

UNIVERSITE DE PARIS-SUD
Centre d'Orsay

THESE

*présentée
pour obtenir*

le titre de DOCTEUR EN SCIENCES PHYSIQUES

par

Christian Travier

**Etude, réalisation et expérimentation
d'un CANon hyperfréquence DEclenché par
un LAsér subpicoseconde
(CANDELA)**

soutenue le 15 décembre 1995 devant la Commission d'Examen

MM.	M. Davier	Président
	J.P. Delahaye	
	M. Gaillard	
	S. Joly	
	J. Le Duff	
	J.M. Ortega	rapporteur
	L. Serafini	rapporteur

Abstract

An RF gun is an electron source made of a cathode located in an RF cavity. When the cathode is a photocathode, the RF gun is called photo-injector. In this case, it is possible to obtain very short (a few picoseconds), very intense and very low emittance beams.

This thesis describes the work done on the CANDELA photo-injector at the "Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire" in Orsay, during the period 1990-1995.

After the presentation of the main advantages of a photo-injector over a conventional injector, and after recalling the analytical models useful to describe the gun dynamics, numerical simulations are given to characterize CANDELA performances both for long (several tens of picoseconds) and ultra-short (a few picoseconds) bunches. After presenting the cavity construction in detail, experimental results concerning operation with and without laser are given. The RF cavity performances are characterized by a maximum accelerating field of hundred and six megavolt per meter, a vacuum in the range of ten to the power minus ten millibars, and a low dark current produced by field emission. A maximum photo-emitted charge of two nanocoulomb, was obtained from a dispenser cathode with a quantum efficiency of one per mil, and a lifetime of a dozen hours. Preliminary energy and emittance measurements are also given.

CANDELA is the only photo-injector triggered by a sub-picosecond laser. The first experimental results are in agreement with the design and prove that the gun is working properly. More detailed measurements have to be done and should be compared with simulations and other guns experimental results.

Key words

- Linear accelerator
- Electron source
- RF gun
- Photocathode
- Titanium sapphire laser
- Bright electron beams

A ma femme Chun-Ying

人皆知有用之用而莫知无用之用也

*Tout le monde connaît l'utilité de l'utile
mais personne ne sait l'utilité de l'inutile.*

Zhuangzi (IV^{ème} siècle av. J.C.)

**Publications et contributions orales à des conférences
faites par l'auteur, en rapport avec le sujet de la thèse**

*Il est bon de parler,
et meilleur de se taire ...*

*Jean de la Fontaine (1621-1695)
L'ours et l'amateur de jardin*

- 1990 C. Travier, J. Gao
LAL (Orsay) RF Gun Project
Contribution à la deuxième conférence EPAC
Nice, 12-16 Juin 1990.
- 1990 C. Travier
RF Guns: a Review
Contribution invitée au Workshop ICFA "Short Pulse High Current Cathodes"
Bendor, 18-22 Juin 1990.
- 1990 C. Travier, J. Gao, H. Liu
LAL (Orsay) RF Gun Simulations and Model Cavity Design
Contribution à la conférence "Linear Accelerator"
Albuquerque, NM, 10-14 Septembre 1990.
- 1990 C. Travier
RF Guns: Bright Injectors for FEL
Contribution invitée à la douzième conférence FEL
Paris, 17-21 Septembre 1990.
- 1991 C. Travier
Un canon HF au LAL
Contribution orale aux Journées d'Etudes sur la Photo-émission à Fort Courant
Bruyères-le-Châtel, 14-15 Mars 1991.

- 1991 C. Travier
Review of Microwave Guns
 Particle Accelerators, Vol. 36, pp. 33-74, 1991.
- 1992 J. Gao, B. Jacquemard, B. Mouton, M. Omeich, Y. Thiery, C. Travier
 A. Brun, P. Georges, C. Bazin
CANDELA Photoinjector Status Report
 Contribution à la troisième conférence EPAC
 Berlin, 23-27 Mars 1992.
- 1992 C. Travier
Le photo-injecteur CANDELA: état d'avancement
 Contribution orale aux Journées d'Etudes sur la Photo-émission à Fort Courant
 Clermont-Ferrand, 22-23 Avril 1992.
- 1992 C. Travier
Photo-injector Status Report
 Contribution orale au Workshop LC92
 Garmish-Partenkirchen, 25 Juillet-2 Août 1992.
- 1993 C. Travier
On the Possibility of a Normal Conducting Photo-injector for TESLA
 Contribution au Workshop "Electron Gun for Linear Collider"
 Batavia, Il, 8-9 Mars 1993.
- 1993 C. Travier
CANDELA Photo-injector Status Report
 Contribution orale au Workshop "Electron Gun for Linear Collider"
 Batavia, Il, 8-9 Mars 1993.
- 1993 C. Travier
Etat d'avancement de l'expérience CANDELA
 Contribution orale aux Journées d'Etudes sur la Photo-émission à Fort Courant
 Observatoire de Paris, 5-6 Avril 1993.
- 1993 P. Georges, P. Thomas, B. Leblond, C. Travier
CANDELA Photo-injector: the Drive Laser
 Contribution à la conférence PAC
 Washington, 17-20 Mai 1993.

- 1993 C. Travier
An Introduction to Photo-injector Design
 Contribution invitée au Workshop "High Intensity Photocathodes"
 Legnaro, 24-28 Mai 1993.
- 1993 C. Travier
CANDELA Status Report
 Contribution orale au Workshop "High Intensity Photocathodes"
 Legnaro, 24-28 Mai 1993.
- 1993 C. Travier, M. Bernard, P. Dufresne, G. Michaud, M. Omeich, M. Roch, J. Rodier
CANDELA Photo-injector High Power Tests
 Contribution à la troisième conférence européenne
 "Accelerators in Applied Research and Technology"
 Orléans, 31 Août-4 Septembre 1993.
- 1994 C. Travier
CANDELA: premier photo-injecteur déclenché par laser sub-picoseconde
 Contribution orale aux Journées d'Etudes sur la Photo-émission à Fort Courant
 Orsay, 5-7 Avril 1994.
- 1994 A. Brun, P. Georges, G. Roger, P. Thomas, J.P. Coulon, B. Leblond, C. Travier
The CANDELA Photo-injector
 Contribution à la conférence CLEO 94
 Los Angeles, CA, Mai 1994.
- 1994 C. Travier, M. Bernard, B. Leblond, P. Georges, G. Roger, P. Thomas
First Operation of a Femtosecond Laser Driven Photo-injector
 Contribution à la quatrième conférence EPAC
 Londres, 27 Juin-1 Juillet 1994.
- 1994 C. Travier
Review of Electron Guns
 Contribution invitée à la quatrième conférence EPAC
 Londres, 27 Juin-1 Juillet 1994.

- 1994 C. Travier
High-brightness Photocathode Electron Sources
 Contribution invitée au Workshop "Advanced Accelerator Concepts"
 The Abbey, Lake Geneva, WI, 12-18 Juin 1994.
- 1994 C. Travier
CANDELA: First Operation of a Femtosecond Laser Driven Photo-injector
 Contribution orale au Workshop "Advanced Accelerator Concepts"
 The Abbey, Lake Geneva, WI, 12-18 Juin 1994.
- 1994 C. Travier, L. Boy, J.N. Cayla, P. Georges, B. Leblond, P. Thomas
CANDELA Photo-injector Experimental Results
 Contribution à la conférence "Linear Accelerators"
 Tsukuba, Japon, 21-26 Août 1994.
- 1995 C. Travier
The Use of a Dispenser Photocathode in CANDELA Photo-injector
 Contribution orale au Workshop LC95
 Tsukuba, Japon, 27-31 Mars 1995.
- 1995 C. Travier, B. Leblond, M. Bernard, J.N. Cayla, P. Thomas, P. Georges
CANDELA Photo-injector Experimental Results with a Dispenser Photocathode
 Contribution à la conférence PAC
 Dallas, Tx, 1-5 Mai 1995.
- 1995 C. Travier
Les derniers résultats du photo-injecteur CANDELA
 Contribution orale aux Journées d'Etudes sur la Photo-émission à Fort Courant
 Grenoble, 20-22 Septembre 1995.

Remerciements

*Je veux remercier le Seigneur en tout temps.
Que ma bouche ne cesse pas de le louer.*

Psaumes 34, verset 2

C'est avec un réel plaisir que j'écris ces remerciements, car ils sont l'occasion d'exprimer ma gratitude envers tous ceux qui ont contribué au projet CANDELA, et donc directement ou indirectement au travail décrit dans cette thèse. En effet, la construction d'un petit accélérateur fait appel à un grand nombre de spécialités techniques, et de ce fait à un nombre assez important de personnes. Au moment de les remercier, j'avais le choix entre une formulation générale assez impersonnelle, ou une formulation nominative plus détaillée mentionnant même brièvement la contribution principale de chacun. J'ai choisi la deuxième solution, qui bien que plus longue et plus difficile, traduit mieux la réalité.

En premier lieu, je voudrais remercier M. le Professeur **Michel Davier** d'avoir accepté de présider ce jury, mais surtout, alors qu'il était directeur du LAL, de m'avoir confié ce projet et de m'avoir toujours soutenu et encouragé. Je lui suis extrêmement reconnaissant d'avoir eu la chance d'être confronté dès le début de ma carrière à l'aventure passionnante, exigeante et extrêmement formatrice que constitue la construction d'un accélérateur.

