode et l'anode dans un canon continu, ou le temps de transit pour un canon HF, il n'est plus possible de considérer le faisceau comme continu. L'impulsion étant courte, on suppose que les premiers électrons extraits, qui ont l'énergie la plus élevée, ne sont pas encore relativistes, ce qui permet de calculer l'extension longitudinale de l'impulsion. La diode fictive formée par le faisceau et la cathode est alors considérée pour l'application de la loi de Child-Langmuir non relativiste donnant la densité de courant maximum $\mathcal{J}$ extractible de la cathode

$$\mathcal{J} = \frac{I_A}{9\pi}\sqrt{\frac{2}{d}}\left(\frac{eE_0}{m_0c^2}\right)^{\frac{3}{2}} = \frac{I_A}{9\pi}\sqrt{\frac{2}{d}}(2\alpha k)^{\frac{3}{2}} \tag{2.48}$$

où d est la distance entre la cathode et l'anode virtuelle formée par le faisceau d'électrons. Pour des durées d'impulsion très faibles, inférieures à la centaine de picoseconde et des champs électriques élevés, l'expression de la distance d peut être simplifiée. Elle s'écrit en fonction des paramètres du canon HF

$$d = \frac{1}{2\alpha k}\left[\sqrt{1+8\pi(\alpha k c\sigma_l)^2}-1\right] \simeq 2\pi\alpha k c^2\sigma_l^2 \tag{2.49}$$

La charge maximum extractible $\mathcal{Q}_m$ vaut alors

$$\mathcal{Q}_m = \mathcal{J}\pi R^2\sqrt{2\pi}\sigma_l = \frac{4}{9}\frac{I_A}{c}R^2\alpha k \tag{2.50}$$

Un autre manière de calculer la charge extractible d'une photo cathode excitée par une impulsion laser brève est de recourir à l'analogie avec un condensateur plan, tant que le

paquet garde un rapport d'aspect élevé, ou, ce qui est équivalent, de considérer la densité surfacique de charge sur la cathode en présence d'un champ électrique. L'application du théorème de Gauss, pour un système statique permet de calculer la charge maximale extractible $Q_{maximum}$ en fonction du champ accélérateur E_{Acc} au niveau de la cathode et de la surface éclairée par le laser.

$$Q_{maximum} = E_{Acc}\epsilon_0 S \tag{2.51}$$

qui s'exprime pour un faisceau laser ayant une section circulaire de rayon R

$$Q_{maximum} = \frac{2\alpha k m_0 c^2}{e}\epsilon_0 \pi R^2 = \frac{1}{2}\frac{I_A}{c}\alpha k R^2 \tag{2.52}$$

Cette valeur est différente de celle donnée par la loi de Child-Langmuir non relativiste, et leur rapport vaut $\frac{9}{8}$ en faveur du modèle du condensateur.

Pour calculer la charge extractible dans un photo-injecteur en fonction des paramètres de fonctionnement, il faut remplacer le gradient accélérateur normalisé α par le champ réellement présent au niveau de la cathode, c'est à dire $\alpha\mu \sin\phi_0$ dans le cas général.

Cas d'une densité de charge gaussienne.

Il faut pour appliquer les relations (2.51) et (2.50) que la distribution de l'intensité du laser soit uniforme, ce qui est trop restrictif, mais donne le maximum maximorum sur la charge extraite. Des calculs de la charge extractible pour une distribution gaussienne et gaussienne tronquée de l'énergie du laser sont présentés dans la référence [45]. Le phénomène de saturation locale est alors mis en évidence. Lorsque l'énergie du laser est augmentée (ou, de manière équivalente, le rendement quantique de la cathode) la saturation apparaît d'abord au centre de la distribution. Deux régions peuvent ensuite être définies, l'une centrale, comprise dans un disque de rayon r_{sat} où la saturation est atteinte, et une couronne extérieure où la charge est proportionnelle au produit de l'énergie laser par le rendement quantique (voir la figure 2.9).

On reprend ici le calcul de [45] en le généralisant à une expression de la charge limite extractible dépendant uniquement du rayon, si bien qu'elle pourra être utilisée en considérant la loi du condensateur plan ou celle de Child-Langmuir.

On considère une densité photonique du laser $U(r)$ gaussienne et axisymétrique, et le rendement quantique η. La densité de charge photo-excitée dQ_φ s'exprime alors

$$dQ_\varphi = \eta dU(r) r dr d\theta = \frac{Q_\varphi}{2\pi\sigma_r^2 N(r_{max})} e^{-\frac{r^2}{2\sigma_r^2}} r dr d\theta \tag{2.53}$$

où $N(r_{max})$ est une fonction de normalisation telle que

$$\int_0^{2\pi}\int_0^{r_{max}} dQ_\varphi = Q_\varphi \tag{2.54}$$

elle vaut donc

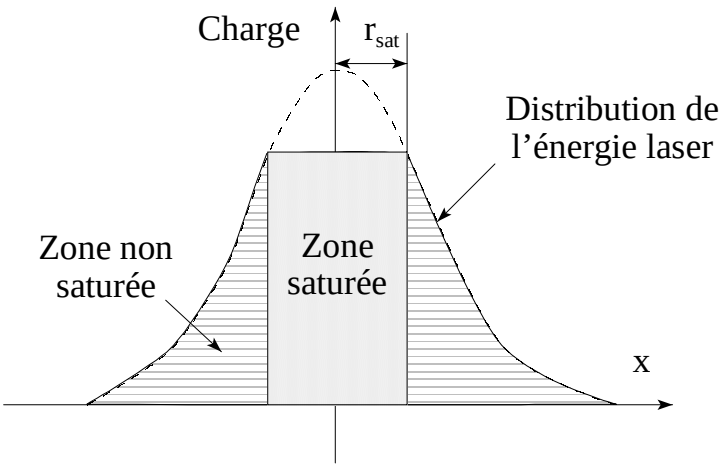


Figure 2.9: Saturation partielle de l'extraction de la charge d'une photo-cathode.

$$N(r_{max}) = 1 - e^{-\frac{r_{max}^2}{2\sigma_r^2}} \tag{2.55}$$

et permet de limiter la densité de photons à un rayon quelconque r_{max}.

Si $Q_{max}(r)$ est la loi exprimant la charge maximale extractible sur un cercle de rayon r, et peut s'écrire sous la forme générale

$$Q_{max}(r) = \tilde{Q}\pi r^2, \tag{2.56}$$

toute la charge photo excitée est extraite tant que la condition

$$Q_\varphi \leq 2\pi N(r_{max})\sigma_r^2 \tag{2.57}$$

est satisfaite. Au delà, la saturation est obtenue dans un rayon r_{sat} lorsque les densités de charge photo-excitée et extraites s'égalisent, $dQ_\varphi = \tilde{Q}$, et implique

$$r_{sat} = \sqrt{2\ln\frac{Q_\varphi}{2N(r_{max})Q_{max}(\sigma_r)}} \tag{2.58}$$

La charge totale extraite peut alors s'exprimer comme la somme de l'extraction saturée et de l'extraction linéaire.

$$Q_{tot} = Q_{max}(r_{sat}) + \int_0^{2\pi}\int_{r_{sat}}^{r_{max}} dQ_\varphi \tag{2.59}$$

soit

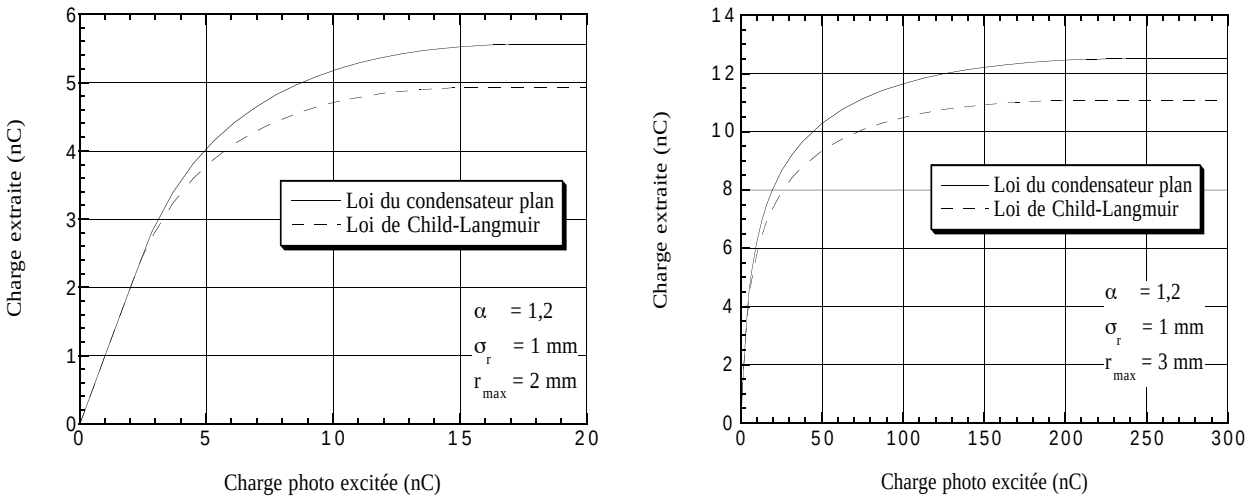
$$Q_{tot} = Q_{max}(r_{sat}) + Q_{max}(\sigma_r) - \frac{Q_\varphi}{N(r_{max})}e^{-\frac{r_{max}^2}{2\sigma_r^2}} \tag{2.60}$$

Cette relation est valide uniquement dans le régime de saturation partielle, la saturation totale étant caractérisée par l'égalité $Q_{tot} = Q_{max}(r_{max})$.

En substituant à $Q_{max}(r)$ la loi de Child-Langmuir, on obtient

$$Q_{tot} = \frac{4}{9}\frac{I_A}{c}\alpha k \sigma_r^2 \left[2 \ln \frac{Q_\varphi}{2 Q_{max}(\sigma_r) N(r_{max})} + 1 \right] + \frac{Q_\varphi e^{-\frac{r_{max}^2}{2\sigma_r^2}}}{N(r_{max})} \tag{2.61}$$

où $Q_{max}(\sigma_r)$ doit également être exprimée à l'aide de la loi de Child-Langmuir. La figure 2.10 montre la comparaison entre l'évolution de la saturation donnée par la relation (2.60) appliquée à la loi du condensateur plan et de Child-Langmuir, pour des valeurs typiques du gradient accélérateur et du rayon du faisceau laser. On peut observer une différence importante entre la manière dont la saturation est atteinte pour les distributions tronquées à 2 ou 3 fois σ_r. Le gain d'extraction de la coupure à 3 σ_r sur celle à 2 σ_r au début de la zone de saturation est intéressant. Par exemple, pour une charge photo-excitée de 10 nC, la première permet d'extraire 5,8 nC contre 4,7 nC pour la seconde, d'après le calcul utilisant la loi de Child-Langmuir. Cependant, la zone linéaire, qui permet un fonctionnement optimal du canon, n'est pas étendue de façon significative par le passage à 3 σ_r.



(a) $r_{max} = 2\sigma_r$ (b) $r_{max} = 3\sigma_r$

Figure 2.10: Extraction de la charge calculée par la loi du condensateur plan et de Child-Langmuir non relativiste.

2.4 Conclusion.

Les différents modèles présentés, dont certains bénéficient d'une validation expérimentale, d'autres d'une justification par ce que l'on peut désormais appeler l'expérience numérique, précèdent aujourd'hui l'évolution des canons HF. Les théories les plus avancées,

comme celle de l'enveloppe invariante, servent de motivation à la conception de photo-injecteurs dont l'utilisation proposée est de tester ces mêmes théories par l'expérience, et de faire progresser la description analytique et numérique des faisceaux dominés par la charge d'espace, ou de très forte intensité.

L'application des méthodes de compensation d'émittance qui découlent des modèles actuels ne semble appropriée que pour les photo-injecteurs ayant été construits en suivant les prescriptions des auteurs. En effet, les conditions de compensation sont obtenues pour des réglages extrêmement précis des paramètres de l'injecteur. La réalisation de ces conditions exige en particulier un contrôle poussé des propriétés du faisceau laser qui est difficile à atteindre pour des lasers aux plus courtes longueurs d'onde et ceux qui transportent des densités de puissance importantes.

L'application à Candela des modèles cités, en mettant à part la théorie de Gao qui est à l'origine de sa conception, pose des problèmes de compatibilité. Seuls les calculs de Serafini concernant la dynamique du canon fonctionnant avec des harmoniques spatiales du champ électromagnétique sont applicables à Candela, de par leur grande généralité. De plus, la restriction au régime d'extraction linéaire des charges photo-émises par la cathode, imposée par l'hypothèse largement adoptée selon laquelle la distribution temporelle du faisceau d'électrons est la réplique de celle de l'impulsion laser, limite les conditions de fonctionnement de l'injecteur pour lesquelles un calcul analytique des propriétés du paquet accéléré peut être mené.

L'utilisation des simulations numériques semble donc être indispensable pour explorer des conditions n'entrant pas dans le cadre des hypothèses des modèles analytiques. Les codes de calculs capables de simuler le faisceau d'un photo-injecteur intègrent l'équation de la dynamique pour des distributions de macro-particules dans des champs électromagnétiques en tenant compte de l'interaction coulombienne. Ils ne sont donc pas limités par des hypothèses sur la linéarité des forces ou sur la forme de la distribution du faisceau d'électrons.

Le chapitre suivant est consacré à la présentation du photo-injecteur CANDELA; on y décrit les conditions dans lesquelles l'injecteur peut réellement fonctionner; l'étude numérique de la dynamique du faisceau dans ces conditions - différentes de celles prévues à l'origine du projet - est décrite au chapitre 4. Elle met en évidence les particularités du faisceau de Candela dans les conditions expérimentales.

Chapitre 3

Le photo-injecteur CANDELA.

3.1 Introduction.

CANDELA - pour CANon DEclenché par LAser - est un canon hyper-fréquence en bande S, composé d'une cellule et demi. Les paquets d'électrons sont produits par photo-émission sur une cathode située dans la première demi-cellule à l'aide d'un laser Titane Saphir qui fournit des impulsions lumineuses ultra-brèves à la longueur d'onde 266 nm après doublement et triplement de fréquence. La durée quadratique moyenne d'une impulsion dans l'ultraviolet vaut 250 fs. La ligne de transport de l'accélérateur est équipée des diagnostics nécessaires à la mesure du faisceau d'électrons. Le canon est alimenté en ondes hyper-fréquence à 3 GHz par une source composée d'un modulateur et d'un klystron d'une puissance de 4 MW fonctionnant à 12,5 Hz, pour des impulsions de 2 à une dizaine de μs. L'accélérateur fonctionne en mono-coup, le laser n'étant pas conçu pour produire des trains d'impulsions.

Les expériences effectuées sur Candela ont poursuivi le but de caractériser les impulsions d'électrons pour tester l'hypothèse qu'il est possible de générer des faisceaux extrêmement brillants en recourant à un laser ultra-bref. La présente expérience est la seule à utiliser des impulsions laser aussi courtes, dans cette gamme de fréquence HF. A l'origine du projet, leur durée devait pouvoir être modifiée jusqu'à la dizaine de picosecondes, et constituait un des paramètres essentiels pour l'étude de paquets d'électrons très courts. Cette variation de la durée de l'impulsion laser s'est révélée impossible, comme il est expliqué plus bas, et l'injecteur n'a pu être déclenché que par des impulsions ultra-brèves.

3.2 Projet initial.

L'aspect novateur du canon Candela par rapport aux expériences menées dans d'autres laboratoires provient de sa conception faisant intervenir des harmoniques spatiales du champ électromagnétique dans les cavités accélératrices dans le but de réduire l'émittance transverse du faisceau d'électrons. La conception des cavités met en œuvre les critères définis par J. Gao [37] et lui revient en grande partie. La seconde particularité du canon lui-même est que les deux cellules sont découplées, ce qui rend possible un réglage

indépendant des phases HF dans chacune d'elles. Il est alors possible de minimiser la dispersion en énergie en réglant la phase de la seconde cellule. La conception du canon faite par Gao était orientée sur un déclenchement par des impulsions laser d'une durée de 30 ps. Il est certain que l'utilisation d'impulsions sub-picoseconde modifie de manière importante le comportement du faisceau dans le canon.

3.2.1 La source de puissance hyperfréquence.

La production de la puissance hyperfréquence est réalisée par un ensemble modulateur-klystron récupéré après le démantèlement de l'accélérateur linéaire ALS au CEA. Il fonctionne à 3 GHz et fournit des impulsions de 4 MW. Leur durée est choisie en fonction du temps de remplissage des cavités du canon, et réglée à 2,5 μs en utilisation normale. Il est surdimensionné par rapport aux besoins de l'expérience Candela, puisque son taux de répétition nominal vaut 2 kHz, alors que le canon HF fonctionne à 12,5 Hz. Le dispositif est âgé de 35 ans, ce qui s'est ressenti sur la durée de vie des klystrons : trois tubes successifs, tous de récupération, ont été utilisés au cours des six années d'utilisation de Candela.

3.2.2 La source de bas niveau.

Un résonateur à quartz à 100 MHz donne la référence de fréquence pour toute l'installation, à la fois le système hyperfréquence, mais aussi la synchronisation générale, et le laser. Le pilote utilise le signal à 100 MHz pour produire la fréquence nominale de 3 GHz dans un multiplicateur de fréquence verrouillé en phase. Après amplification, le signal est envoyé dans les premiers éléments de la chaîne de distribution HF. Le schéma de cette installation (voir la figure 3.8 au paragraphe 3.6.2) illustre en particulier le positionnement des divers déphaseurs utilisés pour piloter la machine et de ceux utilisés par les boucles de régulation.

3.2.3 Configuration de l'installation de puissance.

Il est à mentionner que le pré-amplificateur a dû être remplacé au printemps 1996 par un amplificateur à semi-conducteurs prêté par le service Linac de LURE. A partir du début de l'année 1997, un klystron a repris sa place. Jusqu'au printemps 1997, le modulateur a fonctionné avec un réglage adapté à la puissance maximale qu'il pouvait fournir. Cependant, le fonctionnement en saturation du klystron, nécessaire pour disposer d'un niveau de puissance stable, ne pouvait plus être atteint, le pré-amplificateur n'étant pas capable de délivrer la puissance nécessaire. L'ensemble modulateur-klystron a donc été réglé pour produire 2 MW au maximum, avec un fonctionnement beaucoup plus stable, qui s'est avéré suffisant pour le reste des expériences.

Le canon Candela est composé de deux cavités découplées qui peuvent, de par la structure du réseau HF, être alimentées avec des niveaux de puissance et des phases choisies de manière indépendante.

3.3 Le canon hyperfréquence.

Les détails de conception mécanique et HF du canon ne seront pas abordés ici, on se rapportera aux références [37] [45] et les rapports relatifs à sa construction. On rappelle ici les spécificités de Candela qui le différencie des autres photo-injecteurs.

3.3.1 La photo-cathode.

Le choix possible pour une photo-cathode est assez vaste, comme il a déjà été mentionné plus haut. Les cathodes utilisées sur Candela ont été successivement une cathode en cuivre, puis des cathodes imprégnées. Le changement de type de cathode a été dicté par la nécessité d'extraire des charges plus importantes, en passant d'un rendement quantique de $5\ 10^{-6}$ à environ $5\ 10^{-4}$. Toutes les expériences présentées ici ont été réalisées avec le second type de cathode. Les cathodes à réserve du type de celle de Candela sont habituellement utilisées dans les canons à thermo-émission. Dans une utilisation en photo-émission, elles ont l'avantage de pouvoir être régénérées par chauffage in situ. Le corps en tungstène recèle un réservoir de baryum. En chauffant la cathode aux alentours de 1000 degrés à l'aide d'un filament située en arrière du corps, on fait migrer le baryum vers la surface émissive. Il s'y forme un dépôt d'oxyde de quelques monocouches atomiques. Sa présence abaisse le travail de sortie du tungstène à une valeur de 4 eV. En opération normale, on utilise une assistance thermique pour augmenter l'émission, et maintenir la durée de vie de la cathode. La cathode est chauffée à une température de l'ordre de 60 degrés Celsius, juste en dessous du seuil de thermo-émission.

Le rendement quantique de ce type de cathode reste assez faible, et leur durée de vie est courte, quelques heures, mais la possibilité de régénérer les propriétés émissives par chauffage est un net avantage en termes de simplicité d'utilisation et de coût de maintenance.

Les cathodes utilisées sur Candela ont été fabriquées par Thomson, seules leurs dimensions diffèrent de celles utilisées sur les klystrons de ce constructeur. La cathode installée en décembre 1994 a été utilisée jusqu'en juillet 1997 sans dégradation notable de ses performances. Son insertion mécanique est réalisée grâce à une ouverture pratiquée au fond de la cavité. Le contact HF est confié à un ressort en tungstène qui tient également lieu d'isolant thermique lors des régénérations de la cathode.

3.3.2 Les cavités.

Le corps du canon est en cuivre OFHC, seul l'iris du fond de la première demi-cellule entourant la cathode a été usiné dans de l'acier inoxydable. Le profil des cavités a été étudié pour obtenir une forme de champ axial particulière dont la justification a déjà été donnée dans le rappel sur la théorie du canon HF. La figure 3.2 détaille la géométrie des cavités. Le diamètre de l'iris entre les cellules est réduit pour obtenir le découplage HF des cellules. L'inconvénient de ce choix est de limiter la transmission à l'intérieur du canon, mais les choix de paramètres entraînant des pertes sur l'iris peuvent être déconseillés en se fondant uniquement sur des critères fondamentaux comme la valeur de l'émittance transverse en particulier, pour les phases considérées.

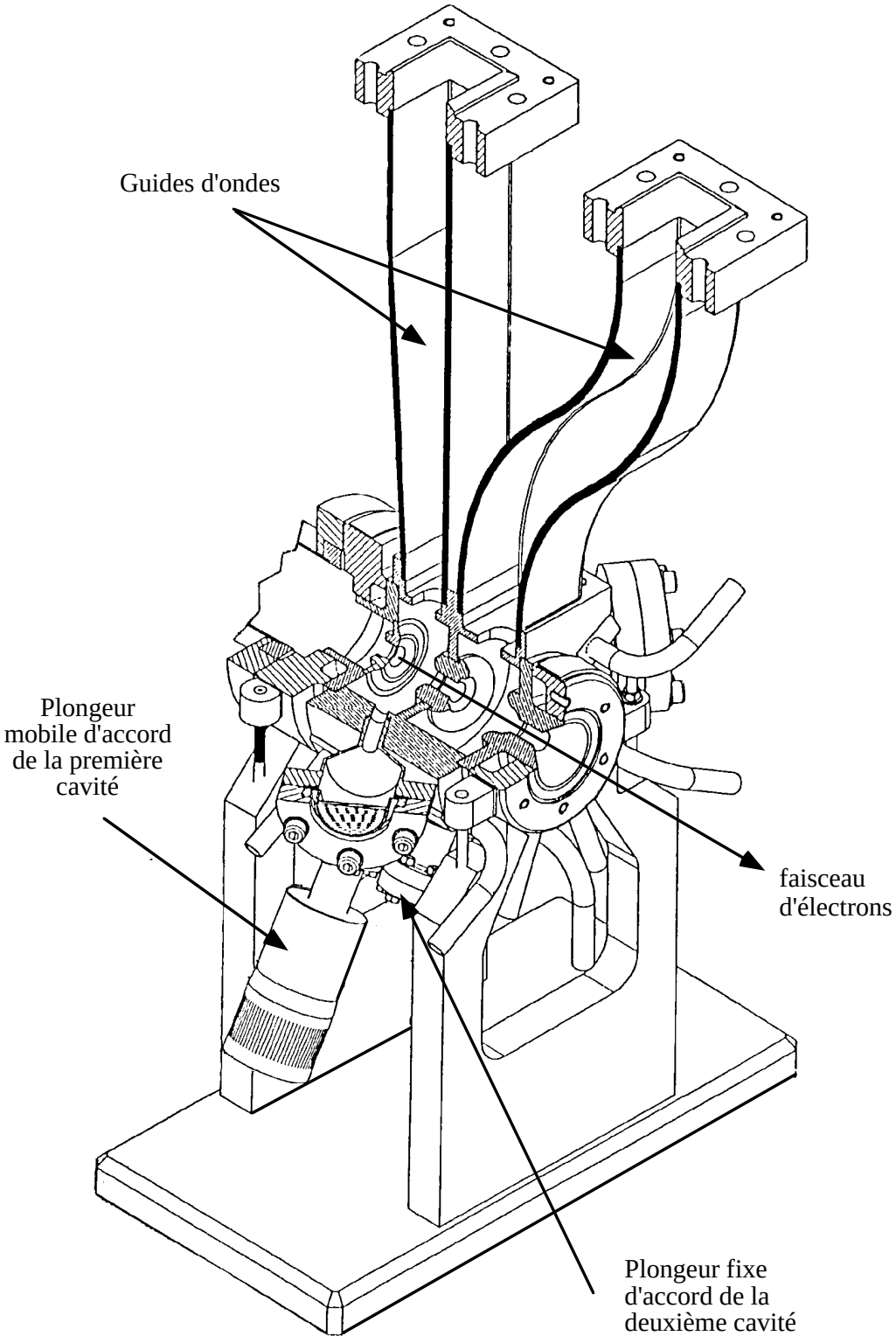


Figure 3.1: Vue éclatée du canon Candela.

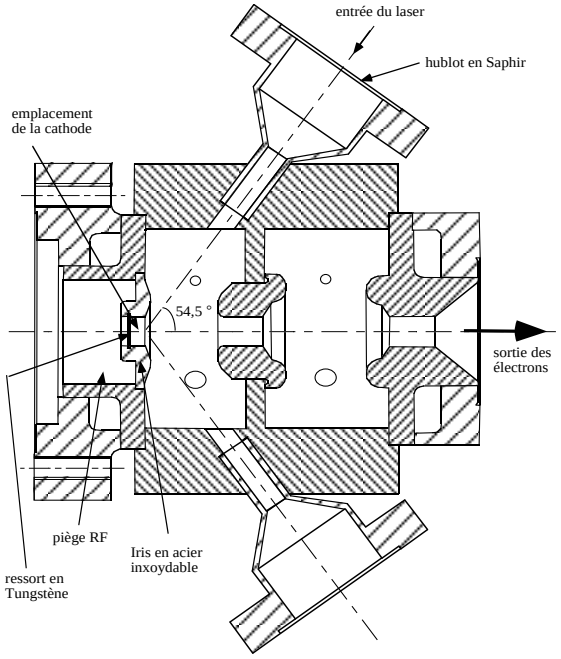


Figure 3.2: Coupe du canon dans le plan horizontal.

Les paramètres des cavités ont été modifiés à la fin de l'année 1997, suite à une panne survenue en septembre 1997. L'intérieur de la première cavité a pu être observé pendant le démontage du canon. La surface interne de celle-ci était fortement marquée par des impacts d'électrons dont la localisation n'était pas restreinte à l'iris entre les deux cavités, mais s'étendait sur le pourtour de la cellule. Il est vraisemblable que le plongeur d'accord mobile de la cavité, en acier inoxydable, se soit soudé au bord de la cavité, puisque on a pu observer un dépôt de cuivre de plusieurs dixièmes de millimètres à son extrémité. Après la rectification de l'orifice du plongeur et de son extrémité, le plus grand soin a été donné à l'alignement de celui-ci lors du remontage.

L'accord des cavités a dû être fait en grande partie en faisant appel au circuit d'eau de refroidissement. La température de fonctionnement s'est trouvée abaissée par rapport à la situation précédente, ce qui a été la source de pertes d'accord à plusieurs reprises pendant les périodes où la température ambiante avoisinait les 30 degrés.

	Jusqu'à Juillet 1997	à partir de Décembre 1997
Q_0	9114	9740
température cavité (degrés Celsius)	36	31,7
fréquence (MHz)	2998,550	2998,394
couplage cellule-guide	1,04	1,22

Tableau 3.1: Evolution des paramètres de la première cavité.

3.4 Le sous-système laser.

L'émission des électrons sur la cathode du canon est déclenchée par une impulsion laser. En fonction du type de cathode utilisé, des contraintes sont à respecter sur la longueur d'onde du laser. La photo-émission ne se produit que si l'énergie du photon est supérieure au travail de sortie de la cathode[1], qui vaut 4 eV dans notre cas. La longueur d'onde devant être fournie par le laser a été fixée à 266 nm, ce qui représente une énergie de 4,22 eV.

3.4.1 La chaîne Titane-Saphir.

L'ensemble du laser a été étudié et réalisé à l'Institut d'Optique Théorique et Appliquée d'Orsay. Il est représenté sur la figure 3.3. Il a été conçu en 1991, et fait donc partie des tout premiers lasers femtoseconde construits [47]. La maîtrise des impulsions ultra-brèves et des fortes puissances crête est aujourd'hui telle que des lasers capables de produire des impulsions plus courtes sont fabriqués de manière industrielle.

3.4.1.1 L'oscillateur.

Le fonctionnement des lasers dans des régimes où les impulsions sont très courtes repose sur la technique de blocage de mode. Dans une cavité laser, un grand nombre de modes existent à priori. L'idée du blocage de mode est de mettre en phase un grand nombre de modes, pour engendrer une croissance du champ électrique (voir le paragraphe 3.6.3.1). Les absorbants saturables et les modulateurs accousto-optiques peuvent être mis en œuvre pour atteindre le but de sélectionner et de mettre en phase de tels modes. La principale limitation associée à ces procédés est liée à leur temps de réponse. Des impulsions courtes ont néanmoins été produites en les utilisant sur des lasers à colorants, par exemple. Le blocage de mode par effet Kerr a permis de franchir la barrière des durées femtoseconde. L'effet Kerr se produit dans certains milieux non linéaires, lorsqu'un faisceau lumineux le traverse. Le milieu se comporte alors comme une lentille convergente dont la focale dépend de l'intensité du faisceau. Un cristal de Saphir dopé au Titane constitue un milieu où l'effet Kerr peut se produire. Les modes donnant naissance aux impulsions les plus courtes sont les plus focalisés par la lentille Kerr que constitue le milieu amplificateur et sont sélectionnés à l'aide d'une fente installée dans la cavité optique. Les autres modes ayant une taille trop importante pour être transmis par la fente subissent trop de pertes et déclinent.

La production d'impulsions courtes implique que le milieu amplificateur soit capable d'amplifier le rayonnement dans une large bande spectrale, ce qui est le cas du cristal utilisé. Dans le cas d'un faisceau limité par la transformée de Fourier, $\Delta\nu.\Delta t \geq 0,4$, pour une impulsion gaussienne soit, exprimé en longueurs d'ondes, $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \geq 0,4\frac{\lambda}{c\Delta t}$, la largeur relative du spectre peut donc atteindre des valeurs de l'ordre du pourcent. La présence

[1] Il existe également des mécanismes d'émission multi-photonique, dont le rendement est très faible [46], inférieur à 10^{-6}, permettant d'utiliser une longueur d'onde plus grande.

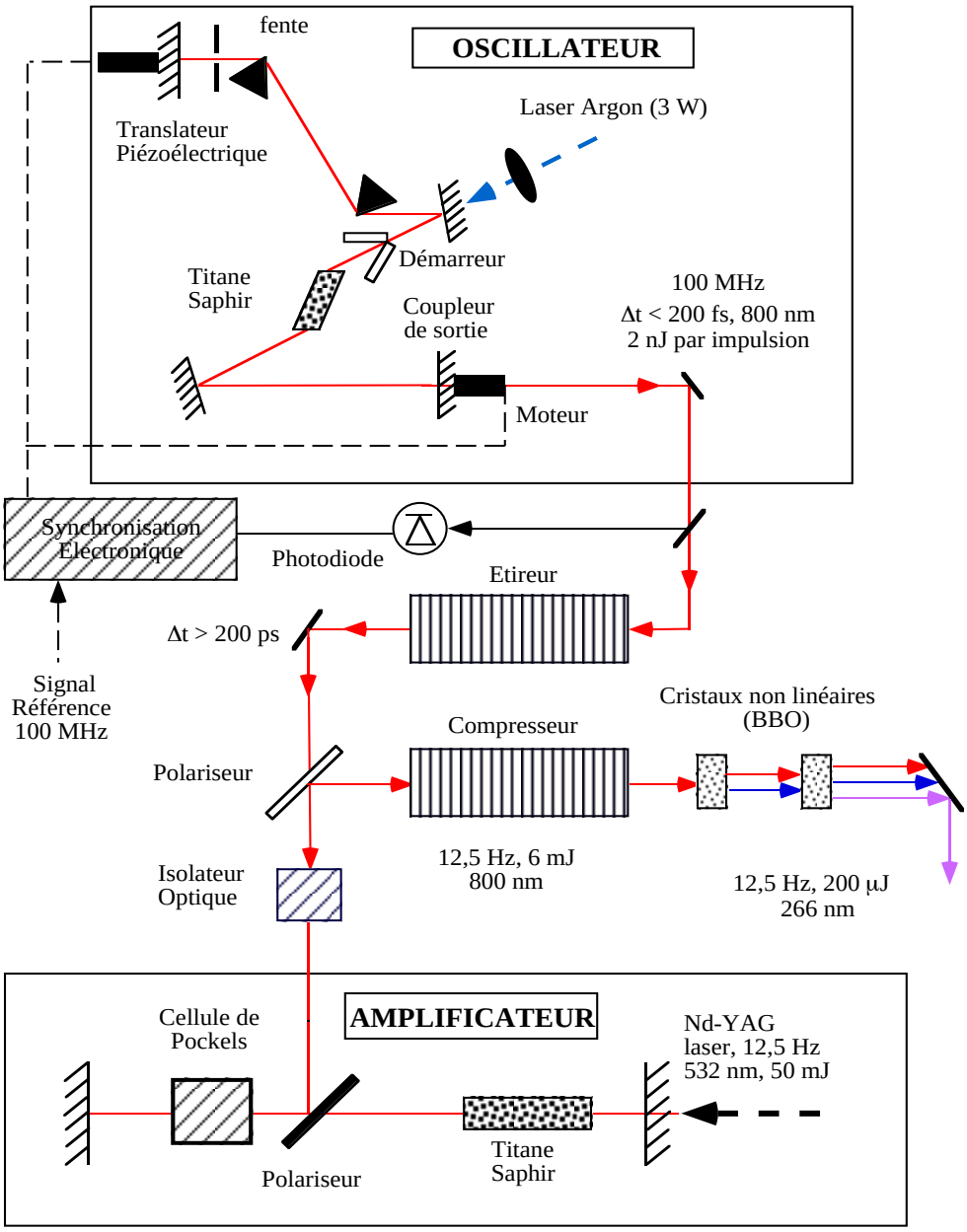


Figure 3.3: Schéma de la chaîne laser Titane-Saphir.

de prismes dans la cavité de l'oscillateur est nécessaire pour contrebalancer la dispersion de vitesse de groupe générée par le cristal de Titane-Saphir.

L'oscillateur Titane-Saphir du laser de Candela a une à cavité en "z", pompé par un laser Argon continu de 3 W et délivre des impulsions de 200 fs à mi-hauteur à une fréquence de 100 MHz, pour une longueur d'onde centrale de 800 nm.

3.4.1.2 Amplification.

L'énergie contenue dans une impulsion est de l'ordre de 2 nJ et doit donc être amplifiée. L'énergie finale que l'on doit atteindre dans l'infrarouge est de l'ordre du millijoule, ce qui, pour des durées de la centaine de femtosecondes représenterait une puissance crête atteignant 10 GW qui passerait dans des dimensions de l'ordre du mm carré dans le milieu amplificateur. Cette densité de puissance détruirait instantanément le cristal Titane-Saphir chargé de l'amplification. L'impulsion doit donc être allongée avant le passage dans l'amplificateur.

La solution consiste à utiliser un réseau de diffraction pour allonger les impulsions en tirant parti de leur largeur spectrale importante. Dans le cas présent, les impulsions sont étirées sur une durée de 150 ps à l'aide d'une paire de réseaux de diffraction. Après amplification, les paquets seront comprimés grâce à un réseau, en utilisant le phénomène inverse. A l'entrée de l'amplificateur, l'impulsion présente une dérive de fréquence en fonction du temps.

L'amplificateur est du type régénératif, c'est à dire que l'impulsion est amplifiée en plusieurs passages. Le milieu amplificateur est constitué d'un barreau de Titane:Saphir pompé par un laser YAG pulsé de chez Spectra-Physics. La cavité de l'amplificateur contient un dispositif d'injection et d'éjection de l'impulsion matérialisé par une cellule de Pockels et des polariseurs. Une impulsion de l'oscillateur est choisie et pénètre dans la cavité. On choisit le moment d'éjection comme étant celui qui maximise l'énergie de l'impulsion. En pratique, l'impulsion effectue 7 allers et retours dans la cavité.

La limitation provenant de l'amplificateur est liée à sa tenue aux contraintes thermiques, qui fixe une limite supérieure sur la puissance moyenne du faisceau. Le taux de répétition de l'amplificateur doit par conséquent être réduit à une valeur inférieure à 14 Hz. La sélection des impulsions provenant de l'oscillateur Ti:Sa a lieu à une fréquence de 12,5 Hz, qui fixe le taux de répétition de l'accélérateur. L'énergie maximum en sortie de compresseur vaut 6 mJ.

3.4.1.3 Multiplication en fréquence.

La longueur d'onde de 800 nm n'est pas utilisable pour la photo-émission avec les cathodes connues, elle doit être changée pour atteindre des valeurs compatibles avec le travail de sortie de 4 eV. On recourt au phénomène de multiplication de fréquence qui peut avoir lieu dans des milieux dont la polarisation est non linéaire en fonction du champ électrique:

$$P(t) = \chi_l E(\omega, t) + \sum_{n=2}^{\infty} \chi_n E^n(\omega, t) \tag{3.1}$$

où χ_l et χ_n sont les parties linéaire et non linéaire de la susceptibilité du milieu. Comme l'équation de propagation dans un milieu polarisable s'écrit

$$\nabla^2 E - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} \tag{3.2}$$

on comprend comment l'excitation par un champ électrique E à la pulsation ω donne naissance à un champ électrique de pulsation 2ω en considérant le terme $\chi_2 E^2$ dans l'expression de $P(t)$. On peut ainsi, pourvu que le champ électrique soit suffisamment élevé, produire des fréquences multiples. Un raisonnement sur l'énergie des photons montrerait que l'on utilise un phénomène à deux photons. De manière similaire, l'addition d'un photon d'énergie $\hbar\omega$ et d'un photon de fréquence doublée, d'énergie $2\hbar\omega$ permet d'obtenir un photon d'énergie $3\hbar\omega$. On peut ainsi réaliser le triplement de fréquence nécessaire pour disposer de photons d'une énergie de 4,22 eV. Ces processus à plusieurs photons sont délicat à mettre en œuvre puisqu'il font intervenir une condition de phase donnée par la relation de dispersion dans des milieux anisotropes. De tels processus n'ont évidement pas un rendement élevé. La conversion de 6 mJ à 800 nm produit moins de 200 μJ à 266 nm, soit un rendement global de 3 % environ. Les cristaux utilisés pour la multiplication de fréquence sont en BBO. La durée de l'impulsion UV est légèrement inférieure à celle de l'impulsion infrarouge incidente.

Le fonctionnement de la chaîne avec des étages d'étirement et de compression d'impulsion permet de régler la durée de l'impulsion infrarouge entre 500 fs et une dizaine de picosecondes en sortie d'amplificateur. Cette propriété, très intéressante pour l'étude du fonctionnement du photo-injecteur n'a pas pu être mise à profit, en effet, le système de multiplication de fréquence n'autorise que de faibles variations des caractéristiques du faisceau infrarouge. En particulier, le rendement du processus de conversion est extrêmement sensible à la longueur des impulsions. Une tentative de réglage du système en utilisant des impulsions de 10 picosecondes avait permis la production d'un faisceau ultraviolet dont l'énergie ne dépassait pas une dizaine de microjoules, et se révélait inutilisable pour déclencher le canon.

3.4.2 Ligne de transport du faisceau UV.

Le lieu de production des impulsions à 266 nm est distant de 30 mètres du canon. Une ligne de transport se charge d'amener le faisceau laser jusque dans la salle du canon où il est focalisé sur la cathode grâce à un système optique constitué d'un télescope, d'un diaphragme et d'une lentille convergente mobile. L'atténuation de la ligne vaut entre 70 % et 80 % selon la propreté des éléments optiques, et en prenant en compte les diaphragmes qui limitent l'extension radiale du faisceau. Il faut noter que le transport se fait à l'air libre. Il ne comporte aucun dispositif de filtrage spatial du faisceau nécessitant, aux densités de puissance concernées, une mise sous vide. L'extrémité de la ligne a été étudiée pour pouvoir choisir la taille de la tache formée par le laser sur la cathode en répondant aux contraintes imposées par la taille très réduite des ouvertures pratiquées dans la paroi de la première cavité accélératrice [48]. Une lame semi-réfléchissante est disposée dans la dernière partie de la ligne pour permettre la visualisation du profil du faisceau laser tel

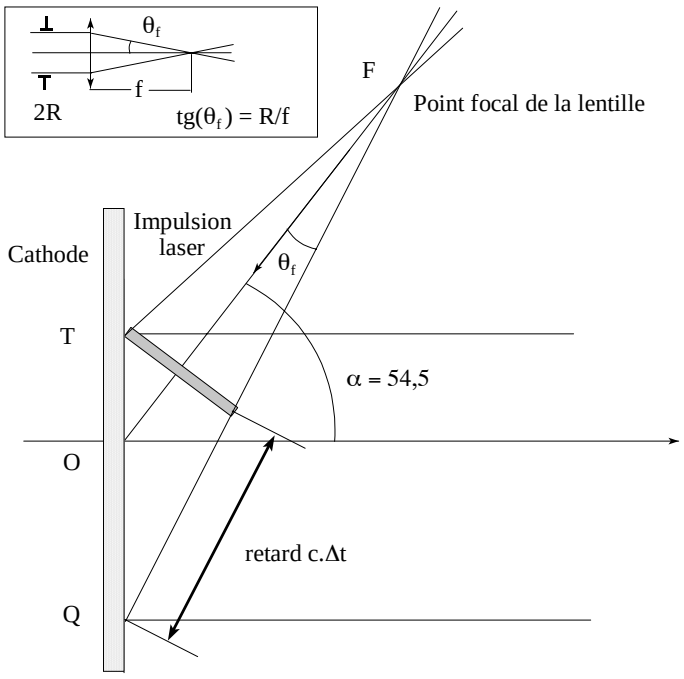


Figure 3.4: Retard résultant de la géométrie d'injection du laser dans le canon.

qu'il se présente sur la cathode. On utilise une caméra CCD déclenchée, sensible dans l'ultraviolet. La distribution de l'intensité dans la tache laser est sujette à des fluctuations importantes. En particulier on peut observer des points qui présentent des sur-intensités, dont la position varie au cours du temps. Ils peuvent être expliqués par des phénomènes d'auto-focalisation dans les cristaux utilisés pour la multiplication de fréquence, et aucun traitement n'a pu être trouvé pour palier à cet inconvénient.

La géométrie des trous d'entrée du laser dans le canon HF impose une injection à un angle de 54,5 degrés. Les impulsions du laser sont si courtes que leur rapport d'aspect est toujours plus grand que l'unité. On doit comparer un rayon rms σ_{rl} typique de 0,5 mm et une longueur rms de l'impulsion UV σ_{zl} de 75 microns. On doit par conséquent toujours considérer l'impulsion laser comme un disque, ce qui a des implications sur la manière dont laquelle le faisceau d'électrons est généré sur la cathode.

La figure 3.4 illustre la géométrie de l'injection du laser. La dernière lentille focalisante doit être réglée pour que son point focal soit situé en avant de la cathode. Le retard Δt entre les premiers et les derniers photons de l'impulsion laser est relié à la focale f de la lentille convergente, sa distance L à la cathode, le rayon R du faisceau laser sur cette dernière, l'angle α (exprimé en radians) entre la direction de propagation du laser et l'axe du canon par

$$c\Delta t = Lcos\alpha \left(\frac{1}{cos(\alpha + \frac{R}{f})} - \frac{1}{cos(\alpha - \frac{R}{f})} \right) \tag{3.3}$$

Pour un diamètre total de la section droite du faisceau laser de 2 mm par exemple, le retard maximum vaut 9 ps, soit un allongement de 1,2 ps par millimètre. On peut remarquer que la projection du faisceau sur la cathode est asymétrique. L'injection du laser sur l'axe de la machine a été envisagée pour remédier à cet inconvénient mais la taille des iris des cavités accélératrices impose des contraintes trop importantes sur le positionnement du miroir qu'il faut impérativement installer dans la chambre à vide, et incompatibles avec l'encombrement des diagnostics de faisceau.

D'autres canons HF utilisent des angles encore plus importants, mais sans conséquences sur le faisceau d'électrons puisque les durées des impulsions laser sont en général plus longues.

Une solution capable d'opérer une rotation du front d'onde du laser pour compenser l'angle d'injection a été recherchée. L'utilisation d'un miroir en escalier permet de réaliser cette opération, comme le montre la figure 3.5(a).

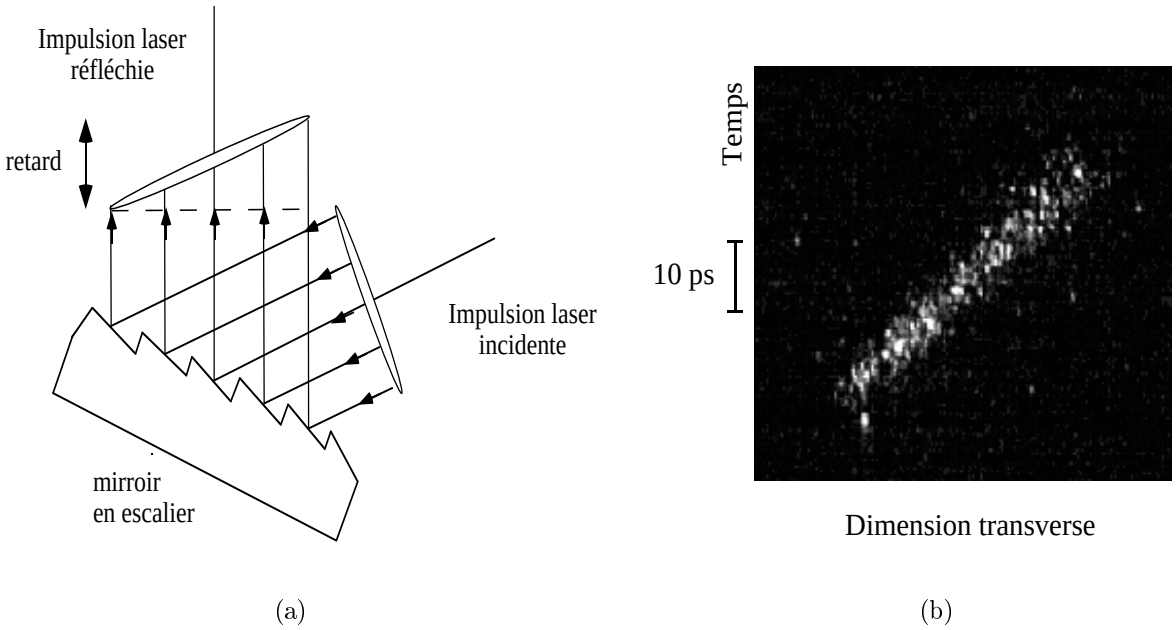


Figure 3.5: Rotation du front d'onde du laser à l'aide d'un réseau de diffraction. Principe (a) et mesure à la caméra à balayage de fente (b).

Le faisceau laser incident est divisé en plusieurs tranches verticales. Chacune d'entre elle se réfléchit sur une facette du miroir, dont l'orientation génère un retard optique variable en fonction de la position transverse. Ce principe a été testé sur le faisceau laser dans l'UV, en utilisant un réseau dont le pas vaut 30 μm. La figure 3.5(b) est une image du faisceau réfléchi enregistrée sur la caméra à balayage de fente. La corrélation entre la

position et le temps prouve que le principe est valable. Cependant, la transmission de l'énergie du laser n'est que 12 %, mesurée dans la même configuration. Le système n'a pas été utilisé sur le photo-injecteur pour cette raison.

3.5 La ligne de transport du faisceau d'électrons.

La compacité du canon a permis de l'installer équipé de sa ligne de transport de faisceau sur un marbre optique. Les éléments magnétiques et les diagnostics occupent une longueur de deux mètres environ. La ligne de transport, initialement en "U" a été simplifiée pour se conformer au schéma de la figure 3.6. Le projet original devait permettre l'ajout d'un booster et l'augmentation de l'énergie du faisceau jusqu'à une dizaine de MeV. Il aurait été possible d'utiliser une géométrie en "U" pour comprimer temporellement les paquets d'électrons grâce à la paire de dipôles initialement installée [49]. Tous les éléments magnétiques ont été dimensionnés pour être utilisables à une énergie de 20 MeV. Les mesures de courant, d'émittance et de durée des impulsions d'électrons se font toutes en voie directe. La voie déviée n'est utilisée qu'en qualité de spectromètre en énergie.

Un solénoïde est placé à la sortie du canon pour compenser la divergence du faisceau et l'adapter à l'entrée du triplet. Les réglages des courants dans les trois quadripôles sont découplés, ce qui est indispensable pour atteindre des conditions de focalisation spécifiques à certaines mesures du faisceau d'électrons.

3.5.1 Mesureurs de courant et de position.

Etant donnée la vocation de machine d'essai donnée à Candela, et les multiples possibilités de réglages du canon et des éléments magnétiques, il est nécessaire de disposer d'un certain nombre de mesureurs de courant sur la ligne de faisceau. On doit pouvoir vérifier d'une part que le faisceau est correctement transmis jusqu'aux mesureurs, disposer d'une indication de son centrage dans la chambre à vide, et mesurer sa charge, paramètre essentiel de la dynamique du faisceau. Deux types de mesureurs sont utilisés sur Candela:

3.5.1.1 Les WCM (Wall Current Monitor).

Ils mesurent le courant de retour dans la chambre à vide lors du passage du faisceau. La partie sensible du détecteur est constituée d'un anneau en céramique brisant la continuité électrique de la chambre à vide, lui-même entouré d'une série de 40 résistances de 51 Ω soudées en parallèle sur les deux parties métalliques du tube. Quatre sorties formées d'une résistance de liaison et d'un câble coaxial semi-rigide sont disposées symétriquement autour de la céramique. La somme des quatre signaux indiquera le courant total, et la différence entre les sorties respectivement verticales et horizontales sera proportionnelle à la position du faisceau respectivement verticale et horizontale. On peut ainsi vérifier le centrage du ce dernier en s'assurant que les deux différences mentionnées sont nulles. L'électronique de détection et de mise en forme des signaux produits par une voie de mesureur a été remaniée à plusieurs reprises, mais correspond toujours au principe choisi au départ [50]. Le signal issu du WCM est filtré dans une bande étroite autour

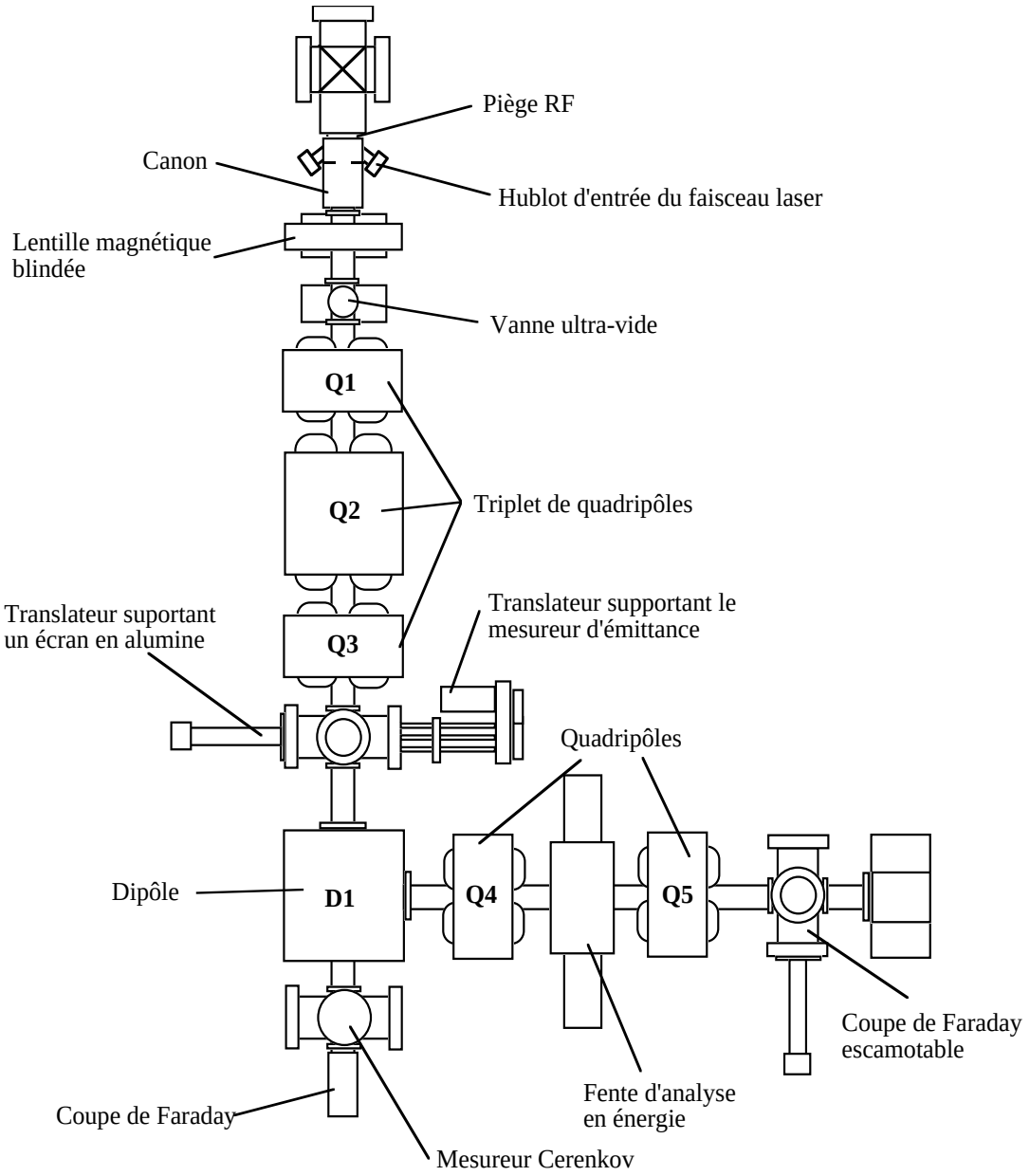


Figure 3.6: Implantation de la ligne de transport de faisceau et des diagnostics.

de 500 MHz, amplifié, puis détecté par une diode. La fréquence de travail se trouve abaissée à 30 MHz. Après intégration, le signal se présente à l'entrée d'un échantillonneur-bloqueur sous la forme d'une impulsion sinusoïdale de quelques dizaines de nanosecondes. L'amélioration principale de cette chaîne de mesure a consisté à changer le déclenchement de l'échantillonneur. Auparavant, il était synchronisé par un signal du timing général de la machine qui a une résolution de 10 ns, générant des incertitudes de l'ordre de 30% sur la charge mesurée. La meilleure solution était de déclencher l'échantillonneur en utilisant le signal d'une photo-diode interceptant une partie de l'impulsion laser après multiplication de fréquence, puisque le faisceau d'électrons est naturellement synchronisé avec lui. Les trois premiers WCM dont l'implantation est indiquée sur la figure 3.6 fonctionnent dans une gamme de charge qui s'étend de 10 pC à 2 nC, avec une précision de 10%. Un effet de dépendance de la sensibilité avec la durée du paquet d'électrons a été observé, mais n'a pas pu être quantifié précisément.

Le système électronique d'amplification et d'intégration du WCM4, utilisé pour la mesure des spectres en énergie du faisceau est différent des trois autres. En effet, la sensibilité sur la mesure de charge doit être accrue pour pouvoir augmenter la résolution du spectromètre, sans dégrader le rapport signal sur bruit des spectres. Ainsi, la sensibilité de ce mesureur a été évaluée à 2 pC. La partie la plus délicate de sa conception réside dans la minimisation du bruit à l'entrée des intégrateurs. Comme le montre la figure 3.7, son principe général reste néanmoins identique à celui adopté pour les autres modules de WCM, la différence majeure consistant à utiliser un amplificateur logarithmique comme premier étage de gain.