Mes plus vifs remerciements vont ensuite à **Joël Le Duff**, le directeur de cette thèse, à qui je dois tant. Il a tout d'abord su me donner le goût pour la physique des accélérateurs au cours du DEA des Grands Instruments, puis il m'a permis de vivre une expérience passionnante et déterminante tant sur le plan professionnel que personnel, lors de mon séjour au laboratoire du rayonnement synchrotron de Taiwan, et enfin il m'a proposé de prendre en charge l'étude et la réalisation du projet qui constitue l'objet de cette thèse. Au cours de cette période, j'ai pu apprécié ses nombreux encouragements et conseils, et je le remercie de m'avoir fait confiance. Je lui sais gré de m'avoir envoyé très tôt participer à de nombreuses conférences, et visiter les principaux laboratoires internationaux travaillant dans le domaine des accélérateurs. Les relations que j'ai pu nouer avec les collègues du monde entier m'ont ensuite été précieuses pour résoudre certaines difficultés lors du déroulement du projet.

Un grand merci aux rapporteurs, **Jean-Michel Ortega** et **Luca Serafini**, qui ont accompli cette tâche avec enthousiasme, malgré la date tardive à laquelle je leur ai fourni le manuscrit. Avant cela, j'avais déjà eu maintes occasions d'apprécier la disponibilité de Jean-Michel Ortega lors de nombreuses discussions, en particulier sur les applications des photo-injecteurs aux lasers à électrons libres. Depuis notre première rencontre à la conférence EPAC de Nice en 1990, Luca Serafini n'a jamais hésité à prendre du temps pour m'expliquer en détail les secrets de la dynamique de faisceau dans un photo-injecteur. De plus, ses nombreuses publications ont constitué pour moi, des références d'une clarté rare.

Jean-Pierre Delahaye, Serge Joly et Michel Gaillard m'ont fait l'honneur de participer à ce jury malgré leur nombreuses occupations. Là aussi, mes remerciements s'étendent au-delà de cette participation. Merci à Jean-Pierre Delahaye qui a toujours montré un grand intérêt pour CANDELA, qui m'a accueilli chaleureusement au CERN en me donnant libre accès aux connaissances accumulées sur le projet CTF. J'ai apprécié son esprit clair et visionnaire, sa façon à la fois pratique, audacieuse et enthousiaste de mener les projets, et il demeure pour moi un exemple à suivre. Merci à Serge Joly pour les nombreux conseils qu'il m'a formulé, pour l'intérêt constant qu'il a manifesté pour ce projet et pour l'aide qu'il m'a souvent proposée. J'ai été impressionné par son esprit droit et pratique qui va directement à l'essentiel. Enfin, j'ai apprécié l'esprit d'ouverture de Michel Gaillard et je le remercie pour ses encouragements et la confiance qu'il a accordé à mes avis techniques lors des discussions que nous avons eu à propos du projet Elyse.

Parmi les nombreux collègues qui m'ont aidé dans la réalisation de ce projet, certains occupent une place plus chère dans mon coeur, non seulement par la somme d'efforts qu'ils ont accompli, mais aussi pour les relations amicales que nous avons développées. Je voudrais tout d'abord commencer par remercier **Bernard Mouton** pour son dévouement sans limites, dont j'ai usé et souvent abusé. Je lui dois en particulier tout ce que je sais en informatique, mais plus encore la possibilité d'avoir pu effectuer des simulations avec le code PARMELA. En effet, sans son travail colossal de mise en forme et de correction de ce code "tentaculaire", aucune simulation fiable n'aurait pu être faite. Même si PARMELA est loin d'être parfait, le travail accompli, qui peut passer inaperçu à l'oeil de l'observateur non éclairé, doit être salué ici comme il se doit. Bien sûr, Bernard représente pour moi bien plus que cela, et je ne saurais assez le remercier pour la multitude de services rendus, dans le travail et souvent en dehors.

Ma deuxième pensée va à **Jean-Noël Cayla** dont l'acharnement au travail, la volonté inaliénable de faire avancer les choses et de résoudre les problèmes techniques, et l'enthousiasme pour apprendre, ont été pour moi autant d'encouragements et de sources de motivations. Sa capacité extraordinaire à tout réparer m'a souvent ému, car elle m'a rappelé l'admiration qu'enfant, je portais à mon père, capable de créer de ses doigts, tout à partir de rien. Merci Jean-Noël pour le travail énorme accompli, visible et invisible, pour les nombreuses heures tardives passées en salle de contrôle, pour les innombrables fois où ta mémoire presque infallible m'a rappelé des détails cruciaux que j'avais oubliés.

Je voudrais ensuite remercier **Bernard Leblond** pour sa collaboration attentive, sa grande rigueur, sa gentillesse, sa modestie, sa disponibilité et son humeur toujours égale. Merci Bernard pour tout ce que tu as partagé de ton grand savoir sur les cathodes, pour ta patience lors de ces interminables séances d'alignement des systèmes optiques, et ta ténacité lorsqu'il s'agissait de faire fonctionner un laser parfois rebelle.

Le défi que constituait la réalisation du projet CANDELA n'aurait pu être mené à bien sans la collaboration fructueuse avec l'IOTA. Je suis donc particulièrement reconnaissant à **M. C. Imbert**, directeur de l'IOTA qui a rendu possible cette collaboration, mais surtout à **A. Brun** dont l'enthousiasme et le soutien ont toujours été manifestes. Je voudrais spécialement remercier **Patrick Georges** sans qui le laser n'aurait pu exister. J'ai apprécié son dynamisme, sa grande maîtrise des lasers et des systèmes optiques associés, et ses explications toujours claires sur des sujets très nouveaux pour moi. Je

regrette seulement que ses nombreuses occupations ne lui aient pas laissé plus de temps pour participer plus souvent aux expériences, où son esprit critique et son point de vue "culturel" différent ont été très appréciés. Merci également à **P. Thomas**, qui dans des situations parfois difficiles a su faire preuve de patience pour faire fonctionner le laser, en particulier au début de la mise en oeuvre, et à **G. Roger** pour l'aide qu'il a apporté à plusieurs reprises dans la conception et la réalisation du laser.

Mes remerciements vont ensuite à tous ceux qui ont contribué de façon directe à l'étude et à la réalisation de ce projet, et en premier lieu à mes collègues du SERA. Merci à **J. Gao**, compagnon de la première heure, dont la créativité a donné à CANDELA une touche si originale. Merci à **M. Omeich** qui a "réanimé" le vieux modulateur de l'ALS, et a su lui redonner la vitalité de sa jeunesse. Merci à **P. Brunet**, qui a initié la collaboration avec l'IOTA, mais a aussi été à l'origine de nombreux choix techniques, dont le plus marquant est sans doute la synchronisation HF/laser. Merci à **M. Roch** dont j'ai apprécié la science tant dans le domaine du vide que dans beaucoup d'autres. Il a souvent été mon dernier recours en cas de doute sur une décision technique à prendre. Merci à **J.C. Bourdon**, qui même s'il n'a jamais été impliqué sur le projet, a été pour moi un soutien moral important. Sa capacité d'écoute, son sens de la modération et du compromis ont été un exutoire à mes angoisses et frustrations; merci Jean-Claude pour les nombreuses heures que tu m'as consacrées à l'improviste. Merci à **G. Bouvard**, qui a eu la responsabilité ingrate de planifier les milliers de tâches du projet. Merci à **M. Bernard** qui a réalisé l'électronique des mesureurs de courant et l'asservissement de phase du klystron. Merci à **Y. Thiery** qui a effectué méthodiquement les premières simulations avec PARMELA et PRIAM, et développé des outils qui m'ont permis d'économiser bien du temps lors des simulations que j'ai effectuées par la suite. Merci à **G. Devanz** qui dans les derniers mois de rédaction, m'a apporté une aide précieuse et dont la motivation et l'enthousiasme m'ont encouragé. Je veux encore remercier **G. Arnaud**, **M. Bottone**, **P. Dufresne**, **J.C. Jumel**, **P. Houssard**, **J. Rodier** et **P. Torset** pour leur contributions à titre divers.

Je voudrais ici exprimer une pensée émue pour **G. Michaud** qui a travaillé sur la source HF et l'électronique d'asservissement du laser, et qui nous a quitté il y a quelques mois.

Tous les services techniques du LAL ont aussi été sollicité. **B. Jacquemard** a mené la conception et la réalisation mécanique, et durant nos interminables discussions autour de la planche à dessins ou dans l'atelier, j'ai énormément appris et j'ai pu apprécier son goût pour les solutions simples. Merci à **M. Desmons** qui a conçu et dessiné la majorité des pièces avec l'aide de **S. Jenzer** et **F. Rudnyckij**. Merci à **G. Benoît**, **F. Blot** et **J. Lamouroux**, dont la virtuosité aux commandes d'une machine-outil et le doigté dans le maniement de la clé de 10 m'ont toujours impressionné. Je remercie **Pierre Roudier**, responsable du contrôle-commande, d'avoir mené à bien cette partie ingrate, dont l'importance est souvent sous-estimée. J'ai particulièrement apprécié son humilité, son esprit d'ouverture et sa curiosité pour les techniques naissantes. Merci à ceux qui ont réalisé ce contrôle, **M. Dehamme**, **C. Eder**, **J.C. Marrucho**, **M. Mencik** et **M. Taurigna**, pour leur persévérance et leur souplesse. Merci à **J.P. Coulon** qui a conçu avec brio l'asservissement HF/laser. Je veux aussi remercier **P. Laporte**, **P. Julien** et

leurs équipes (infrastructures), **M. Barthès**, **C. Bazin**, **E. Gracian**, **G. Humbert**, **F. Marteau**, **J. Vétérin** (mesures magnétiques), **M. Bégard**, **J. Gagnières** (alimentations), **J. Chabance**, **P. Robert** et leurs équipes (électricité, plomberie), **R. Giraud** (préparation mécanique), **M. Lesimple** et son équipe (atelier mécanique), **R. André** et **J.C. Franck** (radioprotection), **B. Renard** et son équipe (comptabilité).