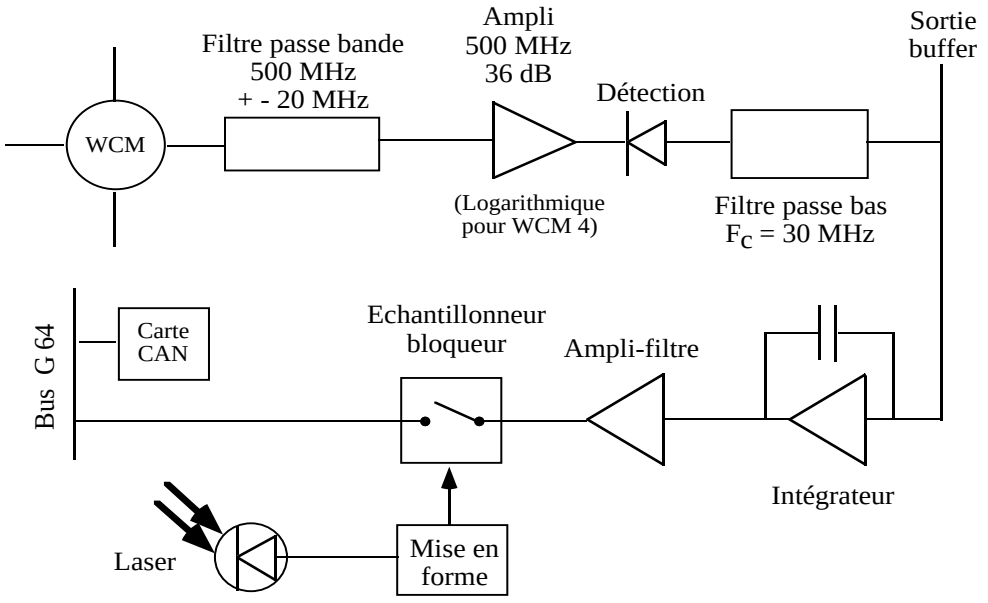


Figure 3.7: Schéma de principe de l'électronique de traitement des signaux des WCM.

Les mesureurs de courant sont interfacés avec le système de contrôle commande de la machine par l'intermédiaire de convertisseurs analogique-numérique 12 bits. Le calcul de la charge du faisceau est alors effectué à partir des courbes d'étalonnage des voies.

Ceci rend possible l'enregistrement automatique des valeurs de courant sur des dizaines de minutes. Cette possibilité est exploitée lors de la mesure des spectres en énergie.

3.5.1.2 Des coupes de Faraday.

La première, de diamètre 22 mm est disposée en bout de ligne directe, et a servi de référence pour la mesure de charge jusqu'à la fin de la mise au point de l'électronique de déclenchement des WCM. Elle a été conçue pour être adaptée sur 50 Ω. La seconde, de diamètre 11 mm est située à la fin de la ligne déviée, est restée en court-circuit jusqu'en 1997, où elle a été réparée. Etant donnés son emplacement et sa taille, cette coupe intercepte une faible part du faisceau, et n'a été utilisée que rarement. Si les premières mesures de la charge photo-émise par Candela ont été faites sur un oscilloscope avec le Faraday 1 en intégrant l'impulsion de tension, des circuits intégrateurs ont été installés pour permettre des mesures automatisables. La porte d'intégration des coupes de Faraday est réglée de façon à englober l'impulsion HF. La charge mesurée correspond alors à la somme des courants photo-émis et d'obscurité. Il suffit d'interrompre l'arrivée des impulsions laser sur la cathode pour mesurer le courant d'obscurité seul, et en déduire la charge photo-émise. L'utilisation du Faraday 1 est restreinte à la mesure de la courbe de transmission du canon. En effet, la plupart des diagnostics de faisceau utilisés sont destructifs, et seuls les WCMs peuvent être utilisés.

3.6 Systèmes d'asservissement.

3.6.1 Introduction

L'installation Candela comprend deux chaînes distinctes, l'une organisée autour des équipements HF et l'autre autour du laser. Ces deux systèmes sont pulsés et délivrent des signaux dont les fréquences sont très différentes. Un point très important est qu'il s'agit de signaux pulsés dont le taux de répétition est faible, 12,5 Hz dans la plupart des fonctionnements. Deux contraintes temporelles doivent être satisfaites simultanément. La synchronisation qui fonctionne à une précision de l'ordre de 10 ns se doit de superposer les impulsions laser et hyperfréquence, alors que les asservissements de phase s'attachent à reproduire le synchronisme des champs électriques des deux chaînes d'une impulsion sur l'autre. La synchronisation à la dizaine de nanosecondes ne présente pas de difficultés techniques et peut être réalisée en utilisant des composants logiques classiques. Il en va autrement pour l'asservissement de phase, qui doit, étant données les hautes fréquences mises en jeu (100 MHz et 3 GHz), être réalisé en électronique analogique. L'équipement de Candela en matière d'asservissements de phase a pu évoluer pour obtenir des stabilités de faisceau correctes d'une impulsion sur l'autre et sur les durées de plusieurs heures. Un effort particulier à été consacré à ce sujet, étant donnée l'importance du paramètre phase dans la dynamique du faisceau d'électrons.

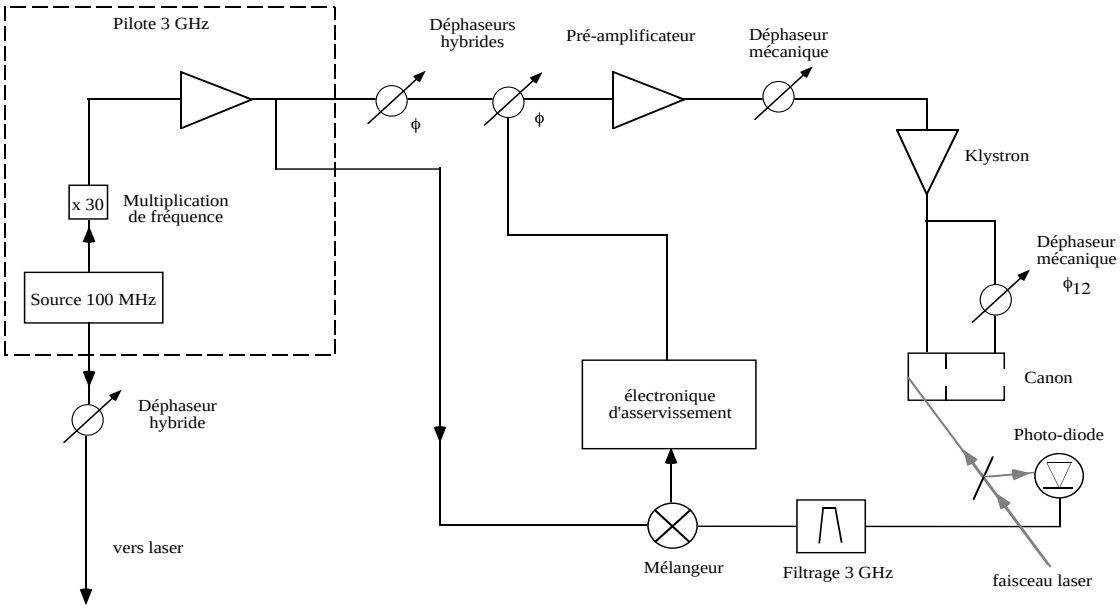


Figure 3.8: Schéma général de la chaîne hyperfréquence.

3.6.2 Schéma des chaînes.

La figure 3.8 permet de situer la synchronisation du laser avec la source HF dans l'installation Candela telle qu'elle a été finalement réalisée. La boucle d'asservissement de phase de la chaîne HF qui avait été installée entre la source à 3 GHz et la HF de puissance a été débranchée après la mise au point de la régulation de la phase ϕ_{L-HF}.

L'oscillateur du laser fonctionne à une fréquence de 100 MHz, et le contrôle de la phase revient comme expliqué plus loin à asservir la fréquence de l'oscillateur qui varie naturellement, sur une fréquence de référence fournie par un oscillateur dont la stabilité est très supérieure. La source de référence est constituée d'un quartz qui délivre un signal à 100 MHz. Ce signal est multiplié par 30 en fréquence pour obtenir le signal 3 GHz, verrouillé en phase qui constitue la source HF. Le même signal 100 MHz est amplifié et utilisé comme référence de fréquence par l'oscillateur du laser.

3.6.3 Stabilisation de l'oscillateur laser.

Il convient de rappeler que l'importance relative donnée aux boucles de phases du laser et de la HF ont été dictées par la constatation suivante, à savoir que l'oscillateur Titane-Saphir ne peut pas fonctionner sur des périodes de temps supérieures à l'heure s'il ne dispose pas d'une régulation de la longueur de sa cavité optique. Le fonctionnement de la chaîne de puissance hyperfréquence n'est pas tributaire d'une telle condition et il est possible d'obtenir une stabilité de phase sans recourir à aucun système de régulation.

Les vibrations mécaniques et les variations de température sont les facteurs les plus importants intervenant dans la modification de la longueur de la cavité. La longueur de la cavité de l'oscillateur doit être maintenue constante pour les raisons que l'on va exposer dans le paragraphe suivant. Il est nécessaire de revenir plus en détail sur quelques points liés à son fonctionnement.

3.6.3.1 Verrouillage en phase de l'oscillateur.

Le principe du fonctionnement de l'oscillateur du laser est fondé sur la sélection des modes qui favorisent les impulsions courtes. Les modes pouvant exister dans une cavité optique sont conditionnés par sa longueur L, et la fréquence du mode k est

$$\nu_k = k\frac{c}{2L} \tag{3.4}$$

Dès qu'un milieu amplificateur est installé dans cette cavité, et qu'on s'intéresse aux modes pouvant conduire à une émission laser, il faut prendre en compte la courbe de gain du milieu amplificateur qui varie avec la longueur d'onde, ce qui limite le nombre de modes longitudinaux. Dans un laser fonctionnant en mode déclenché, on réduit les pertes de la cavité pour atteindre un maximum de l'inversion de population, puis on se repose sur un mécanisme qui permet de vider la cavité de l'énergie qu'elle contient. C'est alors le temps de vidage de cavité qui conditionne la durée de l'impulsion, qui peut difficilement être plus courte que la nanoseconde. La condition pour obtenir l'amplification d'une impulsion plus courte est de pouvoir verrouiller en phase les modes dont on veut qu'ils

soient amplifiés. Le champ électrique dans la cavité résulte en effet de la superposition des champs électriques des différents modes qui ont à priori une phase aléatoire. L'intensité varie par conséquent de manière aléatoire. Si on parvient à verrouiller les modes en phase, l'intensité sera proportionnelle au carré du nombre de modes. C'est cette relation entre blocage des modes et intensité qui fournit la clé du fonctionnement de l'oscillateur: si on favorise les impulsions de plus forte intensité par rapport aux autres en disposant d'un mécanisme générant des pertes pour ces derniers, on peut parvenir au verrouillage de phase. L'effet Kerr qui peut se produire dans le cristal de Titane-Saphir, associé à une fente judicieusement placée dans la cavité remplit ces conditions.

Il faut noter que la variation de longueur de la cavité est ressentie de manière différente pour chacun des modes, en particulier en termes de variation de phase. L'effet instantané de la dispersion des phases se traduit par une baisse de l'intensité, donc une perte potentielle du verrouillage de phase.

La variation de longueur de la cavité doit être contrôlée par un système actif, pour assurer la synchronisation [51]. La variation de la longueur de cavité L de δL à une fréquence f_{mod} entraîne une désynchronisation de δt qui s'exprime selon

$$\delta t = \frac{1}{2\pi f_{mod}} \frac{\delta L}{L} \tag{3.5}$$

Les fréquences de modulation basses seront donc les plus gênantes. Si f_{mod} vaut 1 kHz, et que l'on souhaite limiter δt à 1 ps, il faudra contrôler la longueur de cavité à 20 nm près.

3.6.3.2 Technique d'asservissement utilisée.

Le principe est de détecter la phase du signal produit par l'oscillateur et de réagir aux différences de phase en modifiant la longueur de la cavité optique. La détection du signal est effectuée par une diode infrarouge rapide. Le signal de la diode est filtré pour extraire sa composante à 100 MHz et mélangé au signal de référence à la même fréquence. On extrait un signal d'erreur de phase qui est utilisé pour piloter, après amplification, un cristal piezo-électrique qui supporte un des miroirs de la cavité optique. On modifie ainsi la longueur de la cavité pour récupérer l'accord de phase.

La principale limitation provient des résonances du système mécanique que constituent le cristal piezo-électrique et le miroir qu'il supporte [52]. Elles existent pour des valeurs proches de 1 kHz dans notre cas. La bande passante de la boucle de contre-réaction doit être limitée à des valeurs inférieures.

La cavité de l'oscillateur est susceptible de s'allonger ou de se contracter de manière monotone, en particulier pour des raisons de stabilisation en température des éléments optiques. Un moteur pilotant la position du miroir de fond de cavité permet de corriger de grandes différences de longueur, et s'enclenche lorsque le cristal piezo-électrique atteint son extension maximale ou minimale.

3.6.3.3 Réduction du jitter de phase.

L'asservissement de phase a été modifié au cours de l'année 1998 pour obtenir un jitter rms de la phase de l'oscillateur de l'ordre de 0,5 ps, en partant d'une valeur de 2 à 3 ps. Le gain de boucle a pu être augmenté dans les basses fréquences en synthétisant un filtre d'ordre plus élevé, qui permet d'obtenir une pente du gain en fonction de la fréquence en $1/f^2$ alors qu'elle était en $1/f$.

3.6.4 Asservissement entre le laser et la HF.

La nouveauté du système actuel de stabilisation de phase est de permettre la régulation de la phase entre la HF et le laser. C'est un progrès important puisque la phase ϕ_0 est désormais directement contrôlée, alors que, précédemment, chacun des termes de la somme algébrique qui la composent étaient régulés indépendemment. Les sources de fluctuations de phase ont été recherchées sur les composants individuels intervenant dans réseau HF bas niveau. Certaines connections au niveau de la source HF ont pu être identifiées comme étant susceptibles de générer des variations brutales de phase de l'ordre de la dizaine de ps. Le transport du laser sur une trentaine de mètres et dans l'air, qui comprend en tout 8 miroirs, pourrait être une source de dérives. Il est toutefois difficile d'expliquer les dérives lentes observées, qui atteignaient la centaine de ps.

3.6.4.1 Mesure de la phase relative entre le laser et la HF.

La régulation d'une grandeur repose à la fois sur la mesure et la contre réaction appliquée au système. Il est nécessaire de disposer d'un signal électrique qui soit une fonction simple de la grandeur à réguler. La meilleure situation est celle où il est possible de générer un signal proportionnel au paramètre physique considéré. Dans le cas contraire, il faut utiliser un circuit dont le rôle est de linéariser cette dépendance.

La mesure de la phase relative ϕ_{L-HF} utilise le dispositif schématisé sur la figure 3.9. Une photo-diode rapide détecte l'enveloppe de l'impulsion laser. Son temps de montée est de l'ordre de 30 picosecondes. Le signal est filtré pour ne garder que la composante à la fréquence 3 GHz. Celle-ci est mélangée à une portion du signal pulsé issu du pilote HF à 3 GHz dont l'autre partie est amplifiée par le klystron et fournit la puissance HF aux cavités du canon. On extrait une portion du signal de sortie du mélangeur de quelques centaines de nanosecondes de large, qui contient le signal utile. Le résultat est une simple alternance dont l'amplitude est proportionnelle au cosinus de la phase.

3.6.4.2 Régulation de la phase.

L'asservissement de la phase d'une impulsion à l'autre présente des difficultés importantes de par la fréquence de répétition très basse de 12,5 Hz. Il a donc été choisi d'intégrer le signal pour détecter des dérives de phase sur un nombre réduit d'impulsions. L'intégrateur, dont la constante de temps vaut une seconde, fournit la tension de commande du déphaseur hybride situé dans le pilote HF pour réguler la phase ϕ_{L-HF}. Le point d'équilibre de la boucle a été fixé au centre de la partie linéaire de la caractéristique

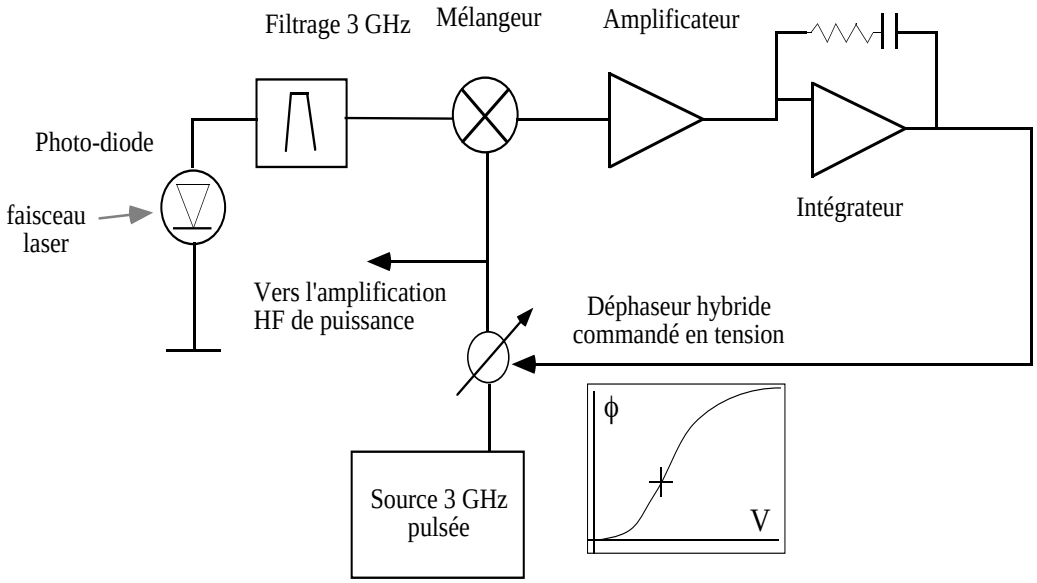


Figure 3.9: Principe de l'asservissement de phase entre le laser et la HF.

tension phase du déphaseur. Le schéma de principe du module complet est présenté sur la figure 3.9.

Il aurait été préférable de mesurer la phase entre le laser et le signal HF de puissance prélevé grâce à la boucle de mesure de la première cavité du canon, cependant, il n'aurait plus été possible de fixer la référence de phase.

3.6.4.3 Fluctuations résiduelles de la phase ϕ_0.

S'il est possible en théorie de calculer un asservissement permettant d'obtenir des fluctuations arbitrairement petites, la réalisation pratique fait apparaître des limitations dues aux composants utilisés. La première source de fluctuations résiduelles se situe au niveau du détecteur. L'existence d'un front de montée sur le signal de sortie de la diode rapide engendre des erreurs de phase sur le signal électrique. Cet effet ne peut être évité, ni corrigé.

La seconde source d'erreur sur la mesure de phase est l'offset du mélangeur. Les autres erreurs proviennent des conversions de modulations de fréquence et d'amplitude en modulation de phase [53].

3.7 Caractéristiques générales du faisceau de Candela.

3.7.1 Mesure de la charge des paquets.

Le relevé de la charge en fonction de la phase d'injection a été effectuée une ou plusieurs fois par séance de mesure. C'est en effet une courbe caractéristique qui permet de déterminer une origine pour ϕ_0, sans laquelle on ne dispose que de valeurs de déphasages relatifs, qui sont inutilisables lorsqu'il s'agit de comparer les résultats de deux expériences, ou de les confronter à des valeurs théoriques. La variation de la charge en fonction de la phase ϕ_0 est également un moyen rapide de diagnostiquer des dysfonctionnements dans les systèmes d'asservissement de phase. En particulier, on peut considérer la largeur en phase de la courbe d'émission du canon comme n'étant sensible qu'aux déphasages et dans une moindre proportion aux valeurs du champ accélérateur dans les cavités. La stabilité des puissances HF pouvant être aisément surveillée, et correspondant dans la situation finale de l'installation Candela à des stabilités sur les valeurs de champ électrique entre 1 et 2 %, on dispose d'un indicateur très simple de défauts de synchronisation. La largeur de la courbe de transmission est augmentée par convolution avec la distribution aléatoire de la phase autour de sa valeur moyenne. La figure 3.10 représente une mesure de la charge en fonction de la phase, dans une situation correcte pour ce qui concerne les asservissements. La largeur de la plage d'émission est alors comparable avec les valeurs de 110 à 120 degrés prévues par le calcul (voir le paragraphe 4.5).

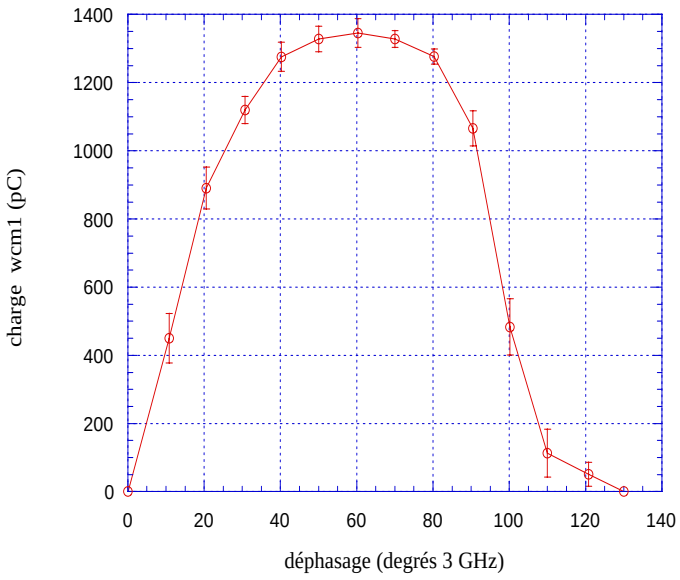


Figure 3.10: Mesure de la charge des paquets en fonction de la phase ϕ_0 d'injection du laser.

La présence de queues de faible amplitude comme le montre la figure 3.11, peut être symptomatique d'un mauvais réglage du laser. En particulier, on a pu déceler l'émission d'un continuum dans le cristal tripleur qui résultait d'une énergie dans l'infrarouge trop

élevée. La partie du spectre pour laquelle la longueur d'onde est inférieure à celle qui correspond au travail de sortie de la cathode est susceptible de produire des photo-électrons.

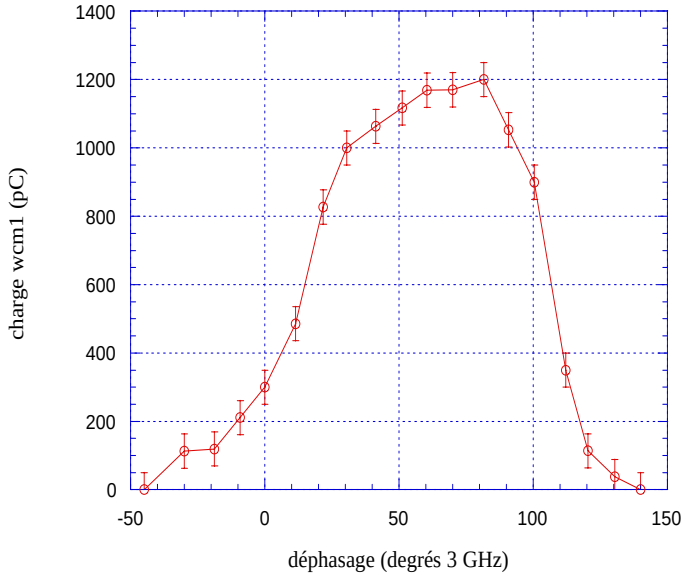


Figure 3.11: Mesure de la charge des paquets en fonction de la phase ϕ_0 d'injection du laser, en présence d'un continuum d'émission dans les cristaux multiplicateurs de fréquence.

3.7.2 Variation de la charge des paquets.

Pour réaliser les mesures en fonction de la charge, tous les autres paramètres étant constants aux fluctuations près, l'effet de la diminution du rendement de la cathode avec le temps a été utilisé. La charge produite par la cathode est habituellement réglée en faisant varier l'énergie de l'impulsion laser. La décroissance du rendement de la photocathode est un phénomène parasite qui dépend en particulier de la pression résiduelle dans le canon et n'est pas directement maîtrisable, mais a dû être utilisée pour les raisons expliquées au paragraphe 3.7.2.2.

3.7.2.1 Charge en fonction de l'énergie du laser.

La figure 3.12 représente une mesure de la charge en fonction de l'énergie de l'impulsion laser. On peut distinguer une zone où la charge émise augmente linéairement avec l'énergie du laser. Lorsque la charge est supérieure à 450 pC, celle-ci n'est plus proportionnelle à l'énergie incidente sur la cathode, on entre dans le régime de saturation (voir les paragraphes 2.3.3 et 4.4. La partie linéaire permet de déterminer le rendement quantique de la cathode, ici 1,7 10^{-4}. Les mesures ont été prises à une phase ϕ_0 de 50 degrés, le champ électrique dans les cavités valant 70 et 50 MV/m, le rayon rms du faisceau laser 0,625 mm. La transmission de la ligne de transport du laser vaut 20 % pour cette mesure.

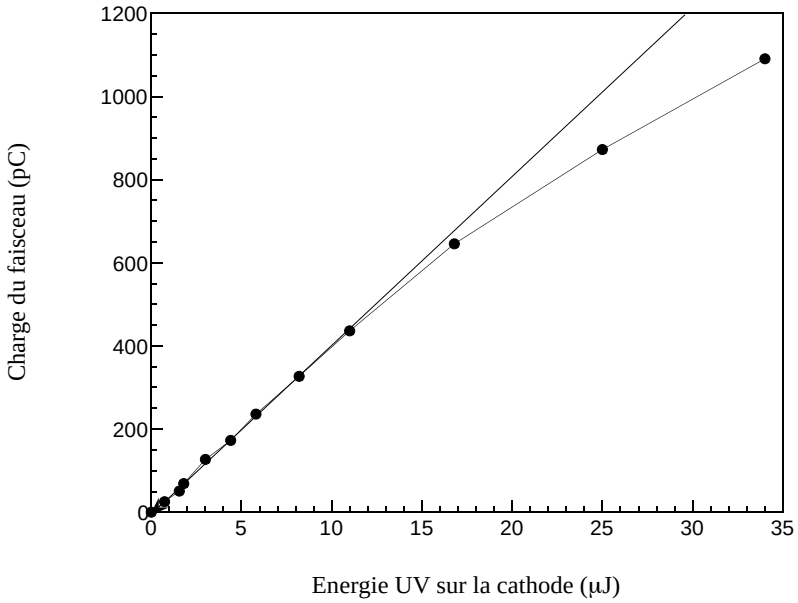


Figure 3.12: Mesure de la charge des paquets en fonction de l'énergie des impulsions laser.

L'effet de saturation de l'émission de la charge que l'on observe sur la figure 3.12 peut être comparé aux simulations. Il faut alors utiliser la charge photo-excitée comme variable, et non plus directement l'énergie laser qui n'est pas un paramètre des codes de calcul. La figure 3.13 montre une comparaison entre la mesure de la charge pour deux situations expérimentales différant par la phase ϕ_0 et les simulations effectuées à l'aide du code PRIAM [54].

Pour ces mesures, le champ électrique dans la première cavité vaut 53 MV/m, le rayon rms du faisceau laser 0,625 mm et la phase ϕ_0 respectivement 41 et 61 degrés. L'accord obtenu est satisfaisant, malgré le fait que la géométrie d'injection ne soit pas prise en compte dans ces simulations.

3.7.2.2 Durée de vie de la cathode.

L'ajout du système de stabilisation de la phase entre le laser et la HF a interdit toute action permettant la variation de l'intensité du laser en amont de la photo-diode qui sert à détecter l'impulsion UV. Il est en effet impératif qu'elle délivre un signal constamment égal à la tension nominale de 5 V. La photo-diode est située à proximité du canon, il reste donc une longueur de transport faible pour insérer des éléments absorbants. La salle du canon n'est pas accessible pendant les tirs, ce qui oblige soit d'arrêter l'injecteur pour changer manuellement les densités, ou installer un manipulateur commandé à distance. Nous ne disposions pas d'un tel appareil, et la possibilité d'arrêter la machine est beaucoup trop coûteuse en temps, pour des questions de stabilisation thermique et d'accord des cavités et la modification potentielle de certains paramètres comme la phase et les puissances HF à chaque nouveau démarrage.

La décroissance de la cathode a donc été utilisée comme l'unique possibilité d'obtenir une charge variable. Il faut préciser que la décroissance est un phénomène continu, lié à la

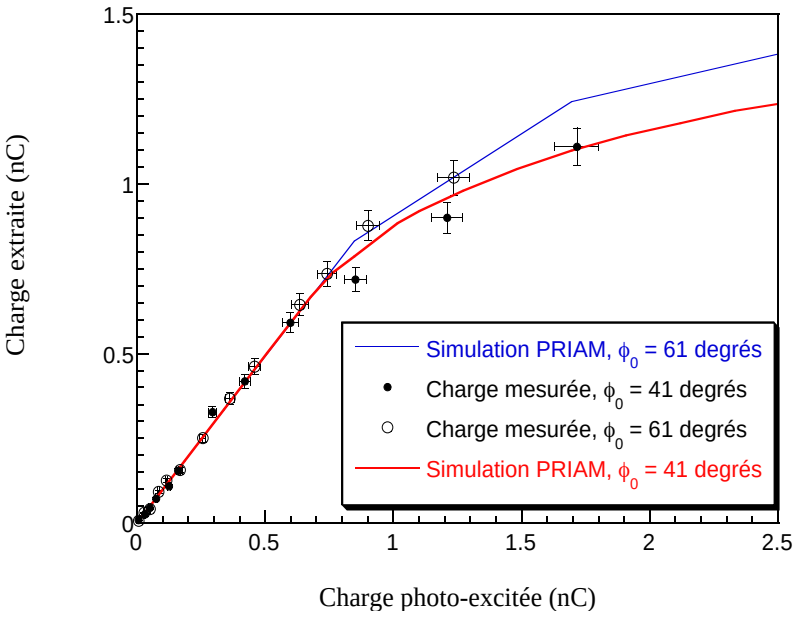


Figure 3.13: Mesure de la charge des paquets en fonction de la charge photo-excitée, comparée aux simulations PRIAM.

pollution des couches d'oxyde de baryum par le gaz résiduel et le bombardement ionique de retour. Des chutes brutales du rendement quantique sont susceptibles de se produire lorsque la première cavité est victime de claquages, ce qui a été extrêmement rare, les cavités ayant subi des centaines d'heures de HF.

La figure 3.14 montre l'évolution de la charge des paquets en fonction du temps, mesurée à la sortie du canon. A partir de la transmission déduite des simulations, l'évolution de la charge émise par la cathode a été recalculée. La durée de vie correspondant à cette figure vaut 2 heures et 20 minutes. La décroissance du rendement quantique est due à la pollution de la cathode par le gaz résiduel, c'est pourquoi des conditions d'ultra-vide sont requises pendant le fonctionnement du canon. La pression résiduelle dans le canon est inférieure à 10^{-10} mbar lorsque la vanne ultra-vide est fermée. La pression en fonctionnement est supérieure, mais reste en dessous de 10^{-9} mbar.

Il faut remarquer ici que la durée de vie de la cathode est relativement courte, et peut se révéler gênante, voire rendre impossible des mesures qui nécessitent des temps d'acquisition importants. En particulier, les mesures de dispersion en énergie en fonction de la phase ne peuvent pas être réalisées sans tenir compte de la décroissance de la charge, l'acquisition des spectres en énergie avec la résolution souhaitée exigeant des temps d'attente de l'ordre d'une vingtaine de minutes.

Pendant l'utilisation de l'injecteur, la décroissance du rendement quantique est donc responsable d'un changement de régime d'émission, puisque l'on passe d'un régime saturé à un régime linéaire.

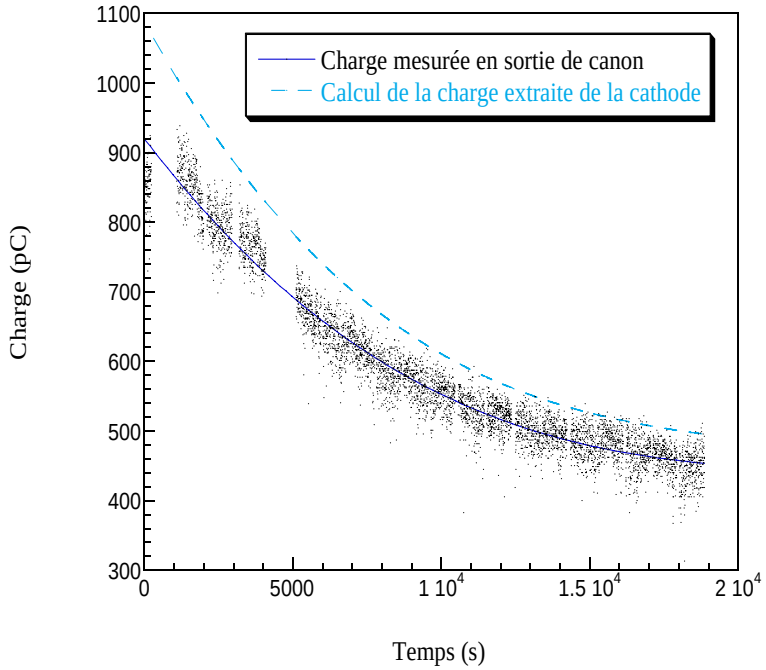


Figure 3.14: Variation de la charge à la sortie du canon en fonction du temps, en conservant l'énergie du laser constante. La charge émise par la cathode à été reconstruite à partir des simulations.

3.7.3 Fluctuation sur la charge.

Les variations d'une impulsion à l'autre de la charge produite par le canon ont pu être sensiblement réduites grâce à la stabilisation des différents composants du photo-injecteur. Les fluctuations de phase et les variations de la distribution transverse de l'intensité du laser et de l'énergie de ses impulsions sont les seuls facteurs pouvant influer sur la valeur de la charge émise. Le champ accélérateur atteint une stabilité de l'ordre de 1 % et peut donc être ignoré.

L'amplitude des variations de la charge est liée au régime dans lequel se fait la photo-émission, en particulier le degré de saturation de la cathode.

- Pour des phases ϕ_0 proches de zéro, le champ sur la cathode est faible par conséquent l'émission a toujours lieu dans un régime saturé pour des charges exploitables. La fluctuation de la phase aura donc une influence plus grande que les variations de l'énergie du laser, puisque le champ sur la cathode varie linéairement avec la phase $E_{cathode} \propto \sin\phi_0 \simeq \phi_0$ et la charge extraite également proportionnelle au champ électrique, puisqu'elle tend vers la charge maximum extractible. Les fluctuations de charge sont donc proportionnelles aux fluctuations de phase.

- Pour des valeurs de ϕ_0 approchant 90 degrés à 3 GHz, la fin de la courbe de transmission est presque atteinte. Le mécanisme responsable de la diminution de la

transmission pour les grandes valeurs de phases n'est autre que l'influence des composantes transverses du champ électrique dans la première cavité. Les électrons subissent un champ longitudinal constamment décroissant au fur et à mesure de leur transit dans la première cavité, ce qui se traduit par un champ électrique radial dont le signe fait diverger les électrons. Les pertes se situent alors au niveau de l'iris de la première cavité. Pour ce qui concerne l'extraction de la charge photo-émise, le champ sur la cathode atteint sa valeur maximale donc sa dérivée par rapport à la phase est nulle. Seules des fluctuations de l'énergie du laser peuvent influer sur la valeur de la charge extraite. En supposant que le régime de saturation n'est pas atteint, la charge est proportionnelle à l'énergie apportée par le laser. Cette hypothèse n'est pas valide dans tous les cas, uniquement lorsque la charge produite sur la cathode est assez faible, c'est à dire soit pour une faible énergie du laser - ce qui est rarement le cas -, soit pour des faibles valeurs de rendement quantique.

- Pour les valeurs intermédiaires de ϕ_0 où la charge en sortie du canon atteint son maximum, le régime d'extraction peut varier continûment entre la saturation et la linéarité selon la valeur du rendement quantique.

Le jitter de phase peut être évalué entre 2 et 3 degrés rms, en observant le signal d'erreur du système d'asservissment de phase entre le laser et la HF. Le jitter de phase pourrait être mesuré à partir des fluctuations de la charge pour une valeur de ϕ_0 proche de zéro. Cependant la charge, inférieure à 100 pC, y est alors trop faible pour être mesurée avec précision. L'écart quadratique moyen des fluctuations de l'énergie du laser est de l'ordre de 5 %. Les deux contributions aux fluctuations sont donc comparables, l'amplitude des fluctuations de la charge est par conséquent constante sur la plage de phase utile.

3.7.4 Une autre mise en évidence des régimes d'émission de charge.

La simulation du faisceau faite avec Parmela, en tenant compte des conditions expérimentales a pu reproduire les fonctionnements dans les différents régimes d'émission que l'on vient de décrire. La comparaison des résultats des simulations avec les mesures est présentée sur la figure 3.15, où on observe un accord satisfaisant à la fois dans le régime saturé et linéaire. Le lot de mesures compatibles avec la courbe la plus élevée a été enregistré juste après la régénération de la cathode, et le second plusieurs heures plus tard, en tirant parti de la diminution du rendement quantique de la cathode. Les résultats des simulations peuvent varier de manière importante en fonction du nombre de particules utilisées dans le calcul, et il est toujours préférable de choisir ce nombre le plus grand possible (voir le paragraphe 4.4).

Le même comportement avait déjà été obtenu en faisant varier l'énergie de l'impulsion laser, avant que l'asservissement final ait été mis en place, dans des conditions ne permettant pas une détermination précise de la phase [55].

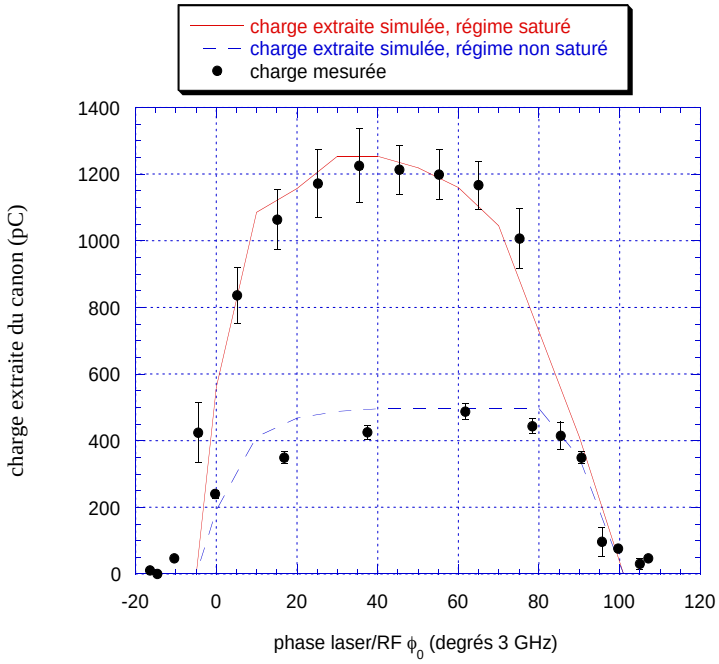


Figure 3.15: Variation de la charge en sortie du canon en fonction de la phase d'injection, mesurée sur le WCM 1, et simulée par Parmela. Deux régimes démission sont représentés. Les barres d'erreur de la courbe supérieure représentent l'excursion totale des mesures, pour illustrer la stabilité de la charge du faisceau.

3.7.5 Le courant d'obscurité.

Un des phénomènes parasites qui se produit lors de l'opération de cavités hyperféquence soumises à des champs accélérateurs élevés est l'émission d'électrons par effet de champ depuis les parois des cavités. Le courant créé, appelé courant d'obscurité, provient des zones des cellules où règne le champ électrique le plus élevé comme les iris ou la cathode dans le cas du canon HF. Il est émis pendant toute l'impulsion HF, et représente un courant très faible devant celui de l'impulsion photo-déclenchée[2].

L'observation expérimentale du courant d'obscurité sur Candela ayant été présentée dans la référence [45] de manière exhaustive, on se bornera donc ici à donner des valeurs typiques mesurées. Le courant d'obscurité varie en fonction du champ électrique E selon la loi de Fowler-Nordheim modifiée pour l'application à un champ alternatif et varie comme $(\beta E)^{2,5} e^{-1/\beta E}$, où β est ici le facteur de renforcement du champ sur la surface considérée. Pour des valeurs du champ électrique sur l'axe de 53 et 70 MV/m dans la première cellule, des charges de 300 pC et de 700 à 800 pC respectivement par impulsion HF de 3 μs ont pu être mesurées.

La présence d'un courant d'obscurité important a surtout des conséquences sur la visualisation du faisceau dans notre cas. Les écrans en céramique utilisés possèdent une

[2]Le courant d'obscurité ne peut pas être détecté par les WCMs à cause de cette caractéristique.

rémanence de plusieurs secondes, il n'est donc pas possible de séparer le faisceau d'obscurité et l'impulsion photo-émise par un déclenchement particulier des caméras CCD. La dynamique accessible est donc réduite, et la distinction visuelle des faisceaux peut devenir problématique lorsqu'ils ont des dimensions transverses comparables, et qu'ils sont focalisés au même point.

Un autre effet du courant parasite est de consommer une partie de la puissance HF stockée dans les cellules du canon, ce qui se traduit par une diminution du champ accélérateur. De par la dynamique compliquée des électrons d'obscurité, leurs multiples points d'émission, et le fait que seule une partie des électrons sortent effectivement du canon, il est difficile de quantifier la puissance consommée en fonction du courant mesuré.

3.7.6 Mesure de l'énergie du faisceau.

3.7.6.1 Méthode de mesure.

Le dipôle D1, suivi d'un espace de glissement est utilisé comme élément dispersif. La mesure des spectres en énergie est réalisée en effectuant un balayage des valeurs du champ magnétique de l'aimant, et en sélectionnant une portion transverse du faisceau à l'aide de mors, situés à la fin de l'espace de glissement. La charge transmise est mesurée grâce au WCM situé en aval. La procédure de mesure a été automatisée et incluse dans les programmes de contrôle-commande de Candela.

Cette technique ne permet pas d'acquérir le spectre d'un paquet unique d'électrons, mais le spectre moyen d'un nombre N d'impulsions. Pour chaque valeur du champ magnétique, huit valeurs de courant sont enregistrées. On peut alors calculer leur moyenne qui détermine un canal du spectre.

La charge des paquets d'électrons mesurée sur le WCM 1 à la sortie du canon est enregistrée de manière synchrone. Dans le cas où des la charge subit des instabilités pendant les acquisitions, cela permet éliminer les points de mesure qui s'écartent de plus d'un nombre choisi d'écarts quadratiques moyens. Ce traitement est effectué hors ligne par le programme de traitement des données, qui fournit l'énergie moyenne, la dispersion en énergie du faisceau et la stabilité de la charge des impulsions.

3.7.6.2 Caractéristiques du dipôle.

Le dipôle utilisé ici est un aimant secteur à 90 degrés, c'est à dire qu'il possède des propriétés focalisantes dans le plan horizontal. La résolution du spectromètre pour l'énergie E_0 est affectée par la dimension horizontale d'un faisceau *mono-énergétique* au niveau de la fente. Il est donc nécessaire d'obtenir la focalisation de ce faisceau sur la fente en utilisant la propriété suivante des aimants secteurs (voir l'annexe D) : si le faisceau est focalisé à une distance d en amont de la face d'entrée du dipôle, il existe un autre point de focalisation à une distance D en aval du dipôle. Si r est le rayon de courbure de la trajectoire de référence, les deux distances sont reliées par la relation

$$dD = r^2 \tag{3.6}$$

Dans notre cas, D vaut 45,8 cm et r vaut 14,2 cm. Le premier point de focalisation du faisceau doit donc être réalisé 4,4 cm en amont du dipôle. Il n'est pas possible de mesurer la taille du faisceau à cette position sur la machine. Il est uniquement possible de s'assurer que le signal issu du WCM 4 est maximisé lorsque le champ magnétique est réglé pour que l'énergie de référence soit l'énergie moyenne du faisceau.

3.7.6.3 Mesure de l'énergie en fonction de la phase d'injection ϕ_0.

La variation de l'énergie moyenne avec ϕ_0 fournit une information caractéristique du photo-injecteur. La mesure permet une calibration de la phase entrée comme consigne. L'idéal est de pouvoir la mesurer à chaque démarrage de l'injecteur. Malheureusement, ce processus est beaucoup trop long dans notre cas, malgré l'automatisation de l'enregistrement des données, et prendrait un temps supérieur à une heure, à imputer sur la durée de vie de la cathode[3]. Il est également évident que cette mesure requiert une grande stabilité de la phase.

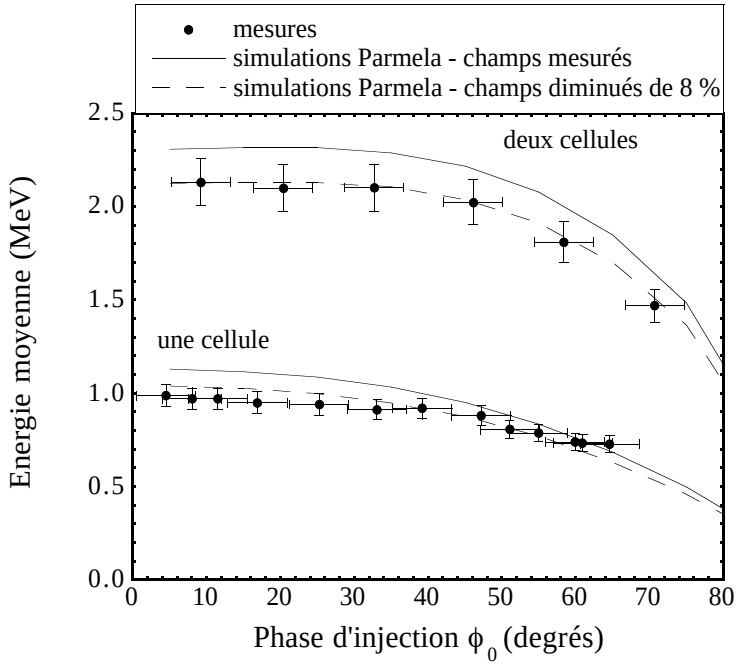


Figure 3.16: Mesure de l'énergie moyenne du faisceau en fonction de la phase d'injection ϕ_0 en alimentant soit la première cellule accélératrice, soit les deux cellules.

La figure 3.16 montre une mesure de l'énergie moyenne du faisceau en fonction de ϕ_0, dans la situation où les champs électriques dans les cellules valent respectivement 53 et 50 MV/m. Le déphasage entre les cellules était fixé à une valeur de 152 degrés, qui permet d'atteindre l'énergie et la charge maximale (voir le paragraphe 3.7.6.4). Les champs sont calculés à partir des puissances HF incidentes mesurées sur les coupleurs bi-directionnels

[3]La régénération de la cathode équivaut à un redémarrage de l'injecteur.

placés sur les deux guides d'onde qui alimentent les cavités en puissance. Le couplage de la boucle de mesure installée à l'intérieur de la première cavité est trop faible pour permettre une mesure précise du champ électrique E_1 depuis la salle de contrôle[4].

Les résultats expérimentaux s'accordent avec les valeurs données par la simulation, mais pour des valeurs de champ inférieures de 8 % aux valeurs mesurées. On peut attribuer cette différence aux erreurs faites dans la mesure des puissances et des atténuations des câbles qui à elles seules peuvent expliquer une incertitude de plus ou moins 5 % sur les champs, et dans une proportion moindre l'incertitude sur la mesure de l'impédance shunt des cellules qui avait été effectuée à bas niveau. Puisque les puissances ont été mesurées sur les guides, la consommation de puissance par le courant d'obscurité est ignorée dans le calcul des champs électriques à partir de celles-ci, ce qui tend à les surestimer.

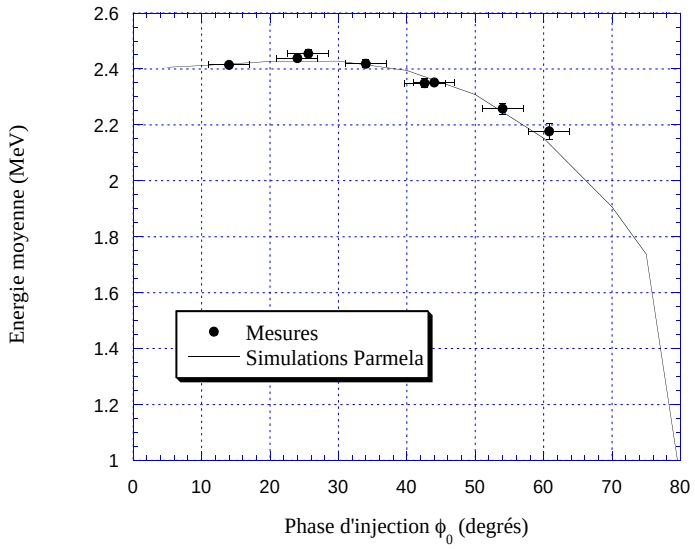


Figure 3.17: Mesure de l'énergie moyenne du faisceau en fonction de la phase d'injection ϕ_0 pour des champs de 70 et 50 MV/m dans les deux cavités.

La mesure a été effectuée pour la nouvelle configuration des champs électriques dans le canon, respectivement de 70 et 50 MV/m dans les deux cavités du canon (voir la figure 3.17).

Mesure	Couplage (dB)	Atténuation (dB)
Incident cavité 1	59,4	16,75
Incident cavité 2	59,2	17
Boucle cavité 1	64,9	16,60
Incident klystron	51,85	17,3

Tableau 3.2: Couplage et atténuations des éléments de mesure HF.

[4]La seconde cavité n'est pas équipée de boucle de mesure.

Les atténuations des câbles ont fait l'objet de nouvelles mesures (tableau 3.2), et les champs électriques déterminés à partir des mesures de puissance ont été utilisés avec succès dans les simulations présentées sur la figure 3.17. On a pu tirer parti de l'amélioration de la stabilité de la puissance HF et de la phase pour obtenir des résultats plus précis.

3.7.6.4 Mesure de l'énergie en fonction du déphasage ϕ_{12} entre les cellules.

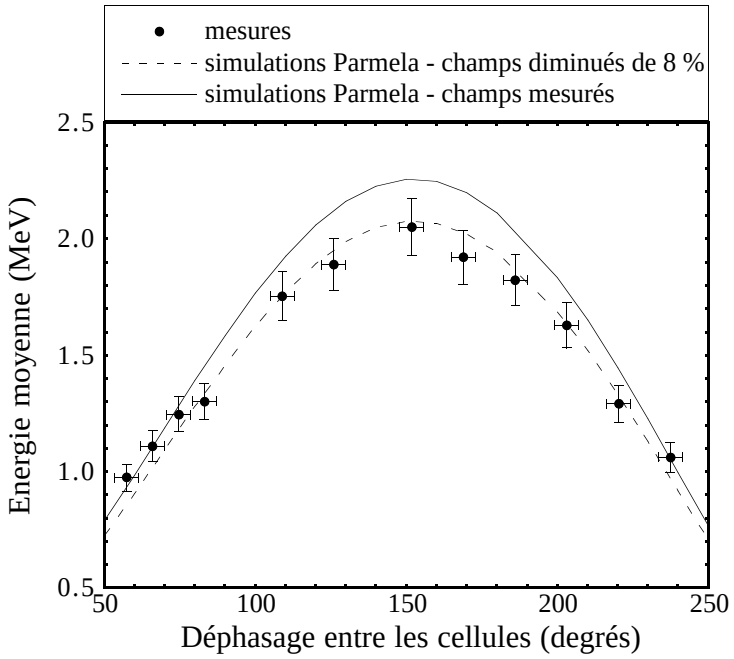


Figure 3.18: Mesure de l'énergie moyenne du faisceau en fonction du déphasage entre les cellules. Les champs électriques dans les deux cellules valent respectivement 53 et 50 MV/m.

Le déphasage entre les cellules du canon est variable et permet le réglage de l'énergie moyenne du faisceau à la sortie du canon, ainsi que de la dispersion en énergie. La variation de l'énergie du faisceau en fonction de ce déphasage est représentée sur la figure 3.18 dans la première configuration des champs électriques et une phase ϕ_0 de 50 degrés. Les mêmes corrections qu'au paragraphe précédent ont dues être appliquées aux valeurs des champs électriques.

La mesure de l'énergie moyenne pour la seconde configuration des champs électriques (70 et 50 MV/m dans les cellules 1 et 2) et pour une phase d'injection de 50 degrés est reportée sur la figure 3.19. Les valeurs du déphasage supérieures à 200 degrés sont difficiles à atteindre expérimentalement, étant donné que la dispersion relative en énergie devient très importante, approchant 10 % rms pour une charge de 1 nC, ce qui rend son

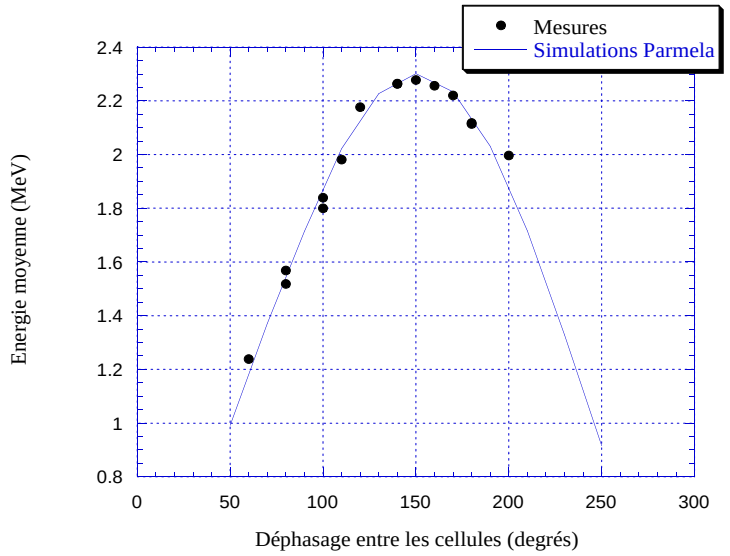


Figure 3.19: Mesure de l'énergie moyenne du faisceau en fonction du déphasage ϕ_{12} entre les cellules. Les champs électriques dans les deux cellules valent respectivement 70 et 50 MV/m.

transport sans pertes impossible. L'énergie maximum est obtenue pour un déphasage de 150 degrés.

3.7.6.5 Effets de la saturation sur l'énergie moyenne.

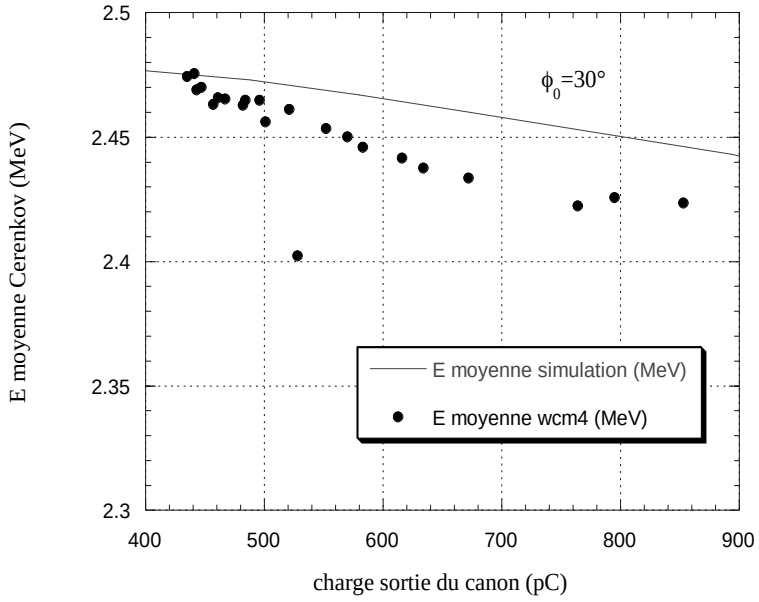


Figure 3.20: Mesure du défaut d'énergie moyenne du faisceau du à la saturation de l'émission, en fonction de la charge.

On a pu mesurer l'influence de la saturation de l'émission sur l'énergie moyenne du faisceau. La mesure d'énergie a été répétée pendant plusieurs heures, en laissant la décroissance du rendement quantique de la cathode faire diminuer la charge photo-émise.

Partant d'une charge de 900 pC, on arrive à une charge de 400 pC, ce qui se traduit sur la figure 3.20 par une augmentation de l'énergie du faisceau. Il est intéressant de remarquer que les simulations Parmela reproduisent la même tendance, avec un écart satisfaisant compte tenu de la précision sur la détermination de la phase ϕ_0.

Le faisceau ressent le champ décélérateur qui s'établit lors de l'émission entre la cathode et lui-même lors de son extraction, ce qui explique un défaut d'énergie.

3.7.6.6 Mesure de la dispersion en énergie.

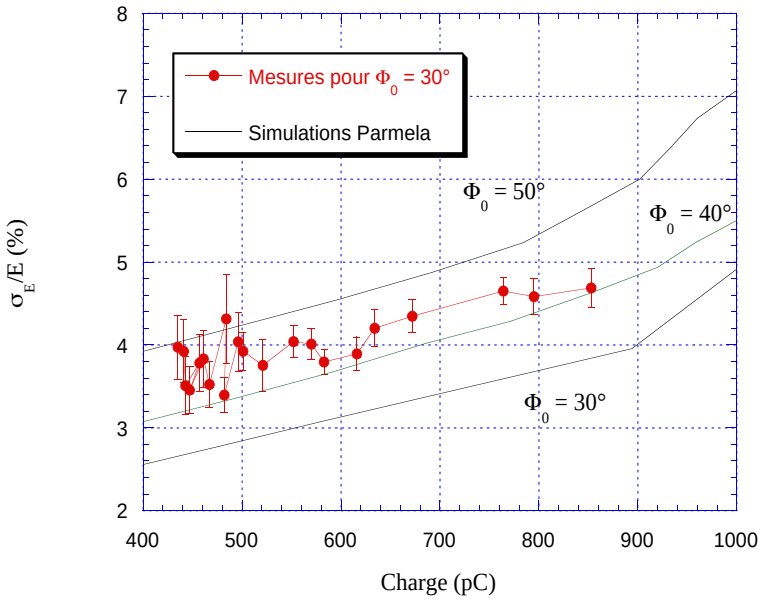


Figure 3.21: Mesure de la dispersion relative en énergie du faisceau en fonction de la charge du faisceau.

la figure 3.21 représente les résultats de la mesure de la dispersion relative en énergie en fonction de la charge du faisceau, pour un champ électrique de 70 et 50 MV/m dans les cavités du canon. La phase ϕ_0 vaut 30 degrés.

La comparaison des résultats expérimentaux avec les simulations Parmela fait apparaître une différence assez importante, puisque les mesures sont compatibles avec les valeurs simulées pour une phase de 40 degrés. On peut expliquer cet écart par plusieurs facteurs :

- La dimension horizontale du faisceau à l'entrée du dipôle est plus importante que la valeur de 2 mm prise comme référence dans les calculs de l'élargissement de la taille du faisceau sur la fente d'analyse.

- L'émittance horizontale rms non normalisée du faisceau est plus élevée que la valeur de 2 mm mrad utilisée dans les mêmes calculs d'élargissement.
- La focalisation du faisceau en amont du dipôle augmente la répulsion de charge d'espace de manière trop importante, conduisant à un grossissement de l'émittance du faisceau. L'élargissement de la mesure est alors à nouveau sous estimé.

La configuration de ce spectromètre pose de toute évidence des contraintes trop importantes sur les conditions d'entrée du faisceau. On peut remarquer ici qu'elle a été abandonnée sur les installations CTF et BNL qui l'incluaient dans leur conception originale.

3.8 Conclusion sur les mesures.

Les mesures de charge et d'énergie du faisceau ont bénéficié directement de la présence du système de stabilisation de la phase entre la laser et la HF. Grâce à elles, il est possible de définir la valeur de ϕ_0 plus précisément qu'auparavant, et d'obtenir des performances reproductibles d'un tir à l'autre. Le fonctionnement privilégié apparaît ici être obtenu pour une phase ϕ_0 de 30 degrés, aux valeurs de champ retenues. Il permet d'obtenir un faisceau dont la charge vaut 1 nC et l'énergie moyenne 2,4 MeV, une dispersion en énergie rms de 4,7 %.

Chapitre 4

Simulation de la dynamique du faisceau de Candela.

4.1 Introduction

Si les modèles qui décrivent les photo-injecteurs procurent des résultats très proches des simulations numériques les plus poussées, les conditions requises pour leur application sont souvent restreintes à des plages de paramètres proches de ceux qui permettent de minimiser l'émittance transverse. D'autres, plus simplement nécessitent une conception spécifique pour être appliqués. Les contraintes expérimentales peuvent également entraîner un réglage de l'injecteur qui est incompatible avec les hypothèses des modèles, en particulier le dépassement de la limite d'extraction linéaire de la charge. Dans le cas particulier de Candela, la configuration de l'injection du laser retire au problème la symétrie cylindrique, ce qui modifie notablement la dynamique du faisceau, et nous écarte immédiatement des hypothèses sur lesquelles sont fondées les modèles analytiques. Tirer parti des résultats procurés par les codes de calcul a permis, comme il a été dit précédemment d'analyser la dynamique et d'imaginer des méthodes de correction d'émittance. L'utilisation de ces codes dans des conditions nouvelles est également nécessaire à leur validation et leur correction.

Les simulations de Candela ont été réalisées en considérant dans un premier temps des conditions idéales, en particulier en ignorant le fait que le laser est injecté dans le canon avec un angle de 54,5 degrés (voir le paragraphe 3.4.2), pour déterminer les performances intrinsèques du canon. Les résultats concernant les variations des grandeurs caractéristiques en fonction des paramètres les plus importants sont présentés dans la référence [45]. L'optimisation du fonctionnement du canon dans ces conditions ne sera donc pas répétée ici.

Les simulations présentées dans ce chapitre ont été effectuées en poursuivant le but de comprendre la différence introduite dans la dynamique et les propriétés du faisceau en injectant le laser avec cet angle. Ces calculs n'avaient jamais été effectués auparavant.

Le phénomène de saturation de l'émission de charge en impulsions ultra-brèves a également pu être simulé à l'aide de plusieurs codes de calculs, ce qui également nouveau.

4.2 Codes de calculs.

La plupart des simulations de la dynamique de faisceau pour le photo-injecteur Candela ont été effectuées à l'aide du code Parmela. La première version de ce programme a été écrite à Los Alamos par K. Crandall et L. Young à la fin des années 70. Il a été utilisé dans le cadre de la conception de nombreux injecteurs, qui lui a permis d'acquérir une réputation souvent renforcée par la réussite des projets. Pendant une longue période de temps, il est resté le seul code de calcul assez complet pour simuler des types variés d'accélérateurs linéaires à électrons[1]. En effet, la source, les éléments de focalisation, les cellules des sections accélératrices peuvent être paramétrées, ainsi que les distributions dans l'espace des phases des faisceaux générés. La particularité principale du code réside dans le calcul des forces de charge d'espace, qui, avec l'utilisation de la méthode dite "point par point" permet de calculer l'évolution d'une distribution de charge sans symétrie particulière [56]. D'autres codes sont capables de transporter des faisceaux en tenant compte de la charge d'espace, comme TRACE-3D [57], mais la limitation de ce programme particulier se retrouve sur la forme unique de distribution disponible, en l'occurrence, une distribution K-V dans l'espace des phases à 6 dimensions. Le cas particulier de Candela ne peut pas être réduit à une telle distribution sans simplifier abusivement les conditions de génération du faisceau d'électrons.

Plusieurs versions de Parmela ont évolué de manière indépendante dans le monde, et celle utilisée au LAL, maintenue par B. Mouton, tient compte de certaines modifications majeures qui ont été apportées au code. En particulier, une carte d'entrée pour la génération d'un faisceau de photo-injecteur a été ajoutée, puis adaptée au cas de l'injection du faisceau laser avec un angle sur la cathode [58].

Parmela est un code pousseur de particules, et l'intégration des équations du mouvement est réduite à sa plus simple expression, utilisant la méthode d'Euler, qui n'est ni très stable, ni très précise (voir l'annexe A). D'autres codes calculant de manière plus exacte les interactions entre les électrons et le champ électromagnétique existent. Ceux-ci sont capables de résoudre les équations de Maxwell dans les cavités accélératrices en l'absence ou en présence d'un faisceau. Le code PRIAM [54] développé au LAL par G. Lemeur et F. Touze, fondé sur une méthode d'éléments finis mixtes a montré en particulier sa capacité à simuler le phénomène de saturation de la charge extraite de la cathode. Les raisons pour lesquelles il a été essentiellement utilisé dans la phase de conception des cavités accélératrices du canon, et pas pour la simulation des situations expérimentales sont au nombre de deux. Il ne peut traiter que des problèmes à symétrie cylindrique, et le traitement des éléments magnétiques du transport n'est pas implémenté, ce qui est compréhensible, étant donné qu'un code électromagnétique n'est pas en général destiné à simuler des lignes de transport de faisceau. D'autres codes capables de simuler les photo-injecteurs sont ITACA de L. Serafini [59] qui est aussi du type auto-consistant, et ATRAP, de J. L. Coacolo [60] qui utilise les potentiels de Liénard-Wiechert pour prendre en compte le champ propre du faisceau dans sa dynamique, sans toutefois répercuter les effets de l'interaction faisceau-cavité.

[1] Il existe le pendant de Parmela pour les ions, Parmila, dont Parmela est une adaptation.

4.3 Effet du front d'onde tourné du laser.

L'étude des propriétés de Candela n'avait jusqu'ici pas intégré les effets de l'injection du laser (voir le paragraphe 3.4.2) sur la dynamique du faisceau. Alors que la durée de l'impulsion laser aurait dû être variable, et de l'ordre de quelques picosecondes, l'injection du laser avec un angle n'aurait pas porté à conséquence.

L'utilisation d'un laser ultra-bref rend l'étude des effets de l'angle sur le faisceau d'électrons indispensable. Cependant, les codes de calcul ne sont en général pas conçus pour simuler de telles situations, puisqu'ils reposent la plupart du temps sur l'hypothèse que le faisceau et les éléments accélérateurs possèdent la symétrie cylindrique.

Parmela est le seul code parmi ceux qui ont été cités qui permette, après une modification assez minime, d'étudier la dynamique d'un faisceau qui ne possède pas cette symétrie, car son calcul de la charge d'espace par une méthode point par point ne repose sur aucune hypothèse de symétrie.

4.3.1 Adaptation de Parmela.

Une modification de la génération des macro-particules a été effectuée dans Parmela pour que la situation correspondant à Candela puisse être simulée [58]. La corrélation entre l'abscisse x et la phase de lancement d'une particule et l'asymétrie dans le plan (x, y) sont ainsi reproduites.

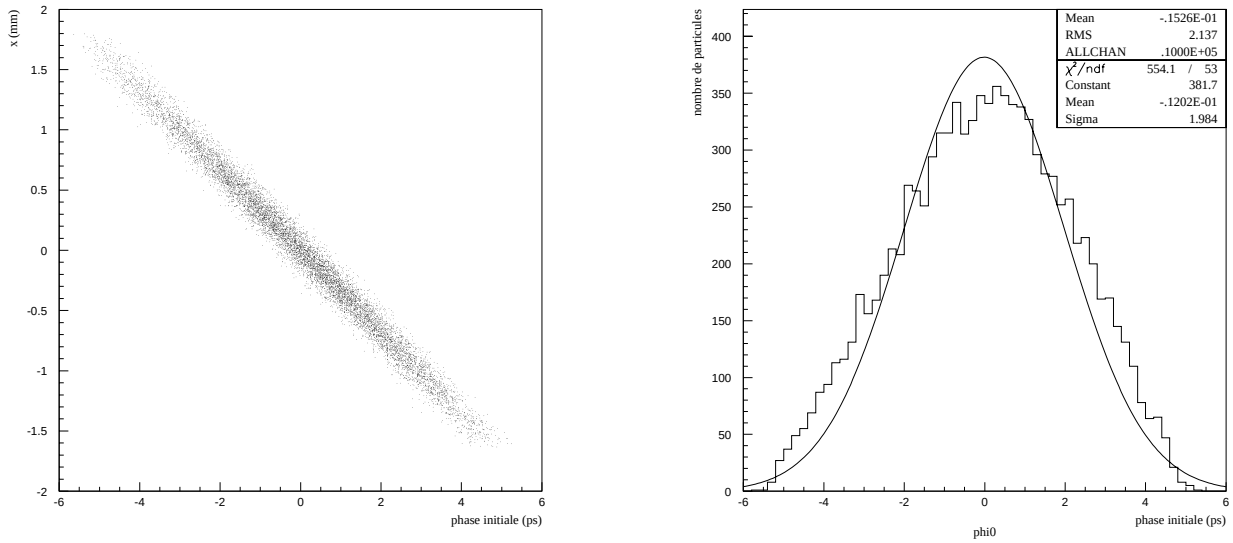
La première des conséquences de l'orientation du front d'onde du laser est la production d'un faisceau qui n'est plus dans le domaine sub-picoseconde, mais dont la durée quadratique moyenne de la projection temporelle, que l'on peut qualifier de durée effective est supérieure ou égale à 2 ps. Cette borne inférieure correspond aux tailles de la tache laser les plus faibles qu'il soit raisonnablement possible de produire sur la cathode. Diminuer la taille du faisceau laser fait croître l'importance des effets de la charge d'espace, qui se traduisent par une dispersion en énergie et des durées de paquets accrues. Il faut également rester sous le seuil d'émission explosive, qui se produit pour des densités d'énergie de l'ordre du GW/cm^2 [61]. La figure 4.1 montre les distributions du faisceau d'électrons dans l'espace et dans le temps sur la cathode. La phase est utilisée pour représenter la dimension temporelle[2]. Elles correspondent à l'image de l'impulsion laser, c'est à dire à la distribution des électrons amenés aux niveau du vide, et non pas - dans le cas général - aux électrons effectivement accélérés. Ce point sera explicité dans le paragraphe concernant les effets de la saturation.

4.3.2 Effet de l'angle d'injection sur la distribution transverse.

4.3.2.1 Distribution transverse dans le cas axi-symétrique.

Il a été montré au chapitre 2 que la distribution du faisceau d'un photo-injecteur possède une corrélation entre l'impulsion transverse et la phase ϕ_0 qui donne l'aspect d'éventail à la projection sur un plan transverse de l'espace des traces, (x, x') par exemple. Il est équivalent de raisonner en termes de tranches longitudinales, repérées par leur

[2]Le plan longitudinal de l'espace des phases correspond au couple phase énergie.



(a) (b)

Figure 4.1: Distribution des macro-particules générées par Parmela en prenant en compte l'angle d'injection réel du laser sur la cathode, projetée sur le plan (ϕ, x) (a). La projection temporelle de cette distribution est représentée en (b). La durée effective du faisceau est de l'ordre de 2 ps, ici totalement déterminée par la taille transverse du faisceau laser.

position longitudinale ζ à l'intérieur du faisceau ou de phases ϕ_0 si les premières ne se mélangent pas au cours de l'accélération. A chaque tranche longitudinale du faisceau, correspond alors un angle r'/r dans le plan de trace transverse (r, r') où la divergence r' est donnée par l'équation (2.10) à travers sa phase de sortie du canon. La figure 4.2 illustre cette dépendance, en mettant en évidence trois tranches longitudinales caractéristiques. La charge du paquet d'électrons a volontairement été choisie élevée (10 nC sont photo-excités et 3,6 nC sont réellement accélérés) pour que le front de l'impulsion corresponde au maximum de courant crête. On peut constater que c'est aussi la tranche portant l'angle r'/r le plus élevé. On illustre ainsi l'augmentation de l'émittance due à la charge d'espace.

Sur la figure 4.2, les tranches ne se distinguent pas aussi clairement que l'indiquerait l'application de la relation (2.10), car les effets de la saturation se manifestent par une augmentation de l'émittance non corrélée.

4.3.2.2 Distribution transverse dans le cas de Candela.

L'existence d'une nouvelle corrélation entre la phase ϕ_0 et la position x va détruire l'arrangement de la projection du faisceau dans (x, x'). On s'attend à ce que la distribution soit modifiée à la fois par des effets HF, les électrons de part et d'autre de l'impulsion ne voyant plus les mêmes champs électriques et magnétiques, et par des effets de charge

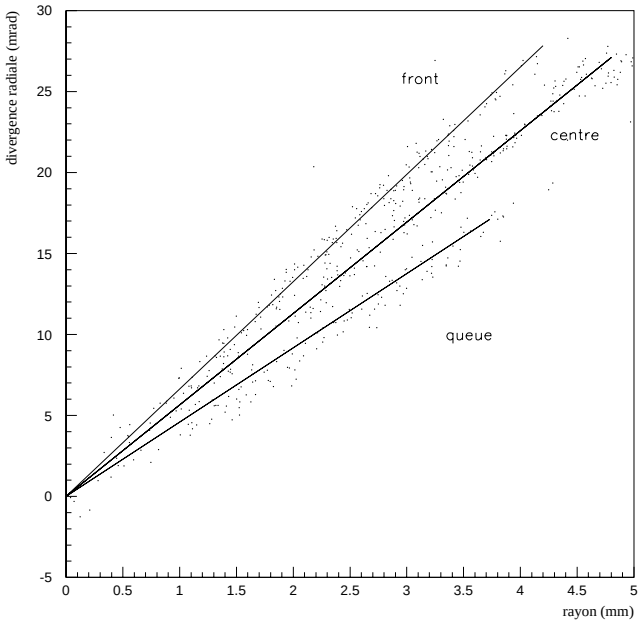


Figure 4.2: Illustration de la corrélation entre la position longitudinale dans l'impulsion et l'impulsion radiale. Les lignes sont présentes pour faciliter la distinction entre les différentes tranches.

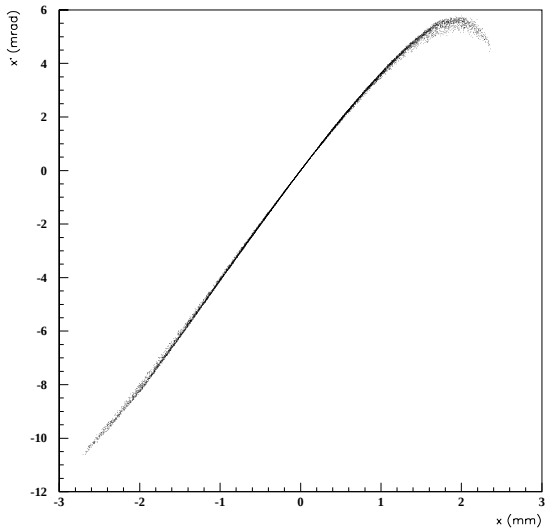
d'espace asymétriques.

On a comparé les distributions transverses et longitudinales dans les deux cas, pour un faisceau sans charge sur les figures 4.3 et 4.4. La projection du faisceau laser sur la cathode peut être approchée par une distribution gaussienne tronquée sur une base elliptique. La comparaison avec un faisceau injecté sur l'axe aurait nécessité la génération d'un faisceau de section elliptique, ce qui n'est pas prévu dans la carte d'entrée utilisée. Un faisceau circulaire de rayon égal au demi grand-axe de l'ellipse a donc été utilisé. Seules les particules générées dans l'ellipse ont été sélectionnées pour les graphes de la figure 4.4, en profitant de l'absence de charge du faisceau, pour améliorer la comparaison.

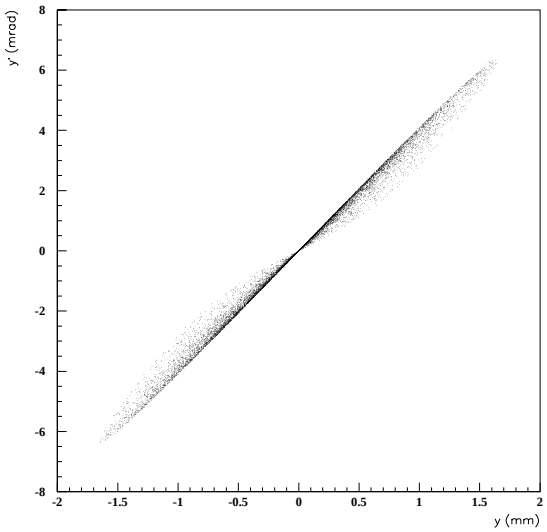
La première constatation est que la distribution dans le plan (y, y') n'est pas modifiée par l'effet de l'angle. La distribution dans le plan (x, x') est rendue asymétrique par le fait que les électrons de gauche et de droite n'ont pas la même phase par rapport à l'onde HF. La distribution du faisceau possédant une corrélation entre x et ϕ, la dynamique du canon HF en créant une entre x et x', il en existe une nouvelle entre ϕ et x'. L'émittance rms horizontale non normalisée subit une augmentation lorsque le laser est injecté avec un angle, passant de 0,01 à 0,056 mm mrad dans le cas présenté. Quelque soit l'angle d'injection, on remarque la courbure de la distribution due aux termes non-linéaires en r qui interviennent dans l'expression de l'impulsion radiale. Ceux-ci reflètent l'existence des harmoniques d'espace du champ électrique dans les cavités [62].

La distribution longitudinale subit la plus grande transformation, avec un allongement et une dispersion en énergie accrues lorsque l'on injecte le laser avec un angle.

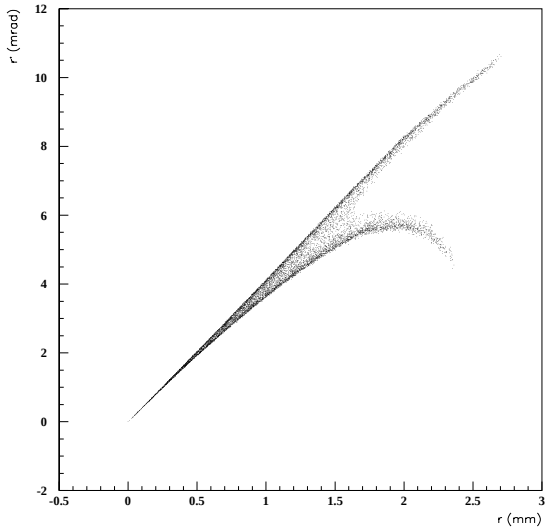
Le faisceau correspondant à l'injection réelle est plus facilement comparable à un paquet d'électrons qui aurait été créé par une impulsion laser de durée égale à la durée effective définie plus haut. La variation de l'émittance rms horizontale en fonction de la



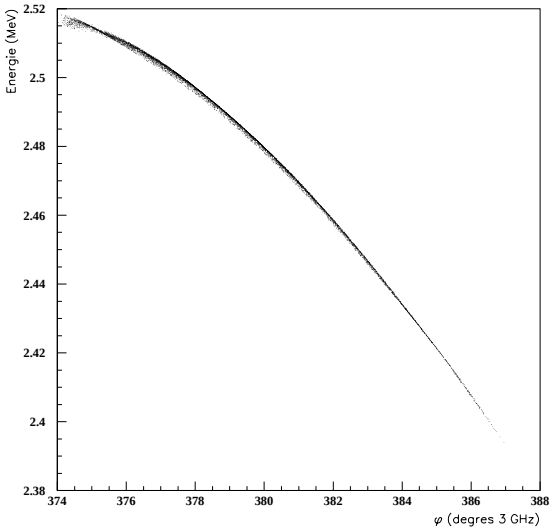
(a) plan (x, x')



(b) plan (y, y')

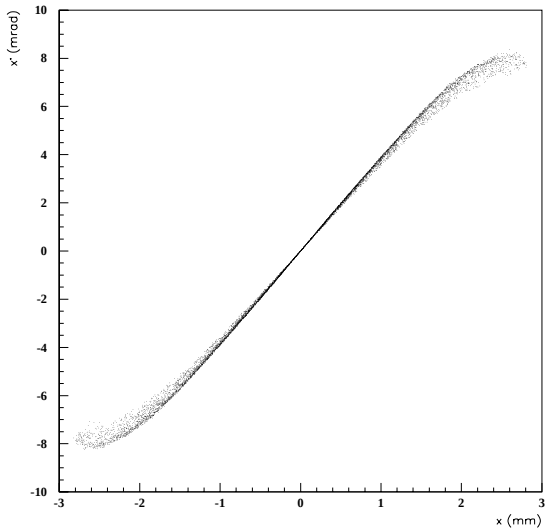


(c) plan (r, r')

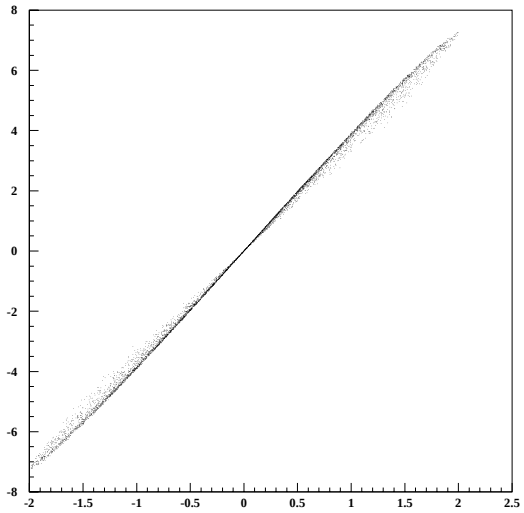


(d) plan (ϕ, E)

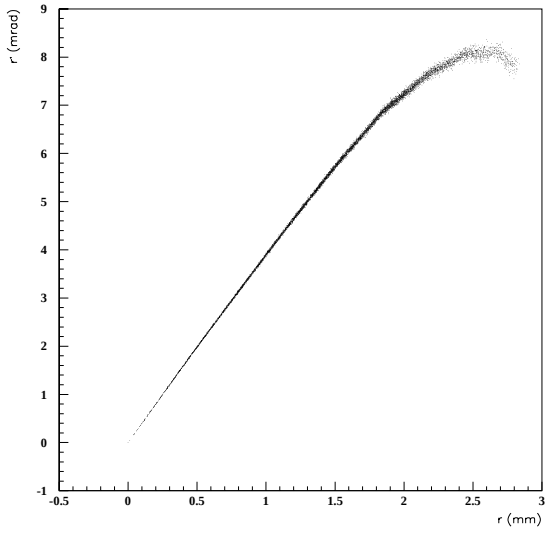
Figure 4.3: Portraits de l'espace des traces à la sortie du canon pour un faisceau sans charge injecté avec un angle de 54,5 degrés par rapport à l'axe de la machine. Paramètres principaux $E_1 = 70$ MV/m, $E_2 = 50$ MV/m, $\phi_0 = 40$ degrés, $\phi_{12} = 170$ degrés, $\sigma_r = 0{,}5$ mm, $\sigma_t = 250$ fs.



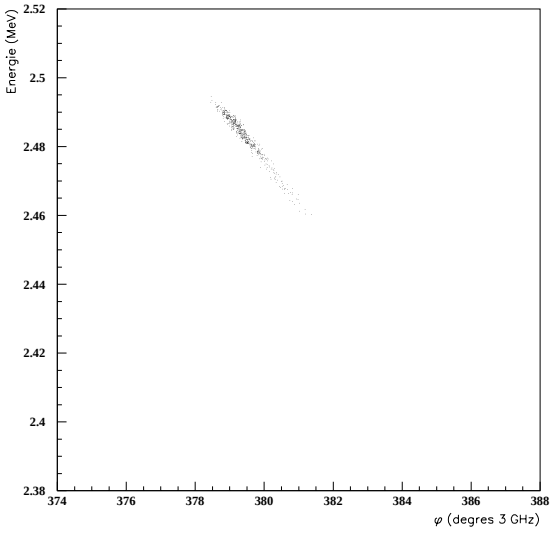
(a) plan (x, x')



(b) plan (y, y')



(c) plan (r, r')



(d) plan (ϕ, E)

Figure 4.4: Portraits de l'espace des traces à la sortie du canon pour un faisceau sans charge injecté sur l'axe, de section elliptique, $\sigma_x = 0{,}625$ mm, $\sigma_y = 0{,}5$ mm. Les autres paramètres sont identiques à ceux de la figure 4.3.

phase est comparée pour les trois faisceaux dont il vient d'être question sur la figure 4.5 . La valeur de la durée effective est ici 2,2 ps. La variation de l'émittance du faisceau dit réel est très comparable à celle du faisceau dit effectif, alors que le faisceau ultra-bref - on peut le considérer comme une tranche du précédent - conserve une émittance très inférieure. La loi d'échelle en σ_l^2 suivie par l'émittance d'origine HF d'après la relation (2.11) de Kim n'est pas respectée, elle aurait imposé un rapport de 100 entre l'émittance du faisceau effectif et celle du faisceau ultra-bref. La dépendance non linéaire de l'impulsion radiale vis-à-vis du rayon fait que le modèle de Kim ne s'applique plus. Comme prévu par la théorie de Gao, cette non linéarité permet de limiter l'émittance du faisceau (voir le paragraphe 2.2.3.1).

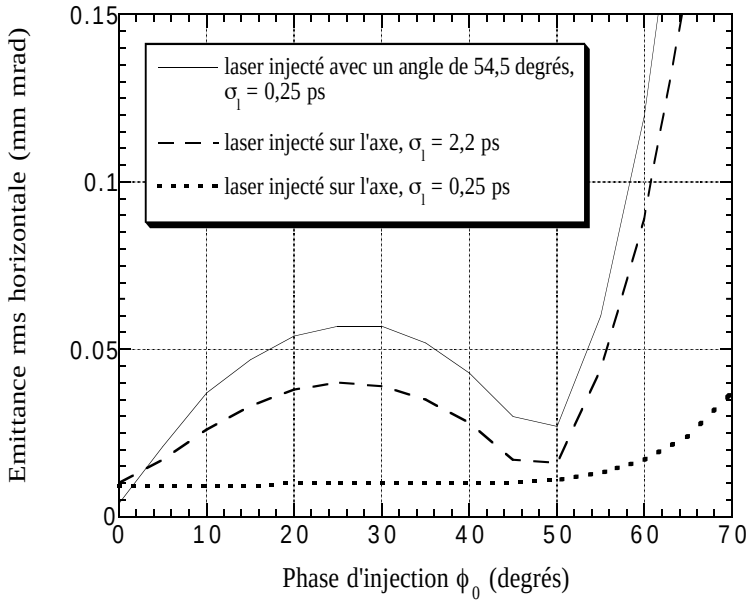


Figure 4.5: Comparaison de la variation en fonction de la phase ϕ_0 de l'émittance rms horizontale non normalisée pour un faisceau sans charge ultra-bref créé par une impulsion laser injectée sur l'axe, injectée avec un angle de 54,5 degrés et le faisceau effectif de 2,2 ps rms. (voir texte).

La différence majeure de comportement du faisceau survient lorsque l'on fait intervenir les effets de la charge d'espace. Dans le cas réel, chaque tranche longitudinale possède un centroïde dans le plan (x, x') dont la position découle de la corrélation entre x et ϕ_0, et varie en fonction de ζ.

Dans chaque tranche, les forces transverses de charge d'espace vont s'appliquer après l'émission de manière symétrique par rapport à ce centroïde, si tant est que l'on peut considérer que la distribution transverse de chaque tranche est symétrique en x, et avec une intensité variable en fonction de la densité de charge locale. Si les évolutions transverses et longitudinales peuvent être traitées indépendemment comme on en fait l'hypothèse habituellement, chaque tranche se comporte comme un faisceau à part entière, soumis à

ses propres effets de charge d'espace. La première conséquence est une évolution différente de l'émittance du faisceau qui résulte directement de la rotation différentielle des tranches dans le plan (x, x').

La représentation du faisceau dans son référentiel propre permet de se rendre compte de l'importance de l'asymétrie des forces de charge d'espace qui vont s'exercer sur lui. La distribution projetée sur le plan $(\gamma z, x)$ est représentée sur la figure 4.6 pour trois valeurs de la phase dans la première cellule du canon. Il est intéressant de constater qu'il n'est pas possible de considérer l'asymétrie comme devenant négligeable, même après accélération.

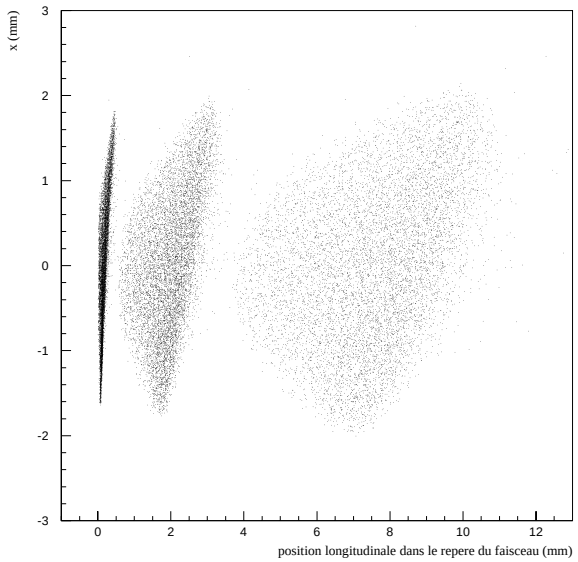
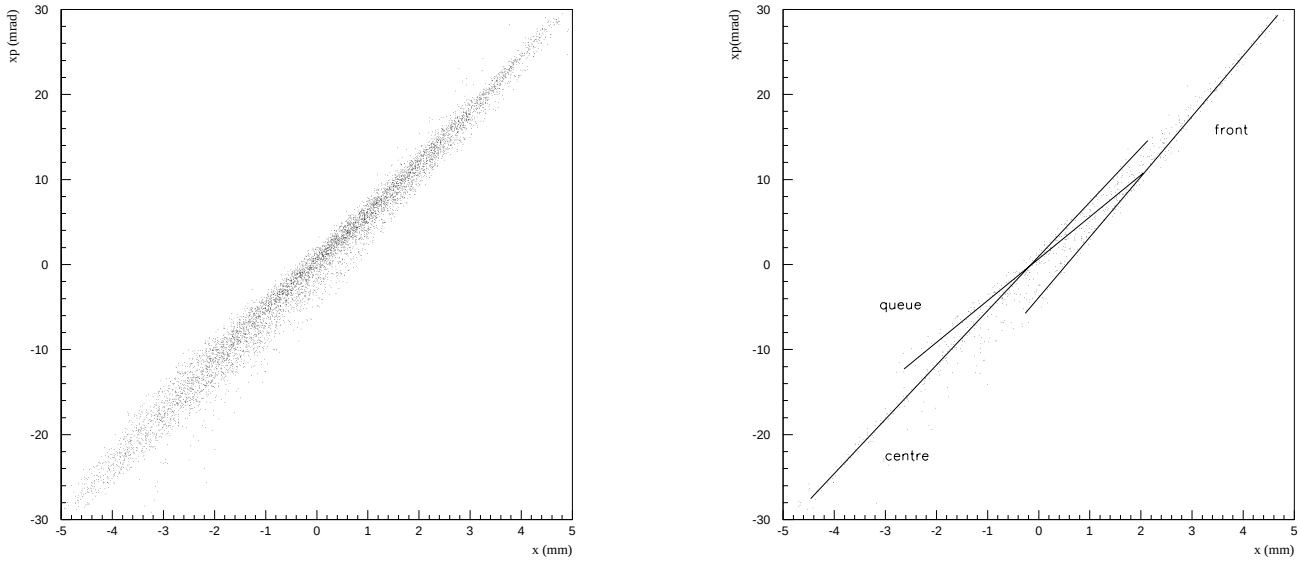


Figure 4.6: Evolution du paquet d'électrons dans son référentiel propre, pendant le transit dans la première cellule.

La figure 4.7 montre l'évolution asymétrique des tranches de l'impulsion dans le plan (x, x') de l'espace des traces. On doit comparer les distributions des particules à celles représentées sur la figure 4.8 qui résultent de la simulation d'un faisceau injecté sur l'axe. La distribution de la figure 4.7 (a) ne présente plus la forme d'éventail caractéristique de la dynamique du canon HF.

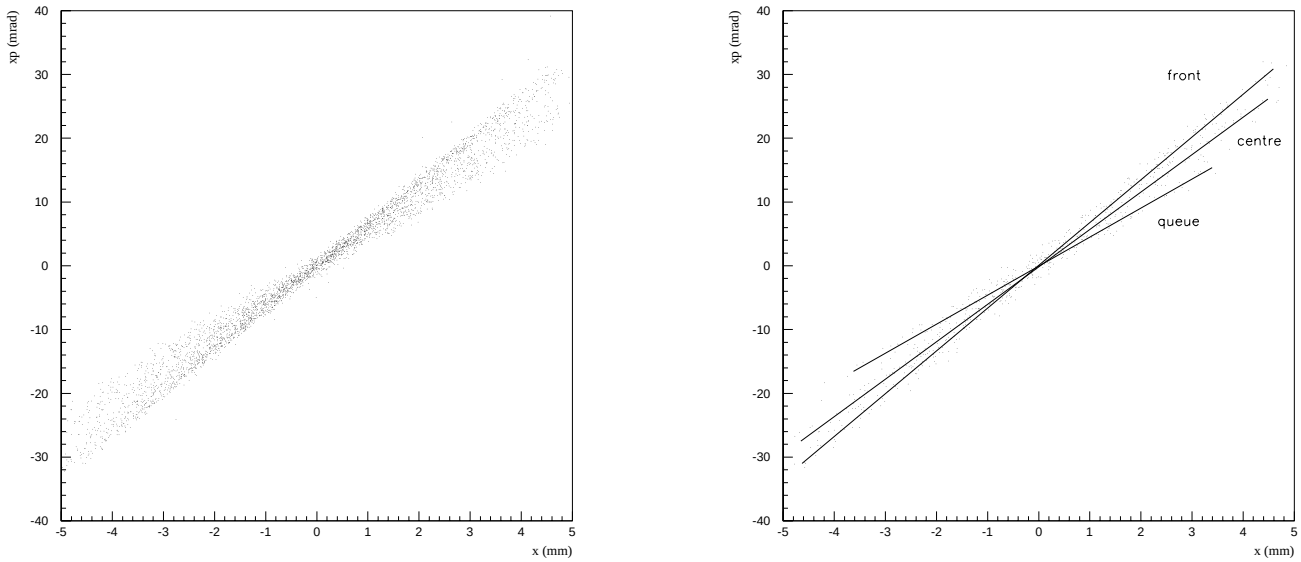
La première conséquence de ce comportement du faisceau est de rendre inefficiente toute tentative de correction de l'émittance transverse.

La comparaison de la variation de l'émittance transverse pour les trois injections définies plus haut sont présentées sur la figure 4.9 pour une charge photo-excitée de 100 pC et 1 nC. Le faisceau effectif défini précédemment n'est plus directement équivalent au faisceau réel, puisque sa densité de charge est beaucoup plus faible, cependant, tous les deux ont le même courant crête initial et restent donc comparables. L'injection du faisceau ultra-bref sur l'axe du canon permet une diminution de l'émittance horizontale dans tous les cas. Pour une phase ϕ_0 de 30 degrés, l'émittance rms non normalisée de 3 mm mrad obtenue dans le cas réel pour une charge de 900 pC, est égalée en produisant une charge de 1,8 nC lorsque le faisceau laser est injecté sur l'axe et possède une durée



(a) (b)

Figure 4.7: Portrait du faisceau dans l'espace des traces pour un paquet de 1 nC injecté avec un angle de 54,5 degrés par rapport à l'axe de la machine. La figure (b) montre l'orientation de trois tranches longitudinales caractéristiques du faisceau.



(a) (b)

Figure 4.8: Portrait du faisceau dans l'espace des traces (x, x') à la sortie du canon pour un faisceau injecté sur l'axe.

rms de 2,2 ps.

4.3.3 Effet de l'angle de l'injection sur les propriétés longitudinales.

La comparaison entre les trois cas présentés au paragraphe précédent est poursuivie ici pour la durée des impulsions et la dispersion en énergie. Il apparaît sur la figure 4.10 que les performances obtenues avec le faisceau ultra-bref sont toujours les meilleures, mais que la durée des paquets pour une charge de 1 nC n'est, au mieux que diminuée de 25 % par rapport aux deux autres faisceaux. Le comportement de ceux-ci est extrêmement proche.

On peut remarquer que pour la charge de 100 pC, et pour une phase ϕ_0 inférieure ou égale à 40 degrés, une compression temporelle du paquet peut être réalisée, puisque la durée rms initiale à considérer vaut 2,2 ps. Pour des charges plus élevées, la compression ne se trouve jamais réalisée : les électrons de tête subissent une accélération supplémentaire due au champ de charge d'espace. Il est ainsi plus aisé de comprimer un paquet long qu'un paquet ultra-court, pour une charge donnée. Les simulations montrent que l'impulsion créée en injectant le faisceau laser sur l'axe n'est jamais comprimée.

Le profil du champ électrique de Candela n'est pas favorable à la compression : bien que le champ électrique sur la cathode croisse pendant l'émission du paquet, il est aussi une fonction croissante de la position z dans la première moitié de la première cellule, les deux effets agissant en sens inverse. Le champ qui règne dans un canon sinusoïdal, qui varie en $\sin kz$ est à ce point de vue plus approprié.

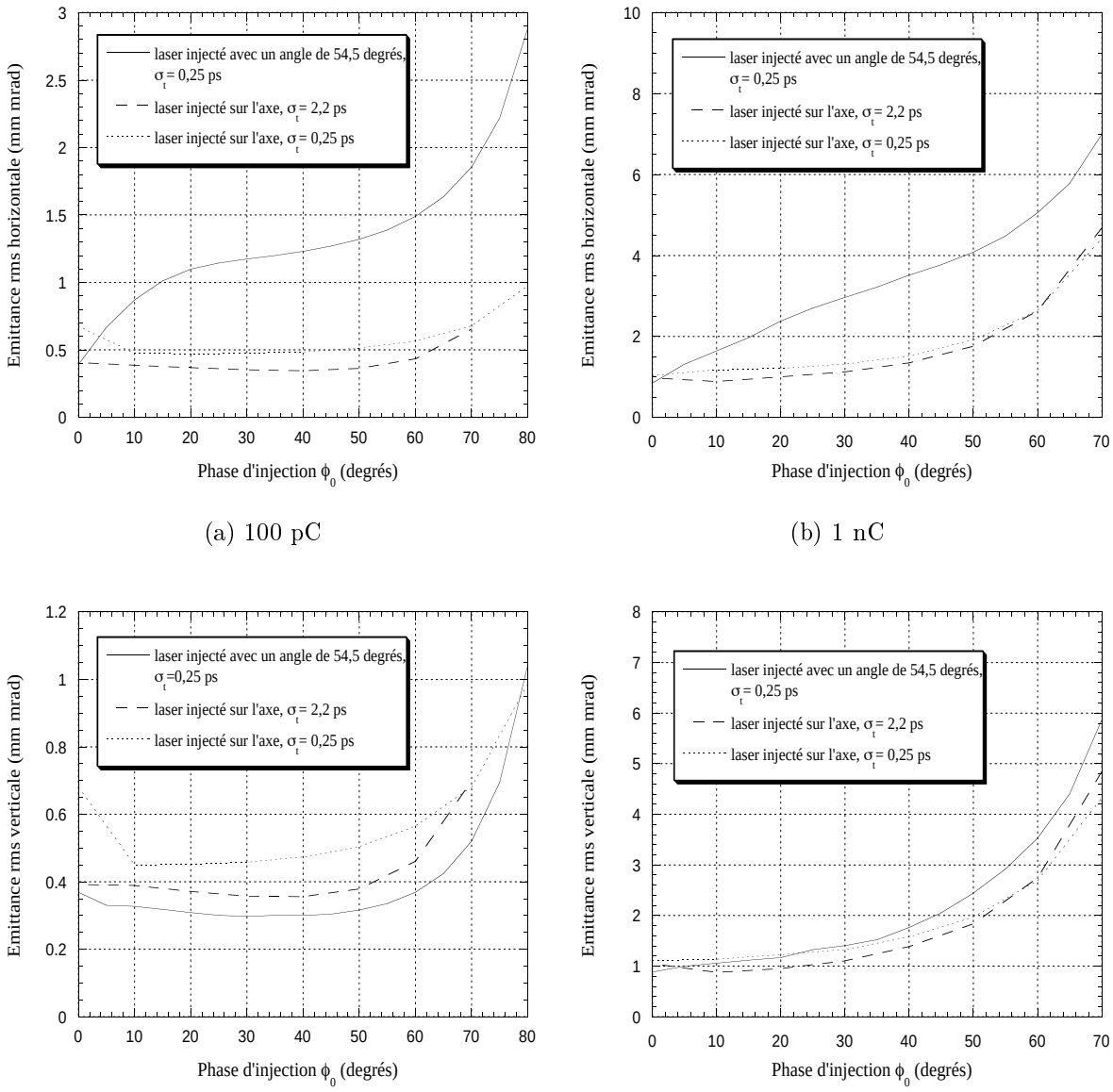
4.4 Simulation de l'émission de la charge.

De manière générale, les photo-injecteurs existants sont déclenchés par des lasers dont la durée quadratique moyenne est supérieure à quelques degrés de phase HF. Les codes de calcul n'ont donc pas pu être validés dans le domaine des faisceaux ultra-brefs, où se situait le projet Candela.

Le problème de l'extraction de la charge de la cathode est primordial lorsqu'il s'agit de simuler des fonctionnements de l'injecteur pour lesquels l'extraction des électrons photo-déclenchés ne varie plus linéairement en fonction de l'énergie apportée par le laser.

4.4.1 Impulsions ultra-brèves et saturation.

Dans un premier temps, l'utilisation de Parmela a montré son incapacité à reproduire le phénomène de saturation de l'extraction de la charge à la fois attendu par la théorie (voir le paragraphe 2.3.3.1) et l'expérience. La première conséquence de l'absence de saturation dans les simulations Parmela était l'impossibilité de reproduire la variation de l'émission du canon en fonction de la phase ϕ_0 observée expérimentalement, certes en injectant le laser avec un angle. La charge extraite dépend du champ électrique qui règne au niveau de la cathode, donc de ϕ_0, et la variation de l'émission en fonction de ce paramètre doit se produire de la même manière pour des impulsions ultra-brèves.



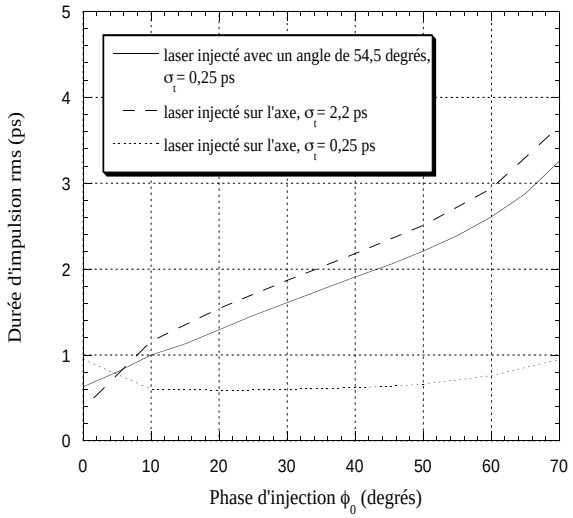
(a) 100 pC

(b) 1 nC

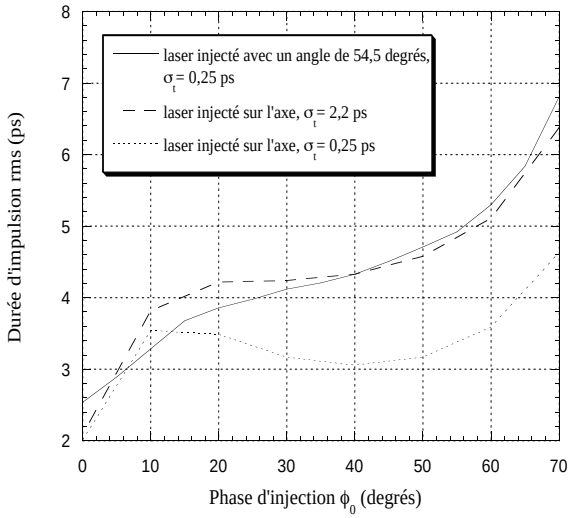
(c) 100 pC

(d) 1 nC

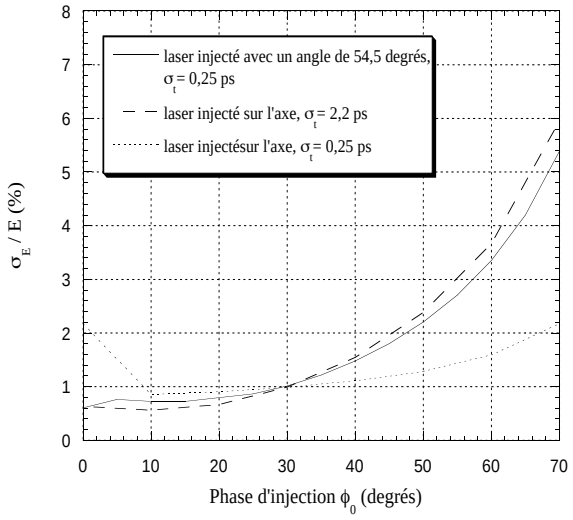
Figure 4.9: Variation de l'émittance horizontale (a et b) et verticale (c et d) à la sortie du canon, en fonction de ϕ_0, et pour deux valeurs de charge photo-excitée. Trois configurations de l'injection du laser sont représentées: un faisceau laser ultra-bref, injecté avec un angle de 54,5 degrés, le faisceau effectif correspondant et une impulsion laser ultra-brève injectée sur l'axe du canon. Les émittances ne sont pas normalisées.



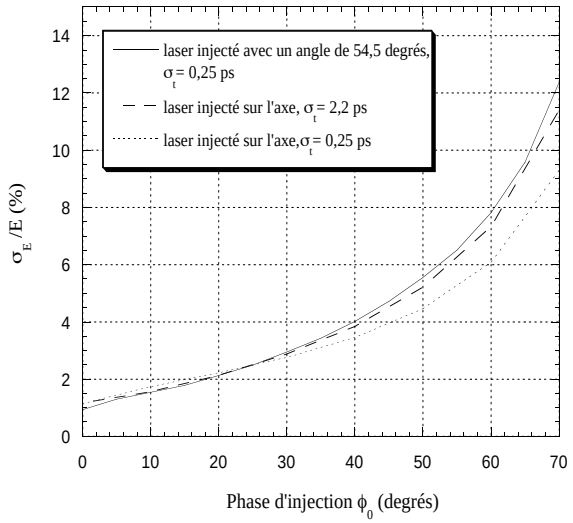
(a) 100 pC



(b) 1 nC



(c) 100 pC



(d) 1 nC

Figure 4.10: Variation de la durée des paquets d'électrons (a et b) et de la dispersion relative en énergie (c et d) à la sortie du canon, en fonction de la phase ϕ_0, pour deux valeurs de charge photo-excitée. Les trois configurations d'injection du laser sont celles de la figure 4.9.

Des simulations utilisant le code PRIAM ont pu reproduire la partie non-linéaire de l'extraction, comme le montre la figure 4.11[3].

Plutôt que de représenter la charge extraite en fonction de l'énergie de l'impulsion laser, on a utilisé comme abscisse la charge photo-excitée, à laquelle peut se comparer la charge spécifiée en entrée des simulations. Le maillage de la première cavité avait été considérablement raffiné pour ces simulations, atteignant une taille inférieure à 10 microns dans les premiers millimètres en partant de la cathode.

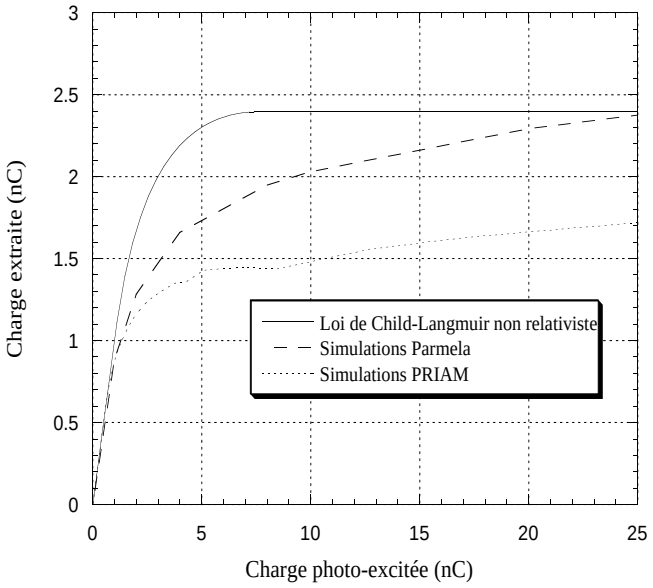


Figure 4.11: Extraction de la charge pour un paquet ultra-bref. Le laser est injecté sur l'axe.

En réalité, il est possible de choisir des paramètres comme le pas de temps et le nombre de macro-particules de façon à obtenir une saturation de la charge avec le code Parmela, cependant, le temps de calcul devient exorbitant[4]. Les résultats portés sur la figure 4.11 utilisent 5000 macro-particules et un pas de temps de 100 fs. La zone d'extraction linéaire des électrons prédite par la Loi de Child-Langmuir est plus étendue que celle prévue par les simulations. Les deux codes produisent des résultats équivalents jusqu'à une charge photo-excitée de 1,5 nC. Il est probable qu'ils concorderaient sur une plus grande plage en utilisant plus de macro-particules dans Parmela. En effet, un petit nombre de simulations utilisant 10000 macro-particules ont été effectuées pour les charges les plus élevées représentées ici, donnant une charge extraite inférieure d'environ 20 % par rapport aux simulations à 5000 macro-particules. De manière générale, la charge

[3]Les conditions du calcul sont les suivantes : le champ électrique dans la première cellule vaut 53 MV/m, la phase ϕ_0 41 degrés. Le rayon rms du laser σ_r vaut 0,625 mm, la distribution d'énergie étant tronquée à 2 σ_r.

[4]Par exemple, plusieurs heures de CPU pour le premier millimètre de parcours des électrons sur une station HP9000/782.

extraite calculée par Parmela diminue lorsque le nombre de macro-particules augmente. Les paquets d'électrons sont très courts et possèdent une énergie cinétique de l'ordre de la dizaine de keV à la fin de l'extraction, donc les effets retardés du champ peuvent être négligés, ce qui est compatible avec le fait que les deux codes donnent la même tendance.

On peut conclure de cette comparaison que la simulation avec Parmela des faisceaux ultra-brefs en dehors du régime d'extraction linéaire n'est pas compatible avec les conditions requises pour la conception d'un injecteur sub-picoseconde, à savoir la rapidité des calculs et la stabilité des résultats en fonction des paramètres du code.

Les résultats des simulations mettent en doute les calculs faits à partir de la Loi de Child-Langmuir non relativiste. La variation de la distribution longitudinale du paquet au cours de l'extraction n'y est pas prise en compte, à la différence des codes. Les simulations Parmela les plus précises effectuées dans d'autres conditions de champ électrique ont montré que la distribution temporelle du paquet d'électrons effectivement émis pouvait, pour des charges élevées, avoir été émises uniquement par le front avant de l'impulsion laser.

4.4.2 Prise en compte de l'angle d'injection.

Le cas des impulsions générées en utilisant un faisceau laser injecté obliquement est différent du précédent, il faut considérer des paquets de largeur finie, adjacents et émis à des temps différents. On s'attend à une influence assez faible de chacun des sous-ensembles ainsi définis sur ses voisins pour ce qui concerne l'extraction de la charge.

Dans ces conditions, des résultats satisfaisants ont pu être obtenus à l'aide de Parmela, tout en maintenant les temps de calcul dans des proportions utilisables. La loi de proportionnalité entre la charge maximum extractible et la valeur du champ électrique sur la cathode résultant du modèle électrostatique est respectée par les simulations comme le montre la figure 4.12.

Le problème de la charge extraite est reporté sur les sous-ensembles qui peuvent être considérés comme répondant à une excitation laser ultra-brève. On peut donc prévoir que la partie centrale du faisceau (dans la direction horizontale) sera soumise aux problèmes de saturation plus rapidement que les bords, si on augmente progressivement la densité de charge photo-excitée. Aux fortes densités de charge, on ne tend pas vers une ablation de la partie arrière de l'impulsion, mais à un creusement du centre longitudinal du paquet d'électrons ainsi que l'illustre la figure 4.13. Le maximum du champ décélérateur dû à la charge d'espace coïncide avec l'émission du centroïde de l'impulsion. La corrélation entre la phase et la position x impose que les électrons émis après cet instant ne subissent pas ce champ, puisqu'ils sont extraits à des positions horizontales différentes, contrairement au cas où le faisceau laser est injecté sur l'axe.