Je souhaite remercier la direction du LAL, et en particulier **M. J. Lefrançois**, pour sa disponibilité. J'ai beaucoup apprécié la dextérité de madame **C. Caresche** pour démêler certains problèmes administratifs qui ne manquent pas sur un projet de cette taille, et je me souviendrais longtemps de l'épisode des composants HF achetés en République Populaire de Chine.

Parmi les nombreux stagiaires et visiteurs étrangers que j'ai eu l'occasion d'encadrer, plusieurs ont laissé une contribution particulièrement importante, parmi lesquels je veux citer: **V. Kazacha** (Dubna), qui a conçu avec une incroyable efficacité les cibles de Faraday, les mors du collimateur et le système de mesure d'émittance, **H. Liu** (Pékin) qui a contribué aux simulations du canon, **G. Rajaonera** qui a simulé le courant d'obscurité, **L. Boy** qui a participé à la mesure de ce courant, **A. Faus** qui a étudié le transport de faisceau, **S.P. Dobrzynski** qui a étudié la mesure des dimensions transverses du faisceau et **R. Marchesin** qui a étudié et réalisé le système de focalisation du faisceau laser. L'enthousiasme, la curiosité et la motivation de ces visiteurs et stagiaires m'ont particulièrement fait plaisir.

Comme je l'ai déjà mentionné, le contact avec les collègues travaillant dans d'autres laboratoires a toujours constitué une source d'enrichissement et d'informations particulièrement utiles. Je tiens donc à remercier **S. Battisti**, **R. Bossart**, **H. Braun**, **K. Geissler**, **J.C. Godot**, **I. Madsen**, **A. Riche**, **L. Rinolfi**, **G. Suberlucq** et **B. Trincat** du CERN pour les très nombreux plans, rapports et indications qu'ils m'ont donné sans hésiter, de même que **J.L. Coacolo**, **G. Haouat** et **N. Pichoff** du CEA Bruyères. Je veux encore citer **K.J. Kim** (Berkeley), **R. Sheffield** (Los Alamos), **H. Kirk** et **X.J. Wang** (Brookhaven), **J. Gonichon** et **S.C. Chen** (MIT), **M. Yoshioka** (KEK), **P. Shoessow** et **C.H. Ho** (Argonne), **S. Hartman** (UCLA), **A. Michalke** (Wuppertal), **E. Colby** (Fermilab), **M. Borland** (SSRL), et **M. Jablonka** (CEA Saclay) pour les informations diverses (rapports, plans, fichiers informatiques, ...) qu'ils m'ont communiqué gentiment.

Je souhaite encore remercier **G. Bienvenu**, **J. Buon**, **R. Chaput**, **R. Chéhab**, **F. Cléva**, **B. Delcourt**, **T. Garvey**, **J. Jeanjean**, **G. Lemeur**, **V. Lepeltier**, **P. Puzo**, **J.Y. Raguin** et **F. Touze** pour les discussions techniques fructueuses, **M.-C. Leproust** et **E. Conan** pour leur travail de secrétariat et leur gentillesse, **B. Mazoyer** pour l'aide qu'il m'a apporté dans la réalisation de certaines figures et **N. Mathieu**, **J. Pennec** et **A. Coueslan** pour la reproduction de cette thèse. La place manque ici pour mentionner tous les autres collègues qui ont participé de façon plus occasionnelle, mais qu'ils se sentent ici remercier.

Je voudrais réserver une place particulière à ceux avec qui j'ai partagé la plupart des repas à la cantine lors de ces six années, et qui m'ont souvent prodigué conseils et encouragements. Hormis ceux déjà mentionnés ailleurs, je remercie **H. Borie** pour sa gentillesse, son esprit de service et ses bons mots, **R. Loupias** pour sa disponibilité et

son efficacité face aux fournisseurs, **V. Dubois** qui s'est intéressé au projet dès son arrivée au LAL, **M. Jeanjean**, qui a toujours montré souplesse et efficacité dans la résolution de nombreux problèmes d'infrastructure, **P. Delebecque** et **G. Macé** qui bien que n'ayant jamais été impliqués sur le projet, ont toujours manifesté leur intérêt.

Je souhaite finalement exprimer ma gratitude envers **mes parents** qui m'ont permis d'effectuer des études supérieures en me laissant toujours libre de mes choix, et ma femme **Chun-Ying** qui durant toutes ces années m'a encouragé et soutenu, malgré les nombreuses heures qui lui ont été volées.

Avant-propos

Alors même qu'apparaissaient aux Etats-Unis les canons HF dans les années 1985-1989, un travail de Recherche et Développement était effectué au Service d'Etudes et Réalisations d'Accélérateurs (**SERA**) du LAL concernant, d'une part une nouvelle source de puissance appelée lasertron [647] et d'autre part des structures accélératrices à gradient élevé [562]. Cette expérience acquise dans le domaine de la photo-émission et des cavités HF à fort gradient, rendait possible le lancement d'un projet de photo-injecteur. Cette thèse décrit donc le travail effectué durant la période 1990-1995 sur ce projet nommé par la suite **CANDELA** (**CANon DE**clenché par **LA**ser), dont j'ai assuré la direction, et qui a bien sûr impliqué plusieurs autres personnes.

Le chapitre 1 présente l'intérêt des photo-injecteurs par rapport aux injecteurs conventionnels, en décrivant brièvement le fonctionnement de ces deux types de sources d'électrons. Leurs performances respectives sont comparées vis-à-vis des besoins des collisionneurs linéaires pour la physique des hautes énergies, et des lasers à électrons libres. Un bref historique des photo-injecteurs est donné, au cours duquel les projets principaux sont mentionnés.

Le chapitre 2 rappelle les équations principales qui régissent la dynamique de faisceau dans un canon HF et les contraintes pratiques qui limitent le choix des paramètres possibles. Pour la partie théorique, il s'appuie principalement sur les travaux de K.J. Kim et L. Serafini, mais il se veut une synthèse dont le but est de permettre une première approche rapide lors de la conception d'un projet de photo-injecteur à partir de spécifications sur le faisceau à produire.

Le chapitre 3 est consacré aux simulations numériques qui viennent d'une part, dans le cas d'impulsions longues valider la conception faite grâce à des outils analytiques dans le cadre d'une autre thèse [579], et d'autre part, dans le cas d'impulsions courtes, déterminer les performances qu'il est possible d'atteindre.

Le chapitre 4 présente la conception et la réalisation de la cavité HF et de ses accessoires (plongeurs d'accord, boucles de mesure, cathode, ...). La conception de la forme de la cavité et les mesures HF ayant déjà été décrites dans la thèse susmentionnée, ce chapitre s'arrête plutôt sur les aspects plus pratiques de la réalisation.

Le chapitre 5 présente les résultats expérimentaux concernant la source de puissance et la cavité HF (mesure de la puissance du klystron, du champ accélérateur maximum, du vide limite,...). Les mesures des paramètres du courant d'obscurité, émis par la cavité lorsque celle-ci est alimentée en puissance, sont rapportées en détail (charge et spectre en énergie en fonction des différentes variables telles que la durée d'impulsion, la puissance HF ou le déphasage entre les cellules).

Après avoir décrit le laser et les mesureurs utilisés, le chapitre 6 est consacré aux mesures qui ont pu être faites sur le courant photo-émis. Ces résultats expérimentaux obtenus avec une cathode en cuivre et une cathode imprégnée ne sont malheureusement pas complets puisque les mesures d'émittance et de durée d'impulsion n'ont pu être ter-

minées.

Les annexes décrivent en détail des calculs particuliers, comme la charge émise en fonction de l'énergie laser, le piège HF utilisé pour loger la cathode dans la cavité, le facteur de qualité d'une cavité ayant une paroi bi-métallique, le vide limite de la cavité ou encore l'élévation de température de celle-ci durant la macro-impulsion. La dernière annexe présente quelques idées concernant un nouveau type de mesureur de durée d'impulsion inférieure à 2 ps.

Enfin, la bibliographie donnée à la fin de cette thèse est assez conséquente puisqu'elle contient plus de 600 références. Bien que celles-ci ne soient pas toutes indispensables, cette bibliographie élaborée du fait des différents articles de revue sur le domaine des photo-injecteurs que j'ai été amené à écrire, est donnée dans son intégralité car elle constitue une compilation unique, qui contient sans doute plus de 80 % de tous les articles publiés sur ce domaine depuis ses origines.

Chapitre 1

Généralités sur les sources d'électrons brillantes

*Il ne faut pas juger ce qui est possible
et ce qui ne l'est pas selon ce qui est
croyable et incroyable à notre sens.*

*Michel de Montaigne (1533-1592)
Essais, Au lecteur II, 32*

1.1 De nouvelles exigences pour les accélérateurs: faisceaux brillants, paquets courts

Le succès des futurs collisionneurs linéaires pour la physique des hautes énergies et des futurs lasers à électrons libres de courte longueur d'onde repose en partie sur la possibilité de générer des faisceaux d'électrons de grande "brillance", c'est-à-dire de forte intensité et de faible émittance. Ce besoin a engendré des développements sur les sources d'électrons qui ont conduit à l'invention du canon HF dont la forme la plus répandue aujourd'hui est le photo-injecteur.

Après avoir rappelé la définition des principaux paramètres servant à caractériser un faisceau d'électrons, les paragraphes ci-dessous explicitent les performances nécessaires au bon fonctionnement des collisionneurs linéaires et des lasers à électrons libres. Il est ensuite montré comment les sources d'électrons conventionnelles ne sont pas satisfaisantes pour de telles applications, et comment les canons HF, en particulier dans leur version photo-injecteur, apparaissent plus à même de répondre aux besoins.