4.5 Transmission du canon.

Il est important de savoir si la charge effectivement extraite de la cathode peut être transportée jusqu'à la sortie du canon, et de distinguer les paramètres susceptibles de

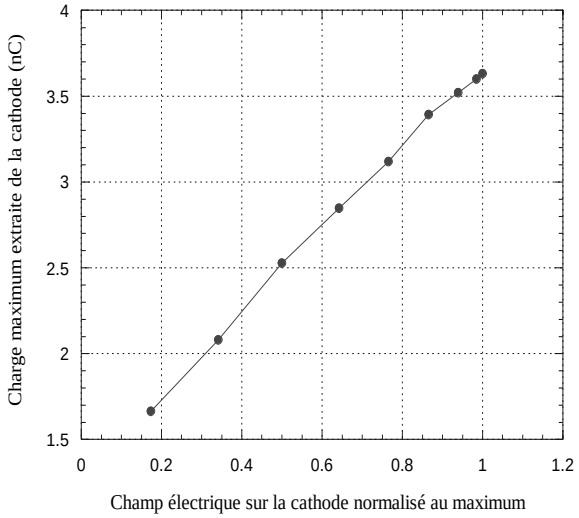


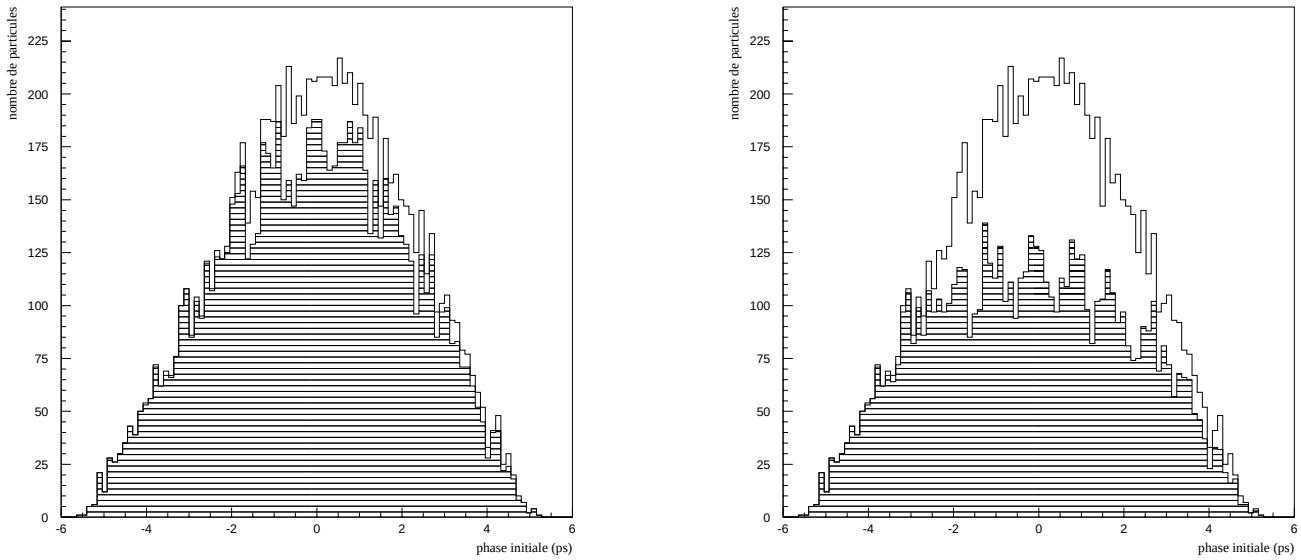
Figure 4.12: Vérification de la loi de proportionnalité entre la charge maximale extractible de la cathode et le champ accélérateur sur la cathode. La valeur du champ électrique a été normalisé au maximum des valeurs utilisées pour les simulations, soit 50 MV/m.

provoquer des pertes à l'intérieur des cavités. Ceci est d'autant plus important qu'il pourrait exister une charge limite pouvant être produite par le canon, indépendante de la charge photo-émise, pour un jeu de paramètre fixé, définissant alors des bornes permettant de réduire les contraintes sur l'énergie du laser et sur le rendement quantique. La figure 4.14 résume les résultats de simulations concernant la transmission du canon. L'effet de saturation de la cathode est masqué puisqu'on s'intéresse ici au transport de la charge qui a déjà été extraite de la photo-cathode.

L'optimisation de la transmission est primordiale. Malgré la géométrie du canon Candela, en particulier le faible diamètre des iris, il semble raisonnable de penser qu'à une mauvaise transmission correspondront des faisceaux ne possédant pas de bonnes qualités optiques. En effet, les électrons perdus sont soit porteurs d'une impulsion transverse importante, soit assez déphasés par rapport à l'onde HF pour être décélérés. Le second cas correspond aux limites de la courbe de transmission du canon et amène peu de commentaires : étant donnée la brièveté de l'impulsion la transmission longitudinale passe pratiquement de tout à rien, la dynamique à une particule peut donc être employée.

4.5.1 Transmission longitudinale

Les calculs de la transmission peuvent être faits en utilisant plusieurs méthodes. Les résultats qui suivent ont été établis en considérant un champ électrique dans la première cellule de 70 MV/m.



(a) 900 pC

(b) 1140 pC

Figure 4.13: On a représenté la distribution en phase ϕ_0 du faisceau au moment de sa création, et lors de son passage au centre de la première cellule accélératrice (partie hachurée), également en ϕ_0, pour deux valeurs de la charge extraite du canon. L'évolution de la distribution de charge est essentiellement marquée dans la partie centrale de la distribution, et s'accentue avec l'augmentation de la densité de charge du paquet. Le champ vaut ici 70 MV/m dans la première cellule accélératrice et la phase d'injection du laser 30 degrés. On peut remarquer ici que pour le cas (b), les valeurs de charge photo-excitée, extraite de la cathode et extraite du canon sont respectivement 2000 pC, 1350 pC et 1140 pC. Les pertes à l'intérieur du canon ont essentiellement lieu dans la seconde partie de la première cellule où le champ transverse défocalisant est le plus important.

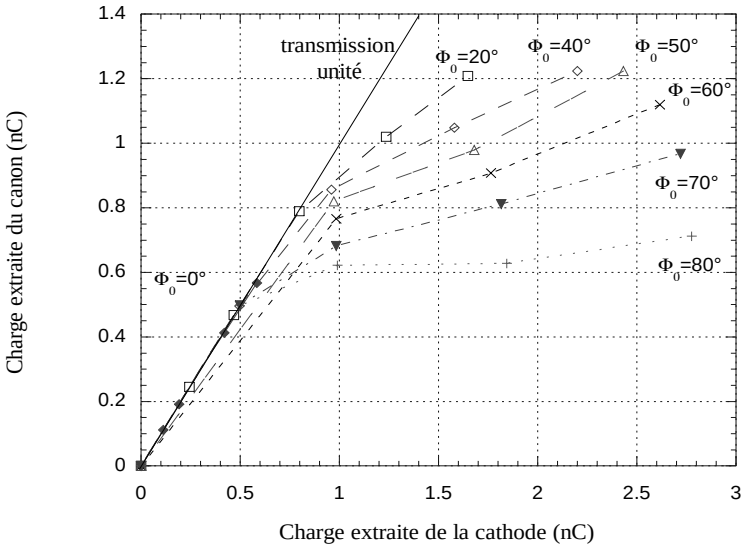


Figure 4.14: Transmission du canon pour plusieurs valeurs de la phase d'injection du laser. Le laser est injecté avec un angle de 54,5 degrés.

L'extension en phase de la courbe de transmission peut être calculée théoriquement en utilisant le modèle de Kim. Il suffit de considérer l'expression du facteur de Lorentz à la sortie du canon défini par l'équation (2.8) et d'imposer la condition $\gamma > 1$.

La résolution numérique donne une phase maximale de 120 degrés pour un α de 1,1, et pour un canon sans harmonique d'espace. Le modèle de Kim traite de façon erronée le cas des phases proches de zéro et ne permet pas de déterminer la phase minimale de la courbe de transmission. L'intégration numérique des équations du mouvement longitudinal, en utilisant une méthode Runge-Kutta du quatrième ordre, donne une valeur inférieure, 114 degrés.

Les simulations Parmela du canon Candela fournissent une valeur de 94 degrés. Cette valeur faible est due à une limitation du code qui utilise une particule de référence. Si celle-ci est perdue, le calcul est arrêté. Or l'intégration Runge-Kutta met en évidence des cas où la particule voit sa vitesse s'annuler et changer de signe; ces situations sont la cause de la perte de la particule de référence dans Parmela.

Les deux dernières méthodes de calcul montrent qu'il suffit que la phase soit strictement positive pour obtenir l'accélération des électrons aux faibles valeurs de ϕ_0.

4.5.2 Transmission radiale.

Il existe trois sources de perte de particules à l'intérieur du canon, l'impulsion transverse de charge d'espace communiquée aux électrons au niveau de la cathode, l'impulsion transverse HF qui défocalise le faisceau au passage des iris et le choix d'un rayon du

faisceau laser trop important.

La saturation de l'émission peut engendrer l'éjection transverse des électrons qui se trouvent extraits de la cathode à un instant où le champ accélérateur est localement très affaibli. Leur énergie cinétique est alors quasiment nulle et ils deviennent extrêmement sensibles aux forces transverses de charge d'espace. La figure 4.15 montre les positions transverses qu'occupaient des électrons perdus entre la moitié de la première cellule et le centre de la seconde, lors de l'émission par la cathode et de leur passage au centre de la première cellule, dans un cas où le faisceau laser est injecté sur l'axe du canon. On remarque que les électrons de l'extérieur du faisceau ont été préférentiellement perdus. L'écartement entre les deux ellipses permet d'évaluer la divergence moyenne de ce groupe de macro-particules dans la première moitié de la cellule à 80 mrad. La figure correspond à un cas où le laser est injecté normalement à la cathode. Les macro-particules présentes à l'intérieur du cercle ont été perdues suite à une "collision numérique" dans le code, caratéristique des méthodes de calcul de la charge d'espace utilisant les interactions de macro-particules.

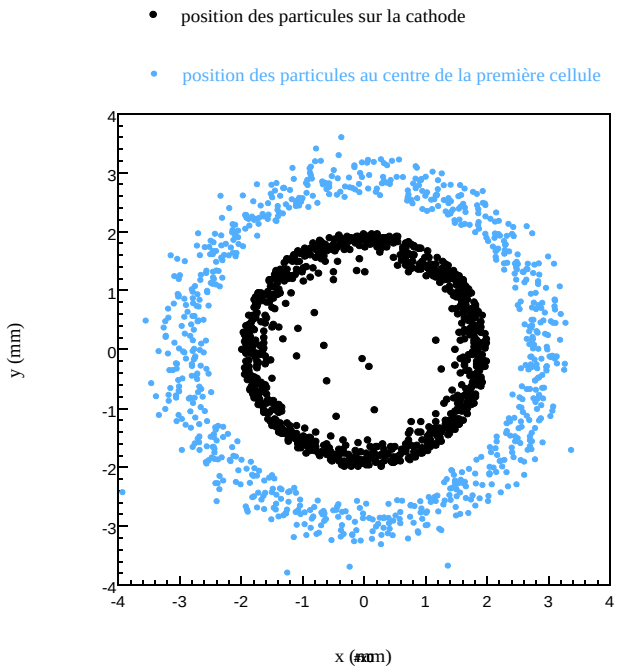


Figure 4.15: Positions transverses des électrons perdus sur l'iris entre la première et la deuxième cellule, au moment de l'émission et à leur passage au centre de la première cellule.

Dans les conditions où le laser est injecté avec un angle, les électrons perdus peuvent avoir des positions initiales transverses quelconques à l'intérieur du faisceau.

Les pertes se produisent pour les phases supérieures à 50 degrés comme le montre la figure 4.14, même si les charges considérées sont faibles.

4.6 Performances du canon en fonction des paramètres.

Ainsi qu'il a déjà été mentionné, la définition d'un point fonctionnement qui réaliserait l'optimisation de toutes les propriétés revêt peu d'intérêt. Les études des grandeurs caractéristiques du faisceau qui suivent vont montrer que pour certains couples de grandeurs, des compromis sont inévitables, alors que pour d'autres, des choix de paramètres s'imposent naturellement.

4.6.1 Paramètres.

Les paramètres à prendre en compte pour calculer les propriétés du faisceau du photo-injecteur sont nombreux. Ceux de Candela sont plus nombreux que pour la plupart des autres canons HF existants, de par l'indépendance du point de vue HF de ces deux cellules accélératrices. Il est utile de dégager un petit nombre de paramètres qui seront prépondérants, c'est à dire dont les variations ont une grande influence sur les propriétés du faisceau. Cette tâche n'est pas aisée puisque l'on peut souvent trouver une grandeur caractérisant les paquets d'électrons qui varie de façon significative en fonction de chacun des paramètres. Le tableau 4.1 rappelle les paramètres et leurs plages d'application pour Candela.

paramètres HF		plages
Champs électriques dans les cavités	$E1$ $E2$	0-100 MV/m
phase d'injection	ϕ_0	0-180 degrés à 3 GHz
déphasage entre les cellules	ϕ_{12}	0-360 degrés à 3 GHz
paramètre de faisceau		
rayon rms du faisceau laser	σ_r	0,3-2,3 mm
charge photo-excitée	Q_ϕ	0-4 nC

Tableau 4.1: Paramètres variables du photo-injecteur Candela.

4.6.2 Grandeurs caractéristiques.

Les grandeurs qui sont considérées comme caractéristiques du faisceau sont nombreuses. Un premier groupe comprend l'émittance transverse, la dispersion en énergie, la durée des paquets, l'énergie, la charge de l'impulsion, qui peut être considérée comme un paramètre de l'étude.

Un seconde série peut être utilisée, qui a l'avantage de permettre des comparaisons avec d'autres faisceaux, qui comprend l'émittance normalisée, la dispersion relative en énergie, le courant crête. Dans le cas du photo-injecteur, l'énergie et la charge sont susceptibles de varier de manière importante, il est donc utile de se référer aux grandeurs

normalisées comme critères d'optimisation. Cependant, il ne faut pas perdre de vue que ces grandeurs peuvent masquer une partie de la réalité. Il n'est par exemple pas forcément souhaitable de viser un courant crête très élevé si celui-ci est le résultat d'une charge très faible permettant l'obtention d'une durée de paquet très faible. Candela n'étant pas lié à une application de par sa vocation, les modes de fonctionnement privilégiés ont été ceux qui permettaient d'effectuer des mesures du faisceau dans les meilleures conditions, c'est à dire en donnant plus d'importance à la charge qu'au courant crête.

Il faut également préciser que les grandeurs caractéristiques dépendent en général de tous les paramètres cités au paragraphe précédent, et le plus souvent de manière non linéaire, ce qui rend l'optimisation des performances très compliquée. Par exemple, la charge émise variera dès que la valeur de ϕ_0, E_1, ou σ_r sera modifiée.

4.6.3 Optimisation des propriétés longitudinales.

La figure 4.16 illustre les variations relatives de la dispersion relative en énergie et du courant crête. Un tel diagramme permet de définir clairement une zone de paramètres où l'injecteur fonctionne dans les meilleures conditions. Il indique qu'il est possible d'optimiser simultanément le courant crête et la dispersion relative en énergie en utilisant une phase ϕ_0 de l'ordre de 30 degrés. Le second paramètre qui permet le parcours sur une courbe à phase fixe est la charge photo-émise. On peut également conclure qu'il existe une valeur de charge réalisant un bon compromis entre dispersion en énergie et courant crête. L'allure des courbes à phase constante vis-à-vis de la dispersion en énergie est monotone en fonction de la charge (voir la figure 4.17). La présence d'une tangente verticale sur la courbe s'explique par la conjonction de deux facteurs. Lorsque la charge photo-émise croît depuis une valeur faible, le courant crête augmente sans que la durée des impulsions produites varie trop rapidement. Dès l'apparition de la saturation, le courant croît moins vite que l'allongement des paquets à proximité de la cathode. L'allongement et la dispersion en énergie sont ici intimement liés. L'allongement des paquets dans la première cavité peut conduire à une augmentation de la dispersion par projection sur la sinusoïde du champ électrique de la seconde cavité.

La variation de l'énergie et de la charge est à prendre en compte dans le processus d'optimisation. Elles varient principalement avec la phase ϕ_0 et le champ accélérateur. L'augmentation des champs électriques dans les cavités permet de s'éloigner de la saturation, donc augmenter la charge émise, et d'élever l'énergie moyenne du faisceau. Cependant, les effets sur la dispersion en énergie et l'émittance transverse à durée d'impulsion laser fixée peuvent être néfastes. L'augmentation du champ électrique dans la première cavité permet néanmoins de travailler à des phases ϕ_0 plus faibles tout en conservant la charge contenue dans les paquets.

4.6.4 Influence du déphasage ϕ_{12} entre les cavités.

Le déphasage ϕ_{12} est un des paramètres importants du canon HF puisque son rôle, défini lors de la conception, est de régler la dispersion en énergie. Les impulsions laser étant, même en prenant en compte l'allongement du à l'injection du laser, plus courtes que dans les calculs initiaux, son importance relative est amoindrie, dans le sens où la

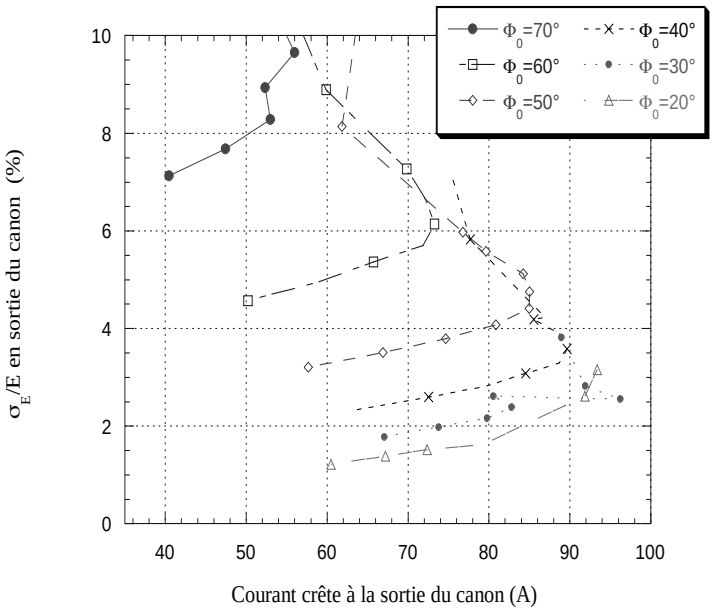


Figure 4.16: Evolution de la dispersion relative en énergie et du courant crête. Les deux paramètres variables sont la charge photo-excitée et la phase d'injection du laser.

dispersion générée naturellement par un faisceau de 30 ps est intolérable si elle n'est pas corrigée par un déphasage variable, alors que la dispersion créée par un paquet de longueur inférieure à la dizaine de ps reste élevée, ce dernier restant néanmoins utilisable.

La difficulté de l'optimisation de ϕ_{12} vient du fait qu'il a une influence sur toutes les propriétés du faisceau, son énergie moyenne, sa charge. Par contre l'émittance transverse varie très peu en fonction de ϕ_{12} pour les plages de variation auxquelles on s'intéresse ici. En fonction du temps de transit dans la première cellule, fixé par α et la phase d'injection, le déphasage ϕ_{12} minimisant la dispersion à la sortie du canon sera différent.

Alors que le maximum de charge et d'énergie coïncident, le minimum de dispersion en énergie est obtenu pour une autre valeur du déphasage ϕ_{12}, comme le montre la figure 4.18. Pour les deux exemples représentés, la charge en sortie du canon est comprise entre 1 et 1,1 nC lorsqu'elle est maximisée. L'énergie du faisceau est dans les deux cas inférieure à 2 MeV lorsque la dispersion en énergie est minimisée, ce qui peut se révéler gênant pour les mesures de durée en particulier.

4.6.5 Optimisation de la brillance.

Alors que la théorie prédit une diminution de l'émittance d'origine HF avec le rayon du faisceau laser, à la fois l'existence d'une limite sur la densité d'énergie supportée par la cathode et la limitation de la charge extractible par des effets de charge d'espace, ainsi que la croissance de l'émittance due à ces mêmes effets conduisent à penser qu'une valeur

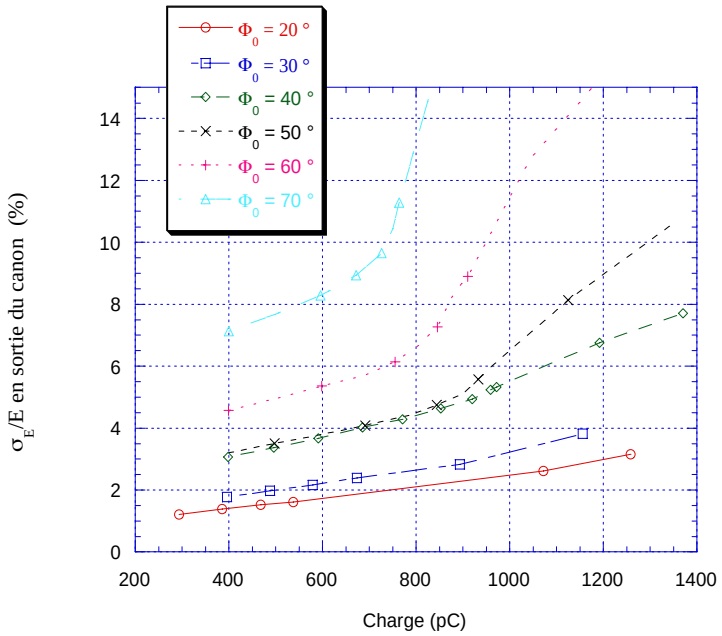


Figure 4.17: Evolution de la dispersion relative en énergie à la sortie du canon. Les deux paramètres variables sont la charge photo-excitée et la phase d'injection du laser.

du rayon laser minimisant l'émittance existe.

Les variations de l'émittance transverse en fonction de la phase ϕ_0 et de la charge, représentées pour la situation réelle d'injection du laser sur la figure 4.9, indiquent une croissance de celle-ci avec la phase. L'optimum d'émittance transverse serait donc obtenu pour une phase proche de zéro, où la charge accélérée tend également vers une valeur nulle.

Il faut donc invoquer une autre grandeur pour établir un critère d'optimisation. La brillance, qui rend compte à la fois des qualités transverses et du courant crête, deux grandeurs qui dépendent principalement de ϕ_0 et du rayon rms σ_r du faisceau laser. L'augmentation importante de la dispersion en énergie pour des valeurs de ϕ_0 supérieures à 55 degrés (voir la figure 4.10) et les faibles valeurs de charges extraites pour ϕ_0 inférieure à 20 degrés permettent de limiter la plage d'étude en phase.

La figure 4.19 illustre la variation de la brillance normalisée en fonction de σ_r pour plusieurs valeurs de ϕ_0 et de charge photo-émise.

Dans les trois cas représentés, la brillance atteint un maximum pour une valeur du rayon du faisceau laser. Pour les deux courbes supérieures, qui correspondent à une phase ϕ_0 de 30 degrés, la brillance possède un second maximum pour une valeur très faible de σ_r. Si on prend l'exemple de la courbe correspondant à une charge photo-excitée de 1 nC, le maximum le plus élevé est obtenu pour un rayon tel que la charge du paquet à la sortie du canon est réduite, 260 pC , du fait que l'émission est limitée par la saturation. De plus, la zone grisée représente la zone où la densité de puissance incidente sur la cathode

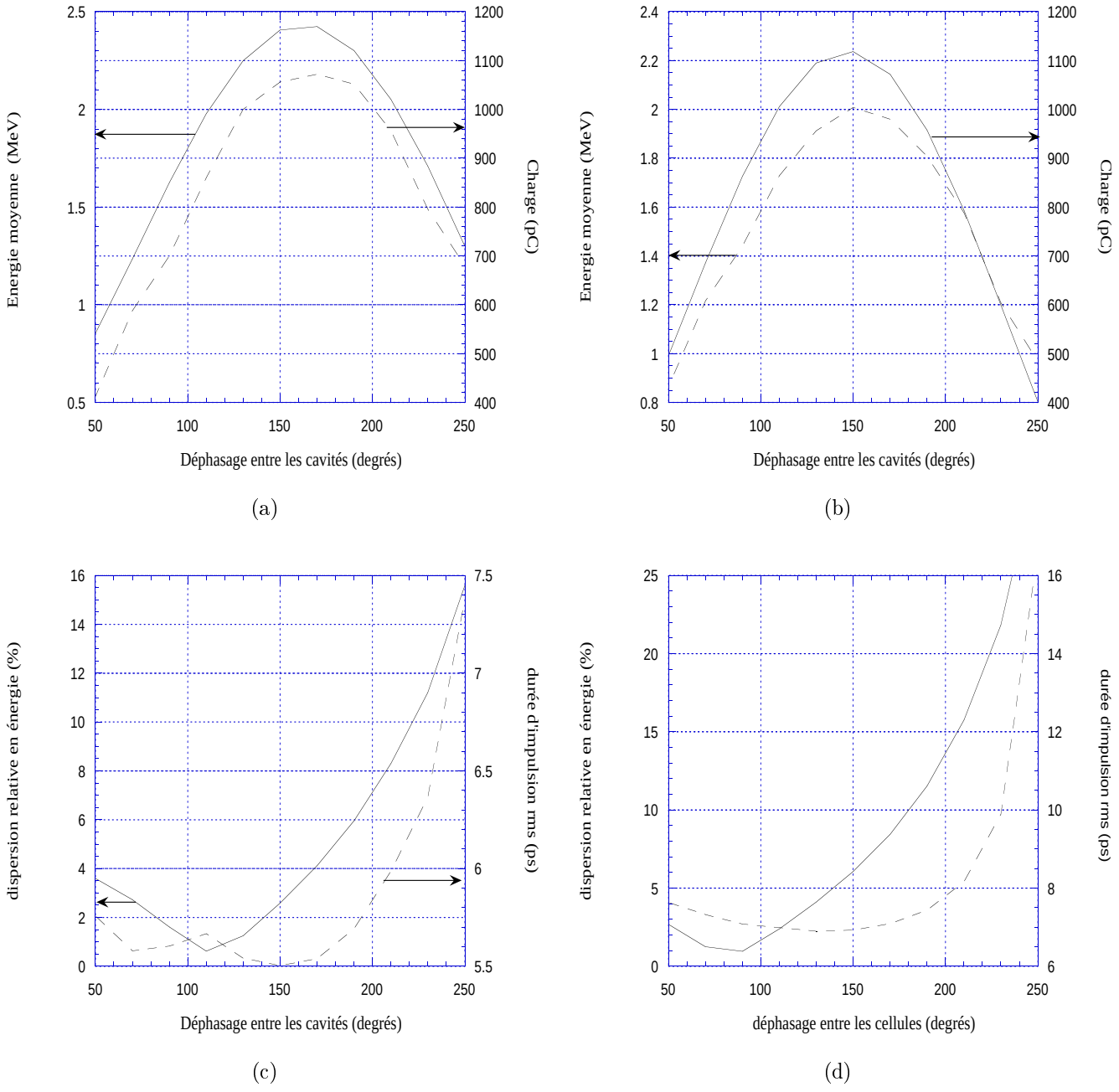


Figure 4.18: Evolution de l'énergie et la charge des impulsions (a et b), de leur durée rms et de leur dispersion relative en énergie (c et d) à la sortie du canon en fonction du déphasage entre les deux cellules accélératrices. La phase ϕ_0 vaut 30 degrés pour (a) et (c), 50 degrés pour (b) et (d).

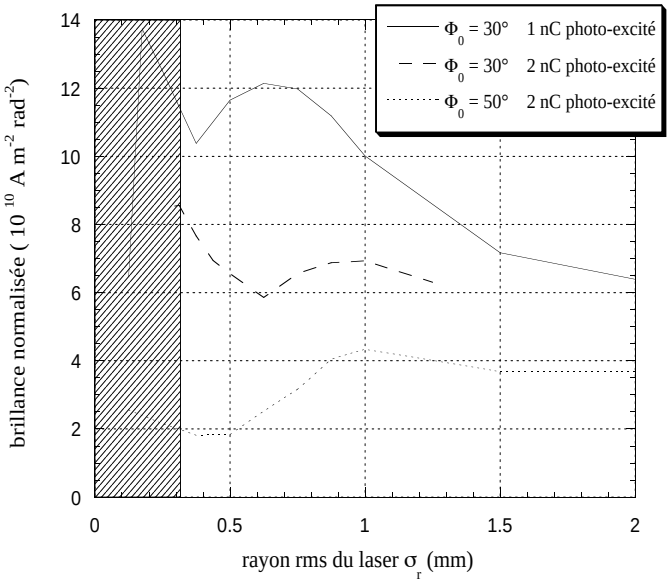


Figure 4.19: Brillance normalisée en fonction de σ_r

est trop élevée et déclenche l'émission explosive. Il est donc préférable de choisir σ_r pour obtenir le second maximum qui correspond au minimum de la durée des paquets. Pour les valeurs de σ_r supérieures, l'effet de l'angle d'injection devient dominant et les paquets s'allongent.

4.7 Conclusion.

Les propriétés du faisceau de Candela qui ont pu être simulées en tenant compte de la géométrie particulière de l'injection du faisceau laser dans la première cellule sont moins bonnes que celles qui auraient été obtenues en utilisant le même laser injecté sur l'axe. La principale source de dégradations de l'émittance horizontale est l'asymétrie du faisceau dans le plan de trace (x, x') dès son extraction de la cathode. Les forces transverses de charge d'espace et l'énergie des électrons varient en fonction de la position x dans le faisceau, aucune "réparation" n'est donc possible dans le plan (x, x') en appliquant des forces axi-symétriques.

Les autres propriétés du faisceau sont très proches de celles qui peuvent être obtenues pour un faisceau dit effectif, qui serait produit par une impulsion laser dont la durée est celle de la projection temporelle du faisceau réel.

Il n'est pas possible de définir un point de fonctionnement qui optimise toutes les propriétés du faisceau. Seuls l'énergie moyenne et la charge de l'impulsion peuvent être maximisés, étant donné qu'elles dépendent d'un petit nombre de paramètres (voir le chapitre suivant). On peut cependant définir des plages de paramètres qui permettent un fonctionnement avec les propriétés attendues de 2 mm mrad pour l'émittance rms transverse non normalisée, une durée 4 ps rms, une dispersion relative en énergie de 4 %

pour une charge de 1 nC et une énergie moyenne supérieure à 2 MeV. Les valeurs des champs électriques étant celles utilisées pour cette étude, la phase ϕ_0 sera alors comprise entre 30 et 50 degrés, σ_r entre 0,5 et 1 mm, ϕ_{12} entre 130 et 200 degrés.

Chapitre 5

Mesure de durée de paquets.

5.1 Méthodes de mesure de la durée de paquets d'électrons.

5.1.1 Introduction

Les méthodes employées pour mesurer les durées d'impulsions d'électrons sont nombreuses. Leur applicabilité dépend de plusieurs paramètres du faisceau à mesurer, parmi lesquels l'énergie et de façon évidente la durée interviennent au premier plan. Lorsque la durée est de l'ordre de la nanoseconde, des méthodes purement électroniques peuvent être employées, en utilisant des Wall Current Monitors (WCM). Il suffit alors que la bande passante du système de détection soit assez large pour permettre une résolution en temps. Il faut noter que les fréquences mises en jeu sont déjà dans le domaine du GHz.

On a souvent recours à des méthodes faisant intervenir une interaction électromagnétique lorsque les durées des paquets sont situées bien en dessous de la nanoseconde. L'utilisation d'un signal lumineux a plusieurs avantages, parmi lesquels la possibilité de le transporter hors de la salle de l'accélérateur et qu'un faisceau lumineux peut être manié plus aisément qu'un faisceau d'accélérateur.

Il est nécessaire de pouvoir utiliser un phénomène physique qui donne naissance à une impulsion lumineuse dont la distribution temporelle soit déterminée entièrement par celle du paquet d'électrons. Deux types d'interaction des électrons avec la matière répondent à ce critère, le rayonnement de transition et le rayonnement Čerenkov. Le choix entre ces candidats est dicté par des considérations sur la quantité de photons produits pendant l'interaction, utilisables par le détecteur. Pour des faisceaux d'électrons dont le facteur relativiste γ est inférieur à 10, le rayonnement Čerenkov est généralement préféré car il produit des photons dans la bande optique en plus grande quantité que le rayonnement de transition dans le même domaine de longueurs d'ondes.

5.1.2 Utilisation du rayonnement de transition.

Le rayonnement de transition produit par le passage d'un faisceau d'électrons possède un spectre large qui peut être exploité dans plusieurs domaines de longueurs d'onde. Il peut être décomposé en une partie incohérente, qui correspond aux longueurs d'ondes inférieures à l'extension longitudinale du paquet d'électrons, et une partie cohérente pour

les longueurs d'ondes supérieures ou égales à cette même extension. L'intensité du rayonnement émis diffère totalement dans les deux domaines. Si le paquet contient N électrons, elle s'exprime comme

$$I_{totale} = N[1 + (N-1)f(\lambda)]I_{electron}(\lambda) \tag{5.1}$$

où $I_{electron}(\lambda)$ est l'intensité rayonnée par un électron seul à la longueur d'onde λ, et $f(\lambda)$ est le facteur de forme de la distribution de charge. Dans le cas d'un faisceau axisymétrique, ce dernier ne dépend que de la forme de la distribution longitudinale du faisceau.

La partie incohérente correspond aux longueurs d'ondes pour lesquelles f tend vers zéro, l'intensité rayonnée est donc proportionnelle à N, alors qu'elle est proportionnelle à N^2 dans l'autre partie, où f est proche de l'unité.

La plupart des faisceaux produits par les accélérateurs sont plus longs que la dizaine de picosecondes; de plus, la bande optique fait partie de la portion incohérente du spectre, c'est pourquoi cette dernière est le plus souvent utilisée. Outre le fait que la mise en œuvre de diagnostics dans le visible est plus commun qu'aux plus grandes longueurs d'ondes, le rayonnement de transition en bande optique permet également une caractérisation des propriétés transverses du faisceau d'électrons [63, 64].

Le rayonnement cohérent est exploité dans la bande infrarouge lointain et millimétrique. La cohérence peut être mise à profit en utilisant un interféromètre pour accéder à la longueur des impulsions par auto-corrélation [65]. Il se trouve que le spectre rayonné par un électron seul varie peu en fonction de λ dans l'infrarouge lointain, ce qui rend possible d'effectuer une analyse spectrale de l'intensité rayonnée pour remonter à la durée des paquets d'électrons [66].

La technique d'auto-corrélation a été envisagée pour Candela, le niveau de signal produit par une impulsion typique de Candela étant compatible avec la sensibilité des bolomètres utilisés comme détecteurs dans cette bande de longueurs d'onde [67].

5.1.3 Autres méthodes.

Il faut noter que d'autres techniques faisant intervenir le rayonnement électromagnétique existent et ont étés envisagées pour Candela. Il s'agit de la production de rayonnement synchrotron dans le dipôle de la ligne de transport, et l'utilisation de l'effet Compton lors de l'interaction entre une impulsion du laser et un paquet d'électrons. Ces techniques ont toutes deux été abandonnées pour la faiblesse du signal prévu à l'énergie de fonctionnement de Candela. Des méthodes similaires ont été utilisées avec succès, comme la diffusion Thomson à 90 degrés [69], à des énergies de plusieurs dizaines de MeV.

Une méthode faisant intervenir des techniques hyperfréquences a été utilisée pour mesurer des paquets sub-picoseconde au CERN, en utilisant un guide d'onde couplé à la chambre à vide. Le passage du faisceau induit un champ dans le guide d'onde, qui est mélangé avec le signal d'un oscillateur local puis analysé en fréquence. Le dispositif a l'avantage d'être non destructif et d'avoir une résolution qui dépasse celle des caméras à balayage de fente [68].

5.1.4 Méthode retenue pour Candela.

Le choix de la méthode de mesure des durées de paquets sur Candela a été guidé par la nécessité de pouvoir recueillir un signal détectable tout en gardant une résolution acceptable. Le premier critère élimine à lui seul tous les candidats sauf le rayonnement Čerenkov. Celui-ci impose l'utilisation d'une caméra à balayage de fente pour la mesure de durée proprement dite.

Le dispositif expérimental qui a été défini à partir de ce choix est finalement composé de trois sous-ensembles qui correspondent à la production de rayonnement Čerenkov, la collection et le transport du signal optique, et la mesure de la durée des impulsions lumineuses. Il est nécessaire de décrire de manière détaillée les mécanismes de production du signal optique pour donner des estimations des deux quantités importantes dans une telle mesure, le nombre de photons effectivement utilisable par la caméra à balayage de fente, la résolution attendue et les paramètres dont elle dépend.

5.2 Production de rayonnement Čerenkov.

5.2.1 Introduction

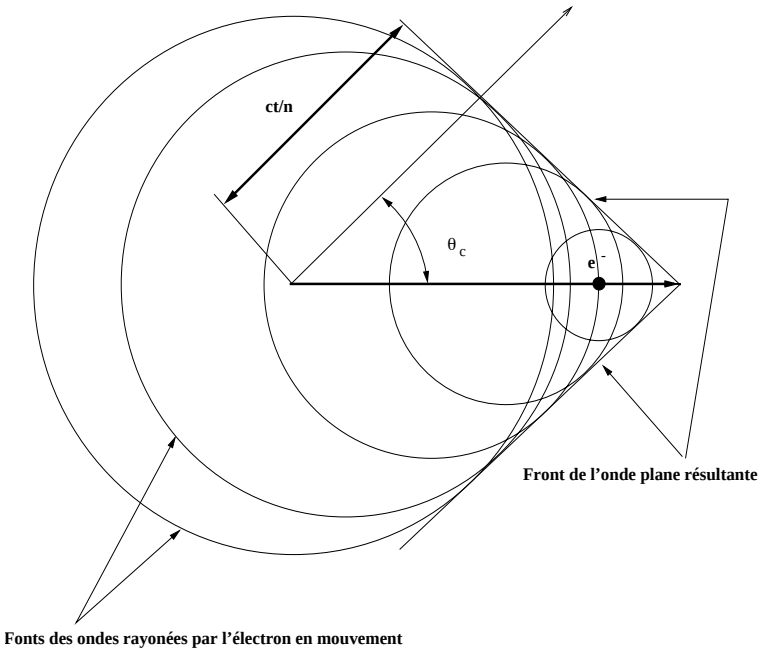


Figure 5.1: Principe du rayonnement Čerenkov.

L'énergie du faisceau de CANDELA est toujours située aux alentours de 2 MeV dans la plupart des combinaisons de paramètres de fonctionnement étudiées ici. Le détail des interactions qui ont lieu lors de la traversée d'un matériau par un faisceau d'électrons a permis de choisir comme médium une lame de saphir de 300 μm d'épaisseur installée sur

un translateur rotatif pour le réglage de son inclinaison par rapport à l'axe de la machine, à l'intérieur de la chambre à vide.

Le rayonnement Čerenkov se produit lors du passage d'une particule chargée se déplaçant à la vitesse βc dans un milieu transparent d'indice de réfraction n si la vitesse de la lumière c/n est inférieure à la vitesse de la particule. Comme le montre la figure 5.1, une interférence constructive entre les ondes émises par la particule au cours de son déplacement donne naissance à une onde plane, dont le vecteur d'onde forme un angle θ_c avec la trajectoire de la particule chargée qui est défini par

$$\cos\theta_c = \frac{1}{\beta n} \tag{5.2}$$

5.2.2 Traversée de la matière par un électron de basse énergie.

Une particule chargée se déplaçant dans un milieu matériel se comportera différemment selon sa masse, son énergie, et les propriétés du matériau qu'elle traverse, comme sa densité, sa constitution chimique et sa structure. Il n'est pas question ici de décrire tous les types d'interactions possibles, on rappellera les phénomènes qui peuvent avoir lieu dans le cadre de l'interaction d'un électron relativiste de vitesse $v = \beta c$ et d'un matériau transparent. On s'intéresse en particulier aux interactions qui peuvent modifier la trajectoire de l'électron, et son énergie, pour pouvoir estimer les différences entre le cas idéal de l'émission Čerenkov et le cas réel appliqué à l'expérience de durée de paquets.

5.2.2.1 Interactions avec les atomes du milieu.

Collisions élastiques avec les noyaux.

L'effet des collisions élastiques avec les noyaux des atomes constitutifs du milieu traversé se traduit par une déviation de l'électron de sa trajectoire initiale. On peut calculer la déviation angulaire quadratique moyenne due à la diffusion coulombienne pour une épaisseur de milieu traversé Δz à l'aide de

$$\theta_0 = \frac{14,1 MeV/c}{p\beta}\sqrt{\frac{\Delta z}{X_0}}\left(1 + 0,11\log\frac{\Delta z}{X_0}\right) \tag{5.3}$$

où Z est le numéro atomique des atomes de la cible, X_0 est sa longueur de radiation, et p l'impulsion de l'électron incident. Cet angle se distribue de manière isotrope dans les deux directions x et y orthogonales à la direction initiale de la trajectoire. Les angles de déviation correspondant seront donc respectivement $\theta_x = \theta_y = \theta_0/\sqrt{2}$ Dans la limite des petites déviations, on aura donc un écart Δx à la trajectoire égal, pour la direction x à $\Delta z\theta_0/\sqrt{2}$

Collisions inélastiques avec les électrons atomiques.

Les phénomènes responsables de la perte d'énergie des électrons lors de leur passage dans la matière sont les collisions inélastiques avec les électrons atomiques qui se manifestent

par l'excitation et l'ionisation du milieu, le rayonnement de freinage (collisions inélastiques avec le noyau).

La perte d'énergie par unité de longueur par collision avec les électrons est décrite par la formule de Möller :

$$\frac{dE}{dx} = -NZ\frac{e^4}{8\pi\epsilon_0^2 m_0 c^2 \beta^2} \left[\ln\frac{2m_0c^2}{I} + \ln(\gamma-1) + \frac{1}{2}\ln(\gamma+1) - \left(3 + \frac{2}{\gamma} - \frac{1}{\gamma^2}\right)\ln\sqrt{2} + \frac{1}{16} - \frac{1}{8\gamma} + \frac{9}{16\gamma^2}\right] \quad (5.4)$$

où le milieu est constitué d'atomes de charge Z, N est le nombre d'atomes par unité de volume, I est le seuil d'ionisation. Les énergies considérées ici sont largement inférieures à l'énergie critique [1], la perte d'énergie par rayonnement de freinage peut par conséquent être négligée.

Les équations (5.3) et (5.4) doivent être modifiées pour les milieux composés en faisant intervenir les proportions des différents atomes constitutifs de celui-ci. On présente ici le résultat des calculs faits pour le saphir (essentiellement de l'alumine), calculés avec les équations modifiées. La figure 5.2 montre la perte d'énergie par unité de longueur d'un électron dans le saphir.

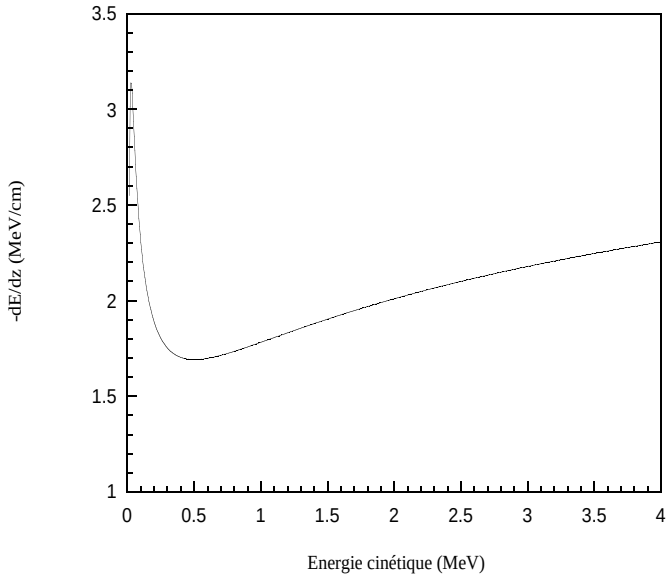


Figure 5.2: Perte d'énergie d'un électron de basse énergie dans le saphir.

[1] Energie pour laquelle la perte d'énergie par ionisation et par Bremsstrahlung sont égales.

5.2.3 L'émission Čerenkov dans le cas réel.

L'émission Čerenkov dans la situation expérimentale de Candela est très différente de ce qui peut être prévu par la simple considération du rayonnement d'un électron unique dans le cas idéal. En particulier, la faible énergie et les caractéristiques du radiateur utilisé vont influer de manière décisive sur la qualité et la quantité de signal pouvant être utilisé pour la mesure de durée proprement dite. Le tableau 5.1 présente les caractéristiques du saphir utilisé pour le calcul du rayonnement.

indice de réfraction à 600 nm	1,77
longueur de radiation (cm)	12,6
densité	3,98
transmission à 600 nm mesurée en incidence normale	$\approx 0{,}7$

Tableau 5.1: Caractéristiques utiles du saphir.

Elargissement angulaire.

Les principales contributions à l'élargissement de la distribution en angle de l'émission pour un électron unique sont l'effet de l'épaisseur finie de la lame de saphir et les excursions de l'électron autour de sa trajectoire initiale dues à la diffusion multiple. Il est important d'évaluer l'élargissement de l'angle d'émission car c'est lui qui va déterminer la dimension de la source lumineuse à la sortie de la lame de saphir, et sa divergence, toujours pour un électron unique. Les caractéristiques de la source en considérant cette fois le faisceau d'électrons dans son intégralité pourront être considérées comme résultantes de la convolution de la distribution électronique et de la distribution du rayonnement à un électron.

Le champ électromagnétique rayonné par la particule est la somme des ondes sphériques, dont le centre s'écarte de la trajectoire initiale au fur et à mesure du parcours. Le calcul de l'élargissement de la distribution angulaire repose sur l'évaluation du libre parcours entre deux diffusions qui détermine des segments de trajectoires droites sur lesquelles on peut considérer l'émission Čerenkov comme idéale, et la distribution des angles de diffusion de l'électron [71]. La forme de la distribution angulaire du rayonnement est déterminée par le paramètre κ défini par

$$\kappa = \left(6\pi n\theta_0 \frac{L}{\lambda}\sin\theta_c\right)^{1/3} \tag{5.5}$$

où θ_0 est l'angle quadratique moyen de diffusion multiple et L l'épaisseur du milieu traversé. Pour les faibles énergies, c'est à dire les grandes valeurs de κ la distribution angulaire du rayonnement émis peut être considérée comme une distribution exponentielle symétrique autour de l'angle θ_c, ce qui est le cas ici.

La dimension du radiateur est susceptible de créer une dispersion de l'angle d'émission Čerenkov. En effet, si l'on se réfère à l'origine du rayonnement Čerenkov, à savoir l'interférence constructive des ondes sphériques émises par l'électron tout le long de sa trajectoire dans la lame, on ne peut affirmer que le front d'onde résultant sera plan que si la somme des ondes électromagnétiques sur la face de sortie du cristal fait intervenir un nombre infini de termes. Ici, on est de toute évidence confronté à une somme finie, puisque l'électron émet de manière discrète. On peut en déduire que le front d'onde ne sera pas parfaitement plan, ce qui équivaut à considérer une distribution angulaire du rayonnement, ou qui peut être considéré comme un effet de diffraction. La distribution angulaire résultante est caractérisée par une largeur θ_e donnée par [71]

$$\theta_e = \frac{\lambda}{Ln\cos\theta_c} \tag{5.6}$$

Il faut évaluer la dispersion de l'angle Čerenkov en fonction des variations de l'énergie de l'électron lors de la traversée du radiateur. En effet, le calcul de la perte d'énergie pour un électron de 2 MeV pour le dispositif expérimental prédit une variation de γ de l'ordre de 5 %. La dispersion en énergie du faisceau entraîne également une dispersion de l'angle θ_c. On calcule donc, en dérivant la relation (5.2)

$$\frac{d\theta_c}{d\gamma} = \frac{1}{\gamma^2-1}\frac{1}{\sqrt{\gamma^2(n^2-1)-n^2}} \tag{5.7}$$

Une autre contribution à la dispersion des angles d'émission est la variation de l'indice de réfraction en fonction de la longueur d'onde. Or, l'émission Čerenkov se produit dans toute la bande optique. Dans le cas du saphir, la variation de l'indice de réfraction est de 2 % entre ses deux extrémités. En considérant uniquement la bande utile des miroirs, on a une variation de 1 % qui se répercute sur l'angle Čerenkov selon

$$\frac{d\theta_c}{d\lambda} = \frac{1}{n(\lambda)\sqrt{\beta^2 n^2(\lambda)-1}}\frac{dn(\lambda)}{d\lambda} \tag{5.8}$$

obtenu en dérivant (5.2).

angle θ_0 de diffusion multiple	150 mrad
angle θ_e dû à la diffraction	1 mrad
angle θ_γ dû à la dispersion en énergie	1,55 mrad
angle θ_γ dû à la perte d'énergie	0,8 mrad
angle θ_λ dû à la variation de l'indice	8 mrad

Tableau 5.2: Contributions à l'élargissement angulaire du rayonnement Čerenkov pour un électron de 2 MeV.

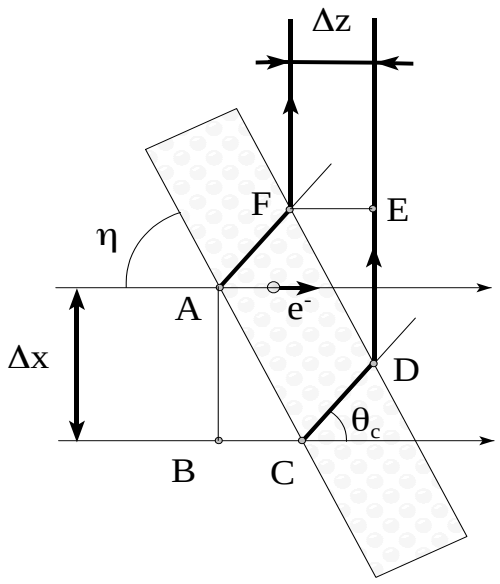


Figure 5.3: Influence de la taille du faisceau d'électrons sur la distribution spatiale du rayonnement.

Le tableau 5.2 résume les différentes contributions à l'élargissement angulaire pour le cas d'un électron de 2 MeV.

L'angle rms résultant de ces différentes contributions est la somme quadratique de ces différents angles, qui se résume à l'angle de diffusion multiple, qui est l'effet dominant.

5.2.4 Influence des caractéristiques du faisceau d'électrons.

Pour évaluer le signal produit à la sortie du radiateur, on doit maintenant considérer les dimensions transverses et la distribution en énergie du paquet d'électrons. Le signal produit dans la lame de saphir doit être considéré comme le produit de convolution de la distribution électronique dans le paquet et de la distribution du rayonnement d'un électron unique.

Taille et divergence de la source optique.

La taille de la source optique est définie par la taille du faisceau d'électrons et l'inclinaison du radiateur. La divergence du rayonnement a été calculée pour un électron unique. La divergence $\sigma_{x'}$ du faisceau d'électrons s'ajoute quadratiquement à l'angle rms de diffusion multiple, pour donner la divergence de la source dans le cristal. En tenant compte de la réfraction à l'interface saphir-vide, on peut calculer la divergence du signal lumineux:

$$\theta_{rms} = \arcsin n\sqrt{\sigma_{x'}^2 + \theta_0^2} \tag{5.9}$$

Allongement de l'impulsion lumineuse.

En considérant la figure 5.3, on voit que deux électrons A et B de même phase, distants de Δx vont créer deux ondes dont les fronts seront retardés l'un par rapport à l'autre. Le retard Δt_x peut s'exprimer comme

$$\begin{aligned} c\Delta t_x &= d(B,C) + d(D,E) \\ &= \Delta x \left(\tan\left(\frac{\pi}{2} - \eta\right) + 1 \right) \end{aligned} \tag{5.10}$$

qui conduit à un élargissement de 5,7 ps par millimètre d'extension horizontale du faisceau d'électrons. La sélection qui est opérée par la fente de la caméra, réglée à une taille de 100 μm, et ramenée sur la source que constitue le saphir permet de réduire cet allongement du signal optique, au détriment du flux lumineux et de l'acceptance de la ligne optique.

Calcul du nombre de photons émis.

Le nombre de photons produits par électron intégré sur la distribution angulaire et spatiale émis dans la bande spectrale comprise entre λ_1 et λ_2 peut être évalué grâce à la relation [72]

$$N_{photons/e^-} = 2\pi\alpha \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1}\right) \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) L \tag{5.11}$$

Dans le cas présent, un électron de 2 MeV émettra 6,8 photons dans la bande de longueurs d'ondes 450-650 nm, ou encore 3,3 dans la bande 500-600 nm. La faible acceptance de la ligne optique va réduire de manière drastique ce nombre. Il faut considérer que les photons doivent être émis dans l'ouverture angulaire définie par la première lentille pour entrer dans la ligne. Il faut maintenant considérer la géométrie utilisée dans la collecte du signal lumineux pour estimer la quantité de signal qui parviendra jusqu'à la caméra à balayage de fente.

5.2.4.1 Dispositif expérimental.

Le système de mesure est inspiré de celui utilisé au CERN sur CLIC Test Facility (CTF) [72]. Il est principalement caractérisé par une extraction du signal optique perpendiculairement à la direction du faisceau d'électrons. L'angle d'inclinaison η de la lame de saphir (voir la figure 5.4) doit être calculé pour satisfaire à cette condition:

$$n \sin\left(\theta_c + \eta - \frac{\pi}{2}\right) = \sin\eta \tag{5.12}$$

soit

$$\eta = \arctan\left[\frac{\cos\theta_c}{\sin\theta_c - \frac{1}{n}}\right] \tag{5.13}$$

où les notations sont celles de la figure 5.4.

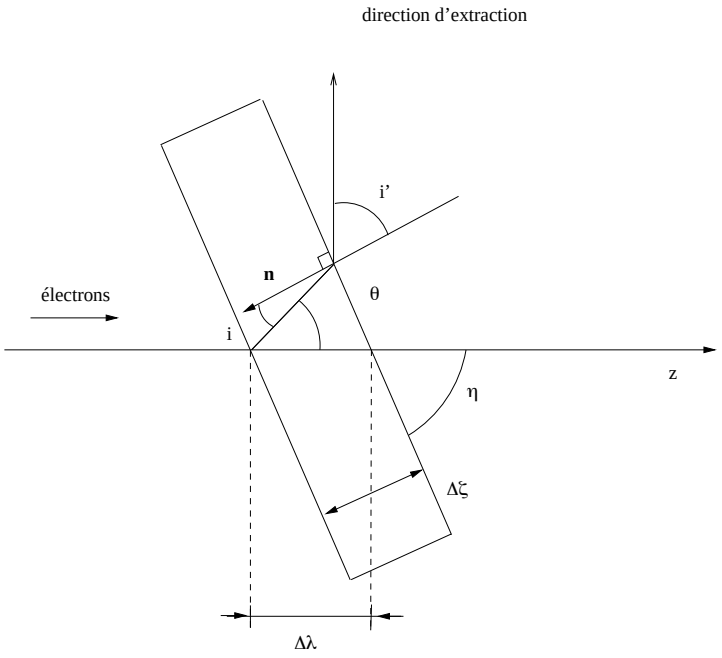


Figure 5.4: Orientation de la lame de saphir du radiateur Čerenkov pour une extraction perpendiculaire au faisceau.

Cet angle peut être exprimé en fonction de l'énergie des électrons, en utilisant l'équation (5.2). Pour une l'énergie de 2 MeV, η vaut 66,4 degrés. Il faut noter que le choix d'une extraction des photons perpendiculairement au faisceau rend inutilisable une grande partie du signal qui subit des réflections internes dans le cristal. Seul un "croissant" peut être extrait de la lame puisque l'angle limite pour la réflection totale dans le saphir vaut 34,4 degrés.

Le dispositif expérimental est représenté sur la figure 5.5. La lame de saphir est installée sur un translateur rotatif à trois positions. La rotation permet de régler l'angle d'extraction. La position basse introduit la lame dans le trajet du faisceau pour procéder à la mesure de durée. En position haute, le faisceau d'électrons est intercepté par un écran en céramique d'épaisseur 150 μm. L'image du profil du faisceau est visualisé grâce à une caméra CCD. Cette possibilité de pouvoir régler la position et la focalisation du faisceau qui n'était pas prévue au départ et a nécessité la fabrication de ce translateur s'est révélée décisive pour le bon déroulement des mesures, pour des raisons qui sont exposées dans le paragraphe suivant. La position intermédiaire du translateur laisse passer le faisceau dans son intégrité pour permettre la mesure du courant sur la coupe de Faraday située en fin de la ligne directe.