Cette analyse des performances relatives des injecteurs conventionnels et des photo-injecteurs, au vu des applications futures, permet de replacer dans son contexte le contenu

de cette thèse qui porte sur l'étude, la réalisation et l'expérimentation du photo-injecteur CANDELA.

1.1.1 Définitions des paramètres caractéristiques d'un faisceau d'électrons

1.1.1.1 L'ÉMITTANCE ET LA BRILLANCE

Pour caractériser la qualité d'un faisceau de particules, il est habituel d'utiliser un paramètre appelé "émittance". Ce paramètre, qui répond en réalité à plusieurs définitions différentes, est une mesure du volume occupé par les particules dans l'espace des phases. Ce dernier fait référence à un espace à $6N$ dimensions formé par les coordonnées spatiales x, y, z et dynamiques p_x, p_y, p_z des N particules du faisceau. Lorsque les particules sont identiques et sans interaction entre elles, cet espace peut être réduit à un espace à 6 dimensions. Si le mouvement le long de la trajectoire des particules est découplé du mouvement dans le plan transverse, on peut considérer séparément l'espace des phases transverse à 4 dimensions et l'espace longitudinal à 2 dimensions (z, p_z). De même, si les mouvements suivant les 2 axes du plan transverse sont découplés, on considère séparément les 2 espaces de phase correspondants qu'on nomme alors espace horizontal (x, p_x) et vertical (y, p_y). Les variables x et y ayant un rôle identique pour des faisceaux présentant une symétrie cylindrique, on utilise la variable u pour désigner indifféremment x ou y .

Au lieu de s'intéresser à l'espace canonique (u, p_u), on préfère souvent utiliser les variables u et $u' = \frac{du}{ds}$ où s est l'abscisse curviligne le long de la trajectoire. On parle alors d'espace des traces. Dans un système de transport ayant un champ magnétique longitudinal négligeable, la relation entre la pente u' et le moment p_u s'écrit:

$$p_u = m_0 c \beta \gamma u' \quad (1.1)$$

où m_0 est la masse de l'électron au repos, $\beta = v/c$ sa vitesse par rapport à la vitesse de la lumière c , et γ le facteur de Lorentz égal à $1/\sqrt{1-\beta^2}$.

Pour un faisceau dont les mouvements longitudinaux, horizontaux et verticaux sont découplés, l'émittance géométrique horizontale ou verticale peut être définie par [7]:

$$\epsilon_u = \frac{1}{\pi} \int \int_{T_u^2} du du' \quad (1.2)$$

où T_u^2 est l'espace des traces considéré. L'unité est le π mètre-radian ou ses sous-multiples.

Dans l'approximation paraxiale et en l'absence d'aberrations, le faisceau occupe une ellipse dans l'espace des traces horizontal ou vertical. Un tel faisceau est souvent appelé "normal". Si en plus, la distribution dans l'espace (u, u') est uniforme, ce faisceau est appelé "parfait". Une telle distribution, aussi connue sous le nom de distribution de K-V d'après Kapchinskij et Vladimirkij [4], est telle que les forces de charge d'espace sont linéaires, ce qui permet un calcul analytique de l'évolution du faisceau. Malheureusement, les faisceaux réels ont des distributions assez éloignées de cette distribution parfaite de K-V. Du fait des aberrations et des non-linéarités des éléments des lignes de transport, ils sont même assez éloignés d'un faisceau normal. Un faisceau réel est souvent entouré d'un halo, ce qui se traduit au niveau de la représentation de l'espace des traces transverse par

la présence de points très éloignés du barycentre de l'ensemble des points. L'appréciation de l'émittance d'un tel faisceau est assez difficile, et ceci amène à définir une émittance pratique ϵ_{90} correspondant à la surface divisée par π de l'ellipse contenant 90 % des particules. Le choix de 90 % étant parfaitement arbitraire, on peut tout aussi bien prendre 95 ou 99 %.

Si les mouvements transverses et longitudinaux sont découplés, et si l'évolution du système est régi par un Hamiltonien ne dépendant pas explicitement du temps, le théorème de Liouville implique la conservation du volume de l'espace des phases transverses (x, p_x, y, p_y) ; par contre il ne dit rien à propos de l'espace des traces (x, x', y, y') . En particulier, si il y a accélération ou pertes par rayonnement, il n'y a pas conservation de l'émittance géométrique. On définit donc une émittance dite normalisée, qui correspond à l'aire divisée par π dans l'espace des phases (x, p_x, y, p_y) . Cette émittance normalisée $\epsilon_{u,n}$ est reliée à l'émittance géométrique ϵ_u par :

$$\epsilon_{u,n} = \beta\gamma\epsilon_u \quad (1.3)$$

Comme il a déjà été mentionné, la distribution de K-V a l'avantage de permettre une formulation analytique de l'évolution du faisceau. Pour un faisceau réel donné, il est donc tentant de chercher s'il existe un faisceau parfait équivalent, c'est-à-dire ayant la même émittance. Pour parvenir à cela, Lapostolle a introduit une nouvelle définition de l'émittance, appelée émittance statistique ou quadratique moyenne (qm) [6]. Celle-ci s'exprime par :

$$\epsilon_{u,qm} = \sqrt{\langle u^2 \rangle \cdot \langle u'^2 \rangle - \langle u \cdot u' \rangle^2} \quad (1.4)$$

avec

$$\langle u^2 \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N u_i^2, \quad \langle u'^2 \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N u_i'^2, \quad \langle u \cdot u' \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N u_i \cdot u_i' \quad (1.5)$$

En effet, avec cette nouvelle définition de l'émittance, une distribution de K-V, ayant pour demi-dimension $a = 2\sqrt{\langle u^2 \rangle}$ et $a' = 2\sqrt{\langle u'^2 \rangle}$ ¹ a la même émittance que le faisceau réel. De plus, pour cette même distribution de K-V, l'émittance géométrique ϵ_u vaut $4\epsilon_{u,qm}$, ce qui explique pourquoi l'émittance statistique est parfois définie comme $4\epsilon_{u,qm}$. Bien que l'unité naturelle de l'émittance statistique soit le mètre-radian, le π m rad est souvent utilisé du fait de l'équivalence avec l'émittance géométrique dans le cas d'une distribution de K-V. Cet abus est utilisé dans le reste de cette thèse.

On peut montrer que si le mouvement est linéaire, l'émittance statistique se conserve, et qu'inversement en présence de non-linéarités ou de phénomènes tels que la diffusion ou le refroidissement stochastique, elle ne se conserve pas [13].

Outre le fait qu'elle autorise la notion de faisceau parfait équivalent, cette nouvelle définition de l'émittance a aussi l'avantage de mieux caractériser des faisceaux réels ayant une distribution dans l'espace des traces assez tourmentée (du fait par exemple de la filamentation), ou une représentation assez éloignée d'une ellipse. Comme ceci est précisément le cas pour les canons HF (voir chapitre 2), c'est l'émittance statistique qui

¹ u se réfère ici aux paramètres x ou y du faisceau réel.

est en principe utilisée. Celle-ci présente toutefois le désavantage de donner beaucoup de poids aux particules situées loin du barycentre, et elle a donc tendance à surestimer l'émittance de faisceaux ayant des "queues" importantes.

Comme pour l'émittance géométrique, on définit l'émittance statistique normalisée $\epsilon_{u,n,qm}$ de la façon suivante:

$$\epsilon_{u,n,qm} = \beta\gamma\epsilon_{u,qm} = \sqrt{\langle u^2 \rangle \cdot \left\langle \left(\frac{p_u}{m_0 c} \right)^2 \right\rangle - \left\langle u \cdot \left(\frac{p_u}{m_0 c} \right) \right\rangle^2} \quad (1.6)$$

L'émittance sert à mesurer la qualité d'un faisceau et renseigne en particulier sur la possibilité de le focaliser. Par contre, elle ne dit rien sur son intensité. Pour prendre aussi en compte ce paramètre, on définit une grandeur appelée brillance. Celle-ci est une mesure de la valeur moyenne de la densité dans l'espace des traces, et s'exprime par [7]:

$$B = \frac{I}{V_4} \quad (1.7)$$

où I est le courant crête et V_4 l'hypervolume englobant l'ensemble des points de l'espace des traces transverses à 4 dimensions. Pour un faisceau normal dont les mouvements dans les deux plans transverses sont découplés, V_4 vaut:

$$V_4 = \pi^2 \frac{\epsilon_x \epsilon_y}{2} \quad (1.8)$$

et la brillance s'écrit alors:

$$B = \frac{2I}{\pi^2 \epsilon_x \epsilon_y} \quad (1.9)$$

Cette dernière expression est adoptée comme définition de la brillance pour un faisceau quelconque. On lui associe une brillance normalisée:

$$B_n = \frac{2I}{\pi^2 \epsilon_{x,n} \epsilon_{y,n}} \quad (1.10)$$

Par analogie, on définit de même une brillance statistique B_{qm} et une brillance statistique normalisée $B_{n,qm}$.

1.1.1.2 AUTRES PARAMÈTRES

Mises à part l'émittance et la brillance, de nombreux autres paramètres servent à caractériser un faisceau d'électrons. Avant de les détailler, il est nécessaire d'introduire la structure temporelle du faisceau. Dans les accélérateurs linéaires hyperfréquence, celui-ci est généralement composé de trains de micro-impulsions ou "paquets d'électrons". Chaque train ou macro-impulsion est donc constitué d'un nombre fini de micro-impulsions régulièrement espacées. Cette macro-impulsion est elle-même répétée à une certaine fréquence. La figure 1.1 illustre cette structure temporelle.

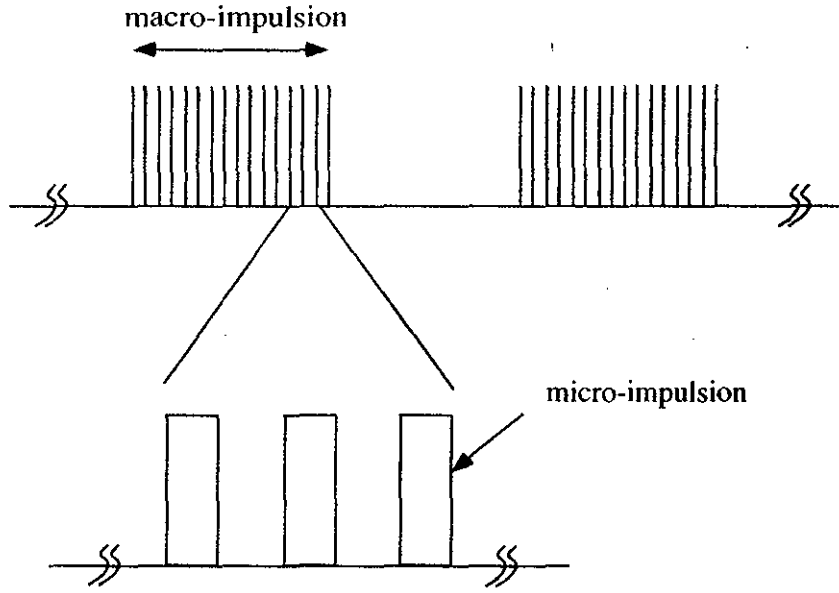


Figure 1.1: *Structure temporelle d'un faisceau d'électrons*

On définit alors les paramètres suivants:

- la durée quadratique moyenne de la micro-impulsion σ_b . Pour un faisceau ayant une distribution longitudinale gaussienne, 95% des particules sont contenues dans $\pm 2 \sigma_b$. On fait aussi souvent référence à la durée à mi-hauteur τ_{mh} . Pour un faisceau gaussien, on a la relation suivante:

$$\tau_{mh} = 2,35 \sigma_b \quad (1.11)$$

Si le faisceau est ultra-relativiste, la longueur d'une micro-impulsion notée σ_z est reliée à sa durée par la formule:

$$\sigma_z = c \sigma_b \quad (1.12)$$

- le courant crête ou courant dans une micro-impulsion, noté I . Pour une distribution temporelle des charges gaussienne, le courant est relié à la charge Q de la micro-impulsion et à sa durée σ_b par:

$$I = \frac{Q}{\sqrt{2\pi} \sigma_b} \quad (1.13)$$

On adopte ici cette définition quelle que soit la distribution, à l'exception de la distribution uniforme pour laquelle on a:

$$I = \frac{Q}{\tau_{mh}} \quad (1.14)$$

- l'énergie moyenne E et l'énergie cinétique moyenne U , exprimées en électron-volt (eV), et reliées par la relation:

$$E = m_0 \gamma c^2 = U + m_0 c^2 \quad (1.15)$$

- la dispersion quadratique moyenne en énergie notée σ_U , et la dispersion en énergie relative σ_U/U .
- les dimensions transverses du faisceau définies comme des moyennes quadratiques et notées σ_u . Pour une distribution gaussienne, on a une relation entre les dimensions à mi-hauteur et les moyennes quadratiques équivalente à celle de l'équation 1.11. Pour une distribution uniforme, les dimensions transverses sont aussi caractérisées par le rayon noté R_u .
- les divergences du faisceau dans les plans transverses sont aussi caractérisées par leur valeur quadratique moyenne σ_u' .

Compte-tenu de ces définitions, la fonction de densité volumique de charge d'un faisceau ayant des distributions gaussiennes dans les plans longitudinal et transverses s'écrit:

$$\rho(x, y, t) = \frac{Q}{(2\pi)^{\frac{3}{2}} \sigma_x \sigma_y \sigma_b} \exp \left[-\frac{x^2}{2\sigma_x^2} - \frac{y^2}{2\sigma_y^2} - \frac{t^2}{2\sigma_b^2} \right] \quad (1.16)$$

1.1.2 Les collisionneurs linéaires pour la physique des hautes énergies

1.1.2.1 MOTIVATIONS

L'exploration de la matière à l'échelle de ses constituants fondamentaux nécessite la mise en jeu d'énergies élevées. Par exemple, la preuve expérimentale qu'il n'existe que trois familles de leptons a été réalisée il y a quelques années grâce au collisionneur circulaire **LEP** (**L**arge **E**lectron-**P**ositron **C**ollider) du **C**entre **E**uropéen de **R**echerche **N**ucléaire (**CERN**), le plus grand accélérateur en service à l'heure actuelle, qui atteint une énergie de 100 GeV dans le centre de masse et produit chaque jour des milliers de bosons Z_0 .

Les progrès de la physique des particules sont donc en grande partie dépendants de la réalisation d'accélérateurs ayant une énergie et une luminosité² de plus en plus élevées. Selon la théorie du "modèle standard", qui prévaut à l'heure actuelle, la grande différence que l'on observe, aux basses énergies, entre les interactions électromagnétiques et faibles, résulterait d'un phénomène appelé "brisure spontanée de symétrie", mettant en jeu une particule non encore détectée, le boson de Higgs. Pour le moment, les recherches faites au LEP, sur ce boson de Higgs standard ont seulement permis de repousser la limite inférieure de sa masse à 50 GeV/c². L'augmentation d'énergie du LEP jusqu'à 200 GeV dans le centre de masse, si elle est associée à une luminosité suffisante, devrait permettre de découvrir le boson de Higgs, seulement dans le cas où celui-ci a une masse inférieure à 100 GeV/c² [21]. Le futur collisionneur hadronique **LHC** (**L**arge **H**adronic **C**ollider) au

²grandeur représentative de la densité instantanée des particules au point d'interaction d'un collisionneur exprimée en cm⁻²s⁻¹. Sa valeur intégrée dans le temps s'exprime elle, en barn⁻¹.

CERN devrait quant à lui, permettre de découvrir le boson de Higgs jusqu'à une masse de l'ordre du TeV/c^2 , avec toutefois beaucoup de difficultés dans la région des masses inférieures à $200 \text{ GeV}/c^2$. Comme il se trouve que la masse du boson de Higgs la plus probable prévue par la théorie du modèle standard est inférieure à $200 \text{ GeV}/c^2$, il apparaît que les machines existantes ou en construction, ne permettront pas de le découvrir ou de l'étudier dans les meilleures conditions.

Ces considérations sur le boson de Higgs, associées à quelques autres telles que par exemple la possibilité de mesurer avec précision la masse du quark top [25], ont poussé les physiciens à proposer un collisionneur linéaire e^+e^- ayant une énergie de 500 GeV dans le centre de masse et une luminosité intégrée de quelques femtobarn^{-1} par an, optimisé pour l'étude du domaine des masses du boson de Higgs comprises entre 100 et $200 \text{ GeV}/c^2$.

Le choix d'un collisionneur linéaire dont le principe est illustré sur la figure 1.2, plutôt qu'un collisionneur circulaire est assez facile à expliquer lorsque l'on considère les pertes d'énergie par tour dues au rayonnement synchrotron, dans un accélérateur circulaire. Pour une énergie de 250 GeV par faisceau, un anneau de la taille de LEP, conduirait à une perte d'énergie par tour approchant les 50% ce qui n'est pas tolérable. Pour diminuer ces pertes, il faudrait donc considérer des machines beaucoup plus grandes, ce qui n'est guère acceptable non plus.

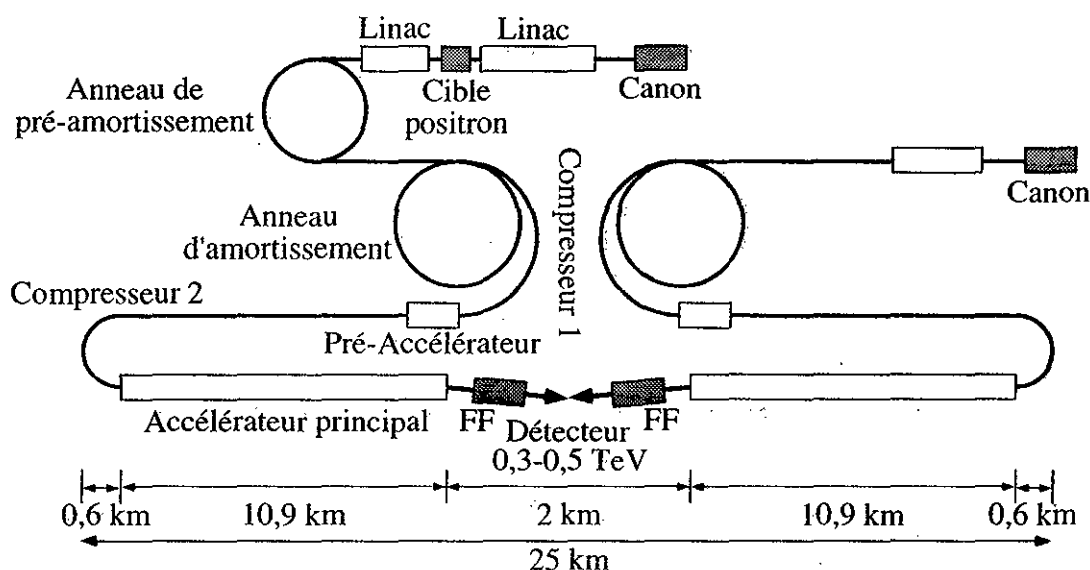


Figure 1.2: Principe d'un collisionneur linéaire (exemple de JLC)

Dans un article faisant l'historique des idées à propos des collisionneurs linéaires depuis 1965 [19], Amaldi montre comment celles-ci ont évolué pour finalement conduire à trois schémas différents qui sont aujourd'hui étudiés en parallèle: les accélérateurs radiofréquence classiques (bande-S, C ou X), les accélérateurs supraconducteurs et les accélérateurs dits "à 2 faisceaux" [31, 32]. D'autres idées plus novatrices, telles que

l'accélération par battement d'ondes dans un plasma ou l'accélération par champ de silage, sont aussi étudiées, mais leur concrétisation pratique paraît beaucoup plus lointaine [33].