5.2.4.2 Limitations dues à la ligne de transport optique.

Le signal lumineux doit être acheminé jusque dans la salle d'optique, distante d'une trentaine de mètres. Etant donné la longueur de ce transport, son acceptance est faible,

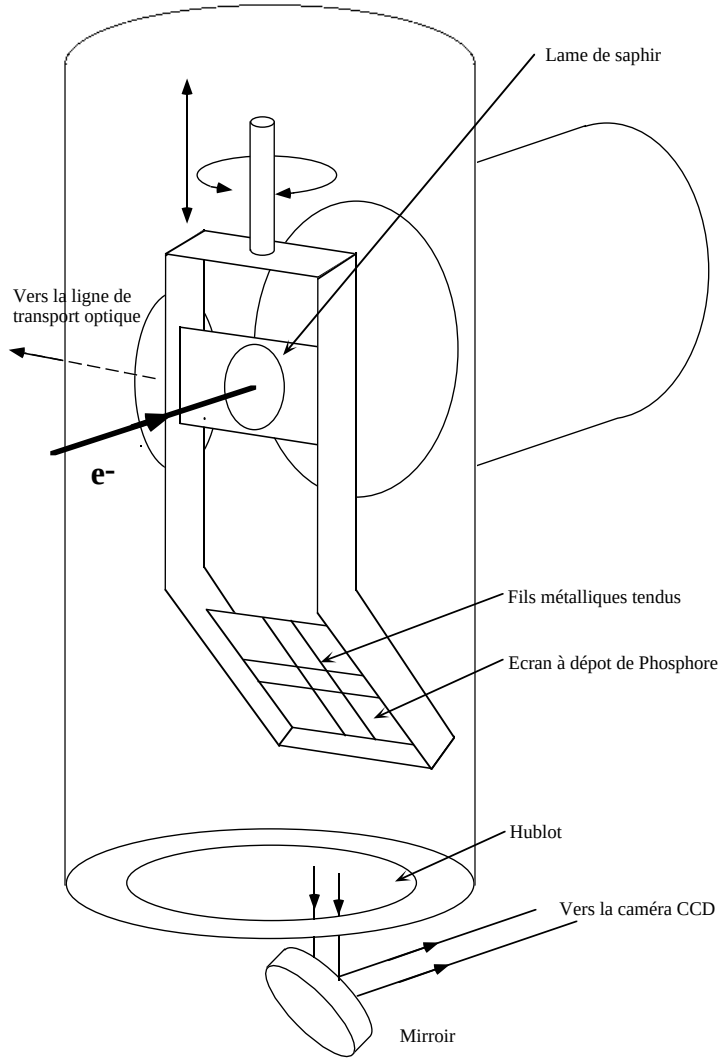


Figure 5.5: Disposition du translateur à trois positions utilisé pour la mesure de durée des paquets.

ce qui a des conséquences immédiates sur la manière dont le faisceau d'électrons doit être positionné et focalisé sur la lame de saphir. Le transport optique tel qu'il a été conçu et implanté [76] a été modélisé sur le logiciel OPTIS Layout [77].

Il a pu être constaté que le diamètre de la source lumineuse que constitue le rayonnement généré dans la lame de saphir devait être inférieure ou égale à 2 millimètres pour obtenir une transmission acceptable de la distribution radiale d'intensité dans la limite des petits angles. Cependant, cette dimension doit être inférieure si l'on considère que le signal doit être focalisé pour être transmis dans la fente de la caméra. Le positionnement des lentilles d'entrée et de sortie s'avère critique pour la transmission globale. Pour une fente de 100 μm, il faut que la source soit inférieure à 200 μm. Cela ramène la dimension horizontale du faisceau d'électrons à 0,44 mm en tenant compte de l'angle d'inclinaison η.

Le rayonnement est filtré pendant le transport par les miroirs dont la bande de transmission s'étend de 450 à 650 nm. Le traitement anti-reflet des lentilles est efficace entre 500 et 600 nm. Hors de cette plage, il faut tenir compte d'une atténuation du signal de 3 % par lentille, soit une transmission globale de 86 %. Malgré la limitation de l'étendue spectrale du signal lumineux, on s'attend à ce que les aberrations chromatiques dominent les autres effets étant donné l'absence d'achromats dans la ligne optique. Le tableau 5.3 résume les diverses contributions à l'allongement du paquet lumineux dans la ligne optique.

dimension de la source	2,5 ps
aberrations chromatiques	0,7 ps
dispersion de vitesse de groupe dans l'air	0,7 ps

Tableau 5.3: Contributions à l'allongement de l'impulsion optique.

Le nombre de photon transmis à l'entrée de la fente de la caméra, calculé en tenant compte de l'acceptance angulaire de la ligne, de sa transmission et de la distribution angulaire du rayonnement est réduit d'un facteur 450. On a fait l'hypothèse que la dimension du faisceau d'électrons peut être réglée de façon à être entièrement incluse dans l'acceptance. Le nombre de photons reste dans ce cas supérieur au nombre de 10^6 considéré comme une limite inférieure pour effectuer des mesures dans de bonnes conditions.

5.3 Principe de fonctionnement de la caméra à balayage de fente.

La caméra à balayage de fente repose sur le même principe que l'oscilloscope, mais accepte en entrée des signaux optiques.

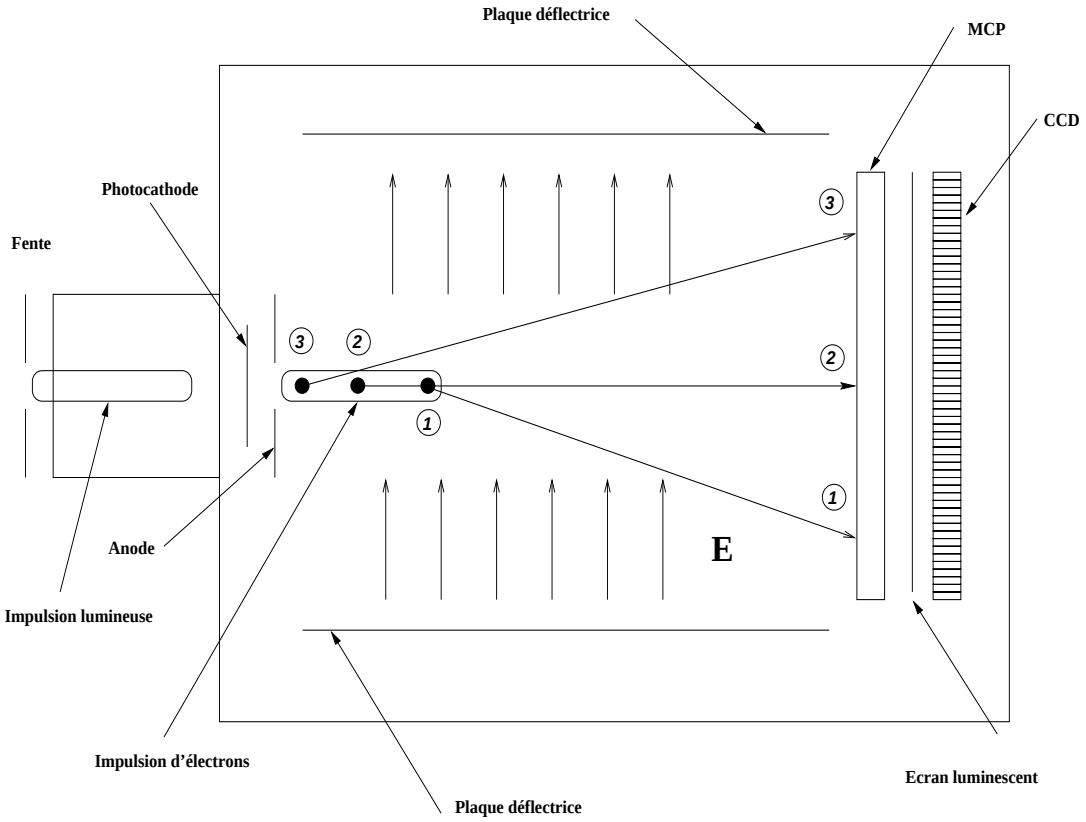


Figure 5.6: Schéma de principe de la caméra à balayage de fente.

Le principe consiste à transformer le paquet lumineux en impulsion d'électrons de même durée, et d'appliquer une rampe très rapide de champ électrique transverse, qui va transformer la distribution temporelle en distribution spatiale. La figure 5.6 illustre le fonctionnement de la caméra. Le signal lumineux est focalisé sur une photo-cathode, soumise à un champ électrique axial continu. Les électrons créés ainsi accélérés à une énergie de quelques keV pénètrent dans une zone où règne un champ électrique transverse dont la caractéristique temporelle décrit une dent de scie. L'intégrale du champ vue par un électron variera selon l'instant de son extraction de la cathode, ce qui permet d'obtenir des déviations transverses dépendantes du temps. Les électrons sont arrêtés par un écran luminescent, dont le signal est amplifié par un intensificateur d'image, qui comprend lui-même une photo-cathode et une galette multicanaux (MCP).

Un capteur CCD situé derrière l'intensificateur permet obtenir une image numérique de la distribution transverse du paquet d'électrons qui est la transformée de la distribution temporelle de ce dernier. Le rôle de la fente est de définir la taille initiale du faisceau d'électrons dans la direction de balayage. C'est la dimension de cette fente qui permet de régler la résolution temporelle de la caméra, puisque la distribution spatiale sur l'écran est la convolution de la distribution spatiale initiale et de la transformée de la distribution temporelle. La résolution ultime est déterminée par les caractéristiques électroniques du module générant la rampe de tension sur les plaques déflectrices, et la sensibilité globale de détection des photons.

Les déviations doivent être petites devant la longueur de la zone de déflection pour que le déplacement soit une fonction linéaire du temps d'arrivée, car la résolution des équations

du mouvement dans l'espace de glissement montre une dépendance de la déviation avec le cube du temps d'arrivée.

Les défauts pouvant entacher d'erreur une mesure faite à la caméra à balayage de fente sont les suivants :

- l'inhomogénéité du rendement quantique de la photo-cathode, à laquelle on ne peut pas remédier.
- la dispersion en énergie des électrons à leur sortie de la photo-cathode qui, par différence de temps de vol, élargit la projection temporelle du faisceau. On essaie d'extraire les électrons avec un champ électrique le plus élevé possible pour remédier à ce défaut. Il est aussi préférable que l'énergie des photons incidents sur la fente soit aussi proche que possible du travail de sortie de la photo-cathode, pour minimiser la dispersion en énergie. Ceci explique que la résolution de l'appareil soit meilleure dans les longueurs d'ondes optiques que dans l'ultraviolet.
- les défauts de linéarité de la rampe de champ déflecteur,
- la réponse de l'écran luminescent non linéaire par rapport à la densité d'électrons incidents.
- la réponse du capteur CCD non uniforme sur toute sa surface.

En pratique, il n'est pas possible d'accéder à tous ces paramètres. Seule la combinaison du rendement quantique, de la réponse de l'écran et de la caméra CCD peut être estimée si toutefois on dispose d'une source lumineuse pulsée, dont la distribution de l'intensité est uniforme et dont la longueur d'onde est celle utilisée pour les mesures du faisceau de l'accélérateur.

5.4 Traitement des données.

5.4.1 Acquisition des données.

Le faisceau d'électrons de Candela étant naturellement synchronisé à l'impulsion laser infrarouge, le déclenchement de la caméra à balayage de fente est assuré par une photodiode interceptant un faisceau parasite de l'amplificateur Titane-Saphir. Le signal est reformé en logique TTL par un module électronique dont le rôle est de minimiser le jitter de déclenchement. Une caméra à balayage de fente ARP dont la résolution est inférieure à 2 ps, à la longueur d'onde de 600 nm et pour le calibre de déflection maximal (10 ps par mm), a été utilisée pour toutes les expériences de mesure de longueur de paquets.

Le jitter intrinsèque de déclenchement interne de la caméra est donné par le constructeur pour une valeur de 3 ps environ. Le jitter global entre le faisceau d'électrons et la rampe de tension de déflection peut être estimé à une valeur de l'ordre de 20 ps.

Ce dernier n'introduit pas directement une erreur sur la mesure mais empêche d'accumuler des profils temporels pour en prendre une moyenne. Le jitter de déclenchement doit rester très inférieur à la résolution de l'appareil si l'on veut utiliser une telle méthode

d'acquisition. Dans la pratique, une grande proportion des coups de mesure est éliminée à cause de ce jitter, puisque l'image des paquets d'électrons peut se former en dehors du cadre de la zone sensible de la caméra CCD.

Le capteur CCD de la caméra ARP est en réalité une caméra classique, dont la résolution est de huit bits. Une direction correspond à la distribution temporelle, l'autre au profil transverse du faisceau Čerenkov. Une proportion des images est rendu inutilisable par le fait que la décharge du CCD ne s'effectue pas correctement ou pas du tout, générant des superpositions de deux acquisitions.

Le signal de la caméra est transmis à une carte de capture d'image logée dans un PC. Le logiciel fourni par la société ARP permet de visualiser en temps réel les profils temporels. La soustraction de bruit de fond n'étant pas possible dans cette utilisation, l'affichage de la durée rms non déconvoluée n'est pas permise. Tous les traitements doivent être faits hors ligne. Un programme de traitement des données a du être écrit pour palier à la déficience du logiciel ARP.

5.4.2 Analyse des données et choix d'une grandeur caractéristique.

Les caractéristiques principales des données fournies par les mesures de durées de paquets peuvent être résumées de la façon suivante :

- le rapport signal sur bruit est variable et toujours inférieur à 10. Les valeurs de rapport signal sur bruit les plus courantes se situent plutôt autour de 4. Le bruit de fond lié à l'appareillage provient du courant d'obscurité des photo-cathodes, de la MCP, et du courant d'obscurité du capteur CCD, qui ne posséde pas de système de refroidissement. La lumière résiduelle de la salle contribue également au bruit.

- la dynamique utile de la caméra est faible. Pour une vitesse de balayage de 10 ps/mm, le signal est codé sur 5 ou 6 bits pour la valeur optimale du gain de l'intensificateur.

- la forme du profil temporel mesurée peut varier notablement d'une impulsion à l'autre.

Le but de la mesure est de fournir une valeur représentative de la durée. Sa valeur quadratique moyenne est essentiellement utilisée, cependant son calcul est souvent faussé par la présence de bruit ou de queues sur le signal, s'il est calculé directement sur la projection temporelle de l'image. Plusieurs possibilités s'offrent pour extraire une valeur caractéristique de la durée : l'ajustement par une distribution théorique, le calcul de la courbe caractéristique donnant la durée en fonction de la proportion du signal. Deux autres solutions reviennent à calculer la largeur à mi-hauteur ou la largeur quadratique moyenne.

La première ne fonctionne pas dans notre cas puisque dans certaines conditions, le profil temporel s'éloigne notablement d'une distribution gaussienne, et le problème se pose de savoir quelle distribution utiliser.

La seconde a l'avantage de ne pas être trop sensible au bruit résiduel après la soustraction du bruit continu et de représenter une information plus riche qu'une simple valeur

quadratique moyenne. Si le bruit peut être considéré comme distribué selon une loi symétrique autour d'une valeur moyenne connue, le calcul de la distribution cumulée est peu affecté par lui. Cependant, il est nécessaire de pouvoir extraire une valeur unique représentative de la durée. On peut alors définir une durée quadratique moyenne équivalente en prenant comme point de référence le fait que pour la distribution normale, 86% du signal correspond à trois fois la largeur qm. On peut trouver aisément la durée correspondant à 86% du signal en utilisant la distribution cumulée. Un tiers de cette durée est alors pris comme largeur quadratique moyenne équivalente. Cette technique n'a pas été retenue car le choix de la proportion de 86 % ou 63 % pour définir une durée équivalente menait à des résultats très différents.

La définition d'une largeur à mi-hauteur semble pose également problème s'il n'est pas fait appel à un algorithme de lissage, lui-même susceptible d'introduire des erreurs importantes.

Le calcul de la largeur quadratique moyenne a donc finalement été choisi, car il produit les résultats les plus stables, si la valeur moyenne du bruit de fond est correctement déterminée.

5.4.3 Déconvolution.

Comme mentionné plus haut, la projection temporelle de l'image est une convolution du profil temporel de l'impulsion de photons Čerenkov et du profil de la fente, appelé fente statique puisque sa mesure se fait en l'absence de balayage. La déconvolution de deux fonctions peut être résolue en théorie par transformée de Fourier, sachant que la transformée de Fourier du produit de convolution de deux fonctions est égal au produit des transformées de Fourier de chacune des deux fonctions. Connaissant la transformée de Fourier du profil de la fente, il serait possible de trouver la fonction représentant le signal pur. Cette technique a été testée en utilisant les transformées de Fourier rapides [73], mais donne des résultats désastreux, en partie à cause de la présence de bruit dans le signal. Les fréquences les plus élevées présentes dans le signal brut sont amplifiées et réapparaissent dans le signal déconvolué comme des pics beaucoup plus intenses que la partie utile du profil. Il aurait été possible à l'aide d'un filtre numérique de réduire une partie du bruit. Cependant, le rapport signal sur bruit étant faible, cette opération aurait invariablement déformé l'information contenue dans les images. La confrontation des spectres en fréquence des projections temporelles des images CCD, avec des spectres du bruit a permis d'écarter définitivement la possibilité d'un filtrage, puisque ces derniers contiennent un poids assez important dans les basses fréquences.

On a donc recouru à la méthode classique de soustraction des carrés des valeurs quadratiques moyennes du signal convolué et du profil de la fente, qui reste la plus stable. Un argument en faveur de ce type de déconvolution est le nombre important des contributions à l'allongement de l'impulsion lumineuse et cette méthode permet de les traiter toutes de la même manière, et de façon simple.

5.5 Résultats expérimentaux.

5.5.1 Paramètres des études systématiques.

Des mesures de durée de paquets on été effectuées pour des plages de variations importantes des paramètres de la machine, dont les bornes ont été dictées en grande partie par les limites imposées par l'énergie des électrons. La charge étant relativement importante, il devient en effet difficile voire impossible de transporter le faisceau dans de bonnes conditions pour des énergies inférieures à 1,5 MeV. Généralement, la conjonction de l'énergie faible et d'une dispersion en énergie supérieure à 10 % on rendu toute tentative de focaliser le faisceau sur des dimensions inférieures à 1 mm sur la lame de saphir infructueuse. Cette limite est rencontrée pour des phases ϕ_0 s'approchant de 70 degrés, dans le fonctionnement du canon avec les caractéristiques suivantes:

- Champ électrique sur l'axe de la première cavité : 70 MV/m
- Champ électrique sur l'axe de la seconde cavité : 50 MV/m
- Déphasage ϕ_{12} entre les deux cavités : 150 degrés à 3 GHz
- Diamètre vertical du faisceau laser sur la cathode : 2 mm

Ces paramètres de fonctionnement du photo-injecteur pour les expériences systématiques de mesure de durée en fonction de la phase ϕ_0 et de la charge du paquet d'électrons ont été choisis en fonction des faits suivants:

- Ces variations franches dans les formes des distributions longitudinales n'ont pas pu être corroborées par des mesures des spectres en énergie, puisque la sensibilité du mesureur de courant ne permettait pas, à l'époque où ont été effectuées ces expériences, de résoudre des spectres qui auraient pu contenir des accidents.
- L'augmentation de l'énergie moyenne du faisceau doit être une direction dans le choix des paramètres du canon, puisqu'elle permet de réduire les effets de la charge d'espace dans le transport et favorise l'efficacité de la production du rayonnement Čerenkov. La focalisation du faisceau sur le radiateur est également facilitée. La maximisation de l'énergie est en partie réalisée par le choix de la phase relative des deux cavités.
- Les dimensions de la projection de la tache laser ont été choisies afin de pouvoir se soustraire à l'effet d'allongement créé par l'angle d'incidence de 54,5 degrés du faisceau laser sur la cathode. Les dimensions de la tache laser ne peuvent pas être réduites sans restrictions, puisque l'augmentation de la densité d'énergie sur la cathode entraîne une saturation de la charge extraite puis, au dessus d'un seuil de l'ordre du GW/cm^2, le passage dans un autre régime d'émission, qualifiée d'explosive. L'émission explosive a été observée sur Candela à plusieurs reprises, avec les cathodes en Cuivre et la première cathode à réserve [45].

5.5.2 Protocole expérimental pour les mesures de profil temporel.

Pour satisfaire aux conditions exigeantes sur le signal reçu par la caméra à balayage de fente, les étapes suivantes doivent être effectuées avant la prise de données proprement dite, outre les procédures propres à l'opération du photo-injecteur.

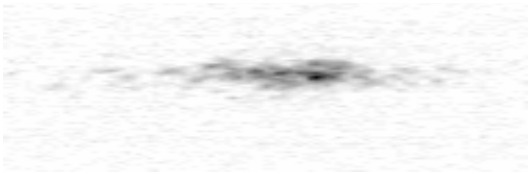
- Alignement de la ligne de transport optique à l'aide d'un laser He-Ne vert (600 nm).
- Détermination du point d'entrée de la ligne optique. Le faisceau d'électrons sera visualisé sur un écran en céramique dont le support est solidaire du cristal de saphir. L'angle que devra faire le cristal avec l'axe du faisceau d'électrons est connu. Le support est réglé suivant cet angle, et sa position en translation est telle que le faisceau d'alignement est arrêté par la céramique. Le point d'impact est enregistré comme étant la position à laquelle le faisceau d'électrons devra être focalisé.

Les précédentes opérations ne nécessitent pas la présence du faisceau d'électrons.

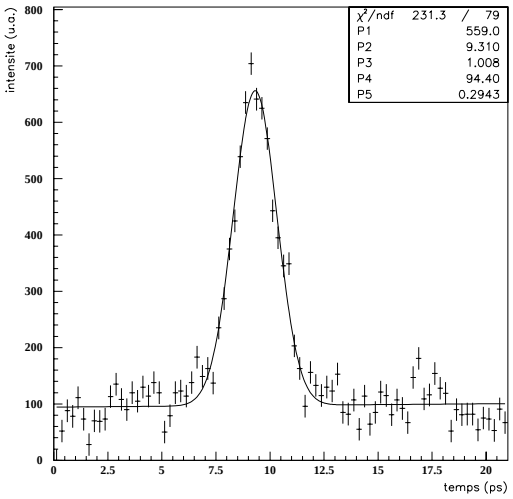
- Réglage de l'optique du faisceau d'électrons. On cherche à obtenir des dimensions transverses de l'ordre de 1 mm, pour maximiser le flux sur la caméra à balayage de fente. Les paramètres du transport sur lesquels on peut agir sont au nombre de six, dont deux sont uniquement des guidages. Les réglages du transport dépendent de l'énergie du faisceau, des conditions de sortie du canon, et de la charge des impulsions. Un autre facteur intervenant dans le choix des paramètres de transport est la dispersion en énergie qui s'avère être le facteur limitant les tailles de faisceau obtenues. On verra plus loin que les effets chromatiques provoquent directement des erreurs sur la mesure des durées.
- Le processus d'optimisation du transport peut nécessiter un temps assez long pour que la charge du faisceau ait décru de façon significative. Ceci se révèle gênant lorsqu'il s'agit de régler le transport pour les plus fortes charges.
- Le positionnement précis du point de focalisation est effectué en utilisant la position mémorisée de l'impact du laser d'alignement.
- Mise en position du radiateur Čerenkov. Le signal est alors observé sur la caméra à balayage de fente en position statique. Un réglage supplémentaire de la position du faisceau d'électrons peut être effectué pour maximiser le signal lumineux sur la caméra. En général, l'étape précédente ne donne pas directement le signal maximal. Les précisions requises étant inférieures au millimètre, la position relative du cristal et de la céramique sur leur support commun intervient en provoquant un décalage de la position apparente du faisceau dans la direction verticale lorsque ce dernier est visualisé sur la céramique. L'angle entre la direction du faisceau et la céramique, correspondant au réglage pour l'extraction du rayonnement génère une incertitude sur le positionnement latéral du faisceau.

Les étapes suivantes de la mesure consistent à faire l'acquisition d'une image de la fente de la caméra. Pour augmenter la résolution, celle-ci doit être ouverte au minimum,

tout en conservant une intensité suffisante pour ne pas dégrader le rapport signal sur bruit. La figure 5.7 est un exemple de fente statique. Pour chaque réglage de l'écartement de la fente, une telle image est enregistrée, sa largeur rms est calculée. Le balayage est ensuite mis en route pour effectuer les mesures proprement dites.



(a)



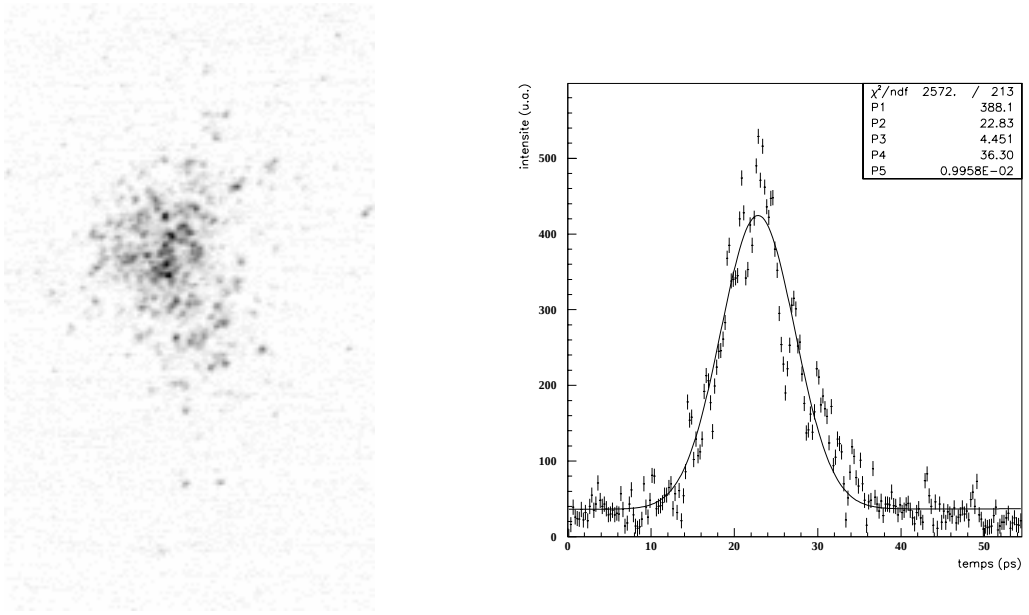
(b)

Figure 5.7: Image de la fente statique sur la caméra ARP. Le profil temporel équivalent est caractérisé par un σ_t de 1 ps, qui représente la résolution de la caméra pour ce réglage.

Toutes les mesures présentées ici ont été effectuées à la résolution temporelle maximale permise par le tube, soit 10 ps/mm. La figure 5.8 est un exemple de profil temporel mesuré pour une charge de 670 pC. L'aspect granulaire des images est une des conséquences de la faiblesse du signal lumineux. On remarque la présence de queues sur le signal, qui augmentent la durée quadratique moyenne de manière conséquente. La largeur à mi-hauteur du profil présenté vaut 11 ps. La durée rms prenant en compte les queues vaut 7 ps, alors que, si la distribution avait été gaussienne, la durée quadratique moyenne calculée à partir de la largeur à mi-hauteur aurait valu 4,7 ps.

5.5.3 Durée des paquets en fonction de la charge.

Les mesures systématiques des durées de paquets en fonction de la charge doivent être effectuées à phase constante, c'est pourquoi elles n'ont pas pu avoir lieu avant que l'asservissement de phase ait été installé dans sa configuration finale. Les valeurs des durées présentées résultent de la moyenne de plusieurs mesures dans les mêmes conditions, après correction des différents allongements.



(a) (b)

Figure 5.8: Image du faisceau sur la caméra à balayage de fente pour un calibre de 10 ps/mm. La valeur quadratique moyenne de la durée du faisceau d'électrons vaut 4,5 ps. La charge du paquet est 670 pC, et la phase d'injection ϕ_0 vaut 30 degrés.

La figure 5.9 montre les résultats des mesures pour une phase ϕ_0 égale à 30 degrés. La comparaison avec les simulations Parmela montre un accord satisfaisant pour les charges les plus faibles. La comparaison est effectuée sur les durées rms. Cependant, si l'on compare les profils temporels mesurés et simulés, une différence importante apparaît. En particulier, les profils issus des simulations ne présentent pas de queues. La figure 5.10 illustre cette différence pour un faisceau de 700 pC injecté à une phase ϕ_0 de 30 degrés.

La mesure des durées des paquets en fonction de la charge a été réalisée pour des phases plus élevées dont les résultats sont résumés sur la figures 5.11 respectivement pour les phases ϕ_0 égales à 40 et 50 degrés à 3 GHz.

La dispersion en énergie augmente avec la phase pour une charge donnée dans les conditions des expériences, il est donc plus difficile de focaliser le faisceau sur des petites dimensions au fur et à mesure que la phase ϕ_0 augmente. Des tentatives ont été faites à une phase de 60 degrés, sans qu'un réglage satisfaisant de la ligne de transport ait pu être déterminé.

L'impact des fluctuations de phase sur l'énergie est plus important pour les phases élevées, ce qui se répercute sur le signal optique. Les variations d'une impulsion à l'autre de l'énergie du faisceau se traduisent par un déplacement de son point de focalisation autour de la position du cristal, dans la direction longitudinale. Un déplacement latéral du faisceau est également possible, causé par les défauts d'alignement de la machine et par l'utilisation des bobines de guidage, dont la déflection dépend de l'énergie des électrons.

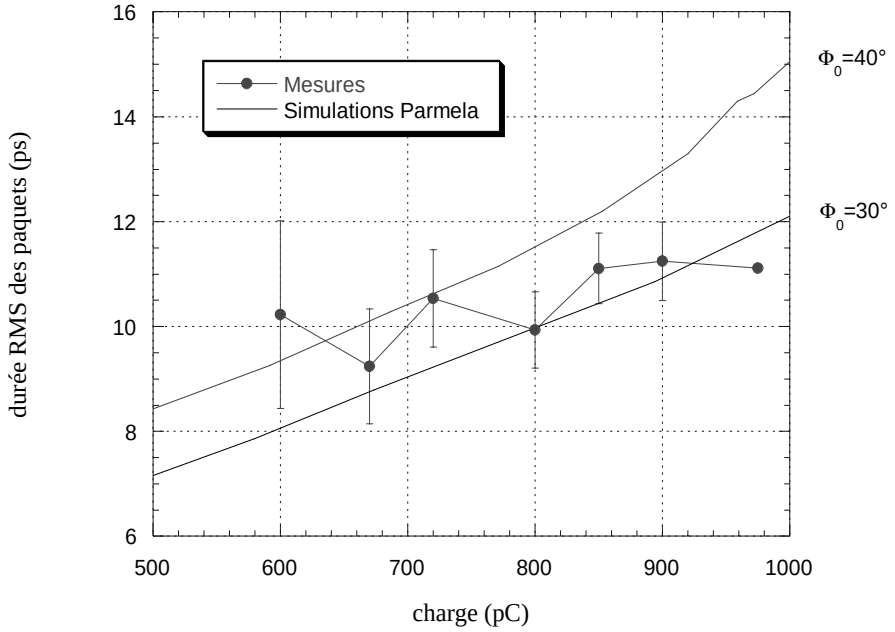


Figure 5.9: Mesures de durées de paquets pour une phase d'injection du laser ϕ_0 égale à 30 degrés.

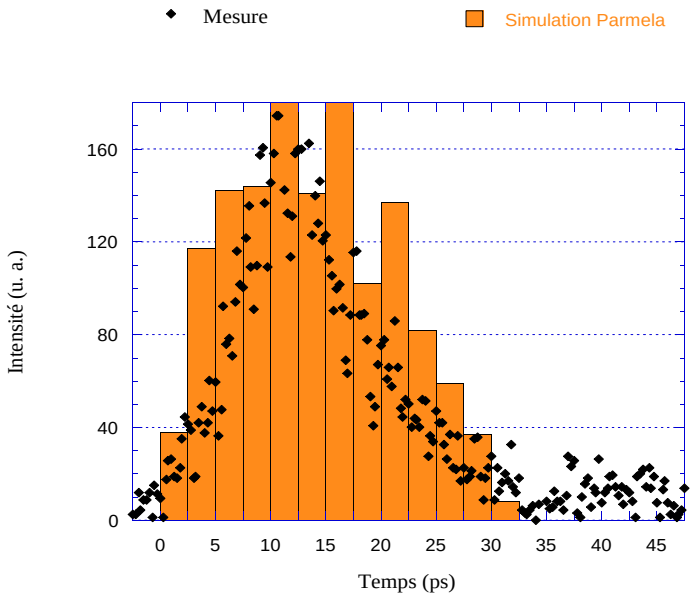
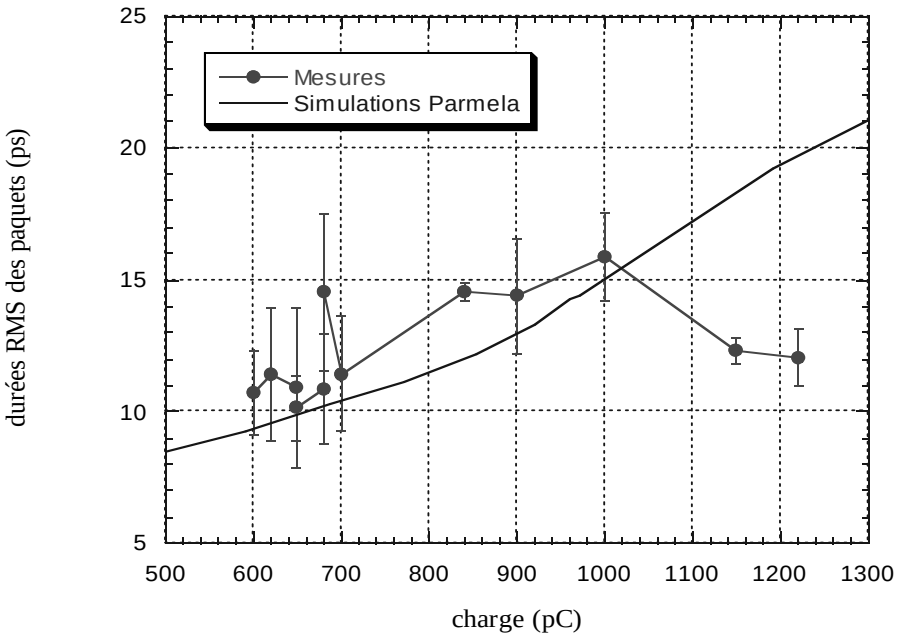
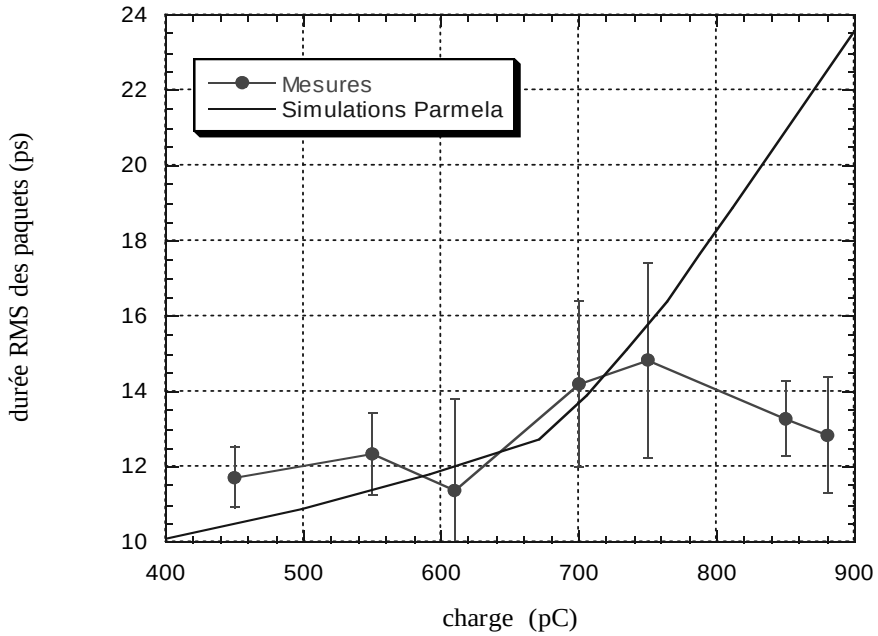


Figure 5.10: Profils temporels simulé et mesuré d'un paquet de 700 pC injecté à une phase ϕ_0 de 30 degrés. Le faisceau simulé est représenté à la position du radiateur Čerenkov.

Les mesures aux charges les plus élevées se trouvent être bien inférieures à la prédiction numérique, en particulier pour les phases ϕ_0 de 40 et 50 degrés. L'analyse de la distribution transverse du faisceau simulé permet d'expliquer ce désaccord.



(a)



(b)

Figure 5.11: Mesures de durées de paquets pour une phase d'injection du laser ϕ_0 de 40 degrés (haut) et 50 degrés (bas). Les autres paramètres du canon sont identiques à ceux spécifiés pour la figure 5.9. Les simulations sont figurées en traits pleins.

5.5.3.1 Effets chromatiques du transport.

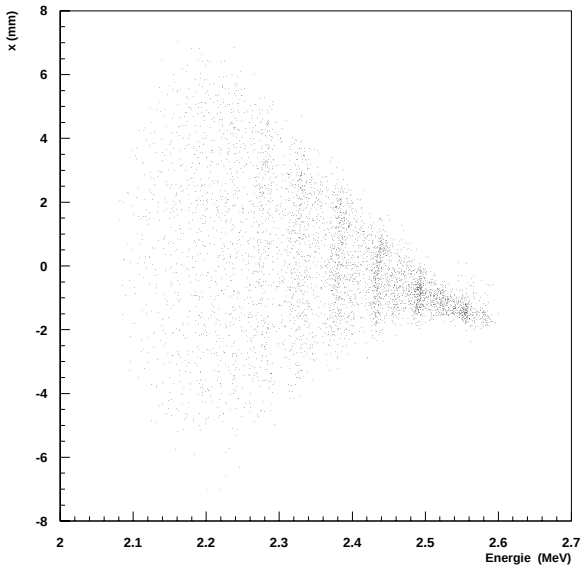
Les paramètres du transport retenus au cours des expériences aux plus fortes charges se montrent incapables de focaliser correctement le faisceau sur le saphir. Les effets chromatiques, augmentés de la corrélation entre la position et l'énergie sont assez important pour que seule une fraction du faisceau puisse être focalisée dans des dimensions de l'ordre du millimètre. Le reste des électrons forme un nuage autour du pic central, qui se traduit par des queues étendues sur le profil transverse du faisceau. La figure 5.12 illustre cette situation. La distribution du paquet dans le plan (x, w) montre la dépendance de la focalisation d'avec l'énergie, et la projection dans le plan (x, ϕ) en montre les conséquence en indiquant qu'une partie du faisceau sera ignoré du système de mesure. On a comparé sur la figure 5.13 les profils temporels du paquet entier et des distributions résultantes après une sélection dans un rayon donné autour du maximum de la distribution transverse des électrons au niveau du radiateur Čerenkov. On a cherché à maximiser le nombre d'électrons sélectionnés, ce qui correspond à la démarche expérimentale qui consiste à rechercher le signal le plus intense sur la caméra. L'effet d'une sélection du faisceau par une ouverture a pour effet de modifier le profil temporel. Dans le cas particulier, seule la partie de plus haute énergie a pu être focalisée.

L'explication par une mauvaise focalisation de l'écart des mesures à plus haute appelle plusieurs remarques. La première est que la recherche des paramètres de la focalisation expérimentalement a donné lieu à des difficultés qui s'expliquent par la simulation. Pour des phases ϕ_0 les plus élevées auxquelles des mesures ont été tentées, au dessus de une 60 degrés l'impossibilité de focaliser le faisceau a été rédhibitoire. Il faut également souligner que la visualisation d'un faisceau dont la distribution transverse est constitué d'un pic central et de queues étendues se heurte à des problèmes de dynamique pour ce qui concerne la caméra de visualisation. La seconde remarque concerne le courant d'obscurité qui renforce encore les difficultés rencontrées en masquant une partie du signal engendré par le faisceau photo-émis. L'ajout d'un fond au signal diminue encore la dynamique du système de visualisation. On peut être ainsi amené à commettre une erreur sur la taille du faisceau difficilement quantifiable de par sa forte dépendance de la forme de la distribution transverse.

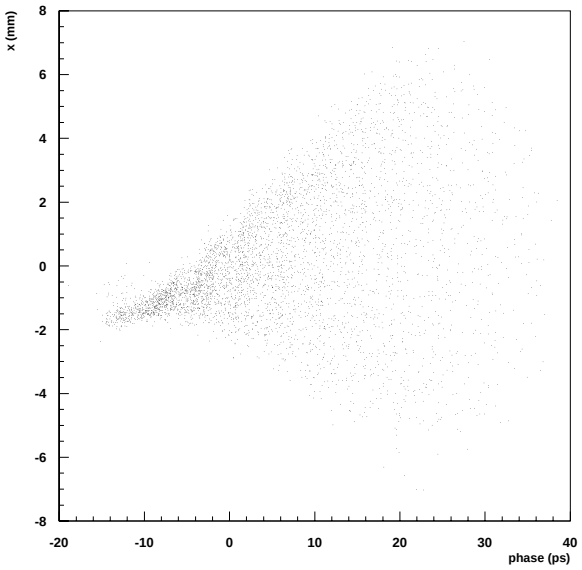
Au vu des conséquences de la chromaticité sur la validité des mesures, il faut déterminer si les paramètres utilisés correspondent réellement à une optimisation du transport. Il convient alors de rechercher l'origine de l'effet observé. En particulier, le comportement du faisceau dans le solénoïde peut être la source principale de chromatisme, auquel cas il ne reste qu'une faible marge de manœuvre pour réduire la taille du faisceau au niveau du cristal de saphir.

Expérimentalement, les effets chromatiques de la bobine de focalisation ont pu être utilisés utilement pour séparer le faisceau photo-émis et le faisceau d'obscurité dans des expériences à plus bas champ accélérateur, ce qui indiquerait sa forte chromaticité. Des simulations permettent de se rendre compte directement de la validité de cette hypothèse.

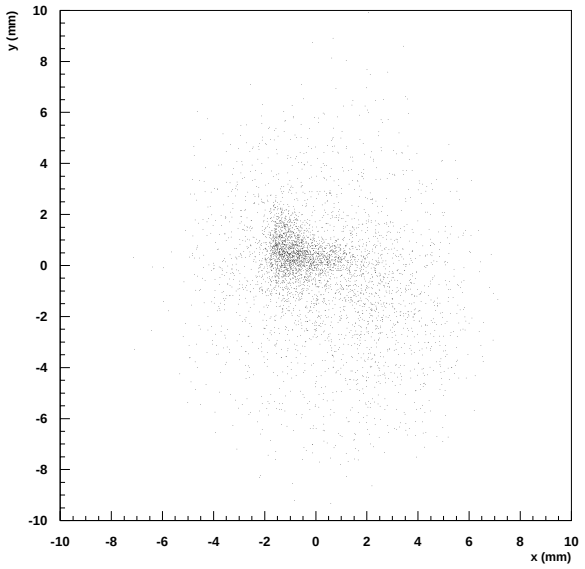
Si l'on envisage les diverses possibilités de focalisation du faisceau sur le cristal de saphir en s'intéressant aux conséquences sur la modification du profil temporel effectivement sélectionné par l'ouverture du système de mesure, les points suivant peuvent être



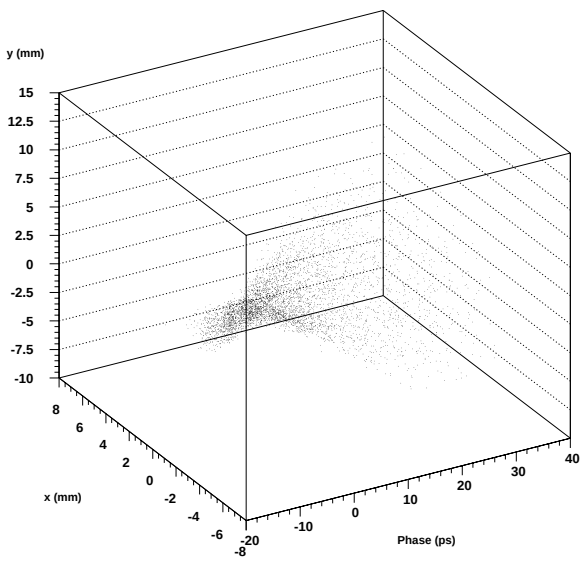
(a) Corrélation entre x et l'énergie



(b) Corrélation entre x et la phase



(c) Profil transverse



(d) Les couplages existent aussi dans la direction verticale

Figure 5.12: Effets chromatiques au point focal du triplet, simulés avec Parmela. La charge contenue dans le paquet vaut 900 pC.

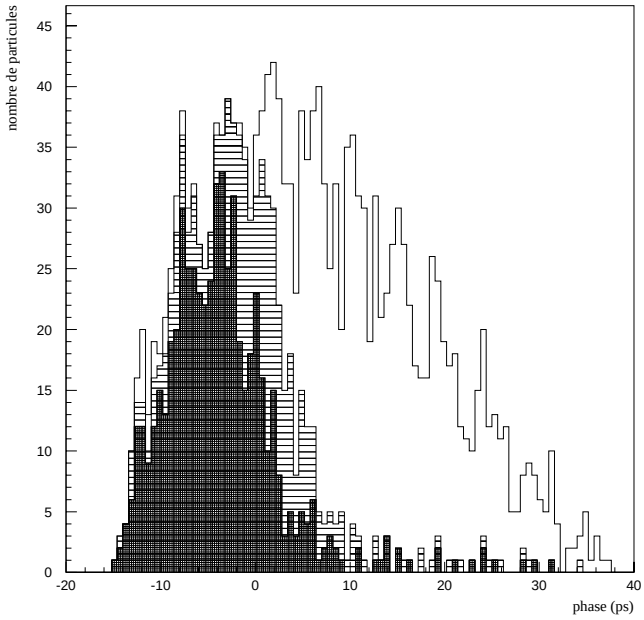


Figure 5.13: Simulations de profils temporels du paquet d'électrons pour une charge de 900 pC. Les trois histogrammes correspondent à une sélection par une ouverture différente, conduisant à une réduction de la durée apparente de l'impulsion. Le plus large représente la distribution originale du faisceau. L'histogramme hachuré horizontalement provient de la sélection par une ouverture de 3 mm de diamètre, le dernier par une ouverture de 2 mm. Les durées quadratiques moyennes sont respectivement 11,2 7,0 et 6,4 ps pour chacun des profils.

mis en avant :

- il existe un point focal du transport de faisceau pour chaque énergie. Le point focal correspond à la position du radiateur Čerenkov pour une énergie donnée, donc les variations des réglages du triplet ou du solénoïde permettent de sélectionner l'énergie qui sera focalisée. Il est donc possible de n'utiliser qu'une bande d'énergie donnée dans la mesure. Etant donnée la corrélation entre énergie et phase, cela revient à dire qu'un tranche longitudinale quelconque du faisceau peut se retrouver sélectionnée par l'ouverture du système de mesure.

- toute fluctuation de phase, en se répercutant sur l'énergie du faisceau provoquera une variation d'intensité du signal parvenant jusqu'à la caméra à balayage de fente. Cet effet est minimisé en choisissant une phase pour laquelle la dérivée de l'énergie est la plus petite possible en valeur absolue. Le meilleur choix à ce point de vue est la phase correspondant au maximum d'énergie, qui est proche de 30 degrés. Ceci

pourrait expliquer la diversité des formes des profils temporels rencontrés aux phases les plus élevées.

- il est difficile d'imaginer un transport qui focaliserait la tête et la queue du paquet, mais pas le centre. L'observation d'un profil temporel caractérisé par une dépression centrale ne serait donc pas imputable à ce type d'effet chromatique. De tels profils ont été observés, ainsi qu'il en sera fait état plus loin.

Il faut cependant tempérer les conclusions que l'on pourrait tirer de ces faits qui proviennent essentiellement de la simulation du faisceau. Comme il en sera fait état dans le chapitre suivant sur la mesure de l'émittance transverse, les dimensions du faisceau mesurées expérimentalement peuvent être inférieures d'un facteur 2 à celles qui peuvent être simulées.

5.5.3.2 Dédoublement du signal optique.

La figure 5.14 représente un profil temporel du signal enregistré sur la caméra à balayage de fente, observé dans la première configuration des champs électriques dans les cavités, 53 et 50 MV/m, pour trois phases d'injection estimées autour de 50 degrés[2].

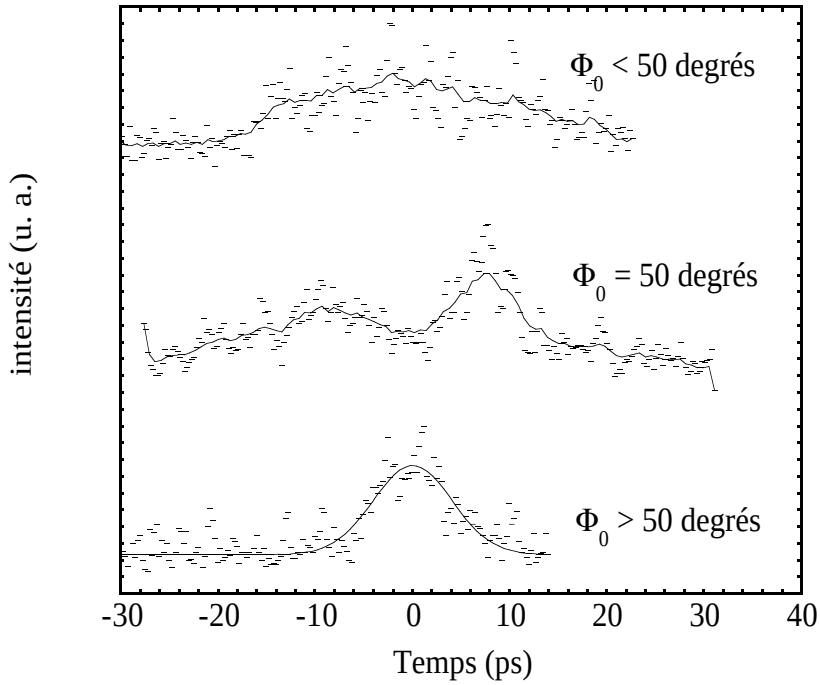


Figure 5.14: Profil temporel mesuré à la caméra à balayage de fente. Les champs dans les cavités valent 53 et 50 MV/m. La charge du paquet vaut ici 850 pC.

[2]La détermination de ϕ_0 était à l'époque de cette mesure (juillet 1996) affectée de l'incertitude provoquée par des dérives lentes de celle-ci.

Le dédoublement du signal observé sur la caméra à balayage de fente se produit sur une plage de phase de l'ordre de quelques degrés. Dès que la phase sort de cette plage, on observe des paquets longs, pour les valeurs de ϕ_0 inférieures, des paquets courts pour les valeurs de ϕ_0 supérieures [55].

Des expériences sur d'autres photo-injecteurs ont pu mettre en évidence un découpage du faisceau en plusieurs paquets. Il a été interprété comme un effet de saturation de l'émission de la charge qui pouvait engendrer un régime instable de cathode virtuelle, obtenu en augmentant progressivement l'intensité du laser et par conséquent la charge photo-excitée [63].

Cependant, dans le cas présent, le changement brutal des durées, et surtout leur sens de variation par rapport à la phase va à l'encontre des expériences présentées au cours des paragraphes précédents.

Un autre indice en défaveur de cette observation est qu'elle n'a pas pu être reproduite. On peut l'interpréter comme une erreur expérimentale en invoquant un déplacement du point de focalisation du faisceau avec la phase. En supposant que l'énergie centrale du paquet est la mieux focalisée, il serait possible de faire défiler dans l'ouverture de la ligne optique, le centroïde du faisceau puis la naissance des queues à haute et basse énergie. Puisque la phase et l'énergie sont corrélées, on observerait sur la caméra un paquet court, puis un signal divisé temporellement. Cependant on s'attend à une diminution très importante du signal en se trouvant dans le second cas, ce qui n'est pas le cas.

Des simulations ont été effectuées à l'aide de PRIAM, pour vérifier s'il ne pouvait s'agir d'un effet du champ retardé. Aucun dédoublement du paquet d'électrons n'a pu être observé dans les résultats. Il faut préciser que les simulations PRIAM ne peuvent tenir compte de l'angle d'injection du laser. Les calculs effectués avec Parmela n'ont pas pu reproduire les observations expérimentales, même en utilisant la possibilité de générer le faisceau d'électrons avec un angle par rapport à la cathode.

Un argument qui favorise l'hypothèse selon laquelle l'observation serait due à un artéfact provient d'une autre expérience où il a pu être observé un allongement apparent du signal optique suite au déplacement de la position de l'impact du laser sur la cathode. Il est donc difficile tirer une conclusion claire de cette mesure, cependant la thèse selon laquelle le déplacement du centroïde du faisceau est responsable des variations brutales du signal observé est la plus probable.

5.5.4 Allongement des paquets dans la ligne de transport.

Les durées des impulsions d'électrons sont mesurés à la position la plus éloignée de la sortie du canon. Les paquets ne peuvent que s'allonger pendant le transport, puisqu'il n'est pas possible de trouver un ensemble de paramètres de fonctionnement du canon pouvant introduire un groupement du faisceau tout en lui conservant une énergie suffisante. Etant donnée la configuration asymétrique du faisceau, on s'attend donc à ce que la dispersion en énergie à la sortie des cavités soit la source principale d'allongement des paquets. La composante longitudinale de la force de charge d'espace est en effet très faible par rapport à la composante transverse, puisque le rapport d'aspect de l'impulsion dans son référentiel propre est inférieur à l'unité.

Soit L la longueur qui sépare le mesureur Čerenkov de la sortie du canon. On veut déterminer l'allongement des paquets dû à la dispersion des vitesses longitudinales.

$$\frac{dt}{d\gamma} = \frac{dt}{d\beta}\frac{d\beta}{d\gamma} \tag{5.14}$$

$$= \frac{d}{d\beta}\frac{L}{\beta c}\left(-\frac{1}{\beta\gamma^3}\right)$$

$$= \frac{L}{c}\frac{1}{(\beta\gamma)^3} \tag{5.15}$$

Or $\beta\gamma = \sqrt{\gamma^2 - 1}$, on obtient donc la relation

$$\Delta t = \frac{L\Delta\gamma}{c\left(\gamma^2 - 1\right)^{\frac{3}{2}}} \tag{5.16}$$

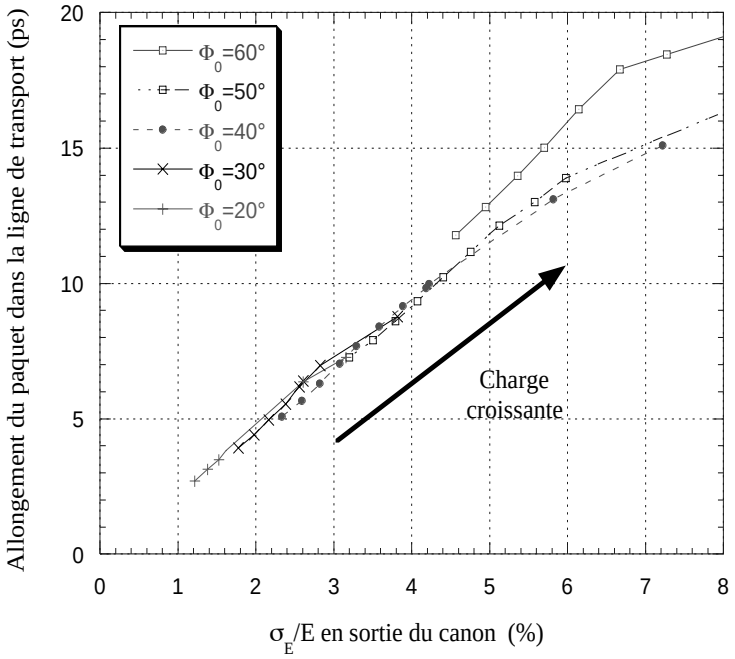


Figure 5.15: Allongement des paquets d'électrons calculé entre la sortie du canon et la position du radiateur Čerenkov. Les simulations ont été faites pour des valeurs de charge de 300 pC à 1,5 nC, et pour des phases ϕ_0 comprises entre 30 et 70 degrés, ce qui correspond aux plages de ces paramètres où des mesures sont réalisables. Le laser est injecté avec un angle de 54,5 degrés.