1.1.2.2 COLLISIONNEURS BANDE-S, C ET X

Entre 1979 et 1989, l'accélérateur linéaire de **SLAC** (**S**tanford **L**inear **A**ccelerator **C**enter) a été transformé en collisionneur linéaire de 90 GeV dans le centre de masse. Au lieu de construire un deuxième accélérateur linéaire, les électrons et les positrons sont accélérés dans la machine existante et mis en collision par l'intermédiaire de deux lignes de transport appelées "arcs" (voir figure 1.3). Ce collisionneur baptisé **SLC** pour **S**tanford **L**inear **C**ollider, a permis, outre son utilisation pour la physique des particules, de mieux comprendre certains problèmes de physique des accélérateurs spécifiques aux collisionneurs linéaires [26]. Cette expérience permet aujourd'hui à plusieurs laboratoires de proposer des projets de collisionneurs radiofréquence "conventionnels", qui peuvent se ranger en deux catégories principales: les collisionneurs "bande-S", constitués de deux accélérateurs fonctionnant à 3 GHz avec des champs accélérateurs égaux à ceux du SLC, et les collisionneurs "bande-X", qui eux reposent sur l'utilisation d'une fréquence plus élevée et de champs accélérateurs beaucoup plus importants. Dans la première catégorie, on trouve le **DLC** allemand (**D**ESY **L**inear **C**ollider) [27] rebaptisé **SBLC** (**S**-**B**and **L**inear **C**ollider) et le **JLC** japonais (**J**apan **L**inear **C**ollider) [30] version "S-band". Dans la seconde catégorie, on recense le **NLC** américain (**N**ext **L**inear **C**ollider) [20], le **JLC** version "X-band" [30] qui utilisent tous deux la fréquence de 11,4 GHz, et le **VLEPP** russe (**V**ery **L**arge **E**lectron-**P**ositron **P**roject) [28] qui travaille à 14 GHz. Les japonais ont aussi une version intermédiaire "C-band" à 6 GHz [30].

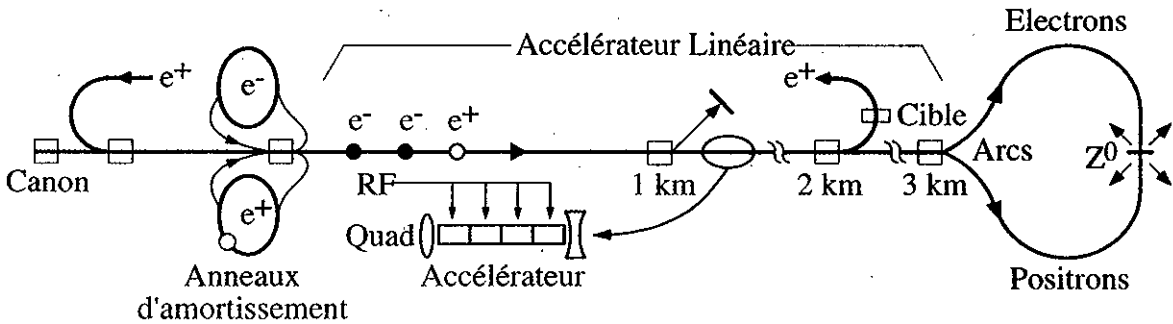


Figure 1.3: Schéma de principe du collisionneur SLC

Ces différents projets, dont un exemple du schéma de principe est donné sur la figure 1.2, reposent sur la même philosophie [23]. La luminosité s'obtient grâce à la focalisation des faisceaux au point d'interaction où l'on cherche à produire des dimensions nanométriques, et à l'utilisation du régime dit "multipaquets", pour lequel un grand nombre de paquets de charge relativement modeste sont accélérés dans la macro-impulsion.

Seul VLEPP se distingue en n'utilisant qu'un seul paquet de charge très élevée. Les paramètres du faisceau au point d'interaction, qui sont résumés dans le tableau 1.1, imposent les spécifications du complexe injecteur. Il apparaît clairement un besoin pour des paquets d'électrons très courts (picoseconde), de très faible émittance normalisée ($\leq 1 \pi$ mm mrad) et très intenses (nanocoulomb), c'est à dire pour des faisceaux brillants. En général, la brillance de ces faisceaux surpasse d'ailleurs de très loin les possibilités actuelles de n'importe quelle source. C'est la raison pour laquelle les différents projets proposent des injecteurs relativement complexes comprenant une source, un accélérateur linéaire, un anneau d'amortissement et un ou plusieurs compresseurs magnétiques. La complexité de ces injecteurs poussent donc à essayer de développer des sources plus brillantes.

Tableau 1.1: Paramètres principaux des différents projets de collisionneurs linéaires pour une énergie de 500 GeV dans le centre de masse (au 1/1/93)

	DLC	NLC	JLC-S	JLC-C	JLC-X	VLEPP	TESLA	CLIC
Luminosité ($10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)	4,1	6	4,4	9,7	6,3	12	2,6	1,1
Fréquence HF (GHz)	3	11,4	2,8	5,7	11,4	14	1,3	30
Répétition (Hz)	50	180	50	150	150	300	10	1700
Charge par paquet (nC)	1,1	1	2,3	1,8	1,1	32	8	1
Durée qm du paquet (ps)	0,66	0,33	0,27	0,27	0,22	2,5	3	0,57
Intensité (A)	665	1209	3398	2660	1995	5106	1064	700
Paquets par macro-impulsion	172	90	55	72	90	1	800	4
Séparation entre paquets (ns)	10,7	1,4	5,6	2,8	1,4	-	1000	0,33
$\epsilon_{x,n,qm}$ (π mm mrad)	4,1	5	3	3	3	20	20	1,8
$\epsilon_{y,n,qm}$ (π mm mrad)	0,04	0,05	0,03	0,03	0,03	0,075	1	0,2
Brillance ($10^{12} \text{ A/m}^2 \text{ rad}^2$)	822	980	7651	5989	4492	690	10,8	394

1.1.2.3 COLLISIONNEUR SUPRACONDUCTEUR

Le tout premier collisionneur linéaire proposé en 1965 par Tigner [16] faisait déjà appel aux cavités supraconductrices. Cette idée a ensuite été plus ou moins oubliée pour finalement être reprise et aboutir au projet **TESLA** (**TEV** Superconducting **L**inear **A**ccelerator) [22]. L'utilisation de la supraconductivité permet d'accélérer des impulsions comprenant un très grand nombre de paquets, et donc d'obtenir la même luminosité que dans les collisionneurs conventionnels sans qu'il soit nécessaire de focaliser autant les faisceaux au point d'interaction. Alors que les performances à réaliser pour les collisionneurs conventionnels, semblent très au-delà des possibilités des sources les plus brillantes qu'on peut imaginer, les paramètres du projet TESLA qui sont donnés dans le tableau 1.1, apparaissent quant à eux, plus proches des performances des sources actuellement en développement. En d'autres termes, on peut imaginer qu'on puisse se passer de l'anneau d'amortissement pour TESLA, alors que ceci semble pour l'instant hors de question pour les collisionneurs conventionnels.

1.1.2.4 COLLISIONNEURS À DEUX FAISCEAUX

Alors que des collisionneurs conventionnels ou supraconducteurs sont envisageables pour atteindre des énergies dans le centre de masse inférieures à un TeV, ils sont difficilement extrapolables à des énergies très au-delà de cette valeur. Cette considération a donc poussé à réfléchir à d'autres moyens pour atteindre ce domaine des énergies très élevées. Une des idées les plus prometteuses de ce point de vue, est le concept de l'accélérateur à deux faisceaux proposés en 1982 par Sessler [17], dont l'application aux collisionneurs linéaires est discuté dans la référence [24].

Le principe de l'accélérateur à deux faisceaux s'apparente à celui du transformateur: un faisceau de basse énergie mais de forte intensité échange sa puissance avec le faisceau de faible intensité à accélérer à haute énergie. Plusieurs schémas existent, suivant que le transfert de puissance entre les faisceaux se fait par l'intermédiaire d'un couplage HF ou d'un laser à électrons libres.

Le projet **CLIC** (Compact **L**inear **C**ollider) du CERN, utilise le couplage HF entre un faisceau très intense, d'énergie intermédiaire (quelques GeV) appelé le "drive beam" et le faisceau principal accéléré dans des structures hyperfréquence fonctionnant à 30 GHz. Même si ce type d'accélérateur est plus approprié aux très hautes énergies, il existe une version pour 500 GeV dans le centre de masse [29] dont les paramètres sont donnés dans le tableau 1.1. En ce qui concerne les injecteurs, l'accélérateur principal nécessite une source très brillante comparable à celles des collisionneurs conventionnels, et le "drive beam" demande des paquets très courts (3 ps) et très intenses (plusieurs dizaines de nC) afin de générer suffisamment de puissance à la fréquence très élevée de 30 GHz [18].

1.1.3 Les lasers à électrons libres

1.1.3.1 PRINCIPE

Depuis son invention en 1960, le laser n'a cessé de se développer et d'élargir le champ de ses applications. L'utilisation de nouveaux milieux amplificateurs a permis d'étendre le domaine spectral accessible, sans que celui-ci ne recouvre complètement le domaine souhaité. En 1976, Madey [34] a fait fonctionner pour la première fois un nouveau type de laser, le laser à électrons libres (LEL). Dans ce laser, le milieu amplificateur est constitué d'électrons libres accélérés à des énergies relativistes. Ces électrons regroupés en paquets, émettent un rayonnement appelé rayonnement synchrotron lorsqu'ils passent à travers un onduleur³. Si l'on enferme l'onduleur entre deux miroirs, que l'on ajuste la longueur de la cavité optique ainsi créée, et que l'on choisit bien l'intervalle entre deux paquets d'électrons, on obtient un effet d'amplification avec émission de lumière cohérente, c'est-à-dire un effet laser [39]. Ceci correspond au mode de fonctionnement dit "à faible gain" pour lequel le laser travaille en oscillateur. Il existe un autre mode, appelé **SASE** (**S**elf **A**mplified **S**pontaneous **E**mission), dans lequel le gain est tel qu'il permet l'amplification en un seul passage du faisceau d'électrons dans l'onduleur. Ce régime qui ne nécessite pas de cavité optique, est surtout intéressant pour les faibles longueurs d'onde.

³succession d'aimants créant un champ magnétique sinusoïdal.

Le LEL offre la possibilité d'être facilement accordable et permet donc d'envisager des domaines de longueur d'onde tels que l'infrarouge lointain, l'ultra-violet, voire les rayons X, qui sont inaccessibles avec les lasers conventionnels.

1.1.3.2 CONTRAINTES IMPOSÉES AU FAISCEAU D'ÉLECTRONS

La machine utilisée pour accélérer le faisceau d'électrons peut-être soit un synchrotron soit un accélérateur linéaire. Pour ce dernier, la qualité du faisceau étant essentiellement imposée par la qualité de l'injecteur, les performances de la source d'électrons sont déterminées par l'obtention de l'effet laser à une longueur d'onde donnée. De façon générale, les contraintes sont les suivantes [35, 36, 42, 44]:

- l'énergie du faisceau est déterminée par la longueur d'onde λ que l'on cherche à produire, compte-tenu des caractéristiques de l'onduleur:

$$\lambda[\text{m}] = \frac{\lambda_w[\text{m}]}{2\gamma^2} [1 + (66B_w[\text{T}]\lambda_w[\text{m}])^2] \quad (1.17)$$

où B_w et λ_w sont respectivement le champ magnétique crête et la période de l'onduleur. On constate que l'énergie doit augmenter lorsque la longueur d'onde diminue.

- le courant crête I dépend du gain en petits signaux g . En effet celui-ci est proportionnel à:

$$g \sim \lambda^{0.5} \lambda_w^3 N_w^2 I \quad (1.18)$$

où N_w est le nombre de périodes de l'onduleur. Pour arriver à saturation, le gain doit être suffisant, et il faut donc augmenter le courant lorsque la longueur d'onde diminue.

- le gain est maximum lorsqu'il y a un bon recouvrement spatial entre le faisceau optique et le faisceau d'électrons. Cette condition se traduit par une condition sur l'émittance qm normalisée ϵ_n , qu'on peut exprimer par:

$$4\pi\epsilon_n \leq \lambda\beta\gamma \quad (1.19)$$

Cette inégalité donne seulement un ordre de grandeur de l'émittance maximum possible pour une longueur d'onde donnée. Elle est un peu trop sévère pour les grandes longueurs d'onde, et elle s'applique plutôt aux LEL de courte longueur d'onde fonctionnant en SASE.

- dans le régime de faible gain, la dispersion en énergie relative $\frac{\sigma_U}{U}$ doit être inférieure à la largeur spectrale de la radiation, ce qui s'écrit:

$$\frac{\sigma_U}{U} \leq \frac{1}{2N_w} \quad (1.20)$$

- la séparation entre les paquets doit être un multiple du temps d'aller-retour dans la cavité optique.
- la longueur de la macro-impulsion doit être suffisante pour atteindre la saturation.

1.1.3.3 DE L'INFRAROUGE AUX RAYONS X

Plusieurs lasers à électrons libres sur accélérateur linéaire fonctionnent aujourd'hui dans le monde, essentiellement dans l'infrarouge et le visible [40, 46], c'est-à-dire avec des longueurs d'onde supérieures à 0,5 micron⁴. Récemment, la première expérience de laser à électrons libres ultra-violet (369 nm) a été réussie à Los Alamos [47]. Une des tendances actuelles est de chercher à élargir la plage spectrale des lasers à électrons libres vers les courtes longueurs d'onde (XUV et X) [37, 43, 45]. Pour cela, les performances des sources d'électrons doivent s'améliorer [105]. Le tableau 1.2 montre les paramètres à obtenir pour "laser" dans quatre domaines de longueur d'onde délimités arbitrairement de façon à couvrir un ordre de grandeur par domaine.

Tableau 1.2: Spécifications des faisceaux d'électrons pour laser à électrons libres (pour un fonctionnement en SASE, les deux dernières lignes du tableau ne s'appliquent pas)

	IR	Visible-UV	XUV	X
Longueur d'onde (μm)	1 - 500	0,1 - 1	0,01 - 0,1	$\leq 0,01$
Energy (MeV)	10 - 100	100 - 200	200 - 500	≥ 500
Courant crête (A)	≥ 20	≥ 50	≥ 100	≥ 200
Emittance $\epsilon_{u,n,qm}$ (π mm mrad)	15 - 800	3 - 15	0,7 - 3	$\leq 0,7$
Dispersion en énergie (%)	$\leq 0,5$	$\leq 0,2$	$\leq 0,1$	$\leq 0,1$
Durée qm du paquet (ps)	1 - 20	1 - 20	1 - 20	1 - 20
Séparation entre paquets (ns)	1 - 10	1 - 10	1 - 10	1 - 10
Durée macro-impulsion (μs)	≥ 10	≥ 10	≥ 10	≥ 10

Mise à part l'énergie, toutes les autres spécifications concernent les performances de la source. L'extension du domaine spectral vers les courtes longueurs d'ondes nécessite des faisceaux intenses et de faible emittance, c'est-à-dire des faisceaux brillants. C'est cette raison qui a motivé les premiers développements des canons HF à Stanford [163] et des photo-injecteurs à Los Alamos [172].

1.1.4 Vers les paquets sub-picoseconde

L'étude des processus dynamiques en physique, chimie ou biologie nécessite des moyens d'investigations (faisceaux d'électrons ou de photons) à des échelles de temps de plus en plus courtes, dans la gamme comprise entre quelques dizaines de femtosecondes et quelques picosecondes.

A titre d'exemple, on peut mentionner deux projets dont le but est de produire des impulsions de photons sub-picoseconde, générées à partir d'un faisceau d'électrons: à Stanford, une impulsion de photons cohérents (de longueur d'onde supérieure à 0,5 nm),

⁴sur anneau de stockage, la longueur d'onde la plus courte obtenue à ce jour est 0,24 μm à Novosibirsk [38].

est produite dans un wiggler⁵, à partir d'un faisceau d'électrons de durée inférieure à 100 femtosecondes [556]. A Berkeley [63], une source de rayons X sub-picoseconde est obtenue à partir de l'interaction entre un faisceau d'électrons intense et un laser femtoseconde⁶. Ces deux types d'applications nécessitent des faisceaux d'électrons brillants afin de générer des flux photoniques significatifs.

La radiolyse pulsée est une technique qui permet d'étudier les mécanismes et la cinétique des réactions chimiques: elle consiste à irradier la solution à étudier avec un faisceau d'électrons pulsé. La résolution temporelle du procédé dépend bien sûr de la durée des impulsions électroniques. Aujourd'hui, la compréhension de certaines réactions nécessitent une résolution picoseconde ou même sub-picoseconde [58]. La qualité des mesures dépendant des doses appliquées, il est nécessaire de disposer de faisceaux relativement intenses. Par contre, pour ce dernier type d'application, l'émittance n'est pas un paramètre fondamental.

Les injecteurs pour les accélérateurs d'un type nouveau, mettant en jeu l'interaction laser-plasma, nécessite aussi des sources d'électrons sub-picoseconde [542, 543].

1.1.5 Autres applications possibles

En plus des recherches menées à très haute énergie, la physique des particules s'intéresse aussi à des mesures fines des propriétés de certaines particules comme les mésons ϕ et B et le lepton τ . Pour cela, on utilise des collisionneurs circulaires (usines à particules [59]) d'une énergie inférieure à 10 GeV par faisceau et d'une luminosité très élevée obtenue grâce à un courant très important (1 à 5 Ampères). Ces faisceaux intenses ont une durée de vie réduite à quelques heures au mieux, ce qui impose de réinjecter souvent. Pour conserver une luminosité intégrée suffisante, on souhaite diminuer au maximum le temps d'injection et donc disposer d'injecteurs capables de fournir des courants importants [61].

Le problème se pose de façon similaire, quoiqu'avec moins d'acuité pour les sources de lumière synchrotron modernes qui nécessitent des flux photoniques de plus en plus élevés et donc des courants de plus en plus forts.

Il y a là des applications possibles pour des injecteurs pouvant fournir des charges importantes dans des paquets relativement courts et avec une cadence assez élevée. Celles-ci ne sont toutefois pas vraiment à la base de nouveaux développements en matière d'injecteurs, car les injecteurs conventionnels sont la plupart du temps suffisants. Elles pourraient malgré tout bénéficier des développements faits pour les applications mentionnées précédemment.

D'autres applications plus marginales sont discutées dans les références [57, 62].

1.2 Les injecteurs conventionnels

Il existe aujourd'hui dans le monde des milliers d'accélérateurs linéaires utilisés soit pour des applications scientifiques, soit pour des applications industrielles ou médicales.