Pour une phase ϕ_0 de 30 degrés et une charge de 1nC, connaissant l'énergie de 2,4 MeV et la dispersion relative en énergie de 4,7 % mesurée, l'allongement peut être évaluée à 7

ps. On trouve alors une valeur de 4 ps pour la durée rms à la sortie du canon, compatible avec les 4,2 ps donnés par Parmela.

Enfin, un dernier effet peut être invoqué, celui du couplage entre le mouvement transverse et longitudinal, en suivant le mécanisme suivant : une partie de l'énergie des électrons est emportée par l'impulsion transverse de charge d'espace, ce qui est susceptible de modifier le mouvement longitudinal des particules du faisceau. Cependant, cet effet n'est que du second ordre, et les résultats des simulations permettent de se convaincre qu'il peut être ignoré.

La figure 5.15, qui regroupe un grand nombre de simulations pour de très grandes plages de charges et de phases d'injection, indique clairement la prépondérance de la dispersion en énergie sur l'allongement des impulsions d'électrons.

5.6 Conclusion.

La mesure de la durée des paquets d'électrons a été effectuée en utilisant le rayonnement Čerenkov et une caméra à balayage de fente dont la résolution est de l'ordre de 2 ps. On a pu observer la variation de la durée des impulsions d'électrons avec la charge et la phase d'injection du laser. Le radiateur Čerenkov est situé à 1 mètre 80 de la sortie du canon, distance sur laquelle le faisceau d'électrons s'allonge de plusieurs ps sous l'effet de sa dispersion en énergie. Les mesures indiquent des durées comprises entre 8 et 14 ps rms pour des charges comprises entre 400 et 1200 pC, et des valeurs de ϕ_0 entre 30 et 50 degrés. Ces valeurs sont comparables à celles qui sont issues des simulations Parmela, à partir desquelles on peut extrapoler des durées de paquet aussi courtes que 3 ps à la sortie du canon.

La faible acceptance du système de mesure optique se révèle être la principale limitation qui intervient dans cette expérience, et elle apparaît clairement comme une source d'erreur importante sur les mesures à plus forte charge.

En mesurant des durées de paquets inférieures à 10 ps rms, on a pu démontrer que les cathodes imprégnées employées en photo-émission présentent un temps de réponse inférieur à la dizaine de picosecondes.

Chapitre 6

Mesure de l'émittance transverse.

6.1 Introduction

Candela a été conçu en vue d'atteindre des émittance rms de l'ordre de quelques mm mrad en sortie de canon. Les simulations numériques prédisent des émittances normalisées de l'ordre de 10 mm mrad à une énergie de 2 MeV et pour une charge nominale de 1 nC par impulsion, ce qui correspond à 2 mm mrad pour les émittances physiques, ce qui pourrait se traduire par la nécessité de mesurer des divergences de l'ordre du mrad sur des faisceaux de 1 mm de dimensions transverses. En réalité, cette image ne tient pas pour un faisceau directement issu d'un photo-injecteur qui n'est pas ré-accéléré avant la mesure, de par la forte corrélation entre la position et la divergence dans l'espace des traces. La mesure du faisceau de Candela est à ce point de vue très spécifique.

Deux techniques différentes ont été utilisées. La première, la méthode des fentes, est habituellement utilisée pour la mesure des faisceaux brillants. Elle occupera la plus grande partie de cette étude, qui fera apparaître les limites de son application. La méthode des trois gradients a pour elle la simplicité, mais n'est pas adaptée dans le cas des faisceaux dominés par la charge d'espace. Elle a pu néanmoins être utilisée pour des faibles valeurs de charge des impulsions d'électrons, après la vérification de son fonctionnement à l'aide de simulations.

6.2 Méthode des fentes.

6.2.1 Description.

La méthode des fentes est une variante de la méthode du poivrier (Pepper-pot), qui repose sur le même principe général d'échantillonnage de l'espace des traces transverse à l'aide d'un masque, ou d'une grille. Des ouvertures sont pratiquées à cet effet dans une plaque métallique placée sur le trajet du faisceau, qui sélectionnent des portions transverses du faisceau. Les sous-faisceaux transmis continuent de se propager dans un espace de glissement, où la divergence angulaire locale agit et provoque l'élargissement de leur profil transverse. On forme l'image de l'ensemble des sous-faisceaux sur un écran. Leur analyse permet de calculer la divergence locale à une ouverture donnée, et obtenir une représentation de la projection du faisceau dans l'espace des traces. Ce type de

mesureurs était déjà utilisé sur les premiers canons HF pour démontrer leur capacité à produire des faisceaux de grande brillance [5].

La technique du poivrier utilise des trous, généralement circulaires, et permet de mesurer l'émittance transverse dans les deux directions x et y simultanément. La méthode des fentes est moins puissante, puisqu'elle ne permet d'accéder à l'émittance transverse que dans l'une de ces directions à la fois.

L'avantage de cette famille de méthodes, lorsque la structure temporelle du faisceau est pulsée, est sa capacité à mesurer l'émittance d'un paquet unique. Il n'est plus nécessaire de recourir à une technique faisant intervenir la moyenne de mesures effectuées sur plusieurs impulsions d'électrons. En général, de telles méthodes requièrent l'accumulation d'un nombre minimal de données pour atteindre une précision fixée, alors même que cette contrainte peut introduire des biais sur les grandeurs mesurées, dans le cas où le faisceau montre des instabilités de l'ordre de la précision visée. Les méthodes comme celle utilisant une fente mobile que l'on déplace perpendiculairement à sa direction sont par exemple sensibles à des instabilités en position du faisceau.

6.2.2 Principe.

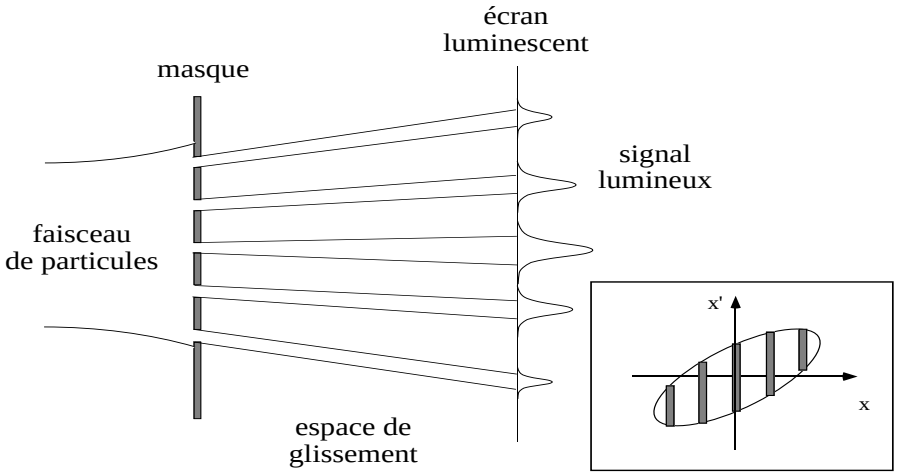


Figure 6.1: Principe de la méthode des fentes.

Le principe de la mesure est illustré par la figure 6.1. N fentes sont pratiquées dans une plaque assez épaisse pour arrêter les électrons du faisceau. Pour chaque fente, le sous faisceau subit une déviation et une expansion. La première donne une valeur de la divergence moyenne $< x'(x) >$ à la position x et la seconde permet de calculer la dispersion de la divergence autour de cette valeur moyenne. Si D est la longueur de l'espace de glissement, x_0 est la position de la fente considérée, un électron se présentant à l'entrée de la fente avec une divergence x' provoquera l'illumination de l'écran à la position

$$x_e = x_0 + Dx' \tag{6.1}$$

Par conséquent, on connaît immédiatement la valeur de la divergence de l'électron en inversant la relation. Si la divergence des électrons en est distribuée selon la fonction $F(x')$, il est alors possible de calculer les moments de cette distribution à partir des moments de la distribution de l'intensité $S(x_e)$ sur l'écran. En effet, la transformation définie par (6.1) est linéaire, et équivalente à un changement de variables dans les intégrales faisant intervenir la distribution $F(x_e)$. On peut donc écrire

$$F(x')dx' = S(x_e)dx_e \tag{6.2}$$

soit

$$F(x') = DS(x_e) \tag{6.3}$$

La connaissance de F est donc complète pour chaque position x définie par l'emplacement d'une fente. Si le nombre de fente est assez élevé, on peut déduire la valeur de l'émittance rms des moments de F. Si maintenant on considère un système de mesure réaliste, la fente présentera une largeur w et le masque une épaisseur e. On doit d'abord justifier la capacité de la technique d'échantillonage à transporter linéairement les moments de la distribution angulaire, c'est à dire vérifier que les effets de la charge d'espace dans le glissement qui sépare le masque et l'écran sont négligeables.

6.2.3 Effets de la charge d'espace.

Un des aspects les plus importants de la méthode des fentes est la possibilité de mesurer des faisceaux dominés par la charge d'espace, c'est à dire dont le terme de charge d'espace est très supérieur au terme d'émittance dans l'équation d'enveloppe. En dehors de toute force de focalisation externe et d'accélération, celle-ci s'écrit, pour la direction horizontale

$$\frac{d^2\sigma_x}{dz^2} - \frac{4\hat{I}}{\gamma^3 I_A\left(\sigma_x + \sigma_y\right)} - \frac{\epsilon_{x,n}^2}{\gamma^2\sigma_x^3} = 0 \tag{6.4}$$

Pour un faisceau de 50 A, d'une énergie de 2 MeV et pour des tailles transverses rms de l'ordre de 1 mm dont on attend à ce que son émittance rms normalisée ait une valeur de 10 mm mrad, le rapport des deux derniers termes de l'équation vaut 12 en faveur du terme de charge d'espace. On a pris ici comme exemple un faisceau moyen de Candela, un faisceau optimisé aurait un courant crête dépassant plutôt 100 A, renforçant encore la domination de la charge d'espace dans son transport. Le principe du découpage du faisceau par le masque permet de modifier ce rapport pour que l'évolution de l'impulsion se trouve dominée par le terme d'émittance. Si l'on explicite le rapport du terme de charge d'espace sur ce dernier pour un sous-faisceau transmis par le masque, on doit calculer

$$\mathcal{R} = \frac{4\hat{I}_s}{I_A\gamma}\frac{\sigma_{x,s}^3}{\left(\sigma_{x,s} + \sigma_y\right)\epsilon_{x,n,s}^2} \tag{6.5}$$

où $\hat{I}_s$, $\sigma_{x,s}$ et $\epsilon_{x,n,s}$ correspondent maintenant au sous faisceau transmis. Il est supposé être uniforme dans la direction x, sur une largeur égale à celle de la fente, w, sa taille quadratique moyenne vaut donc $\sigma_{x,s} = \frac{w}{2\sqrt{3}}$. L'émittance du sous faisceau transmis peut être estimée en supposant que le faisceau incident est à un col, donc on écrit simplement

$$\epsilon_{x,n} = \beta\gamma\sigma_x\sigma_{x'} \tag{6.6}$$

La divergence $\sigma_{x'}$ est supposée être conservée par le passage dans la fente, ce qui permet d'écrire pour le sous faisceau

$$\epsilon_{x,n,s} = \epsilon_{x,n}\frac{\sigma_{x,s}}{\sigma_x} \tag{6.7}$$

Le courant du sous faisceau dépend de sa position. Si l'on s'intéresse au cas présentant la plus forte sensibilité à la charge d'espace, on choisit la fente centrale qui transmet le courant le plus élevé,

$$\hat{I}_s \simeq \hat{I}\frac{\sigma_{x,s}}{\sqrt{2\pi}\sigma_x} \tag{6.8}$$

le rapport recherché, en faisant l'hypothèse que $\sigma_{x,s}$ est très inférieur à σ_y, vaut

$$\begin{aligned} \mathcal{R} &= \frac{4\hat{I}}{I_A\gamma}\frac{\sigma_{x,s}^2}{\epsilon_{x,n}^2} \\ &= \frac{\hat{I}}{3\sqrt{2\pi}I_A\gamma}\left(\frac{w}{\epsilon_{x,n}}\right)^2 \end{aligned} \tag{6.9}$$

qui est cette fois très inférieur à 1 si l'on choisit une largeur de fente assez petite. Si celle-ci vaut 100 μm, $\mathcal{R}$ vaut 8 10^{-3}. On est ainsi assuré de transporter les sous faisceaux jusqu'à l'écran sans influence de la charge d'espace, alors que le faisceau incident était dominé par celle-ci.

6.2.4 Effets systématiques.

On doit maintenant considérer un système de mesure réaliste, dont les fentes présenteront une largeur w et le masque une épaisseur e, entraînant des corrections à la relation simple (6.3) établie dans le cas idéal entre le signal et la distribution du faisceau dans l'espace des traces.

6.2.4.1 Largeur des fentes.

La largeur finie des fentes affecte la mesure de deux manières différentes. Le premier effet qui lui est propre est l'élargissement de la divergence apparente d'un sous faisceau transmis par le masque, dû à la convolution entre la distribution des positions initiales des électrons à l'intérieur d'une fente avec la distribution en angle. Le second effet est associé à l'épaisseur finie du masque, et sera exposé dans le paragraphe suivant.

Par souci de simplicité, on n'étudiera cet effet que pour une fente verticale centrée sur l'origine, le problème étant invariant par translation. Les calculs détaillés des moments de la distribution du signal sont reportés en annexe C. Si l'on considère un électron positionné en (x_0, y_0) et de divergence x' à l'entrée du masque, sa position sur l'écran s'exprime grâce à la relation

$$x_e(x_0, x', y_0, y') = x_0 + D(y_0, y')x' \tag{6.10}$$

On peut simplifier le problème en considérant pour l'instant que y_0 et y' sont nulles. Soit $G(x, x')$ la fonction de distribution des particules dans le plan (x, x') de l'espace des traces, définie sur l'intervalle $[-w/2, w/2]$ pour la variable x, correspondant aux particules ayant une probabilité non nulle de traverser la fente de largeur totale w. Une des hypothèses sur lesquelles repose la mesure des fentes est le fait que la distribution en position des électrons $f(x)$ sur l'intervalle $[-w/2, w/2]$ est uniforme, puisque l'on choisit une largeur de fente très inférieure à la dimension transverse du faisceau. De plus, on considère qu'aucune corrélation n'existe entre x et x' dans ce même intervalle. On peut donc réécrire G sous la forme

$$G(x, x') = f(x)g(x') = \frac{1}{w}g(x') \tag{6.11}$$

Si $S(u)$ est le signal sur l'écran, il s'exprime, en supposant une réponse linéaire du matériau scintillant, avec une efficacité égale à 1 pour simplifier,

$$\begin{aligned} S(u) &= \int_{-w/2}^{+w/2} dx \int_{-\infty}^{+\infty} dx' f(x)g(x')\delta(u - (x + Dx')) \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} dx' f(Dx' - u)g(x') \end{aligned} \tag{6.12}$$

en supposant que le masque et l'écran sont parallèles, donc que D est une constante. On retrouve le cas idéal en prenant $f(x) = \delta(x)$. On peut remarquer qu'il ne peut être obtenu que si $w = 0$, ce qui n'est jamais le cas.

On considère la réponse impulsionnelle $S_0(u)$ du système en choisissant $g(x')$ égale à une distribution de Dirac,

$$S_0(u) = \int_{-w/2}^{+w/2} dx \int_{-\infty}^{+\infty} dx' f(x)\delta(x')\delta(u - (x + Dx')) = \frac{1}{w} \tag{6.13}$$

qui est l'image de f sur l'écran. Un faisceau d'émittance nulle engendrera donc un signal correspondant à une émittance rms non nulle ϵ_{inf}. On peut estimer l'ordre de grandeur de cette quantité par la relation

$$\epsilon_{inf} \simeq \frac{w\sigma_x}{2D\sqrt{3}}\ m.rad \tag{6.14}$$

en exprimant toutes les distances en mètres, où σ_x est la dimension rms du faisceau d'électrons. En réalité, ϵ_{inf} est plus faible, mais dépend de tous les paramètres du mesureur, et sera différente pour un faisceau dont le profil transverse est uniforme ou

gaussien. Bien que ϵ_{inf} semble être une limite inférieure aux émittance mesurables, il est possible d'accéder à des valeurs plus petites que ϵ_{inf} avec le système considéré, en déconvoluant les distributions en angle et en position. Pour les mêmes raisons que celles avancées pour le traitement des mesures de durées de paquets, l'utilisation d'une méthode de déconvolution utilisant la transformée de Fourier est inutilisable ici. La soustraction des valeurs quadratiques moyennes dans le calcul des valeurs quadratiques des divergences doit être employée.

On peut vérifier que la loi de sommation des valeurs quadratiques moyennes qui est énoncée pour la convolution de deux distributions gaussiennes reste valable lorsque l'on considère la convolution d'une distribution gaussienne et d'une distribution triangulaire ou uniforme sur un intervalle fini.

La loi de convolution pour une distribution angulaire gaussienne et une distribution uniforme en position s'écrit dans ces conditions

$$\sigma_{x_e}^2 = \frac{w^2}{12} + D^2\sigma_{x'}^2 \tag{6.15}$$

La figure 6.2 montre le résultat de la convolution de distributions générées par des tirages numériques, mis en forme pour vérifier la relation (6.15). Celle-ci est respectée uniquement dans le cas où le masque est infiniment fin. L'influence de l'épaisseur du masque sur la distribution finale doit être étudiée pour déterminer la relation entre la divergence angulaire et le signal reçu par l'écran et expliquer que ce dernier ne suit pas la loi de convolution.

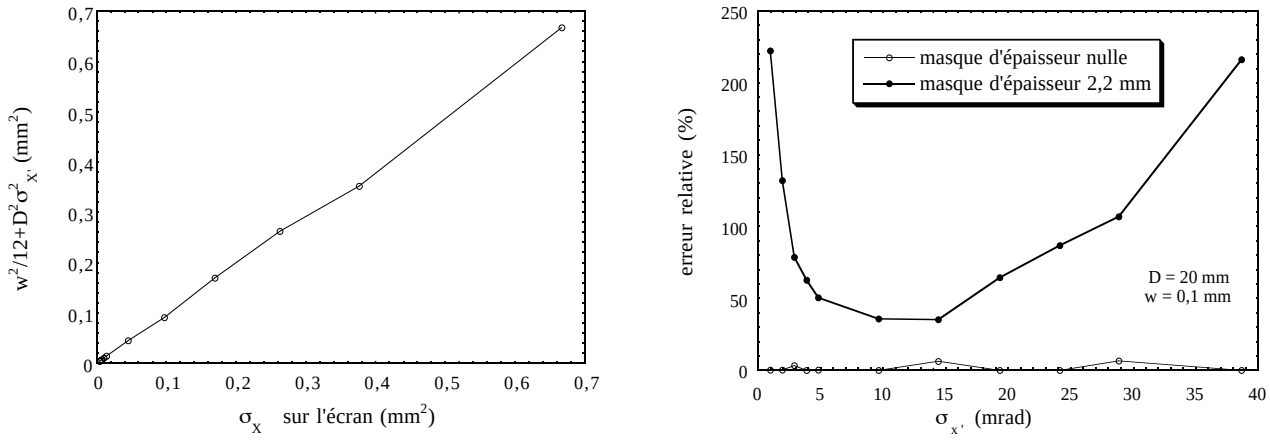


Figure 6.2: (a) Largeur rms de la distribution résultant de la convolution d'une distribution gaussienne en angle et d'une distribution uniforme en position, comparée à la loi de sommation des valeurs quadratiques moyennes, dans le cas où le masque possède une épaisseur nulle. (b) Erreur relative commise en utilisant la même loi de sommation dans le cas où le masque présente une épaisseur de 2,2 mm.

6.2.4.2 Epaisseur du masque.

La figure 6.2 semble indiquer que l'épaisseur du masque e soit à l'origine d'une perte importante d'information. En effet, il faut tenir compte de la transmission des fentes, qui dépend de la position et de la divergence des particules qui se présentent sur la face d'entrée du masque. Dans le cas où le masque est infiniment fin, la fonction de transmission de la fente est égale à l'unité. Le mécanisme donnant lieu à des pertes lors du franchissement des fentes est décrit de façon simplifiée, c'est à dire sans tenir compte de l'émission d'électrons secondaires ou de la possibilité qu'ont certains électrons de traverser le masque. Les pertes ont lieu à l'intérieur des fentes comme le montre la figure 6.3. Seules les particules dont la divergence est comprise entre $-x'_{max}$ et x'_{max} ont une probabilité non nulle d'être transmises par le masque, avec la définition

$$x'_{max} = \frac{w}{e} \tag{6.16}$$

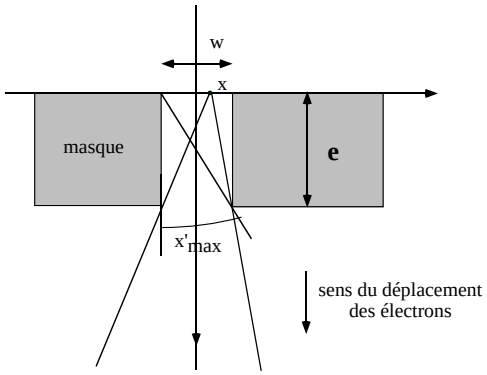


Figure 6.3: Transmission variable avec l'angle et la position initiale des particules.

La plage angulaire transmise dépend de la position initiale x_0 de l'électron. Les trajectoires limites sont représentées sur la figure 6.3 et définissent l'intervalle angulaire

$$\left]-\frac{\frac{w}{2}+x_0}{e}, \frac{\frac{w}{2}-x_0}{e}\right[\tag{6.17}$$

Le diagramme de transmission d'une fente dans le plan (x, x') est représenté sur la figure 6.4. La zone de transmission est la partie grisée du plan. On définit la fonction de transmission $H(x, x')$ comme étant égale à 1 dans cette zone et nulle partout ailleurs.

On peut définir une nouvelle quantité qui est la distribution des particules transmises par une fente, $\mathcal{G}(x, x')$

$$\mathcal{G}(x, x') = H(x, x')G(x, x') \tag{6.18}$$

Il est équivalent de considérer la distribution G traversant un masque épais ou la distribution $\mathcal{G}$ traversant un masque infiniment fin. Ceci se traduit sur le signal par la relation

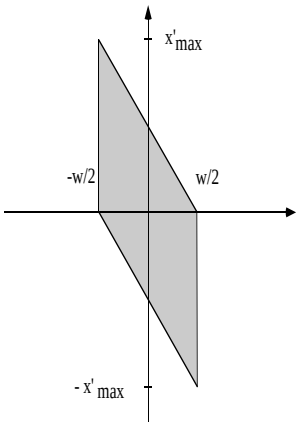


Figure 6.4: Diagramme de transmission d'une fente du masque dans le plan de trace (x, x')

$$\begin{aligned} S(u) &= \int_{-\frac{w}{2}}^{+\frac{w}{2}} dx \int_{-\infty}^{+\infty} dx' \delta(u - (x + Dx')) H(x, x') G(x, x') \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} dx' H(Dx' - u, x') f(Dx' - u) g(x') \end{aligned} \tag{6.19}$$

Par conséquent, la déconvolution décrite au paragraphe précédent est à même de fournir la largeur quadratique moyenne de la distribution $H(x, x')g(x')$, et non pas celle de $g(x')$, à partir du signal. La question se pose donc de savoir s'il est possible de reconstruire les moments d'ordre 1 et 2 de la distribution $g(x')$. La réponse dépend de la distribution $g(x')$ elle-même. Si la distribution $g(x')$ contient des angles supérieurs à x'_{max}, ceux-ci n'étant pas transmis, le signal ne reflétera pas leur présence dans g. Il s'agit ici de perte d'information complète. On peut considérer le cas où toutes les valeurs d'angle contenues dans $g(x')$ sont inférieures à la valeur limite x'_{max}. On peut mettre à profit l'hypothèse de l'indépendance de $g(x')$ de la variable x pour définir une fonction de transmission $T(x')$ à partir de $H(x, x')$ en écrivant

$$T(x') = \frac{1}{w} \int_{-\frac{w}{2}}^{\frac{w}{2}} H(x, x') dx \tag{6.20}$$

représentée sur la figure 6.5

Les calculs des moments du signal reportés dans l'annexe C montrent que le moment d'ordre n du signal dépend des moments d'ordre $n + 1$ de la distribution du faisceau, ce qui rend impossible la connaissance exacte des moments de G, à moins de mesurer ceux du signal à un ordre élevé. En pratique, ce recours n'est pas valide, car les moments d'ordre plus élevés seraient mesurés avec une erreur croissante.

Il est également certain que l'émittance du faisceau transmis constitue la valeur maximale qui puisse être retrouvée en analysant le signal, si l'on fait abstraction de la résolution du système optique. Il est donc à la fois nécessaire de conditionner l'impulsion d'électrons pour favoriser la transmission de l'émittance et de disposer d'un mesureur dont

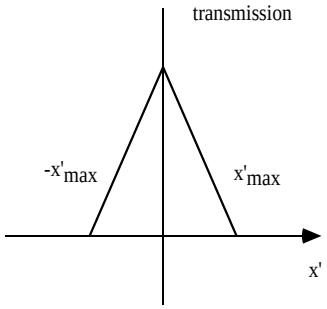


Figure 6.5: Fonction de transmission $T(x')$ de la fente.

la géométrie soit adaptée à l'émittance attendue pour le faisceau. La figure 6.6 illustre un cas où les effets de la transmission en angle sont désastreux, avec une perte d'information importante sur les fentes latérales.

Lorsqu'on considère le cas d'un photo-injecteur, des divergences de l'ordre de 50 mrad sont souvent atteintes par les électrons situés en périphérie du faisceau, bien que l'émittance reste faible, de l'ordre de quelques mm mrad. Les situations constituant un risque pour la transmission de l'émittance sont donc susceptibles d'être rencontrées sur Candela.

L'étude des effets de la transmission est complexe puisqu'elle fait intervenir un grand nombre de paramètres parmi lesquels les propriétés de la distribution du faisceau dans l'espace des phases entre en ligne de compte. Cette étude a donné lieu à la conception d'un code de simulation pour déterminer les limites du mesureur et les conditions de son utilisation optimale.

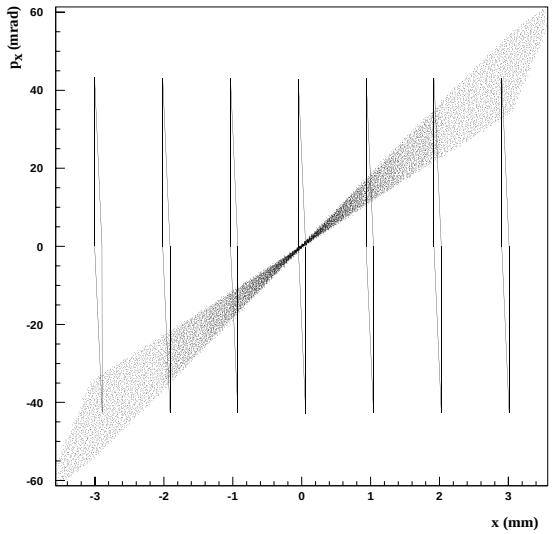


Figure 6.6: Exemple de mauvaise adaptation entre le masque et la distribution à mesurer. Les parallélogrammes représentent le contour de la fonction de transmission $H(x, x')$

6.3 Codes utilisés pour la simulation et l'analyse.

Deux codes ont été écrits, l'un pour simuler la mesure et déterminer la meilleure utilisation du dispositif existant, l'autre pour l'analyse automatique des données. On décrira ici essentiellement le code de simulation étant donné que les algorithmes de calcul d'émittance et de reconnaissance des fentes ont été développés conjointement pour les deux programmes.

6.3.1 Code de simulation "Pepper".

Le code "Pepper" a été écrit pour remplir deux fonctions distinctes. La première est de pouvoir générer des données simulées à partir d'une distribution dans l'espace des phases connue de la même forme que les données expérimentales pour tester le code d'analyse par confrontation de la valeur de l'émittance calculée par les deux programmes. Le second rôle du code était de pouvoir estimer les erreurs introduites dans la mesure par les différents paramètres du dispositif et du positionnement du faisceau, et la résolution globale du système.

Pour accomplir ces taches, les étapes suivantes doivent être implémentées:

- la génération d'une distribution dans l'espace des traces transverse à 4 dimensions (x, x', y, y') selon des paramètres spécifiés par l'utilisateur.
- la définition d'un dispositif de mesure, en spécifiant les dimensions des éléments, le nombre de fentes.
- le calcul de l'émittance rms et de la courbe caractéristique de l'émittance en fonction du pourcentage de courant, pour la distribution générée.
- la propagation du faisceau à travers les fentes en tenant compte de l'effet d'épaisseur du masque.
- le calcul de l'émittance sur la distribution transmise par le masque, ce qui permet d'estimer les erreurs introduites uniquement par les caractéristiques du masque, en particulier l'effet de l'épaisseur.
- l'enregistrement d'une image pixelisée à partir des coordonnées des impacts des électrons sur l'écran luminescent, en tenant compte du grandissement du système optique et de la taille physique des pixels de la caméra CCD utilisée.
- l'utilisation de la routine de calcul de l'émittance du code d'analyse des données sur l'image, avec les différents niveaux de correction pour les spécificités du dispositif expérimental, en vue de sa validation.

6.3.1.1 Génération des particules

Le choix a porté sur une génération des faisceaux par le programme lui-même. Il a été envisagé de générer les distributions à partir de celles fournies par Parmela, ce qui aurait

permis de disposer d'une description plus réaliste du faisceau. Cette solution aurait été très peu souple quand à la liberté de modifier les paramètres des distributions rapidement.

Celles-ci sont définies par l'utilisateur, qui a le choix entre deux grandes options:

- une distribution bi-gaussienne incluse dans une ellipse dont on définit les paramètres de Twiss α, β et l'émittance ϵ pour les directions horizontale et verticale, ainsi que la position du centroïde du faisceau et sa divergence moyenne.

- une distribution du type éventail, dont la figure 6.7 montre un exemple, plus représentative du faisceau d'un photo-injecteur, qui est spécifiée à partir des coefficients linéaires et non linéaires dans le plan (r, r') le rayon maximum du faisceau, et la position du centroïde. Le profil transverse suit une distribution gaussienne tronquée à deux fois l'écart quadratique moyen.

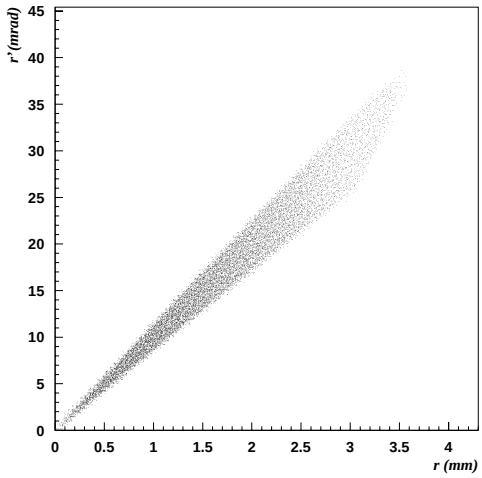


Figure 6.7: Exemple de distribution dans le plan de trace (r, r') générée par le code "Pepper".

On peut remarquer que l'émittance rms ϵ_{rms} n'est pas un paramètre d'entrée du programme. Pour les distributions limitées par des ellipses, ϵ_{rms} peut néanmoins être calculée à partir de l'aire des ellipses. Dans le cas où la distribution choisie est du type éventail, il aurait été trop fastidieux de calculer un des paramètres de la distribution à partir des autres et de la valeur de l'émittance rms, et aurait conduit à des distributions de forme peu contrôlable.

6.3.1.2 Le dispositif de mesure.

La définition du dispositif de mesure est faite en spécifiant ses caractéristiques géométriques, c'est à dire:

- la largeur et la hauteur des fentes, leur nombre, l'épaisseur du masque et la distance entre ce dernier et l'écran.

- les dimensions des pixels du capteur CCD, le grandissement du système optique.

L'écran est incliné d'un angle fixe de 45 degrés par rapport à la verticale. Les imperfections du système optique ne sont pas prises en compte.

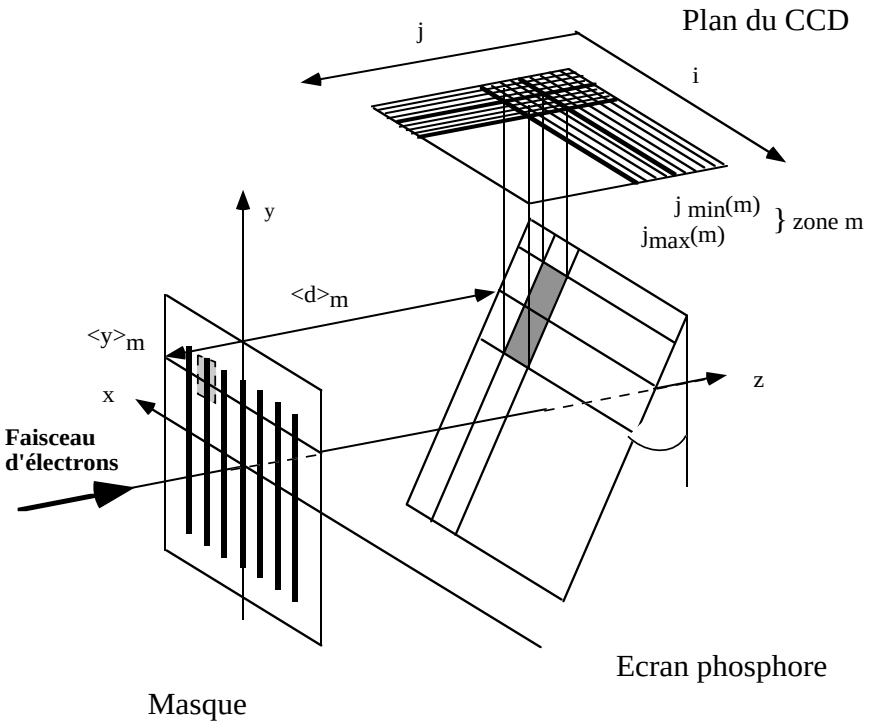


Figure 6.8: Schéma du système de mesure utilisé.

6.3.1.3 Propagation du faisceau.

La propagation des particules est implémentée de la manière la plus simple, puisque les effets de la charge d'espace n'ont pas à être calculés. Il suffit donc de définir sa trajectoire rectiligne à partir de ses conditions initiales et de calculer son intersection avec la masse métallique du masque, en particulier à l'intérieur même des fentes. On forme ainsi une image CCD en enregistrant les impacts des particules transmises sur l'écran. Les émittances des faisceaux incident et transmis sont calculées pour déterminer les conditions optimales de fonctionnement du système et tester la reconstruction de l'émittance. Dans la suite, on utilisera l'expression *émittance transmise* pour désigner l'émittance de l'ensemble des sous-faisceaux, calculée à partir des coordonnées des particules immédiatement après leur traversée du masque.

6.3.1.4 Calcul de l'émittance.

La seconde partie du programme calcule l'émittance à partir de l'image simulée. L'algorithme comporte la séparation du signal produit par chaque sous-faisceau, le calcul de

la divergence et de la position correspondant à chaque pixel portant une intensité non nulle et le calcul des différents moments des distributions pour chaque sous faisceau, puis le calcul de l'émittance rms.

Pour chaque sous-faisceau, on définit une fonction $x'(i,j)$, et le poids statistique $c(i,j)$, proportionnel au nombre de particules collectées par le pixel de coordonnées (i,j).

Plusieurs effets géométriques peuvent être corrigés. La diminution de la transmission avec la divergence due à l'épaisseur de la grille est corrigée par un facteur dépendant de la divergence, appliqué au poids statistique de chaque pixel. On obtient ainsi un poids corrigé pour le pixel (i,j):

$$^{corr}c(i,j) = c(i,j)f[x'(i,j)] \tag{6.21}$$

On doit considérer la probabilité pour qu'un électron qui possède une divergence non nulle sorte d'une fente du masque. Aucun électron de divergence supérieure à x'_{max} ne doit pouvoir être transmis, comme le montre la figure 6.4. Cet angle limite s'exprime simplement en fonction de l'épaisseur du masque et la largeur des fentes

$$x'_{max} = \frac{w}{e} \tag{6.22}$$

En faisant l'hypothèse d'une distribution des électrons uniforme en position à l'entrée d'une fente, la probabilité de transmission est

$$p(x') = 1 - \frac{|x'|e}{w}, x' \in [-x'_{max}, x'_{max}] \tag{6.23}$$

Le facteur de correction est censé rétablir le poids original, et s'écrit simplement

$$f(x') = \frac{1}{p(x')}, x' \in]-\frac{w}{e}, \frac{w}{e}[\tag{6.24}$$

Un signal correspondant à une divergence plus importante que x'_{max} ne peut pas être reconstruit, cette correction n'a donc qu'une portée réduite. De plus, son application doit être contrôlée : le facteur de correction pour une divergence proche de x'_{max} peut devenir très grand. La discrétisation du signal sur la caméra CCD peut affecter un poids faible mais non nul sur un pixel qui pourrait contenir, s'il existait, la contribution de la divergence maximum. Or le contenu d'un pixel est associé à une valeur d'angle moyenne, donc potentiellement supérieure à x'_{max}. Ces pixels ne doivent donc pas être corrigés, sous peine de fausser dangereusement le signal.

De manière générale l'émittance sera sous-estimée pour les grandes valeurs et surestimée pour les valeurs proches de ϵ_{inf}, à cause de la résolution spatiale du système optique en particulier.

L'autre correction qui peut être effectuée se rapporte à l'élargissement du signal résultant de la taille finie des fentes du masque. On a vu que la distribution d'intensité sur l'écran correspondant à la convolution des distributions en angle et en position des électrons incidents. On peut vérifier que pour des distributions non gaussiennes, en

particulier carrées et triangulaires, la loi sur la sommation des carrés des valeurs quadratiques moyennes s'applique de manière satisfaisante. On définit la largeur rms de la fente ${}^{fente}\sigma_x$:

$$ {}^{fente}\sigma_x^2 = \frac{w^2}{12} \tag{6.25}$$

Si la grille et l'écran étaient parallèles, il suffirait de soustraire quadratiquement cette largeur rms de fente à la largeur du signal sur l'écran $\sqrt{{}^0\sigma_x^2}$:

$$ {}^{corr}\sigma_{x'} = \frac{1}{D}\sqrt{{}^0\sigma_x^2 - {}^{fente}\,\sigma_x^2} \tag{6.26}$$

L'existence d'un angle entre la grille et l'écran rend le calcul plus difficile, puisque des électrons traversant la grille à deux altitudes y différentes vont parcourir des distances $D(y)$ inégales avant de rencontrer l'écran. Selon les géométries adoptées, la différence de parcours peut être négligée ou non. Dans notre cas, une telle approximation ne peut pas être utilisée. La correction étant effectuée sur les divergences calculées et non sur la largeur du signal, la largeur rms d'une fente doit être convertie en une divergence équivalente pour chaque altitude

$$ {}^{fente}\sigma_{x'}(y) = \frac{{}^{fente}\sigma_x}{D(y)} \tag{6.27}$$

L'application de cette correction implique qu'une divergence à l'ordre zéro ${}^0\sigma_{x'}(y)$ a déjà été calculée pour le signal à l'altitude y. Il n'est cependant pas envisageable de faire un tel calcul pour chaque rang de pixels, puisqu'on serait amené à calculer une valeur quadratique moyenne à l'aide d'un nombre très limité de données, ce qui conduirait dans certains cas à faire une erreur sur ${}^0\sigma_{x'}(y)$ plus importante que l'élargissement dû à la largeur des fentes. La solution consiste donc à définir N_z zones verticales sur lesquelles le calcul de ${}^0\sigma_{x'}(m)$ sera effectué. Chaque zone m est délimitée par deux rangées horizontales de pixels d'indice $j_{min}(m)$ et $j_{max}(m)$, et est associée à une distance moyenne $< d >_m$ entre le masque et l'écran. Le calcul de la divergence quadratique moyenne à l'ordre zéro se fait selon la relation

$$ {}^0\sigma_{x'}^2(m) = \frac{\sum_{j=j_{min}(m)}^{j_{max}(m)} \frac{1}{<d>_m} \sum_{i=i_{min}}^{i_{max}} (x(i)c(i,j) - x^{fente}(l))^2}{\sum_{j=j_{min}(m)}^{j_{max}(m)} \sum_{i=i_{min}}^{i_{max}} {}^{corr}c(i,j)} \tag{6.28}$$

et la distance $< d >_m$ est définie par

$$ < d >_m = d(< y >_m) = \frac{1}{2}d(j_{max}(m) + j_{min}(m)) \tag{6.29}$$

Pour le calcul de l'émittance horizontale, le traitement des images commence donc par le découpage en N_f zones horizontales, permettant de séparer le signal issu de chaque fente et N_z zones verticales. Pour chacune des régions définies, ${}^{fente}\sigma_{x'}(y)$, ${}^0\sigma_{x'}(m)$, ${}^{corr}\sigma_{x'}$ sont calculés successivement. Les moments d'ordre un de x, x' et xx' sont évalués dans

le même temps. Lorsque tous les sous ensembles de l'image sont traités, les sommations finales sont exécutées pour obtenir la valeur de l'émittance rms.

Le cas de l'émittance verticale est plus simple, puisqu'il n'est pas nécessaire de tenir compte de la différence de parcours entre le masque et l'écran pour une même fente, mais uniquement entre des fentes distinctes. L'image est décomposée en N_f bandes horizontales, et les calculs peuvent être effectués directement sur chacune d'entre elles, puisque la dépendance en y de ${}^{fente}\sigma_{x'}(y)$ n'est plus à considérer.

6.3.1.5 Sorties.

L'analyse des résultats donnés par le code fait intervenir des quantités de données importantes. En effet, pour obtenir des images simulées contenant un signal suffisant, plusieurs millions de particules doivent être lancées. Si l'on veut pouvoir remonter aux distributions des différentes populations de particules, en particulier celles qui ont produit un signal, celles qui ont été arrêtées par le masque par effet de transmission en angle, et visualiser les distributions initiales et finales, l'utilisation d'une librairie de maniement d'histogrammes semble indispensable.

Le choix a naturellement porté sur les librairies HBOOK [81] pour la gestion des histogrammes et PAW pour la visualisation des résultats et des distributions de particules. Les images sont transposées pixel à pixel en histogrammes à deux dimensions.

Les distributions partielles dans l'espace des traces peuvent également être reconstruites, étant donné que chaque pixel est associé à une position et une divergence.

La figure 6.9 montre quelques exemples de ces sorties graphiques pour un faisceau d'émittance 2 mm mrad dont les distributions dans l'espace des traces sont délimitées par des ellipses, mais caractérisées par une forte corrélation.

6.3.2 Etude numérique des effets géométriques.

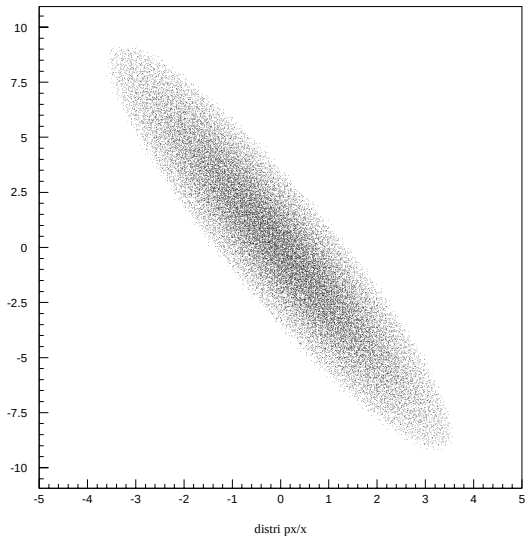
Les résultats présentés ici proviennent de simulations effectuées à l'aide du code "Pepper", et correspondent toutes au mesureur utilisé sur Candela, pour des paramètres de faisceau variables.

6.3.2.1 Rayon du faisceau et nombre de fentes utilisées.

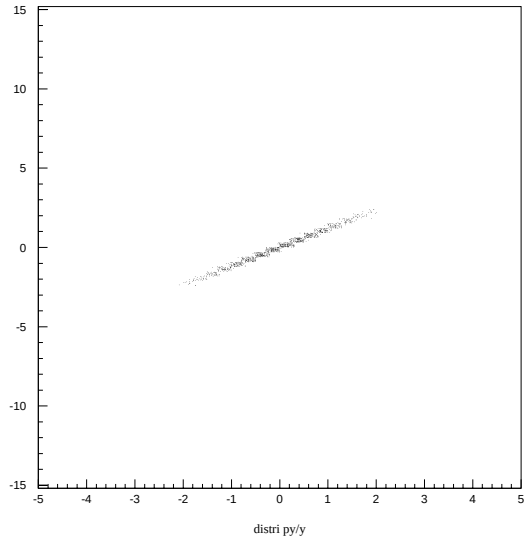
Le nombre de fentes à travers lesquelles le faisceau est transmis est un des facteurs affectant le plus la validité de la mesure. Le système de Candela comprend sept fentes et a été utilisé pour l'étude de la variation du diamètre du faisceau présentée sur la figure 6.10. On distingue deux effets indépendants:

- Le nombre de fentes utilisées est directement responsable de la qualité de la représentation de la distribution dans l'espace des traces. Si le faisceau recouvre moins que les sept fentes du masque, l'échantillonage de la distribution devient rapidement insuffisant.

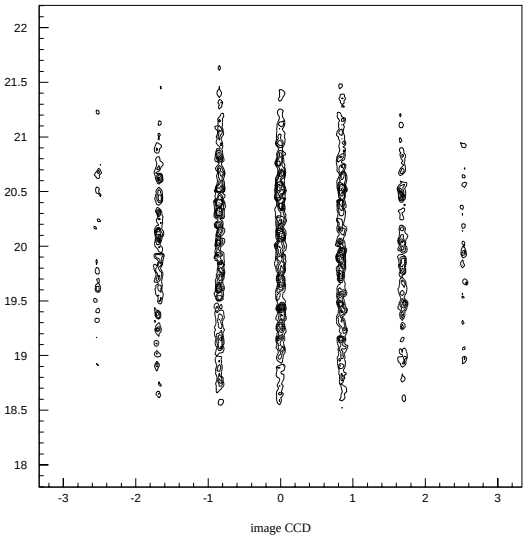
- Pour un nombre fixé de fentes utilisées, l'émittance calculée varie avec le rayon du faisceau si celui-ci est volontairement modifié. La raison en est que les extrémités



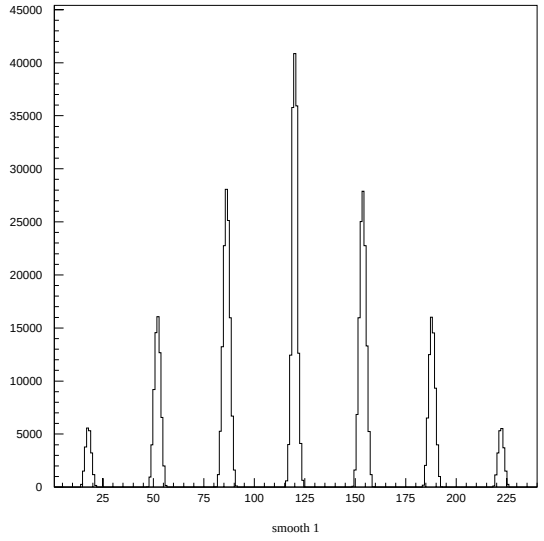
(a) distribution (x, x')



(b) distribution (y, y')



(c) image CCD



(d) projection du signal

Figure 6.9: Exemple de sorties graphiques du programme “Pepper”.

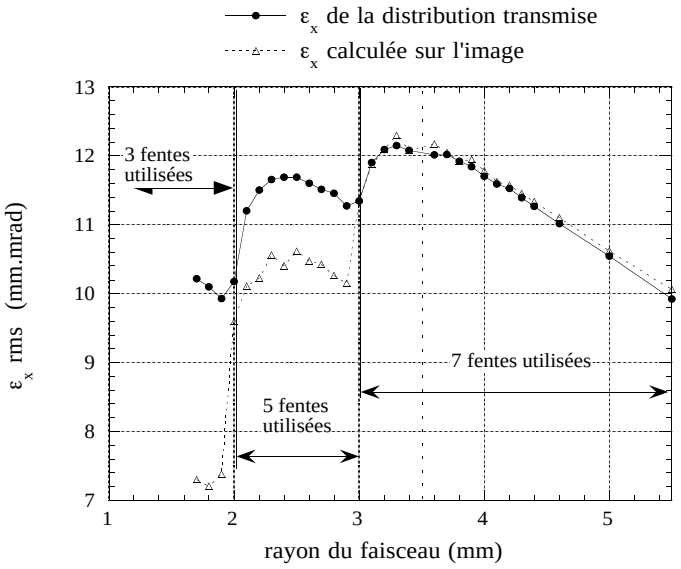


Figure 6.10: Influence du rayon du faisceau et du nombre de fentes utilisées. L'émittance rms du faisceau généré vaut 12,8 mm mrad.

de la distribution dans l'espace des traces sont alternativement cachées et transmises par le masque. On voit clairement que le calcul de l'émittance n'est pas en cause, mais que la transmission du masque est responsable de l'erreur. En effet, le calcul exact de l'émittance de la distribution des particules transmises, et non plus l'émittance calculée à partir de l'image simulée montre qu'une perte d'information sur la distribution a bien lieu lors de la traversée du masque. Les électrons des extrémités de la distribution qui n'ont pas un poids statistique très élevé portent néanmoins des valeurs de rayon et potentiellement de divergence les plus grandes, et influent donc de façon importante sur les moments d'ordre deux des distributions.

Cette perte d'information est évidente dans le cas où le diamètre du faisceau est délibérément choisi plus grand que l'extension maximum du système de fentes, 7 mm pour le cas représenté sur la figure 6.10.

On peut tirer deux conclusions de l'influence du rayon. Il faut connaître le rayon du faisceau avant de construire un mesureur d'émittance ou utiliser un nombre de fentes élevé. En second lieu, il convient de prendre en compte le fait que le positionnement du mesureur sur la ligne de faisceau est important. En effet, il est préférable de l'installer à proximité du point focal d'une lentille ou d'un triplet, pour bénéficier du réglage de la divergence maximale et du diamètre du faisceau. L'utilisation de la grille à la position d'un col semble également poser un problème de résolution en divergence pour un système caractérisé par une faible distance D entre le masque et l'écran.

Un bon compromis serait d'utiliser un masque présentant des fentes plus rapprochées, placé proche d'un col, et de permettre aux sous faisceaux de dériver sur une distance plus grande, permettant de gagner en résolution angulaire.

6.3.2.2 Corrélation de la distribution.

Si la distribution du faisceau dans l'espace des traces est décrite par une ellipse, la corrélation entre la position et la divergence peut être représentée par le paramètre de Twiss α. L'équation de l'ellipse s'écrit en effet

$$\gamma x^2 + 2\alpha x x' + \beta x'^2 = \epsilon \tag{6.30}$$

où ϵ est l'émittance géométrique. On peut considérer la corrélation entre x et x' comme le rapport de l'extension maximale du faisceau et de l'intersection de l'ellipse avec l'axe des abscisses qui obéissent aux relations

$$\begin{aligned} x_{max} &= \sqrt{\epsilon\beta} \\ x_{max,x'=0} &= \sqrt{\frac{\epsilon}{\gamma}} \end{aligned} \tag{6.31}$$

soit pour la corrélation

$$\mathcal{C} = \sqrt{\beta\gamma} \tag{6.32}$$

Or la relation de normalisation des coefficients de l'ellipse s'exprime sous la forme

$$\beta\gamma = 1 + \alpha^2 \tag{6.33}$$

ce qui montre l'équivalence entre $\mathcal{C}$ et α. A émittance égale et extension maximale constante, il est possible de faire varier la corrélation du faisceau en changeant la valeur de γ, et par conséquent α. On s'attend à ce que l'émittance du faisceau transmis par le masque diminue au fur et à mesure que la corrélation du faisceau augmente, les fentes extrêmes transmettant de moins en moins de particules. L'effet sera le même que le faisceau soit convergent (α positif) ou divergent (α négatif). Lorsque le faisceau est à un col, $\mathcal{C}$ vaut 1 et la transmission de l'information sur la distribution des électrons est la meilleure. La figure 6.11 illustre ce point dans le cas d'un faisceau d'émittance rms 2 mm mrad.

L'effet de la transmission se répercute sur le calcul de l'émittance rms à partir de l'image CCD, ainsi que le montre la figure 6.12.

6.3.2.3 Position du faisceau.

Dans les conditions expérimentales, le déplacement du centroïde du faisceau est lié à la stabilité de l'injecteur, et en particulier aux variations du profil de l'intensité du laser et de la phase de lancement de l'impulsion. On doit donc évaluer la sensibilité de la mesure d'émittance aux fluctuations de la position du faisceau. On peut s'attendre à une faible dépendance, ce qui est confirmé par la figure 6.13.

L'augmentation brutale de l'erreur correspond à la disparition du signal sur les fentes latérales, et se produit pour un décalage égal à la moitié de la distance séparant les fentes.

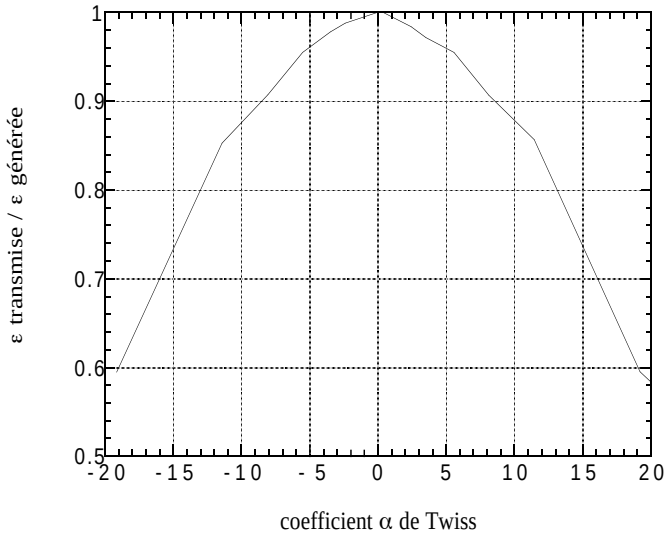


Figure 6.11: Transmission de l'émittance par le masque en fonction du degré de corrélation de la distribution dans l'espace des traces.

6.3.2.4 Angle d'incidence du faisceau.

Si le positionnement latéral du faisceau est relativement peu important, son angle d'incidence aura un impact sur la transmission de l'émittance par le masque. Sachant que l'alignement de la face avant du mesureur dépend du montage mécanique et du serrage des brides supportant son translateur, on peut difficilement s'attendre à une précision de l'ordre du milliradian. De plus, le transport du faisceau ne peut se faire dans des conditions idéales comme le prouve l'emploi constant des bobines de guidage.

La figure 6.14 illustre la dépendance de l'erreur commise sur l'émittance avec le désalignement. Les variations brutales sont essentiellement dues à la résolution spatiale du capteur CCD, qui doit être prise en compte. La valeur moyenne de l'angle d'incidence du faisceau est calculée par la routine d'analyse lors du calcul de l'émittance. La figure 6.15 représente la valeur calculée en fonction de la valeur générée pour un faisceau de 2 mm mrad à un col. L'erreur sur son calcul varie linéairement avec sa valeur originelle et correspond au déplacement de la valeur moyenne de $g(x')$ par l'influence de la fonction de transmission $T(x')$. On peut remarquer que la correction appliquée n'est pas très efficace.

6.3.2.5 Conclusion de l'étude numérique.

Les résultats précédents permettent d'envisager une mesure de l'émittance rms avec une précision de l'ordre de 10 % lorsqu'un col du faisceau peut être obtenu sur le masque. Pour les valeurs d'émittance considérées, l'émittance est toujours sous-estimée. La corrélation de la distribution dans l'espace des traces est la source d'erreur la plus dangereuse dans les autres cas, puisque des erreurs de 100 % peuvent être atteintes pour un faisceau fortement convergent ou divergent. L'utilisation de toutes les fentes du masque lors de la mesure est une nécessité absolue, et la réalisation de cette condition en même temps que l'obtention

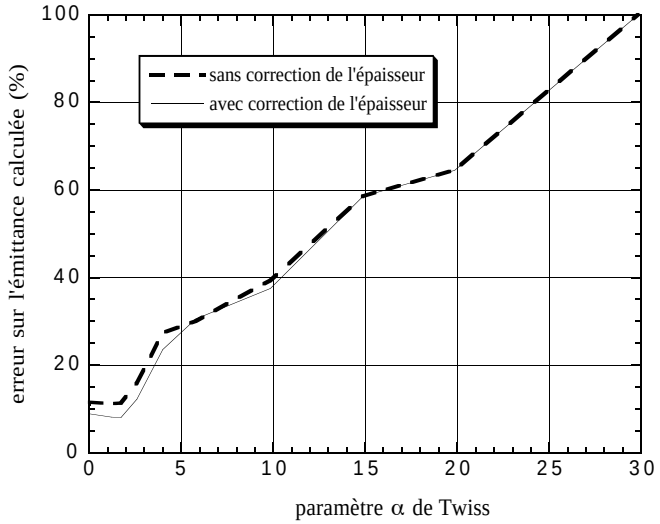


Figure 6.12: Erreur sur l'émittance rms introduite par la corrélation de la distribution dans l'espace des traces.

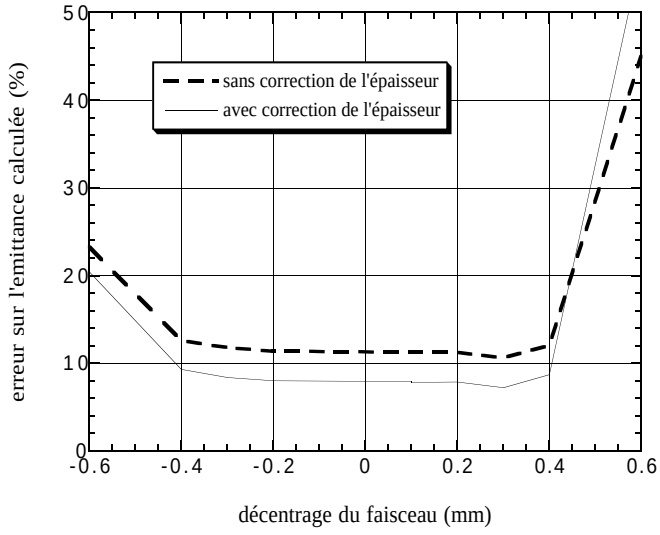


Figure 6.13: Erreur sur l'émittance due au déplacement latéral du faisceau.

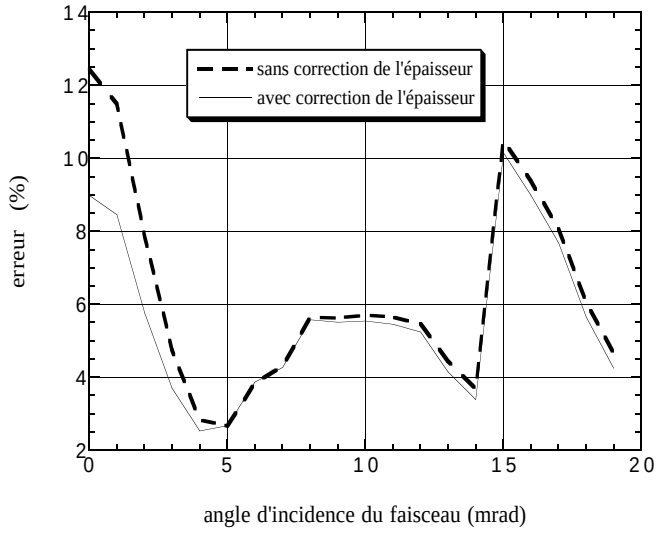


Figure 6.14: Erreur sur l'émittance rms due à l'angle d'incidence du faisceau par rapport au masque.

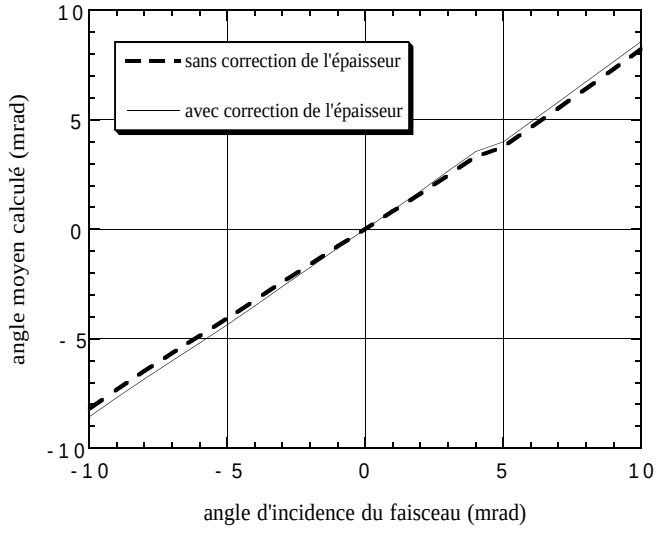


Figure 6.15: Calcul de l'angle d'incidence du faisceau.

d'un col peut s'avérer difficile expérimentalement.

6.3.3 Programme d'analyse.

Le code d'analyse des images a été développé à partir du logiciel de traitement d'image du National Institute for Health NIH Image dont le source est librement accessible, ce qui permet d'y intégrer des routines d'analyse en bénéficiant de l'interface graphique et des librairies de traitement d'image. Ce logiciel n'était alors disponible que sur plate-forme Macintosh et est écrit en pascal. L'objectif visé en choisissant ce logiciel était de pouvoir disposer d'un programme de traitement rapide et interactif, qui puisse à terme être utilisé en ligne.

Les routines d'émittance ont été validées en utilisant des images produites par le code de simulation dans des conditions variées. L'insensibilité aux petites variations de position du faisceau a en particulier été vérifiée; c'est en effet un des paramètres qui ne peut être contrôlé pendant le fonctionnement de la machine.

6.4 Caractéristiques du système expérimental.

Les paramètres du système utilisé lors des mesures d'émittance du faisceau de Candela dont l'arrangement est conforme à la figure 6.8 sont rassemblés dans le tableau 6.1. Il est directement inspiré du mesureur qui a été utilisé à UCLA [82].

Le mesureur lui-même est constitué d'une plaque d'acier inoxydable de 2,2 mm d'épaisseur dont les fentes ont été usinées par la méthode d'électro-érosion au CERN. L'utilisation du Tungstène aurait permis de diminuer l'épaisseur du masque, cependant, l'usinage des fentes aussi fines que 100 μm aurait posé des difficultés. Le choix de l'épaisseur [84] a été fait pour permettre d'arrêter des électrons d'une énergie de 4 MeV données par les spécifications du canon. Le mesureur qui doit être utilisé pour mesurer l'émittance du photo-injecteur de TTF II à DESY est à ce titre représentatif des qualités d'usinage requises pour la mesure des émittances de l'ordre de 1 mm mrad, et est constitué d'une plaque de Titane de 0,5 mm d'épaisseur percée de trous circulaires de 20 μm de diamètre.

Les électrons subissent des diffusions multiples lors de leur parcours dans le matériau, ce qui se traduit par un élargissement effectif des fentes [83]. Cependant, il est surtout sensible lorsque le faisceau possède une énergie trop élevée pour qu'il soit arrêté par le masque, ce qui n'est pas le cas ici.

L'écran du mesureur, initialement en alumine, et d'une épaisseur de 150 μm a dû être retiré, car il présentait une résolution spatiale bien trop faible pour cette application. Des expériences préliminaires avec cet écran ont montré que l'émittance était surestimée d'un facteur de l'ordre de 5. Il a été remplacé par une plaque d'inox sur laquelle a été déposée une poudre composée principalement de phosphore. Le dépôt a été effectué par une équipe du service de physique et application des accélérateurs du CEA à Bruyère-le-Châtel. La luminosité de cet écran est assez importante pour ne pas nécessiter l'emploi d'une caméra intensifiée. Son temps de réponse est très rapide, et sa rémanence inférieure à la centaine de nanosecondes. L'avantage qu'on en tire immédiatement est la réduction

du bruit de fond dû au courant d'obscurité en utilisant une caméra déclenchée par le système de synchronisation générale de la machine.

Le choix du grandissement de l'optique est déterminé par la nécessité de disposer d'un champ de vue plus grand que la taille du masque. Le système de lentilles mobiles qui avait été étudié au départ pour former l'image de l'écran sur le capteur CCD a été remplacé par un objectif de 75 mm dont l'ouverture est télécommandée pour pouvoir s'adapter aux variations potentielles de l'intensité du signal lumineux. Le faisceau devait également pouvoir être visualisé sur un écran en alumine escamotable et positionnable au même endroit que le mesureur d'émittance.

Caméra CCD			
	type	COHU 4910	
	taille des pixels*	vertical 16,2 μm	horizontal 24,5 μm
	nombre de pixels	vertical 240	horizontal 240
	taux de couverture		
Système optique			
	grandissement	0,88	
Ecran			
	type	dépôt de phosphore	
	résolution	environ 10 μm	
	angle	45 degrés	
	distance au masque	20 mm au centre	
Masque			
	matériau	acier inox	
	nombre de fentes	7	
	épaisseur	2,2 mm	
	largeur des fentes	100 μm	
	angle maximum transmis	45 mrad	
	écartement des fentes	1 mm	

Tableau 6.1: Paramètres du système de mesure d'émittance par la méthode des fentes. (*) Il s'agit des dimensions établies par la calibration décrite dans [79].

La correspondance entre la divergence et la position sur l'image dépend de deux paramètres qu'il faut mesurer très précisément, le grandissement de l'optique et la position du champ de vue de la caméra qui permet d'associer à une rangée de pixels une valeur de la distance séparant le masque et l'écran. A cet effet, des fils métalliques tendus ont été ajustés sur le support de l'écran de manière à constituer un repère mécanique. Une image de l'écran en position, éclairé par une source de lumière adéquate permet d'effectuer ces calibrations.

Les résolutions angulaires données par les dimensions des pixels valent 1,2 mrad et 0,8 mrad dans les directions horizontales et verticales, au centre de l'image. Il est possible de calculer grâce au programme de simulation la valeur la plus faible d'émittance que le

système est capable de résoudre en simulant un faisceau d'émittance nulle. L'émittance donnée par le programme d'analyse des images dépend alors uniquement de la distribution spatiale du faisceau. Pour un faisceau gaussien, dont le rayon à 2 σ_r vaut 3,5 mm, cette émittance vaut 1,2 mm mrad.

6.5 Méthode des trois gradients.

6.5.1 Principe.

La mesure des trois gradients consiste à utiliser un quadripôle duquel on fait varier le gradient de champ magnétique pour modifier la taille du faisceau en aval, qui est visualisé à l'aide d'un écran situé au point focal moyen du quadripôle. Dans les conditions de l'optique linéaire, et en considérant le quadripôle comme une lentille mince, la taille rms du faisceau s'exprime simplement en fonction du gradient et des moments de la distribution transverse du faisceau. En utilisant le formalisme des matrices de faisceau, où la distribution transverse dans une direction est représentée par M_0 :

$$M_0 = \begin{pmatrix} {}^0\sigma_{11} & {}^0\sigma_{12} \\ {}^0\sigma_{21} & {}^0\sigma_{22} \end{pmatrix} \tag{6.34}$$

et la matrice de transport d'un quadripôle par

$$R_Q = \begin{pmatrix} \cos\sqrt{kl} & \frac{1}{\sqrt{k}}\sin\sqrt{kl} \\ -\sqrt{k}\sin\sqrt{kl} & \cos\sqrt{kl} \end{pmatrix} \tag{6.35}$$

qui peut être identifiée à la matrice d'une lentille mince de focale f dans les cas où le terme $\sqrt{kl}$ reste très inférieur à 1 :

$$R_{mince} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix} \tag{6.36}$$

L'utilisation d'un écran permet uniquement de déterminer l'élément ${}^1\sigma_{11}$ de la matrice de faisceau au point de mesure. Si (D) est la matrice de l'espace de glissement de longueur L entre le quadripôle et l'écran, la taille rms sur ce dernier s'écrit comme un polynôme de degré 2 du gradient :

$${}^1\sigma_{11} = R_{11}^2\ {}^0\sigma_{11} + 2R_{11}R_{12}\ {}^0\sigma_{12} + R_{12}^2\ {}^0\sigma_{22} \tag{6.37}$$

en effectuant le produit des matrices de transport selon

$$\begin{aligned} (M_1) &= (D)(R_{D\ Q/2})(R_{Q\ mince})(R_{D\ Q/2})(M_0) \\ &= (R)(M_0) \end{aligned} \tag{6.38}$$

où la matrice du quadripôle a été remplacée par le produit de la matrice d'une lentille mince de focale équivalente et d'un espace de glissement de longueur égale à la moitié de celle du quadripôle, L_Q. En effectuant un ajustement des données mesurées sur la relation (6.37), les éléments de la matrice de faisceau M_0 sont déterminés, et l'émittance rms calculée à partir d'eux.

6.5.1.1 Avantages et inconvénients de la méthode.

La méthode des trois gradients présente le principal avantage d'être simple à mettre en œuvre puisqu'elle ne nécessite que peu de matériel, et son analyse peut être faite en ligne. Cependant, comme il a déjà été mentionné, elle ne permet pas d'accéder à l'émittance d'un paquet unique, mais seulement à l'émittance du paquet moyen, ce qui peut être une limitation importante pour des machines pulsées ou peu stables.

La simplicité de la méthode des trois gradients provient des hypothèses qui doivent être implicitement vérifiées. Le faisceau ne doit pas être affecté par les forces de charge d'espace qui ne sont pas prises en compte dans les matrices de transport définies plus haut, et ne doit pas présenter de dispersion en énergie.

La dénomination de "trois gradients" est théoriquement exacte, puisqu'il suffit de trois points pour définir une parabole, mais abusive dans sa réalisation expérimentale. Il est nécessaire de balayer un nombre plus important de valeurs de gradient pour réduire les erreurs statistiques. Il n'est pas rare d'utiliser une vingtaine de points de mesure pour cette raison. Pour faciliter l'ajustement des données et augmenter sa précision, il est préférable de décrire les deux arcs de la parabole, c'est à dire de faire la mesure autour d'un minimum de taille transverse du faisceau. Cette méthode nécessite en général un positionnement spécifique de l'écran de visualisation. Dans le cas d'un faisceau comme celui de Candela, pouvant changer d'énergie, de taille transverse et de divergence, la définition d'une position idéale de l'écran n'est pas aisée.

Il faut noter que cette méthode ne permet pas de remonter à la distribution du faisceau dans l'espace des traces, puisque la forme de la distribution est fixée par hypothèse.

6.5.2 Validité dans le cas de Candela.

On a montré au paragraphe 6.2.3 que le transport du faisceau de Candela était dominé par la charge d'espace. Ceci incite à écarter la méthode des trois gradients pour la mesure d'émittance transverse. Sous certaines conditions, essentiellement sur la charge, elle peut être retenue. Des simulations de l'expérience avaient montré [79] que la limite en termes de charge se situait aux alentours de 1 nC, mais en utilisant l'écran situé à 30 cm du centre du dernier quadripôle. Une autre étude à été faite pour tenir compte des conditions expérimentales, en particulier de l'effet du front tourné du laser et des valeurs courantes de la charge accélérée. Les résultats des simulations Parmela montrés ici correspondent aux paramètres effectivement utilisés lors des expériences de mesures d'émittance transverse. La méthode des trois gradients peut être utilisée avec un seul quadripôle ou un triplet. La seconde option était plus difficile à mettre en œuvre dans notre cas, où le traitement du triplet aurait dû être fait en lentille épaisse. La figure 6.16 montre les enveloppes du faisceau pour le réglage de la focalisation qui permet d'obtenir un minimum de taille transverse sur l'écran. La charge du faisceau est ici 610 pC.

La variation du gradient dans le quadripôle Q3 permet d'obtenir la variation des tailles rms sur l'écran représentée sur la figure 6.17. On peut alors calculer l'émittance en effectuant l'ajustement parabolique et la comparer à la valeur donnée par Parmela. Les résultats de simulations Parmela et du calcul par la méthode des trois gradients à la sortie du quadripôle Q3 sont regroupés dans le tableau 6.2 pour deux valeurs de la

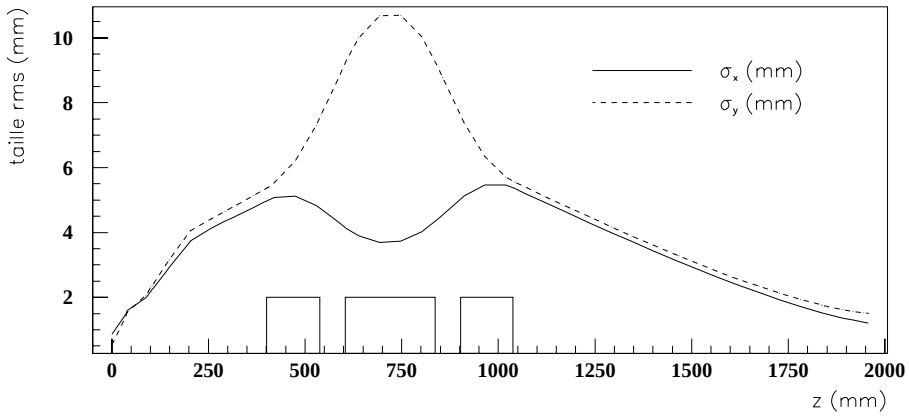


Figure 6.16: Enveloppes rms du faisceau pour la mesure d'émittance par la méthode des trois gradients.

phase d'injection du laser. Dans le cas où la phase ϕ_0 vaut 41 degrés, la parabole n'a pas été décrite entièrement de façon volontaire. On peut ainsi apprécier l'augmentation de l'erreur commise en utilisant la méthode des 3 gradients dans ces conditions.

phase ϕ_0 (degrés)	direction	ϵ_x donnée par Parmela	calcul 3 gradients à partir des simulations Parmela
31	x	5,71	5,50
-	y	8,09	9,72
41	x	6,93	7,44
-	y	10,55	13,02

Tableau 6.2: Comparaison des valeurs d'émittance rms données par Parmela et la méthode des 3 gradients appliquées aux résultats des simulations. Les émittances ne sont pas normalisées et sont exprimées en mm mrad.

6.6 Expériences de mesure d'émittance.

Les deux techniques de mesure de l'émittance transverse présentées plus haut ont été utilisées sur Candela. La méthode des trois gradients a été utilisée pour apporter une confirmation des mesures faites à l'aide de la grille, cependant les difficultés rencontrées lors des mesures n'ont permis de produire qu'une valeur d'émittance dans les deux directions transverses.

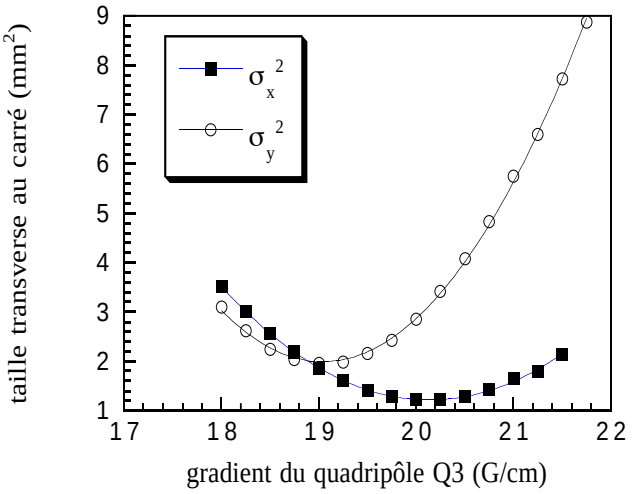


Figure 6.17: Simulations Parmela de la variation du carré des dimensions rms transverses en fonction du gradient dans le quadripôle Q3. L'ajustement est effectué par un polynôme de degré 2.

6.6.1 Mesures utilisant la méthode des trois gradients.

Le système expérimental utilisé pour cette mesure n'a pas été conçu spécialement pour elle. Etant donnée la compacité de la ligne de faisceau et sa densité en équipements, l'emplacement de l'écran utilisé pour les mesures, à 94,5 centimètres du centre du quadripôle Q_3 n'est certainement pas optimisé, puisqu'il n'était dédié qu'à la visualisation du faisceau pour la mesure de durée de paquets. L'écran est incliné de 45 degrés par rapport à la verticale et les images sont enregistrées à l'aide d'une caméra CCD COHU 4910 et d'une carte de capture associée au logiciel Beamview [80], installée dans un PC. La résolution du système est de 8 bits. Les mesures ont été faites en utilisant une dizaine de valeurs du gradient de Q_3 et les tailles transverses ont été calculées sur 20 images pour chaque réglage du gradient du quadripôle Q_3. Il n'a pas été possible de prendre des mesures sur les deux branches de la parabole, car les minima en dimension horizontale et verticale ne sont pas localisés simultanément sur l'écran. Alors que le minimum est atteint dans la direction verticale, la dimension horizontale du faisceau devient trop importante pour que le signal produit par l'écran reste significatif. On s'attend donc a commettre une erreur assez importante, de l'ordre de 40 %. Les valeurs mesurées de l'émittance rms non normalisée sont 4,4 et 4,7 mm mrad dans les directions horizontales et verticales. Les champs électriques dans les cavités sont fixés à 53 et 50 MV/m pour ces mesures. L'énergie moyenne du faisceau vaut 2 MeV, et sa charge 610 pC. Les simulations de l'expérience font apparaître des dimensions horizontales du faisceau environ deux fois supérieures à celles mesurées. Les émittances sont également très différentes puisqu'elles valent 7,5 et 6,8 mm mrad dans les directions x et y respectivement.

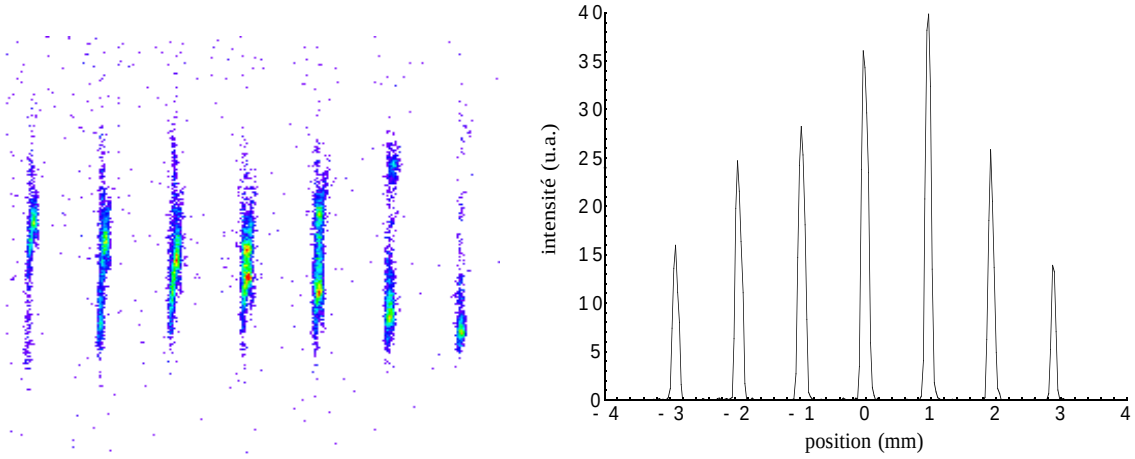
Les tentatives de renouvellement de cette expérience ont échoué en raison des variations brutales de la phase entre le laser et la HF. La mesure n'a pas pu être répétée

après l'installation finale des asservissements de phase en 1998, la présence d'un courant d'obscurité rendait impossible la mesure précise de la taille du faisceau.

6.6.2 Mesures utilisant la méthode des fentes.

Les mesures présentées ici ont été réalisées dans un fonctionnement spécifique du canon et avant que le système d'asservissement de phase ait pu être mis au point. Les champs dans les cavités déduits des mesures de puissance et recoupés par des mesures de l'énergie du faisceau valent respectivement 53 et 50 MV/m et le déphasage entre les deux cavités 152 degrés, correspondant au maximum de transmission du canon.

Etant donnée la taille relativement importante de la grille de mesure, le faisceau a dû être transporté de manière à tirer parti du plus grand nombre de fentes possible. La focalisation du faisceau d'électrons a été également conditionnée par la profondeur de champ limitée du système optique. L'inclinaison à 45 degrés l'écran donne en effet une profondeur d'au moins 1 cm à l'image du masque. Le diaphragme devant être ouvert au maximum lors des mesures, il n'est plus possible d'assurer une profondeur de champ aussi importante. Le faisceau a donc été focalisé de manière à lui donner une dimension verticale de l'ordre de 4 mm et horizontale de 7 mm. Ceci explique pourquoi la mesure de l'émittance verticale n'a pas pu être effectuée à l'aide de la méthode des fentes. Seules trois fentes auraient pu être prises en compte dans l'analyse des images. La figure 6.18 est une image typique de mesure obtenue avec une charge de 520 pC.



(a) Image CCD

(b) Projection sur l'axe horizontal

Figure 6.18: Image caractéristique produite par le mesureur d'émittance.

6.6.2.1 Stabilité.

La figure 6.19 illustre la stabilité de l'émittance d'impulsion à impulsion, malgré l'absence d'asservissement entre le laser et la chaîne HF. Les fluctuations rms de charge étant

de l'ordre de 2 à 3 % on peut difficilement s'attendre à un meilleur comportement de l'émittance. La charge des impulsions est comprise ici entre 650 et 700 pC.

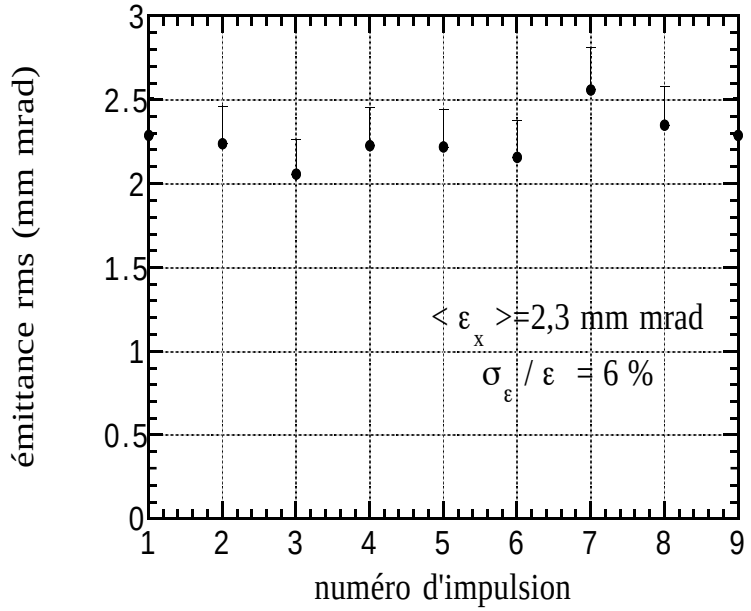


Figure 6.19: Mesure de la stabilité de l'émittance rms horizontale d'une impulsion à l'autre.

6.6.2.2 Sensibilité aux paramètres de transport.

L'influence de l'angle d'incidence du faisceau sur la valeur de l'émittance mesurée par la méthode des fentes a été vérifiée expérimentalement en utilisant un élément de guidage horizontal. Les mesures présentée sur la figure 6.20 montrent la variation de l'émittance et de la divergence moyenne du faisceau. Comme on peut le prévoir d'après les considérations sur la transmission du masque qui est fonction de l'angle d'incidence, l'émittance mesurée devrait connaître un maximum lorsque la direction de propagation du faisceau est réellement perpendiculaire au plan défini par le masque.

En réalité, la valeur du courant circulant dans la bobine de guidage n'est jamais nulle, ce qui traduit un désalignement du faisceau dans la ligne de transport (voir l'annexe B à ce propos). Le guidage utilisé ici est situé dans le troisième quadripôle donc on peut en déduire que l'impulsion ne passe pas au centre de ce dernier. L'émittance est donc potentiellement dégradée de ce fait.

6.6.2.3 Mesures en fonction de la charge.

La figure 6.21 montre les résultats de la mesure d'émittance horizontale en fonction de la charge du faisceau, pour un diamètre de 1,2 mm du faisceau laser sur la cathode, ce qui correspond à une valeur de 0,3 mm pour σ_r. Cette mesure a été effectuée en atténuant l'intensité du laser à l'aide de filtres. Le rayon du laser étant assez petit, la fin du régime d'émission linéaire est atteinte pour la charge de 350 pC.

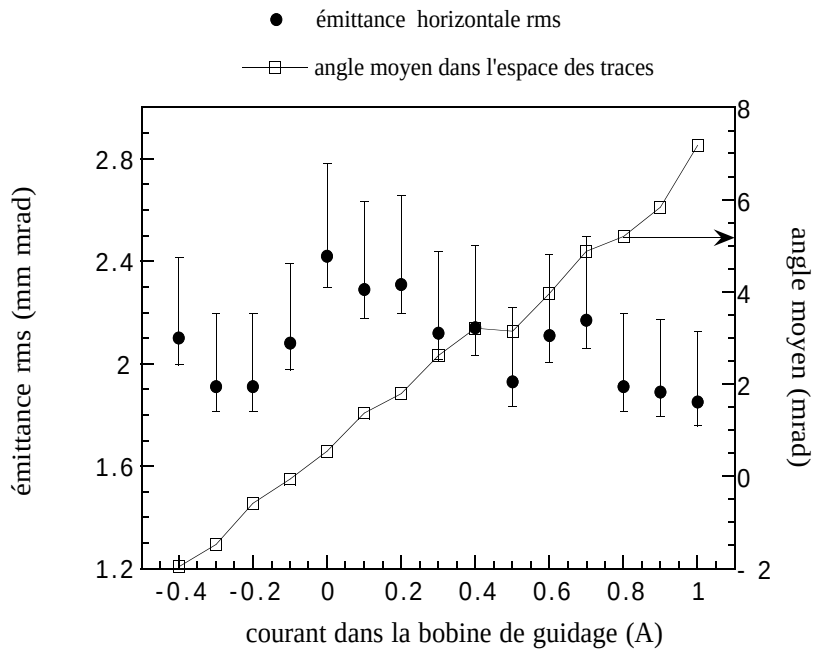


Figure 6.20: Variation de l'émittance rms mesurée par la méthode des fentes en fonction de la divergence moyenne du faisceau.

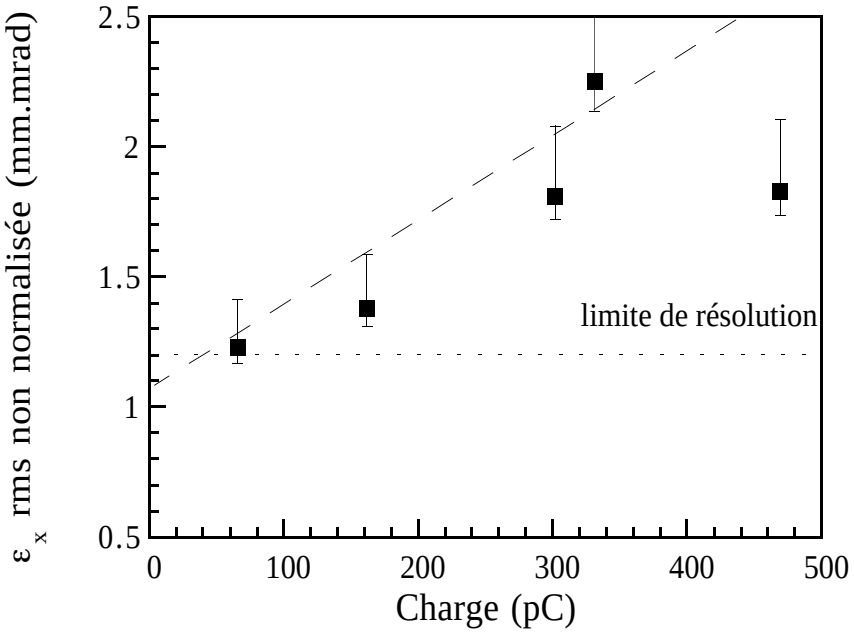


Figure 6.21: Variation de l'émittance rms mesurée par la méthode des fentes en fonction de la charge du faisceau.

La variation de l'émittance en fonction du rayon du faisceau laser au niveau de la cathode a été mesurée. Les résultats son présentés sur la figure 6.22. La charge de l'impulsion varie pour les plus faibles valeurs de rayon de manière inévitable, puisque l'émission de charge ne s'effectue plus dans un régime linéaire. On note la croissance de l'émittance avec le rayon à charge constante, qui s'explique par la prépondérance du terme HF, qui s'accentue au fur et à mesure que la densité de charge du faisceau diminue.

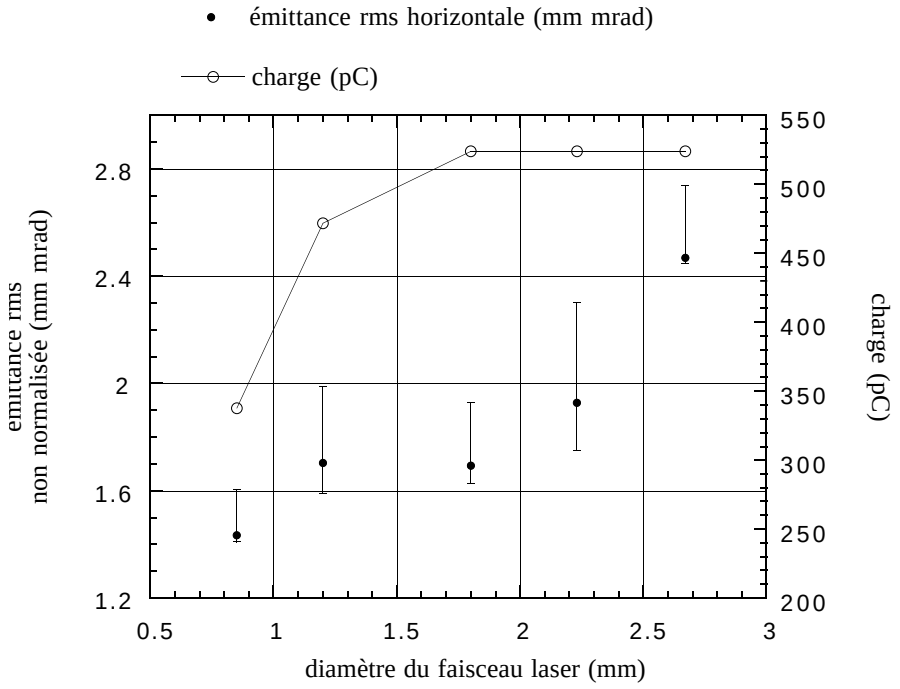


Figure 6.22: Variation de l'émittance rms mesurée par la méthode des fentes en fonction du rayon du faisceau laser

La comparaison aux simulations Parmela fait apparaître une différence importante puisque l'émittance horizontale varie entre 1,8 et 6 mm mrad lorsque la charge subit les mêmes variations que sur la figure 6.22. La différence ne peut être entièrement imputée à l'imprécision des simulations, cependant une diminution de 20 % des valeurs simulées est envisageable, si l'on considère le nombre assez faible de 300 macro-particules utilisé pour obtenir ces résultats. Le comportement transverse du faisceau dans les simulations Parmela pourrait être erroné à cause d'une mauvaise représentation du champ magnétique dans le solénoïde : la focalisation du faisceau obtenue expérimentalement sur l'écran utilisé pour la mesure des 3 gradients l'aide du solénoïde *seul* ne peut être reproduite par Parmela qu'en utilisant un champ magnétique 20 % plus élevé.

6.7 Conclusion.

La mesure de l'émittance transverse du faisceau de Candela s'est avérée assez difficile, que l'on utilise l'une ou l'autre des deux méthodes présentées ici. La différence entre

les résultats des simulations et les mesures obtenues par la technique des fentes pourrait s'expliquer en partie par l'imprécision du calcul du mouvement transverse par Parmela. Il faut remarquer que les dimensions transverses inférieures au millimètre qui ont pu être observées au cours de la mesure par la méthode des trois gradients ne peuvent pas être reproduites par Parmela. Mais les erreurs plus importantes que prévues ont pu être faites sur la mesure en grande partie à cause de la position du mesureur dans la ligne de diagnostics. L'éclairement des fentes a en effet imposé une focalisation du faisceau générant des pertes par transmission dans le masque. La conception d'un nouveau mesureur adapté à l'énergie plus faible des électrons et aux dimensions plus restreintes du faisceau aurait été nécessaire pour mesurer l'émittance avec une meilleure précision.

Chapitre 7

Conclusion

Le travail rapporté dans ce document a porté sur trois aspects de la physique des accélérateurs, la simulation, l'instrumentation et l'expérimentation.

La simulation de la dynamique du faisceau du photo-injecteur Candela nous a permis d'étudier pour la première fois les effets de l'injection du laser avec un angle par rapport à la cathode. Les performances prévues en termes d'émittances transverse et longitudinale sont dégradées par rapport au cas où le laser est injecté sur l'axe. Les propriétés du paquet d'électrons accéléré sont alors comparables à celles d'un faisceau qui aurait été produit en utilisant une impulsion laser 10 fois plus longue. Seule l'émittance horizontale subit une dégradation supplémentaire, due à l'asymétrie des forces de charge d'espace dans cette direction. Les résultats des simulations indiquent que l'utilisation d'un laser ultra-bref injecté sur l'axe du canon ne permet pas un gain de performances tel qu'il se justifie, par rapport à l'emploi d'un laser dont la durée d'impulsion serait de quelques picosecondes.

Il faut souligner à nouveau que la conception du canon a été centrée sur l'utilisation d'une impulsion laser de 30 ps. Ce paramètre, qui devait être variable sur le laser de Candela, s'est révélé fixe. Nous n'avons donc pas pu démontrer expérimentalement la théorie de la minimisation de l'émittance de Gao.

Nous avons obtenu un bon accord entre les mesures et les simulations Parmela pour les caractéristiques longitudinales du faisceau. Leur confrontation tend à montrer que les effets de charge d'espace qui se produisent à proximité de la cathode peuvent être reproduits avec une bonne précision. Pour les charges jusqu'à 2 nC considérées ici, les codes PRIAM et Parmela donnent des résultats très proches, bien qu'ils reposent sur des modélisations numériques différentes. Ce point de la dynamique du faisceau dans un photo-injecteur est très important puisque la phase d'émission détermine ses propriétés à la sortie des cavités accélératrices.

Les codes de calcul sont donc capables de simuler la dynamique des paquets très courts, mais représentent en contrepartie un coût en temps de calcul important. Il a été avancé récemment que l'optimisation des photo-injecteurs en vue d'obtenir des trains de paquets d'émittance normalisée de 1 mm mrad visée pour les collisionneurs linéaires ne pourrait pas être réalisée en utilisant les codes particulaires pour cette raison [85]. Le développement de la théorie de l'enveloppe invariante par Serafini et l'accord trouvé entre les résultats de ce modèle et ceux des simulations PIC permettent d'envisager des codes tirant parti des résultats analytiques.

L'expérimentation sur le photo-injecteur nous a permis de définir précisément les besoins en instrumentation. La stabilité de la phase ϕ_0 entre le laser et le champ hyperfréquence est reconnue comme une condition *sine qua non* du fonctionnement d'un photo-injecteur. Le paramètre ϕ_0 est en effet le plus important puisque toutes les propriétés du faisceau varient avec lui. La connaissance sa valeur est également impérative pour exploiter convenablement les données expérimentales. L'obtention d'un système de stabilisation de la phase entre le laser et la HF au printemps 1998 a permis d'effectuer des mesures du faisceau photo-émis sur des plages de charge étendues, pour plusieurs valeurs de phase.

Ainsi, la mesure de la charge et de l'énergie en fonction de la phase d'injection du laser on permis de calibrer cette dernière plus précisément. La mesure de la charge en fonction de la phase effectuée à chaque tir démontre les progrès effectués dans le sens de la fiabilisation de l'injecteur. Une charge supérieure à 1 nC et une énergie de 2,4 MeV sont obtenues de manière reproductible.

La mesure de la durée des paquets utilise le rayonnement Čerenkov produit par les électrons du faisceau dans un cristal de saphir. La lumière émise est transportée et mesurée grâce à une caméra à balayage de fente. L'acceptance limitée de la ligne de transfert optique a été identifiée comme étant la principale limitation de la mesure. La durée des paquets d'électrons est affectée de l'allongement qui se produit dans la ligne de faisceau, due principalement à la dispersion en énergie.

Les durée rms mesurées 1,8 m après la sortie du canon sont comprises entre 8 et 14 ps pour des charges de 400 pC à 1 nC. Les simulations effectuées avec le code Parmela sont en accord avec ces résultats, et permettent d'estimer la durée des paquets à la sortie du canon. Pour une charge de 1 nC, le photo-injecteur est capable de produire un faisceau de 4 ps rms, qui représente un courant crête de 100 A. Dans ces conditions, la dispersion relative en énergie mesurée vaut 4,7 %.

L'émittance transverse du faisceau a été mesurée en utilisant la méthode des fentes. Un code de simulation a été écrit pour déterminer les performances du mesureur existant, et définir les paramètres transverses du faisceau qui permettent sont utilisation dans les conditions optimales. L'incertitude sur la mesure est estimée à 10 % d'après ces simulations. L'émittance horizontale a pu être mesurée pour une charge variable entre 100 et 700 pC. Pour une énergie de 2 MeV, les valeurs rms normalisées mesurées sont comprises entre 5,8 et 10,6 mm mrad.

L'instrumentation mise en œuvre pour caractériser le faisceau de Candela a été conçue avant que les premiers photo-électrons aient été produits. Pour cette raison, les mesureurs d'émittance transverse et longitudinale ne pouvaient être adaptés au faisceau à mesurer. En étudiant dans les détails les mesureurs existants, nous avons pu mettre en évidence leurs limites et les directions à suivre pour les optimiser. Les mesureurs utilisés ont une caractéristique commune : leur résolution dépend en premier lieu des dimensions transverses et de la focalisation du faisceau d'électrons. A basse énergie, et pour un faisceau dont la dynamique transverse est dominée par la charge d'espace, ceci se révèle

être un inconvénient majeur lorsque des plages de paramètres du canon étendues doivent être balayées. Il serait possible d'exploiter l'instrumentation existante en définissant une meilleure implantation de la ligne de transport et des mesureurs. Cependant, il serait plus intéressant de tirer parti de l'expérience acquise et de redéfinir une instrumentation optimisée.

La méthode des fentes peut être recommandée pour mesurer des faisceaux de basse énergie dominés par la charge d'espace. Un mesureur optimisé devrait posséder une dimension transverse inférieure, et un espace de glissement plus long pour augmenter la résolution angulaire. Un soin particulier doit être apporté au choix et à l'implantation des composants d'imagerie pour éviter qu'ils soient une cause de limitations dans la mesure.

La mesure de la durée des paquets pourrait gagner en résolution en abandonnant l'extraction du rayonnement Čerenkov perpendiculairement au faisceau. On a déjà mentionné la longueur du transport du signal optique comme une limitation importante du système de mesure, qui est inhérente à l'implantation des aires expérimentales.

L'ajout d'une petite section accélératrice à l'installation existante serait également un moyen de simplifier et d'enrichir l'étude du faisceau d'électrons, en élevant son énergie aux alentours de 10 MeV. Un tel équipement est utilisé sur un grand nombre de photo-injecteurs, et rares sont les études de la dynamique du faisceau entreprises à une énergie plus basse sur ces machines. La dispersion en énergie mesurée sur Candela est élevée. Puisque la phase et l'énergie sont corrélées dans le paquet d'électrons, elle aurait pu être réduite en utilisant le déphasage variable entre les cellules. Cependant, l'énergie moyenne résultante du faisceau aurait été réduite de manière importante. L'adjonction d'une petite cellule accélératrice permettrait d'agir sur l'extension en phase et la dispersion en énergie selon le même principe, tout en accélérant le faisceau.

L'injecteur Candela va être utilisé par un laboratoire le l'université de Strathclyde au Royaume-Uni comme une source permettant de générer du rayonnement millimétrique cohérent. L'élévation de l'énergie moyenne du faisceau est d'ores et déjà prévue pour ces expériences.

Annexe A

Utilisation de Parmela.

A Choix des paramètres du code Parmela.

A.1 Choix des cartes de génération du faisceau.

Les cartes de génération de faisceau disponibles dans Parmela sont nombreuses. Deux d'entre elles sont spécifiques aux photo-injecteurs. Elles permettent de définir la durée, les dimensions transverses du faisceau laser, ainsi que l'angle d'incidence et la position du col après la modification effectuée au LAL. Les deux cartes diffèrent uniquement de par la méthode de tirage aléatoire utilisée, et par les types de distribution obtenues.

- l'INPUT 10 utilise un générateur pseudo-aléatoire du type rannor() et effectue les transformations pour simuler des distributions gaussiennes ou gaussiennes tronquées.
- l'INPUT 11 utilise une technique de bit-reversal [73] capable de produire des distributions uniformes en deux dimensions qui possèdent la propriété d'être ordonnées.

L'avantage de disposer d'une distribution ordonnée apparaît lorsqu'il s'agit de calculer les interactions coulombiennes entre macro-particules. Une génération pseudo-aléatoire contiendra des groupes de particules trop proches les unes des autres, dont l'interaction sera surévaluée si aucune précaution n'est prise dans le calcul des champs coulombiens. La méthode de calcul de la charge d'espace retenue pour la plupart des simulations présentées ici fait intervenir l'interaction directe des macro-particules, mais l'aspect collisionnel est évité en donnant une taille aux macro-particules. Le champ crée par une particule j sur une particule i est alors diminué selon leur recouvrement spatial. Il est inévitable de définir un facteur paramétrisant cette correction, dont la valeur numérique ne peut être fixée de manière incontestable.

Cependant, l'influence du choix de ce paramètre semble diminuer au fur et à mesure que l'on augmente le nombre N_p de macro-particules, le facteur de correction du champ étant inversement proportionnel à N_p.

La conséquence des chocs entre macro-particules se ressent fortement sur les calculs d'émittance transverse. Il est courant qu'un petit nombre de particules sortent de la distribution, sans qu'elles soient perdues au cours de la progression du faisceau. Les valeurs quadratiques moyennes sur les positions peuvent être surestimés, provoquant une

erreur importante sur les valeurs d'émittance rms, lorsque le nombre de particules est faible.

Cependant le manque de flexibilité de la génération ordonnée quand à la forme de la distribution transverse du faisceau laser, qui ne correspond pas à celle du laser de Candela, à poussé au choix de l'INPUT 11 pour la simulation des expériences réelles.

A.2 Choix de la routine de charge d'espace.

Deux familles de routines de charge d'espace sont présentes dans la version de Parmela disponible au LAL, correspondant à la méthode de calcul point par point, et celle du calcul sur une grille. Plusieurs versions de chacune sont présentes dans le code. Il n'est hors de propos de les décrire toutes ici, seuls les critères qui permettent de dégager l'une d'entre elle comme étant la plus adaptée à la simulation d'un photo-injecteur.

Les calculs utilisant une grille sont généralement moins demandeurs en termes de nombre de particules. La précision découle essentiellement du nombre de nœuds de la grille. Les calculs dans le cas de Parmela sont réduits à l'évaluation des interactions entre des anneaux chargés pour un calcul en symétrie cylindrique. La technique de la grille peut être étendue à un problème sans symétrie particulière, mais ce traitement n'est pas inclus dans la version de Parmela du LAL.

La méthode de calcul en point par point est la plus simple, mais la plus grande consommatrice en temps, d'autant qu'il est souhaitable, comme il en a été fait état plus haut, d'utiliser un nombre important de macro-particules. Alors que certains auteurs en utilisent plusieurs millions sur des calculateurs parallèles [86], il est difficile de dépasser la dizaine de milliers sur des stations de travail courantes. Le calcul point par point a été choisi pour deux raisons. La première concerne la spécificité de la dynamique du photo-injecteur, où les rapports d'aspect des impulsions varient très rapidement et sur plus d'un ordre de grandeur, dans leur référentiel propre. Jusqu'à récemment, où une version modifiée au Fermilab a corrigé cette déficience, la variation de la taille de la grille dans la méthode des anneaux chargés ne pouvait être modifiée au cours du calcul que si le facteur relativiste γ augmentait, ce qui est suffisant pour simuler un accélérateur linéaire de moyenne ou haute énergie. Pour un photo-injecteur, de surcroît déclenché par des impulsions brèves, on est amené à définir une taille de grille qui n'est adaptée au faisceau que lorsqu'il a déjà atteint une énergie de quelques centaines de keV, la dynamique de l'extraction de la cathode ne peut donc être traitée correctement. La correction importante de la version de Fermilab [87] permet d'indexer le pas de la grille à la taille du faisceau dans son référentiel propre, soit au produit $\gamma\sigma_z$. La taille de la grille peut alors être adaptée à chaque pas de calcul.

Dans un premier temps, toutes les simulation de Candela ont été effectués sans tenir compte de l'angle d'incidence du laser sur la cathode. Etant donné de la portée sur le comportement du faisceau de l'injection, il n'était pas souhaitable de simuler le canon en utilisant une méthode supposant une symétrie cylindrique.

A.3 Choix des paramètres numériques.

Les paramètres que sont les pas de temps et le nombre de particules se révèlent être les plus importants dans un code particulaire comme Parmela. Le nombre de particules standard a pu être passé de 300 à 500 pour les runs courants entre 1995 et 1998, grâce à l'augmentation de la puissance de calcul, en gardant un pas de calcul de 1 ps, et pour une durée de calcul constante.

La simulation des effets de la saturation de l'émission de la cathode nécessite un nombre de particules plus important, puisqu'un nombre important d'entre elles ne seront perdues lors du calcul, et qu'il est important de décrire le plus précisément la distribution de charge au niveau de la cathode. Il n'existe pas de valeur qui donne satisfaction dans tous les cas. On peut seulement indiquer une convergence des résultats pour un nombre croissant de particules. Certaines simulations on dû nécessiter l'emploi de 5000 particules, les calculs à 10000 particules étant beaucoup trop longs. Pour les simulations dans des conditions comparables à celles de l'expérience, des calculs ont été faits avec 1500 particules lorsque le canon devait être simulé seul, et 500 particules dans les cas où le transport du faisceau dans la ligne de mesure était simulé.

Le pas de temps pour les simulations du faisceau injecté avec un angle a été choisi à une valeur de 1 degré de phase.

B Exemple de fichier d'entrée.

```
title
CANDELA manip de 97-98 conditions d generiques pour E1 E2 pih12
run /irun=1 /ip=1 /freq=3000. /Zo=0. /Wo=2.e-12 /itype=1
output 0
output 6
zlimit 2.
input 10 /np=499 /sigt=.25 /tmax=1. /sigr=.05 /rmax=.1
         /w0=2.e-12 /dwo=0. /dwt=1.  1 54.5 3.0
foclal 11.0 29.0 0.1 181. 11. 1
sol
cell /l=3.325 /aper=0.5 /iout=1 /phio=0. /Eo=70. /nc=1 /dwt=1. /sym=-1
cfield 1
CANDELA1new
cell /l=5.175 /aper=0.5 /iout=1 /phio=170 /Eo=50. /nc=2 /dwt=1. /sym=-1
cfield 2
CANDELA2new
drift /l=0.7   /aper=0.5 /iout=1            !section droite fin de cavite -3
drift /l=0.5   /aper=0.8 /iout=1            !section conique              -4
drift /l=0.5   /aper=1.2 /iout=1            !section conique              -5
drift /l=0.4   /aper=1.6 /iout=1            !section conique              -6
drift /l=3.0   /aper=1.6 /iout=1            !centre du WCM 1              -7
drift /l=6.4   /aper=1.6 /iout=1            !centre du solenoide          -8
```

```
drift /l=9.0   /aper=1.6 /iout=1             !fin de B solenoide           -9
drift /l=3.0   /aper=1.6 /iout=1             !centre de la vanne (32.0)    -10
drift /l=7.1   /aper=1.8 /iout=1             !section droite fin de vanne  -11
drift /l=0.6   /aper=2.4 /iout=1             !section conique              -12
drift /l=0.45  /aper=3.  /iout=1             !section conique              -13
quad  /l=13.7  /aper=3.  /iout=1 /bp=18.84   !Q1 1.5A                      -14
drift /l=6.55  /aper=3.  /iout=1             !                             -15
quad  /l=23.2  /aper=3.  /iout=1 /bp=-18.92  !Q2 1.5A                      -16
drift /l=6.55  /aper=3.  /iout=1             !                             -17
quad  /l=13.7  /aper=3.  /iout=1 /bp=20.55   !Q3 1.5A                      -18
drift /l=14.05 /aper=3.  /iout=1             !ceramique (117.9)            -19
drift /l=28.2  /aper=3.  /iout=1             !                             -20
drift /l=25.5  /aper=1.7 /iout=1             !ex-faraday (171.6)           -21
drift /l=11.5  /aper=3.  /iout=1             !                             -22
drift /l=8.    /aper=3.  /iout=1             !cerenkov (191.1)             -23
drift /l=8.    /aper=3.  /iout=1             !Faraday (199.1)              -24
drift /l=0.5   /aper=1.1 /iout=1             !                             -25
zout
scheff /beami=-7.5e9 /nprog=2 /point=-1.7
start /wto=40. /dwt=1. /nsteps=500000 /nsc=1 /nout=100
end
```

C Problèmes rencontrés.

Il n'est pas question ici de décrire les problèmes liés à l'utilisation en général mais de mettre le doigt sur un "accident de calcul" qui a été rencontré. Il s'est manifesté sur des simulations faisant ou non usage des routines de charge d'espace et semble bien directement lié à la méthode d'intégration des équations du mouvement. La manifestation est visible sur la distribution longitudinale des impulsions. On peut observer une cassure de la distribution pour une ou plusieurs énergies en différents sous ensembles qui se voient attribués un supplément d'énergie cinétique. La brisure de la distribution peut se produire dans un tube de glissement, alors même que le calcul de la charge d'espace est désactivé, c'est à dire que les macro-particules ne subissent aucune force. L'intégration des équations du mouvement est donc seule fautive. Cette erreur a été reportée dans la référence [87] qui propose la modification du pas d'intégration à chaque étape du calcul. Cette modification n'est pas encore intégrée à la version locale du code.

Il est possible, en diminuant le pas de calcul de supprimer cet erreur numérique, cependant il n'a pas été vérifié qu'elle ne se reproduisait pas pour une simulation du transport d'un faisceau sur une plus grande longueur. Il faut aussi noter que la diminution du pas de temps n'est pas toujours souhaitable pour des raisons de temps de calcul.

Annexe B

Erreurs d'alignement de la machine.

A Influence du champ magnétique terrestre.

Pour les énergies de l'ordre de 1 ou 2 MeV atteintes par le faisceau de Candela, le facteur relativiste γ reste faible, toujours inférieur à 7. L'effet du champ magnétique terrestre ne peut être au mieux que 7 fois plus faible que pour un électron d'énergie cinétique tendant vers zéro. En effet, l'équation du mouvement d'un électron plongé dans un champ magnétique constant B, ne subissant pas d'accélération, d'énergie cinétique $(\gamma - 1)m_0c^2$ s'écrit

$$\frac{d\beta}{dt} = -\frac{e}{m_0\gamma}\beta \times B \qquad \text{(A–1)}$$

et montre la dépendance en $1/\gamma$ de la déviation du faisceau. L'écart à la trajectoire de référence au long transport doit donc être calculée. La figure B.1 montre les déviations du faisceau de Candela calculée sans tenir compte de l'évolution de l'énergie dans le canon, pour plusieurs énergies moyennes du faisceau et à différentes positions sur la ligne de transport.

Les bobines de guidage permettent de corriger la position finale du faisceau, sans pourtant pouvoir passer au centre des éléments magnétiques. Il faut noter que l'on ne dispose que d'un seul guidage dans la direction verticale, situé au centre de Q2, de deux guidages verticaux, au centre de Q1 et Q3. Ceci complique notablement le réglage du transport, puisqu'il faut de surcroît réduire les effets dipôlaires parasites des quadripôles.

A.1 Décentrage de l'axe magnétique du solénoïde.

Le calcul de la déviation due au champ magnétique terrestre à l'abscisse de du solénoïde montre qu'elle peut être négligée, puisqu'elle reste inférieure à deux dixièmes de millimètres dans le cas le plus défavorable. La figure B.2 montre que la position du maximum de la distribution transverse du faisceau d'obscurité varie en fonction du courant dans la bobine du solénoïde. Tous les autres élément magnétiques étaient éteints lors de cette mesure, qui montre que l'alignement de l'axe magnétique avec l'axe de la machine n'est pas réalisé, bien que l'alignement des axes mécaniques le soit.

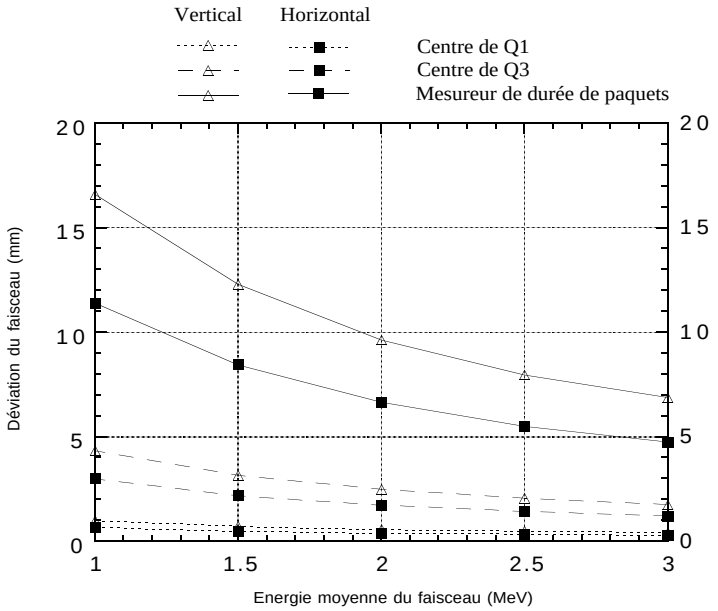


Figure B.1: Déviation du faisceau d'électrons en fonction de l'énergie, au centre des quadripôles Q1 et Q3, sur le mesureur Čerenkov .

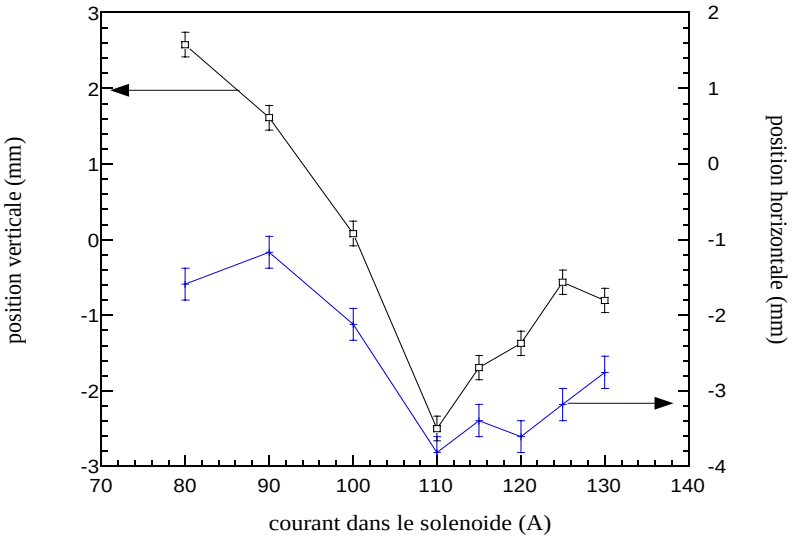


Figure B.2: Mesure de la déviation du pic de courant d'obscurité en fonction du courant dans le solénoïde, sur le mesureur Čerenkov .

Annexe C

Calculs sur la méthode des fentes.

A Calculs des moments des distributions.

A.1 Notations.

On reprend les notations utilisées au chapitre 6.

- $G(x, x') = f(x)g(x')$ est la fonction de distribution des particules à l'entrée d'une fente dans le plan des traces de la direction x, séparable en deux contributions sans corrélations entre elles, normalisés à 1.
- On désigne par $< x >$ la valeur moyenne de x.
- x_0, x'_0 sont la position et la divergence d'une particule à l'entrée de la fente, et x_e, x'_e sur l'écran.

A.2 Moyenne de la position sur l'écran.

Pour toute particule, la position sur l'écran est

$$x_e = x_0 + Dx'_0 \tag{A–1}$$

la moyenne de x_e se calcule donc en écrivant

$$\begin{aligned} < x_e > &= \int\int x_e(x, x')G(x, x')dxdx' \\ &= \int g(x')dx' \int xf(x)dx + \int f(x)dx \int Dx'g(x')dx' \\ &= < x_0 > +D < x'_0 > \end{aligned} \tag{A–2}$$

A.3 Moyenne quadratique de la position sur l'écran.

$$< x'^2_e > = \int\int \left(x^2 + 2Dxx' + x'^2\right) f(x)g(x')dxdx' \tag{A–3}$$

$$
\begin{aligned}
&= < x_0^2 > + D^2 < x_0'^2 > + 2D \int\int x x' f(x) g(x') dx dx' \\
&= < x_0^2 > + D^2 < x_0'^2 > + 2D < x_0 >< x_0' >
\end{aligned}
$$

A.4 Ecart quadratique moyen en position sur l'écran.

On cherche à calculer σ_{x_e} en fonction des caractéristiques des distributions f et g. Il est défini par

$$\sigma_{x_e}^2 = \int\int (x_e - < x_e >)^2 f(x) g(x') dx dx' \tag{A–4}$$

il s'exprime donc en fonction des moments d'ordre 1 et 2 que l'on a déjà calculés

$$
\begin{aligned}
\sigma_{x_e}^2 &= < x_e^2 > + < x_e >^2 - 2 < x_e >^2 \\
&= < x_0^2 > + D^2 < x_0'^2 > + 2D < x_0 >< x_0' > - \left(D < x_0' > + < x_0 >\right)^2
\end{aligned} \tag{A–5}
$$

en utilisant la relation (A–3), et en regroupant les termes, on obtient la relation de convolution

$$\sigma_{x_e}^2 = \sigma_{x_0}^2 + D^2 \sigma_{x_0'}^2 \tag{A–6}$$

qui permet de déterminer $\sigma_{x_0'}^2$ à partir du signal émis par l'écran.

B Calculs pour un masque d'épaisseur non nulle.

B.1 Moyenne de la position sur l'écran.

On doit ici utiliser la fonction de transmission $T(x')$ définie sur l'intervalle $\mathcal{I} = [-x'_{max}, x'_{max}]$:

$$
\begin{aligned}
T(x') &= 1 + \frac{x'}{x'_{max}}, \text{ pour } x \in [-x_{max}, 0] \\
T(x') &= 1 - \frac{x'}{x'_{max}}, \text{ pour } x \in [0, x_{max}]
\end{aligned} \tag{B–7}
$$

On ne peut calculer que les cas où les angles portés par les électrons sont inclus dans l'intervalle $\mathcal{I}$. La position moyenne sur l'écran correspond à l'intégrale

$$< x_e >= \int\int (x + Dx') f(x) g(x') T(x') dx dx' = I_1 + I_2 \tag{B–8}$$

en séparant les contributions de la position et de l'angle, et en utilisant la définition (B–8),

$$
\begin{aligned}
I_1 &= \int x f(x) dx \int_{\mathcal{I}} g(x') T(x') dx' \\
&= < x_0 > (1 + \frac{1}{x'_{max}} \left(< x_0' > - 2 \int_0^{x'_{max}} x' g(x') dx' \right)
\end{aligned} \tag{B–9}
$$

et

$$\begin{aligned} I_2 &= D \int f(x)dx \int_{\mathcal{I}} x' g(x') T(x') dx' \\ &= D\left[< x'_0 > + \frac{1}{x'_{max}} \left(< x'^2_0 > -2 \int_0^{x'_{max}} x'^2 g(x') dx' \right) \right] \end{aligned} \tag{B–10}$$

L'expression de la position moyenne fait intervenir le moment d'ordre 2 de la distribution angulaire, et ne se simplifie pas, sauf si $g(x')$ est paire, ce qui implique d'avoir un faisceau au col et une distribution symétrique, ou si elle n'est définie que sur $[0, x'_{max}]$ ou $[-x'_{max}, 0]$. Dans les deux derniers cas, la position moyenne s'écrira respectivement

$$< x_e > = < x_0 > \left(1 - \frac{< x'_0 >}{x'_{max}} \right) + D \left(< x'_0 > - \frac{< x'^2_0 >}{x'_{max}} \right) \tag{B–11}$$

et

$$< x_e > = < x_0 > \left(1 + \frac{< x'_0 >}{x'_{max}} \right) + D \left(< x'_0 > + \frac{< x'^2_0 >}{x'_{max}} \right) \tag{B–12}$$

B.2 Ecart quadratique moyen en position.

Les calculs de σ_{x_e} deviennent assez lourds dans le cas général, et n'apportent rien de plus quand à la contenance en moments d'ordre élevés de la distribution initiale. On donnera donc les résultats pour les cas particuliers que l'on vient de définir. Les moments intervenant dans l'expression de σ_{x_e} sont $< x_e^2 >^2$ et

$$\begin{aligned} < x_e^2 > = < x_0^2 > \left(1 \pm \frac{< x'_0 >}{x'_{max}} \right) &+ 2D < x_0 > \left(< x'_0 > \pm \frac{< x'^2_0 >}{x'_{max}} \right) \\ &+ D^2 \left(< x'^2_0 > \pm \frac{< x'^3_0 >}{x'_{max}} \right) \end{aligned} \tag{B–13}$$

Le résultat final s'écrit alors

$$\begin{aligned} \sigma^2_{x_e} = \quad & \sigma^2_{x_0} \pm \frac{< x'_0 >}{x'_{max}} \left[< x_0^2 > - < x_0 >^2 \left(2 \pm \frac{< x'_0 >}{x'_{max}} \right) \right] \\ - \quad & 2D < x_0 > \left(\pm \frac{< x'_0 >}{x'_{max}} \right) \left(< x'_0 > \pm \frac{< x'^2_0 >}{x'_{max}} \right) \\ + \quad & D^2 \left[\sigma^2_{x'_0} - \frac{< x'^2_0 >}{x'_{max}} \left(\frac{< x'^2_0 >}{x'_{max}} \pm 2 < x'_0 > \right) \pm \frac{< x'^3_0 >}{x'_{max}} \right] \end{aligned} \tag{B–14}$$

Le deuxième terme de la somme est nul si l'on considère que la fente est centrée en 0, choix que l'on peut faire en effectuant un changement d'origine pour chaque ouverture. Le cas idéal pour lequel l'épaisseur du masque est nulle se retrouve en faisant tendre x'_{max} vers l'infini.

Annexe D

Calculs sur le spectromètre en énergie.

A Cas idéal.

La matrice de transport $(M)_{90}$ d'un dipôle secteur à 90 degrés s'écrit pour la direction horizontale

$$\begin{pmatrix} 0 & r & r \\ -\frac{1}{r} & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \tag{A–1}$$

où r est le rayon de courbure de la trajectoire de référence.

La matrice du transport $(M)_{spectro}$ du spectromètre constitué d'un espace de glissement de longueur d, du dipôle et d'un second espace de glissement de longueur D s'écrit

$$\begin{aligned} (M)_{spectro} &= \begin{pmatrix} 1 & D & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & r & r \\ -\frac{1}{r} & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & d & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} -\frac{D}{r} & -\frac{dD}{r}+r & D+r \\ -\frac{1}{r} & -\frac{d}{r} & 1 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \end{aligned} \tag{A–2}$$

Si la fente du spectromètre est placée à l'extrémité du second espace de glissement, on souhaite que la dimension horizontale du faisceau mono-énergétique y soit minimisée. La position horizontale d'un électron est donnée , d'après (A–3) par

$$x_f = -\frac{D}{r}x_i\left(-\frac{dD}{r}+r\right)x_i' + (D+r)\frac{\delta p}{p} \tag{A–3}$$

Considérons tout d'abord un faisceau d'extension horizontale nulle. Si, pour l'énergie de référence, on veut que le spectromètre focalise le faisceau sur les fentes, il faut que x_f soit nul pour tout x_i', on doit annuler le coefficient de x_i', ce qui mène à la relation

$$dD = r^2 \tag{A–4}$$

On obtient alors une condition sur la distance d (D et r sont fixés mécaniquement) de la face d'entrée du dipôle à laquelle le faisceau doit être focalisé.

On peut dégager les caractéristiques du spectromètre à partir de l'équation (A–3). Dans le cas d'un faisceau d'émittance nulle, focalisé à une distance d en amont de la face d'entrée du dipôle, on obtient la correspondance entre la position en sortie de spectromètre et la dispersion en moment

$$x_f = (D + r)\frac{\delta p}{p} \tag{A–5}$$

On peut donc calculer la résolution dans ce cas idéal qui est de 0,17 % par mm, donc une largeur de fente de 3 mm correspond à une sélection de 0,5 % en moment. La relation permet de calculer l'erreur sur le moment en fonction du décentrage du faisceau, qui vaut dans notre cas 0,3 % par mm.

B Situation expérimentale.

Dans la situation expérimentale, on s'écarte des hypothèses du paragraphe précédent. Le faisceau possède une dimension et une émittance finies, et l'ajustement des propriétés du faisceau à l'entrée du dipôle pour toutes les conditions sur la charge et la phase ϕ_0 n'est pas envisageable, cela reviendrait à connaître toutes les propriétés du faisceau à mesurer.

Des simulations ont été effectuées pour évaluer l'influence de la taille et de l'émittance finie du faisceau sur la résolution du spectromètre. On présente ici les résultats des calculs de la dimension du faisceau sur la fente d'analyse pour une émittance rms non normalisée de 2 mm mrad et une dimension rms horizontale de 2 mm. Le paramètre variable sur la figure D.1 le paramètre de Twiss α.

Si α n'est pas connu, on ne peut tirer des calculs qu'une borne supérieure sur l'élargissement du faisceau.

On veut déterminer la dimension transverse du faisceau mono- énergétique sur a fente pour exprimer l'élargissement du spectre mesuré en fonction des caractéristiques du faisceau à l'entrée du spectromètre. Dans le cas où le faisceau d'électrons est décrit par les matrices de faisceau $(\sigma)^e$ et $(\sigma)^f$ à l'entrée et la sortie du spectromètre, celles-ci sont reliées par la relation

$$(\sigma)^f = (R)_{spectro}(\sigma)^{e\ T}(R)_{spectro} \tag{B–6}$$

où $(R)_{spectro}$ est la sous-matrice de $(M)_{spectro}$ dans le plan (x, x') définie par

$$(R)_{spectro}\begin{pmatrix} -\frac{D}{r} & -\frac{dD}{r} + r \\ -\frac{1}{r} & -\frac{d}{r} \end{pmatrix} \tag{B–7}$$

En effectuant le produit des matrices l'élément σ_{11}^f de la matrice de faisceau sur la fente d'analyse devient

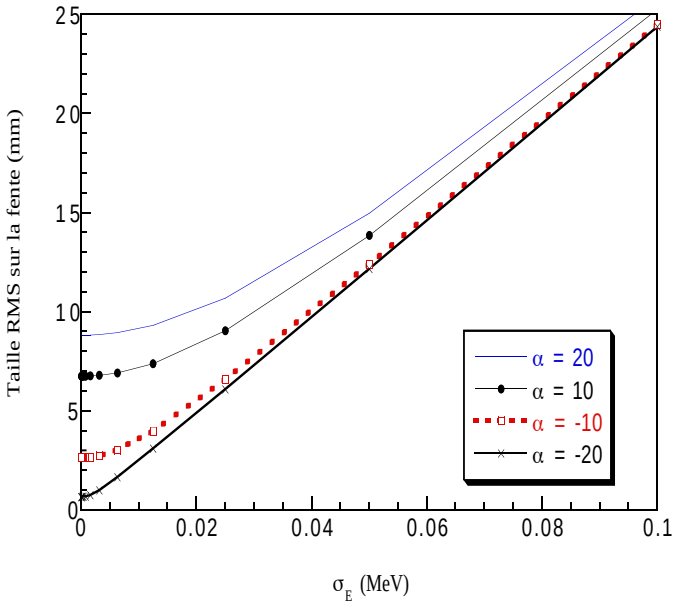


Figure D.1: Dimension horizontale du faisceau sur la fente d'analyse du spectromètre en fonction de la dispersion en énergie, pour une valeur du paramètre de Twiss α variable.

$$\sigma_{11}^f = -\frac{D}{r}\left(-\frac{D}{r}\sigma_{11}^e + \left(r - \frac{D}{r}\right)\sigma_{12}^e\right) + \left(r - \frac{D}{r}\right)\left(-\frac{D}{r}\sigma_{21}^e + \left(r - \frac{D}{r}\right)\sigma_{22}^e\right) \qquad \text{(B–8)}$$

Si on impose la condition $dD = r^2$, on retrouve le résultat concernant le grandissement du système,

$$\sigma_{11}^f = -\left(\frac{D}{r}\right)\sigma_{11}^e \qquad \text{(B–9)}$$

qui vaut ici $\frac{D}{r}$. Dans le cas ou cette condition n'est pas appliquée, rien ne sert de garder d comme paramètre, on s'intéresse donc désormais à la matrice de faisceau à l'entrée du dipôle en fixant d à zéro. On obtient alors la relation

$$\sigma_{11}^f = \left(\frac{D}{r}\right)^2 \sigma_{11}^e - D\left(\sigma_{12}^e + \sigma_{21}^e\right) + r^2\sigma_{22}^e \qquad \text{(B–10)}$$

et en exprimant la matrice $(\sigma)^e$ dans le formalisme de Twiss, on obtient finalement pour la dimension horizontale rms du faisceau sur la fente d'analyse σ_x l'expression

$$\sigma_x^f = \sqrt{\sigma_{11}^f} = \sqrt{\frac{\epsilon}{\pi}}\sqrt{\left(\frac{D}{r}\right)^2\beta + 2\alpha D + r^2\frac{1+\alpha^2}{\beta}} \qquad \text{(B–11)}$$

en ayant appliqué la relation de normalisation (6.33) pour éliminer le paramètre γ.

Bibliographie

[1] J. S. Fraser, R. L. Sheffield, E. R. Gray, G. W. Rodenz, High brightness photoemitter injector for electron accelerator, IEEE Transaction on nuclear science, NS-32, N. 5, pp. 1791-1793, 1985.

[2] G. A. Westenskow, J. M. J. Madey, Microwave electron gun, Laser and particle beams, vol. 2, part 2, pp. 223-225, 1984.

[3] C. K. Sinclair, R. H. Miller, A high current, short pulse, RF synchronized electron gun for the Stanford linear accelerator, IEEE Transaction on nuclear science, NS-28, N. 3, pp. 2649-2651, 1981.

[4] E. Tanabe, A. Nakayama, F. Oda, M. Yokoyama, A novel structure of multi-purpose RF gun, Proceedings of the Linac 98 conference, 1998.

[5] J. S. Fraser, R. L. Sheffield, E. R. Gray, P. M. Giles, R. W. Springer, V. A. Loebs, Photocathodes in accelerator application, IEEE Particle Accelerator Conf., Washington, D. C., IEEE Cat No. 87CH2387-9 pp. 1705-1709, 1987.

[6] R. L. Sheffield, M. J. Browman, B. E. Carslten, L. M. Young, Physics design of the high brightness linac for the advanced free electron laser initiative at Los Alamos, NIM A Vol. 318, pp. 282-289, 1992.

[7] P. G. O'Shea, S. C. Bender, P. A. Byrd, B. E. Calrsten, J. W. Early, D. W. Feldman, R. B. Feldman, W. J. D. Johnson, A. H. Lumkin, M. J. Schmitt, R. W. Springer, W. E. Stein, T. J. Zaugg, Initial results from the Los Alamos photoinjector-driven free-electron laser, NIM A Vol. 318, p. 52, 1992.

[8] J. M. Ortega, M. Bergher, R. Chaput, A. Dael, M. Velghe, Y. Petroff, J.C. Bourdon, R. Belbeoch, P. Brunet, Y. Dabin, B. Mouton, J. P. Perrine, E. Plouvier, R. Pointal, M. Renard, M. Roch, J. Rodier, P. Roudier, Y. Thierry, P. Bourgeois, P. Carlos, C. Hezard, J. Fagot, J. L. Fallou, P. Garganne, J. C. Malglaive, D. T. Tran, CLIO : Collaboration for an infrared laser at Orsay, NIM A Vol 285, pp. 97-103, 1989.

[9] M. B. James, Production of high intensity electron bunches for the SLAC linear collider,PhD dissertation, SLAC-319, UC-28, 1987.

[10] A. M. M. Todd, H. P. Bluen, C. C. Paulson, M. F. Reush, L. S. Lehrman, Picosecond and subpicosecond high charge electron linacs, Proceedings of Linac 98 conference, 1998.

[11] J. C. Bourdon, T. Garvey, J. Le Duff, M. Gaillard, A high charge photoinjector for the pulsed radiolysis facility - Elyse, Proceedings of Linac 98 conference, 1998.

[12] R. Prazeres, J.-M. Berset, D. A. Jarozsynski, O. Marcouillé, Observation of self-amplified spontaneous emission in the infrared free electron laser CLIO, Physical Review Letters, Vol. 78, N. 2124, 1997.

[13] M. Babzien, I. Ben-Zvi, P. Catravas, J.-M. Fang, T. C. Marshall, X. J. Wang, J. S. Wurtele, V. Yakimenko, L. H. Yu, Observation of self-amplified spontaneous emission in the near-infrared and visible wavelenghts, Physical Review E, Vol. 57, N. 5, pp. 6093-6100, 1998.

[14] TESLA and SBLC Collaboration, Conceptual design of a 500 GeV electron positron linear collider with integrated X-ray laser facility, 1996.

[15] E. Colby, A high charge, high duty factor RF photoinjector for the next generation linear collider, Proceedings of Linac 98 conference, 1998

[16] F. Amiranoff, D. Bernard, B. Cros, F. Jacquet, G. Mathieussent, P. Miné, P. Mora, J. Morillo, F. Moulin, A. E. Specka, C. Stenz, Electron acceleration in Nd-laser in plasma beat-wave experiments, Physical Review Letters Vol. 74, N. 26, pp. 5520-5223, 1995

[17] F. Amiranoff, S. Baton, D. Bernard, B. Cros, D. Descamps, F. Dorchies, F. Jacquet, V. Malka, J. R. Marquès, G. Mathieussent, P. Miné, A. Modena, P. Mora, J. Morillo, Z. Najmudin, Observation of laser wakefield acceleration of electrons, Physical Review Letters Vol. 81, N. 5, pp. 995-998, 1998.

[18] D. Gordon, K. C. Tzeng, C. E. Clayton, A. E. Dangor, V. Malka, K. A. Marsh, A. Modena, W. B. Mori, P. Muggli, Z. Najmudin, D. Neely, C. Danson, C. Joshi, Observation of electron energies beyond the linear dephasing limit form a laser-excited relativistic plasma wave, Physical Review Letters, Vol. 80, N. 10, pp. 2133-2136, 1998.

[19] R. Wagner, S.-Y. Chen, A. Maksimchuk, D. Umstader, Electron acceleration by a laser wakefield in a relativistically self-guided channel, Physical Review Letters, Vol. 78, N. 16, pp. 3125-3128, 1997.

[20] J. B. Rosenzweig, S. Anderson, K. Bishofbergen, X. Ding, A. Murokh, C. Pellegrini, M. Suk, A. Tremaine, C. Joshi, K. Marsh, P. Muggli, The Neptune photo-injector, NIM A Vol. 410, pp. 437-451, 1998.

[21] P. Michelato, Photocathodes for RF photoinjectors, Proceedings of the 1996 FEL Conference, NIM A 397, pp. 455-459, 1997.

[22] J. Frish, D. Yeremian, Lasers for linear colliders, SLAC-PUB-95-7028, 1995.

[23] R. Bossart, M. Dehler, Design of a RF gun for heavy beam loading, proceedings of 5^{th} EPAC, pp. 1544-1546, 1996.

[24] R. Bossart, H.H. Braun, G. Carron, M. Chanudet, F. Chautard, J.P. Delahaye, J.C. Godot, S. Hutchins, I. Kamber, C. Martinez, G. Suberlucq, P. Tenenbaum, L. Thorndahl, M. Valentini, Demonstration of two-beam acceleration in CTF II, proceedings of Linac98, 1998.

[25] H. Braun, R. Corsini, T. D'Amico, J. P. Delahaye, G. Guignard, C. Johnson, A. Millich, P. Pearce, L. Rinolfi, A. Riche,D. Schulte, L. Thorndahl, M. Valentini, I. Wilson, R. D. Ruth, A new method of RF power generation for two-beam linear colliders, proceedings of 6^{th} EPAC, pp. 248-252, 1998.

[26] W. Gai, X. Li , M. Conde, J. Power, P. Schoessow, A high-charge and short-pulse RF photocathode gun for wake-field acceleration, NIM A, Vol. 410, N. 3, pp. 431-436, 1998.

[27] H. Goldstein, Classical mecanics, 2nd. edition, Addison-Wesley.

[28] J. D. Lawson, P. M. Lapostolle, R. L. Gluckstern, Emittance, entropy and information, Particle accelerators, Vol. 5, pp. 61-65, 1973.

[29] P. G. O'Shea, Generalized Free-energy principle and emittance growth, ICFA Workxhop on beam dynamics, Bloomington, Indiana, Octobe 1995.

[30] M. Reiser, Theory and design of charged particle beams, Wiley & sons, 1994.

[31] C. Lejeune, J. Aubert, Emittance and brightness: definitions and measurements, Applied charged particles optics, Ed. A. Septier, Advances in electronics and electron physics, Supp. 13A, Academic Press, New York, 1980.

[32] K. J. Kim, RF and space-charge effects in laser-driven RF electron guns, NIM A 275, pp. 201-218, 1989.

[33] M. E. Jones and B. E. Carlsten, Space-charge induced emittance growth in the transport of high-brightness electron beams, IEEE Particle Accelerator Conf., Washington, D. C., IEEE Cat No. 87CH2387-9 p. 1319-1321, 1987.

[34] B. E. Carlsten, Photoelectric injector design code,IEEE Particle Accelerator Conf., Chicago, IL., IEEE Cat No. 89CH2669-0, 313, 1989.

[35] L. Serafini, Improving the beam quality of RF guns, AIP Conference Proceedings, 279, p. 645-674, 1992.

[36] L. Serafini, Analytical description of particle motion in radio-frequency photoinjectors, Particle accelerators, 1995, Vol. 49, pp. 253-271.

[37] J. Gao, Etudes théorique et expérimentale des canons à électrons hyperfréquence (HF) à haute brillance, Thèse de doctorat de l'université Paris XI, 1992.

[38] B. E. Carlsten, Space-charge-induced emittance compensation in high-brightness photoinjectors, Particle Accelerators, Vol.49, pp. 27-65, 1995.

[39] X. Qui, K. Batchelor, I. Ben-Zvi, X-J. Wang, Demonstration of emmittance compensation through the measurement of the slice emittance of a 10-ps electron bunch, Physical Review Letters, Vol.76, N. 20, pp. 3723-3726, 1996.

[40] L. Serafini, J. B. Rosenzweig, Enveloppe analysis of intense relativistic quasi-laminar beams in photo-injectors : a theory of emittance compensation, Phys. Rev. E, Vol. 55, No. 6, pp. 7565-7590, 1997.

[41] J. D. Lawson, The physics of charged particle beams, Oxford University Press, 1988.

[42] B. E. Carlsten, D. H. Nguyen, electron bunch compression du to rf forces in an rf photoinjector for small rf launch phases, Particle Accelerators, Vol. 56, pp 127-145, 1997.

[43] J. M. Dolique, J. L. Coacolo, Quality of the self-field dominated beam, with arbitrary aspect ratio, of a high-intensity magnetically focused RF Gun, NIM A Vol. 340, p. 231-236, 1994.

[44] L. Serafini, The short bunch blow-out regime in RF photoinjectors, 1997.

[45] C. Travier, Etude, réalisation et expérimentation d'un CAnon hyperfréquence DEclenché par un Laser subpicoseconde (CANDELA), Thèse de Doctorat de l'université Paris XI, 1995.

[46] H. Monard, Propriétés optiques de films granulaires métalliques. Utilisation de ces films en tant que photocathodes fonctionnant en régime multiphotonique, Thèse de doctorat de l'Université Paris VII, 1996.

[47] J. M. Watson, Amplification paramétrique en régime femtoseconde, application au développement de sources femtosecondes accordables dans le visible et à l'imagerie en milieu diffusant, Thèse de doctorat de l'université Paris XI, 1994.

[48] R. Marchesin, Etude et réalisation d'un système de focalisation du laser pour le photo-injecteur Candela, LAL/SERA, 1995.

[49] A. J. Riche, The proposed beam optics for the clic test facility and the instrumentation lay-out, CLIC note 125, 1990.

[50] C. Travier, M. Bernard, P. Georges, G. Roger, P. Thomas, First operation of a femtosecond laser driven photo-injector, Proceedings of EPAC94, pp. 1462-1464, 1994

[51] K. K. Geissler, Generation of short laser pulses, NIM A 340, pp. 52-73, 1994.

[52] J. P. Coulon, Synchronisation picoseconde entre la phase de la radio-fréquence du canon CANDELA et celle du laser de photo-émision, Actes des $6^{ièmes}$ Journées d'études sur la photo-émission à fort courant, Orsay, 5-7 avril 1994, LAL/RT 94-04, pp. 221-228.

[53] M. J. M. Rodwell, K. J. Weingarten, D. M. Bloom, Reduction of timing fluctuations in a mode-locked Nd:YAG laser by electronic feedback, Optics Letters, Vol. 11, No. 10, 1986.

[54] G. Le Meur, F. Touze, PRIAM/ANTIGONE : a 2D/3D package for accelerator design, Proceedings of the 4^{th} EPAC, London, 1994.

[55] C. Travier, G. Devanz, B. Leblond, B. Mouton, Experimental characterization of CANDELA photo-injector, NIM A 393, pp. 451-454, 1997.

[56] H. Liu, Analysis of space charge calculation in Parmela and its application to the CEBAF FEL injector design, AIP Conference Proceedings 297, pp. 508-515, 1993.

[57] K. R. Crandall, D. P. Rusthoi, Trace 3-D documentation 3rd edition, LA-UR-97-886, 1997.

[58] B. Mouton, The PARMELA Program, LAL/SERA/97-85.

[59] L. Serafini, C. Pagani, ITACA : a new computer code for the integration of transcient particle and field equations in axis-symetrical cavities, Proceedings of the 1^{st} EPAC, Rome, 1988.

[60] J. L. Coacolo, Etude de la dynamique des faisceaux courts d'electrons en début de ligne accélératrice du laser à électrons libres ELSA, Thèse de Doctorat, université Grenoble I, 1993.

[61] X. Wang, High-brightness electron accelerator injection system and experimental study of laser-induced explosive electron emission, PhD dissertation, UCLA-CAA0086-2/92, 1992.

[62] L. Serafini, Beam dynamics in RF guns and emittance correction techniques, NIM A Vol. 340, p. 40, 1994.

[63] A. Loulergue, Etude théorique et expérimentale de la dynamique du faisceau d'électrons dans le photo-injecteur et la ligne accélératrice de l'installation elsa, Thèse de doctorat de l'université Paris VII, 1996.

[64] A. Variola, Utilisation du rayonnement optique pour l'étude des caractéristiques spatiotemporelles d'un faisceau d'électrons. Application à TTF, Thèse de doctorat de l'université Paris XI, 1998.

[65] H. Lihn, D. Bocek, P. Kung, C. Settakorn, H. Wiedemann, Measurement of subpicosecond electron bunch lengths, SLAC-PUB-95-7052, 1995.

[66] K. Hanke, Beam diagnostics using coherent transition radiation at the TESLA Test Facility, DESY-TESLA 97-14, 1997.

[67] D. Jarozsynski, communication privée.

[68] H. Braun, C. Martinez, Non-intercepting bunch-length monitor for picosecond electron bunches, Proceedings of EPAC98, 1998.

[69] W. P. Leemans, R. W. Shoenlein, P. Volfbeyn, A. H. Chin, T. E. Glover, P. Balling, M. Zolotorev, K. J. Kim, S. Chattopadhyay, C. V. Shank, X-Ray subpicosecond electron bunch characterization using 90° Thomson scattering, Phys. Rev. Lett., Vol. 77 N. 20 (1996).

[70] J. D. Jackson, Classical electrodynamics, 2nd edition, Wiley.

[71] K. G. Dedrick, The influence of multiple scattering on the angular width of Čerenkov radiation, Physical Review, Vol. 79, p. 891, 1952.

[72] S. Battisti, Measurement of the bunch length in the Clic Test Facility (CTF), CERN/PS 93-40 (BD) CLIC Note 211, 1993.

[73] Numerical Recipes in C, Cambridge University Press.

[74] ARP, Optoscope - Système d'analyse temporelle a camera à balayage de fente, Notice d'installation et d'utilisation 1991.

[75] ARP, Résultats de tests caméra à balayage de fente après installation du tube type FSO, ARP/PSU 4/7/95, 1995.

[76] A. L. Boursier, V. Bagnoud, Etude et réalisation d'un transport de la lumière Čerenkov - Orientation du front d'onde laser, LAL/SERA 95-131, 1995.

[77] SOLSTIS/LAYOUT For Windows, Optical layout sotfware version 2.0, 1995.

[78] G. Devanz, B. Leblond, B. Mouton, C. Travier, Bunch length measurements on CANDELA photo-injector, Proceedings of LINAC 96, p.761-763, 1996.

[79] S. P. Dobrzynski, Mesure de l'émittance à la sortie du photoinjecteur CANDELA, LAL/SERA/95, 1995.

[80] Beamview Analyser PC User's Manual, Coherent Inc., 1994.

[81] HBOOK, Reference manual, Version 4.22, Application software group, Computiong and network division, CERN, 1994.

[82] S. C. Hartman, The UCLA high-brigthness photo-injector, PhD Dissertation, UCLA, 1993.

[83] J. Rosenzweig, G. Travish, Design considerations for the UCLA PBPL slit-based phase space measurement systems, UCLA, 1994.

[84] V. Kazacha, Some considerations on measurements of the Candela RF-gun e^- bunch parameters, LAL/SERA/93-602, 1993.

[85] M. Ferrario, L. Serafini, Multi-bunch dynamics in RF photoinjectors through an enveloppe equation approach, Proceedings of EPAC98, pp. 1271-1273, 1998.

[86] R. Ryne, Beam dynamics simulations using a parallel version of parmila, Proceedings of LINAC 96, pp. 234-236, 1996.

[87] E. R. Colby, Design and testing of a photoinjector for the next generation collider, PhD dissertation, UCLA, 1995.

Liste des figures

1.1 Premier photo-injecteur construit à Los Alamos. 2
1.2 Premier canon du BNL à une cellule et demi. 3
1.3 Exemple d'injecteur classique sur le laser à électrons libres CLIO à Orsay [8]. Canon 90 kV, cavité subharmonique à 500 MHz, groupeur à 3 GHz. . . 4
1.4 Principe du groupement par modulation de vitesse. 5

2.1 Système de coordonnées. 13
2.2 Géométrie d'un canon simplifié où règne un champ sinusoïdal. 14
2.3 Corrélation entre l'angle $\frac{r'}{r}$ d'une tranche du faisceau et sa position longitudinale ζ. 16
2.4 Variation de l'émittance rms normalisée et de la phase de sortie calculées en utilisant le modèle de Kim ($\alpha = 1{,}1$ $f = 3$ GHz) 17
2.5 Profil longitudinal du champ électrique sur l'axe de la première cavité de Candela. 20
2.6 Principe de la compensation de l'émittance transverse utilisant un solénoïde et un espace de glissement. (a) situation de départ dans l'espace des traces (r, r'). (b) faisceau après évolution dans un espace de glissement, sans action extérieure. (b') effet de la lentille de focalisation. (c') compensation d'émittance réalisée après un espace de glissement. 22
2.7 Facteur de compression HF pour un canon sinusoïdal calculé selon l'équation (2.43) pour $\alpha = 1{,}1$. 28
2.8 Courant crête en fonction de la phase d'injection du laser pour un faisceau ultra-bref de faible charge (250 pC). 29
2.9 Saturation partielle de l'extraction de la charge d'une photo-cathode. . . . 32
2.10 Extraction de la charge calculée par la loi du condensateur plan et de Child-Langmuir non relativiste. 33

3.1 Vue éclatée du canon Candela. 38
3.2 Coupe du canon dans le plan horizontal. 39
3.3 Schéma de la chaîne laser Titane-Saphir. 41
3.4 Retard résultant de la géométrie d'injection du laser dans le canon. 44
3.5 Rotation du front d'onde du laser à l'aide d'un réseau de diffraction. Principe (a) et mesure à la caméra à balayage de fente (b). 45
3.6 Implantation de la ligne de transport de faisceau et des diagnostics. 47
3.7 Schéma de principe de l'électronique de traitement des signaux des WCM. 48
3.8 Schéma général de la chaîne hyperfréquence. 50

3.9 Principe de l'asservissement de phase entre le laser et la HF. 54
3.10 Mesure de la charge des paquets en fonction de la phase ϕ_0 d'injection du laser. 55
3.11 Mesure de la charge des paquets en fonction de la phase ϕ_0 d'injection du laser, en présence d'un continuum d'émission dans les cristaux multiplicateurs de fréquence. 56
3.12 Mesure de la charge des paquets en fonction de l'énergie des impulsions laser. 57
3.13 Mesure de la charge des paquets en fonction de la charge photo-excitée, comparée aux simulations PRIAM. 58
3.14 Variation de la charge à la sortie du canon en fonction du temps, en conservant l'énergie du laser constante. La charge émise par la cathode à été reconstruite à partir des simulations. 59
3.15 Variation de la charge en sortie du canon en fonction de la phase d'injection, mesurée sur le WCM 1, et simulée par Parmela. Deux régimes démission sont représentés. 61
3.16 Mesure de l'énergie moyenne du faisceau en fonction de la phase d'injection ϕ_0 en alimentant soit la première cellule accélératrice, soit les deux cellules. 63
3.17 Mesure de l'énergie moyenne du faisceau en fonction de la phase d'injection ϕ_0 pour des champs de 70 et 50 MV/m dans les deux cavités. 64
3.18 Mesure de l'énergie moyenne du faisceau en fonction du déphasage entre les cellules. Les champs électriques dans les deux cellules valent respectivement 53 et 50 MV/m. 65
3.19 Mesure de l'énergie moyenne du faisceau en fonction du déphasage ϕ_{12} entre les cellules. Les champs électriques dans les deux cellules valent respectivement 70 et 50 MV/m. 66
3.20 Mesure du défaut d'énergie moyenne du faisceau du à la saturation de l'émission, en fonction de la charge. 66
3.21 Mesure de la dispersion relative en énergie du faisceau en fonction de la charge du faisceau. 67

4.1 Distribution des macro-particules générées par Parmela en prenant en compte l'angle d'injection réel du laser sur la cathode, projetée sur le plan (ϕ, x) (a). La projection temporelle de cette distribution est représentée en (b). La durée effective du faisceau est de l'ordre de 2 ps, ici totalement déterminée par la taille transverse du faisceau laser. 72
4.2 Illustration de la corrélation entre la position longitudinale dans l'impulsion et l'impulsion radiale. 73
4.3 Portraits de l'espace des traces à la sortie du canon pour un faisceau sans charge injecté avec un angle de 54,5 degrés par rapport à l'axe de la machine. 74
4.4 Portraits de l'espace des traces à la sortie du canon pour un faisceau sans charge injecté sur l'axe, de section elliptique. 75

4.5 Comparaison de la variation en fonction de la phase ϕ_0 de l'émittance rms horizontale non normalisée pour un faisceau sans charge ultra-bref créé par une impulsion laser injectée sur l'axe, injectée avec un angle de 54,5 degrés et le faisceau effectif de 2,2 ps rms. 76
4.6 Evolution du paquet d'électrons dans son référentiel propre, pendant le transit dans la première cellule. 77
4.7 Portrait du faisceau dans l'espace des traces pour un paquet de 1 nC injecté avec un angle de 54,5 degrés par rapport à l'axe de la machine. La figure (b) montre l'orientation de trois tranches longitudinales caractéristiques du faisceau. 78
4.8 Portrait du faisceau dans l'espace des traces (x, x') à la sortie du canon pour un faisceau injecté sur l'axe. 78
4.9 Variation de l'émittance horizontale (a et b) et verticale (c et d) à la sortie du canon, en fonction de ϕ_0, et pour deux valeurs de charge photo-excitée. Trois configurations de l'injection du laser sont représentées. 80
4.10 Variation de la durée des paquets d'électrons (a et b) et de la dispersion relative en énergie (c et d) à la sortie du canon, en fonction de la phase ϕ_0, pour deux valeurs de charge photo-excitée. Les trois configurations d'injection du laser sont celles de la figure 4.9. 81
4.11 Extraction de la charge pour un paquet ultra-bref. Le laser est injecté sur l'axe. 82
4.12 Vérification de la loi de proportionnalité entre la charge maximale extractible de la cathode et le champ accélérateur sur la cathode. 84
4.13 Distribution en phase ϕ_0 du faisceau au moment de sa création, et lors de son passage au centre de la première cellule accélératrice (partie hachurée), également en ϕ_0, pour deux valeurs de la charge extraite du canon. 85
4.14 Transmission du canon pour plusieurs valeurs de la phase d'injection du laser. Le laser est injecté avec un angle de 54,5 degrés. 86
4.15 Positions transverses des électrons perdus sur l'iris entre la première et la deuxième cellule, au moment de l'émission et à leur passage au centre de la première cellule. 87
4.16 Evolution de la dispersion relative en énergie et du courant crête. Les deux paramètres variables sont la charge photo-excitée et la phase d'injection du laser. 90
4.17 Evolution de la dispersion relative en énergie à la sortie du canon. Les deux paramètres variables sont la charge photo-excitée et la phase d'injection du laser. 91
4.18 Evolution de l'énergie et la charge des impulsions (a et b), de leur durée rms et de leur dispersion relative en énergie (c et d) à la sortie du canon en fonction du déphasage entre les deux cellules accélératrices. 92
4.19 Brillance normalisée en fonction de σ_r 93

5.1 Principe du rayonnement Čerenkov. 97
5.2 Perte d'énergie d'un électron de basse énergie dans le saphir. 99

5.3 Influence de la taille du faisceau d'électrons sur la distribution spatiale du rayonnement. 102
5.4 Orientation de la lame de saphir du radiateur Čerenkov pour une extraction perpendiculaire au faisceau. 104
5.5 Disposition du translateur à trois positions utilisé pour la mesure de durée des paquets. 105
5.6 Schéma de principe de la caméra à balayage de fente. 107
5.7 Image de la fente statique sur la caméra ARP. 113
5.8 Image du faisceau sur la caméra à balayage de fente pour un calibre de 10 ps/mm. 114
5.9 Mesures de durées de paquets pour une phase d'injection du laser ϕ_0 égale à 30 degrés. 115
5.10 Profils temporels simulé et mesuré d'un paquet de 700 pC injecté à une phase ϕ_0 de 30 degrés. Le faisceau simulé est représenté à la position du radiateur Čerenkov. 115
5.11 Mesures de durées de paquets pour une phase d'injection du laser ϕ_0 de 40 degrés (haut) et 50 degrés (bas). 116
5.12 Effets chromatiques au point focal du triplet, simulés avec Parmela. La charge contenue dans le paquet vaut 900 pC. 118
5.13 Simulations de profils temporels du paquet d'électrons pour une charge de 900 pC. Les trois histogrammes correspondent à une sélection par une ouverture différente, conduisant à une réduction de la durée apparente de l'impulsion. 119
5.14 Profil temporel mesuré à la caméra à balayage de fente. Les champs dans les cavités valent 53 et 50 MV/m. La charge du paquet vaut ici 850 pC. . . 120
5.15 Allongement des paquets d'électrons calculé entre la sortie du canon et la position du radiateur Čerenkov. 122

6.1 Principe de la méthode des fentes. 126
6.2 (a) Largeur rms de la distribution résultant de la convolution d'une distribution gaussienne en angle et d'une distribution uniforme en position, comparée à la loi de sommation des valeurs quadratiques moyennes, dans le cas où le masque possède une épaisseur nulle. (b) Erreur relative commise en utilisant la même loi de sommation dans le cas où le masque présente une épaisseur de 2,2 mm. 130
6.3 Transmission variable avec l'angle et la position initiale des particules. . . . 131
6.4 Diagramme de transmission d'une fente du masque dans le plan de trace (x, x') 132
6.5 Fonction de transmission $T(x')$ de la fente. 133
6.6 Exemple de mauvaise adaptation entre le masque et la distribution à mesurer. Les parallélogrammes représentent le contour de la fonction de transmission $H(x, x')$ 133
6.7 Exemple de distribution dans le plan de trace (r, r') générée par le code "Pepper". 135

6.8 Schéma du système de mesure utilisé. 136
6.9 Exemple de sorties graphiques du programme “Pepper”. 140
6.10 Influence du rayon du faisceau et du nombre de fentes utilisées. L'émittance rms du faisceau généré vaut 12,8 mm mrad. 141
6.11 Transmission de l'émittance par le masque en fonction du degré de corrélation de la distribution dans l'espace des traces. 143
6.12 Erreur sur l'émittance rms introduite par la corrélation de la distribution dans l'espace des traces. 144
6.13 Erreur sur l'émittance due au déplacement latéral du faisceau. 144
6.14 Erreur sur l'émittance rms due à l'angle d'incidence du faisceau par rapport au masque. 145
6.15 Calcul de l'angle d'incidence du faisceau. 145
6.16 Enveloppes rms du faisceau pour la mesure d'émittance par la méthode des trois gradients. 150
6.17 Simulations Parmela de la variation du carré des dimensions rms transverses en fonction du gradient dans le quadripôle Q3. L'ajustement est effectué par un polynôme de degré 2. 151
6.18 Image caractéristique produite par le mesureur d'émittance. 152
6.19 Mesure de la stabilité de l'émittance rms horizontale d'une impulsion à l'autre. 153
6.20 Variation de l'émittance rms mesurée par la méthode des fentes en fonction de la divergence moyenne du faisceau. 154
6.21 Variation de l'émittance rms mesurée par la méthode des fentes en fonction de la charge du faisceau. 154
6.22 Variation de l'émittance rms mesurée par la méthode des fentes en fonction du rayon du faisceau laser 155

B.1 Déviation du faisceau d'électrons en fonction de l'énergie, au centre des quadripôles Q1 et Q3, sur le mesureur Čerenkov 166
B.2 Mesure de la déviation du pic de courant d'obscurité en fonction du courant dans le solénoïde, sur le mesureur Čerenkov 166

D.1 Dimension horizontale du faisceau sur la fente d'analyse du spectromètre en fonction de la dispersion en énergie, pour une valeur du paramètre de Twiss α variable. 173

Table des matières

1 Introduction. 1
- 1.1 Historique. . . . 1
  - 1.1.1 Principe. . . . 1
  - 1.1.2 Les premiers canons radiofréquence. . . . 1
- 1.2 Comparaison aux injecteurs classiques 2
  - 1.2.1 Structure d'un injecteur classique. . . . 2
  - 1.2.2 Difficultés de conception d'un injecteur classique à fort courant. . . . 3
- 1.3 Applications. . . . 4
  - 1.3.1 Physique-Chimie. . . . 5
  - 1.3.2 Production de rayonnement électromagnétique. . . . 6
  - 1.3.3 Accélérateurs d'électrons. . . . 7
- 1.4 Evolution des performances des photo-injecteurs. . . . 8
  - 1.4.1 Evolution des photo-cathodes 8
  - 1.4.2 Nouvelles orientations. . . . 8
- 1.5 Conclusion. . . . 10
- 1.6 Travail de thèse. . . . 10

2 Théorie du photo-injecteur. 11
- 2.1 Introduction 11
  - 2.1.1 L'espace des phases. . . . 11
  - 2.1.2 L'émittance et la brillance. . . . 12
- 2.2 Modèles analytiques du photo-injecteur. . . . 14
  - 2.2.1 Le modèle de Kim 15
  - 2.2.2 Modèles plus évolués. . . . 17
  - 2.2.3 Minimisation de l'émittance. . . . 18
- 2.3 Mouvement longitudinal. . . . 27
  - 2.3.1 Dynamique balistique. . . . 27
  - 2.3.2 Traitement de la charge d'espace. . . . 28
  - 2.3.3 Saturation de l'émission des électrons par la cathode. . . . 30
- 2.4 Conclusion. . . . 33

3 Le photo-injecteur CANDELA. 35
- 3.1 Introduction. . . . 35
- 3.2 Projet initial. . . . 35
  - 3.2.1 La source de puissance hyperfréquence. . . . 36

3.2.2 La source de bas niveau. . . . 36
3.2.3 Configuration de l'installation de puissance. . . . 36
3.3 Le canon hyperfréquence. . . . 37
3.3.1 La photo-cathode. . . . 37
3.3.2 Les cavités. . . . 37
3.4 Le sous-système laser. . . . 40
3.4.1 La chaîne Titane-Saphir. . . . 40
3.4.2 Ligne de transport du faisceau UV. . . . 43
3.5 La ligne de transport du faisceau d'électrons. . . . 46
3.5.1 Mesureurs de courant et de position. . . . 46
3.6 Systèmes d'asservissement. . . . 49
3.6.1 Introduction 49
3.6.2 Schéma des chaînes. . . . 51
3.6.3 Stabilisation de l'oscillateur laser. . . . 51
3.6.4 Asservissement entre le laser et la HF. . . . 53
3.7 Caractéristiques générales du faisceau de Candela. . . . 55
3.7.1 Mesure de la charge des paquets. . . . 55
3.7.2 Variation de la charge des paquets. . . . 56
3.7.3 Fluctuation sur la charge. . . . 59
3.7.4 Une autre mise en évidence des régimes d'émission de charge. . . . 60
3.7.5 Le courant d'obscurité. . . . 61
3.7.6 Mesure de l'énergie du faisceau. . . . 62
3.8 Conclusion sur les mesures. . . . 68

4 Simulation de la dynamique du faisceau de Candela. 69
4.1 Introduction 69
4.2 Codes de calculs. . . . 70
4.3 Effet du front d'onde tourné du laser. . . . 71
4.3.1 Adaptation de Parmela. . . . 71
4.3.2 Effet de l'angle d'injection sur la distribution transverse. . . . 71
4.3.3 Effet de l'angle de l'injection sur les propriétés longitudinales. . . . 79
4.4 Simulation de l'émission de la charge. . . . 79
4.4.1 Impulsions ultra-brèves et saturation. . . . 79
4.4.2 Prise en compte de l'angle d'injection. . . . 83
4.5 Transmission du canon. . . . 83
4.5.1 Transmission longitudinale 84
4.5.2 Transmission radiale. . . . 86
4.6 Performances du canon en fonction des paramètres. . . . 88
4.6.1 Paramètres. . . . 88
4.6.2 Grandeurs caractéristiques. . . . 88
4.6.3 Optimisation des propriétés longitudinales. . . . 89
4.6.4 Influence du déphasage ϕ_{12} entre les cavités. . . . 89
4.6.5 Optimisation de la brillance. . . . 90
4.7 Conclusion. . . . 93

5 Mesure de durée de paquets. 95
5.1 Méthodes de mesure de la durée de paquets d'électrons. 95
5.1.1 Introduction 95
5.1.2 Utilisation du rayonnement de transition. 95
5.1.3 Autres méthodes. 96
5.1.4 Méthode retenue pour Candela. 97
5.2 Production de rayonnement Čerenkov. 97
5.2.1 Introduction 97
5.2.2 Traversée de la matière par un électron de basse énergie. 98
5.2.3 L'émission Čerenkov dans le cas réel. 100
5.2.4 Influence des caractéristiques du faisceau d'électrons. 102
5.3 Principe de fonctionnement de la caméra à balayage de fente. 106
5.4 Traitement des données. 108
5.4.1 Acquisition des données. 108
5.4.2 Analyse des données et choix d'une grandeur caractéristique. 109
5.4.3 Déconvolution. 110
5.5 Résultats expérimentaux. 111
5.5.1 Paramètres des études systématiques. 111
5.5.2 Protocole expérimental pour les mesures de profil temporel. 112
5.5.3 Durée des paquets en fonction de la charge. 113
5.5.4 Allongement des paquets dans la ligne de transport. 121
5.6 Conclusion. 123

6 Mesure de l'émittance transverse. 125
6.1 Introduction 125
6.2 Méthode des fentes. 125
6.2.1 Description. 125
6.2.2 Principe. 126
6.2.3 Effets de la charge d'espace. 127
6.2.4 Effets systématiques. 128
6.3 Codes utilisés pour la simulation et l'analyse. 134
6.3.1 Code de simulation "Pepper". 134
6.3.2 Etude numérique des effets géométriques. 139
6.3.3 Programme d'analyse. 146
6.4 Caractéristiques du système expérimental. 146
6.5 Méthode des trois gradients. 148
6.5.1 Principe. 148
6.5.2 Validité dans le cas de Candela. 149
6.6 Expériences de mesure d'émittance. 150
6.6.1 Mesures utilisant la méthode des trois gradients. 151
6.6.2 Mesures utilisant la méthode des fentes. 152
6.7 Conclusion. 155

7 Conclusion 157

A Utilisation de Parmela. 161
A Choix des paramètres du code Parmela. . . . 161
A.1 Choix des cartes de génération du faisceau. . . . 161
A.2 Choix de la routine de charge d'espace. . . . 162
A.3 Choix des paramètres numériques. . . . 163
B Exemple de fichier d'entrée. . . . 163
C Problèmes rencontrés. . . . 164

B Erreurs d'alignement de la machine. 165
A Influence du champ magnétique terrestre. . . . 165
A.1 Décentrage de l'axe magnétique du solénoïde. . . . 165

C Calculs sur la méthode des fentes. 167
A Calculs des moments des distributions. . . . 167
A.1 Notations. . . . 167
A.2 Moyenne de la position sur l'écran. . . . 167
A.3 Moyenne quadratique de la position sur l'écran. . . . 167
A.4 Ecart quadratique moyen en position sur l'écran. . . . 168
B Calculs pour un masque d'épaisseur non nulle. . . . 168
B.1 Moyenne de la position sur l'écran. . . . 168
B.2 Ecart quadratique moyen en position. . . . 169

D Calculs sur le spectromètre en énergie. 171
A Cas idéal. . . . 171
B Situation expérimentale. . . . 172

Résumé

Les canons radio-fréquence déclenchés par laser font partie des sources d'électrons les plus brillantes, permettant d'atteindre les performances requises pour les applications les plus exigeantes que sont les collisionneurs linéaires e^+/e^- et les lasers à électrons libres aux courtes longueurs d'onde. Candela est un photo-injecteur en bande S déclenché par un laser sub-picoseconde. Il permet de d'atteindre des courants crête de l'ordre de la centaine d'ampères pour une énergie moyenne supérieure à 2 MeV. La conception originale des deux cavités accélératrices vise la minimisation des émittances transverses et longitudinale selon les principes énoncés par Gao. Pour des considérations pratiques, les paramètres de fonctionnement, en particulier la durée de l'impulsion laser, ne correspondent pas à ceux qui avaient été envisagés lors de la conception. Des simulations numériques ont donc été effectuées pour évaluer les performances du canon dans la situation expérimentale.

La recherche d'un fonctionnement stable de l'injecteur a donné lieu à des évolutions conséquentes dans les systèmes d'asservissement de phase faisant intervenir le laser et la source HF. Les caractéristiques transverses et longitudinales du faisceau ont été mesurées en fonction des paramètres principaux que sont la charge du faisceau et la phase entre le laser et l'onde HF. Des mesures d'émittance transverse, dispersion en énergie et durées de paquets sont présentées pour plusieurs configurations de l'injecteur. Les systèmes de mesure du faisceau existants ont été étudiés pour déterminer leur résolution, les conditions expérimentales à satisfaire, enfin suggérer des améliorations à apporter pour les adapter au cas particulier du faisceau de Candela. L'ensemble des expériences sur le faisceau a été comparé aux simulations numériques. De cette confrontation ressort un accord sur de larges plages de paramètres pour la plupart des grandeurs caractéristiques du faisceau.

Mots clés :

Accélérateur linéaire
Photo-injecteur
Faisceau d'électrons
Laser femtoseconde
Emittance
Rayonnement Cerenkov
Méthode des fentes
Longueur de paquet