⁵onduleur généralement constitué de quelques périodes et ayant un champ magnétique intense (tel que $(66 B_w[\text{T}]\lambda_w[\text{m}])^2 > 1$).

⁶des projets voisins existent aussi ailleurs [60, 64].

Ces accélérateurs sont généralement équipés d'un injecteur qu'on appelle ici, "injecteur conventionnel", représenté schématiquement sur la figure 1.4. Celui-ci est constitué de deux types d'éléments principaux: le canon à tension continue et les groupeurs.

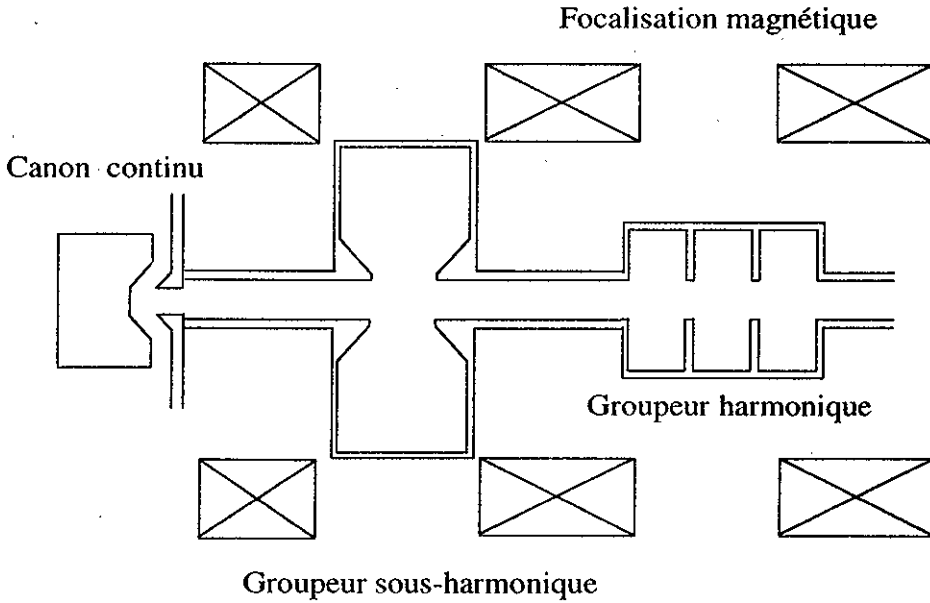


Figure 1.4: Schéma d'un injecteur conventionnel

Une description sommaire du rôle et des performances de ces différents éléments est donnée dans les paragraphes suivants.

1.2.1 Canon à tension continue

Un exemple de canon à tension continue est représenté sur la figure 1.5. La cathode thermo-ionique émet des électrons lorsqu'elle est portée à une température élevée ($\geq 1000^{\circ}\text{C}$). Ces électrons sont ensuite accélérés par une haute tension continue créée entre les électrodes du canon. Le profil de ces électrodes est conçu pour assurer la meilleure qualité du faisceau pour un courant donné. Un exemple de simulation des trajectoires électroniques dans un canon continu est donné sur la figure 1.6.

Dans le cas le plus simple d'un canon diode formé de deux électrodes seulement, la durée de l'impulsion est contrôlée en modulant la tension de l'anode. Pour obtenir des impulsions courtes, cette technique n'est pas suffisante et il est nécessaire d'utiliser un canon triode. Outre la cathode et l'anode, ce dernier comporte une troisième électrode, appelée grille qui est très proche de la cathode (quelques dizaines de microns). Dans un tel canon, la tension est maintenue constante entre la cathode et l'anode, et la grille qui est polarisée avec une tension assez faible (une centaine de volts) permet de bloquer l'émission des électrons. La grille étant très proche de la cathode, la capacité de l'ensemble cathode-

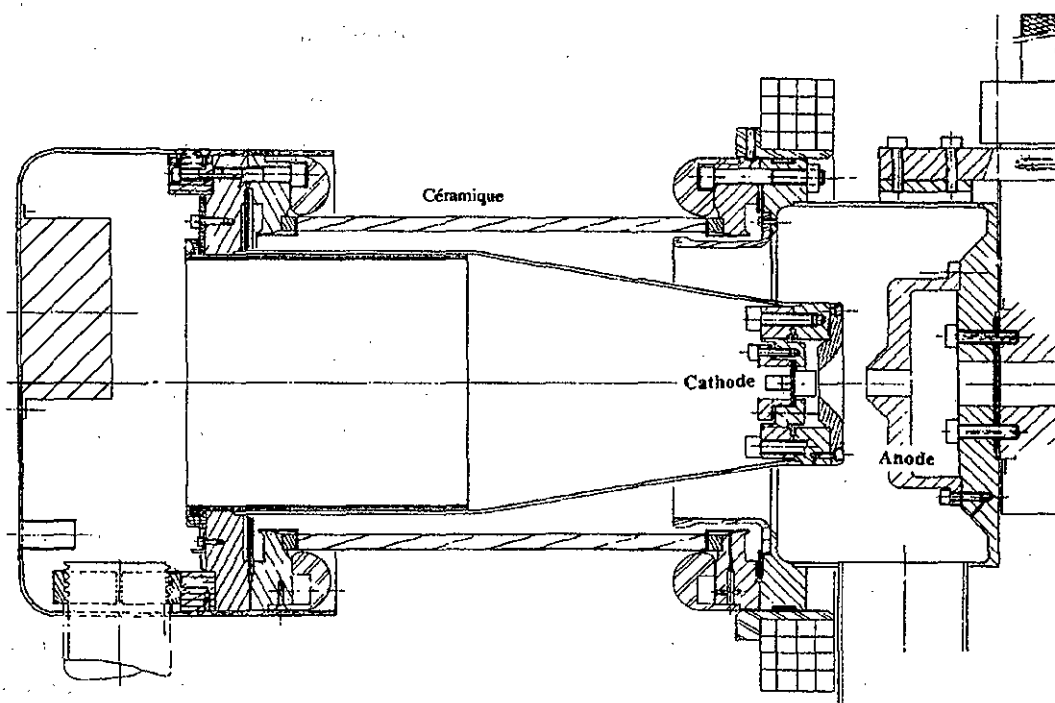


Figure 1.5: *Canon à tension continue*

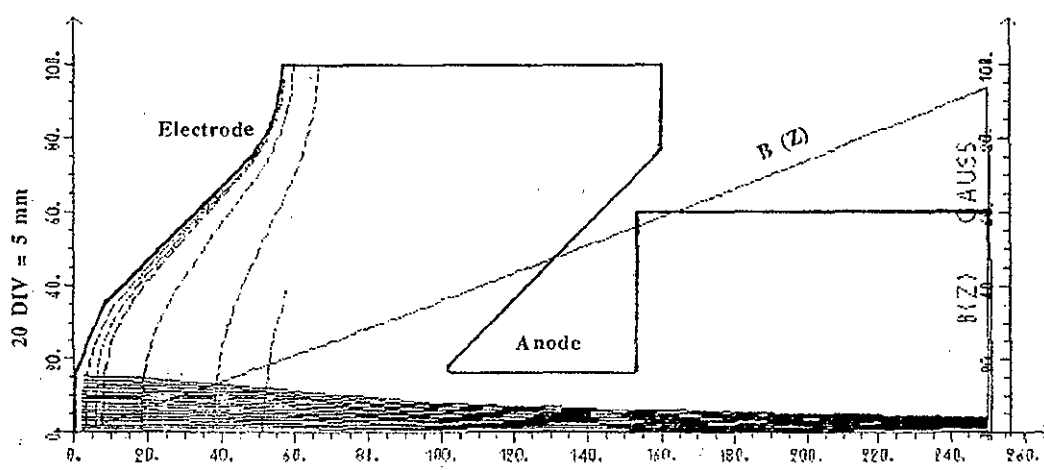


Figure 1.6: *Trajectoires électroniques dans un canon continu*

grille est grande, et il est donc possible d'appliquer à la grille des impulsions relativement brèves.

Les limitations principales des canons à tension continue sont les suivantes:

- la tension continue maximum qu'on peut pratiquement utiliser est limitée à quelques centaines de kilovolts (typiquement inférieure à 500 kV). A la sortie du canon, le faisceau n'est donc pas relativiste, ce qui signifie que les forces de charge d'espace jouent un rôle significatif dans la dynamique du faisceau, avec comme conséquence particulière une forte croissance de l'émittance transverse, si le courant accéléré est important.
- pour une valeur de courant donnée, la durée minimum de l'impulsion que l'on peut produire est limitée par la capacité de l'ensemble cathode-grille. Pour un courant de 1 A, la durée d'impulsion minimum est typiquement comprise entre 0,5 et 1 nanoseconde [68, 86].
- les cathodes thermo-ioniques ne peuvent fournir qu'une densité de courant limitée dont la valeur dépend bien sûr du type de matériau utilisé mais aussi de la longueur de la macro-impulsion. Pour des macro-impulsions de quelques dizaines de microsecondes, les cathodes thermo-ioniques classiques fournissent des densités de courant de l'ordre de quelques ampères par centimètre carré [74]. Récemment, de nouveaux types de cathodes ont permis de dépasser la centaine d'ampères par centimètre carré [78, 87], avec toutefois une durée de vie assez courte. Une revue complète des différents types de cathodes thermo-ioniques est donnée dans la référence [87].
- l'émittance normalisée d'un faisceau juste émis d'une cathode fournissant une densité de courant uniforme sur toute la surface, est donnée par [9]:

$$\epsilon_n^{th} = \frac{r_c}{2} \left[\frac{k_B T_c}{m_0 c^2} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (1.21)$$

où r_c est le rayon de la cathode, k_B la constante de Boltzmann et T_c la température de la cathode. Comme en général $k_B T_c$ est de l'ordre de 0,1 à 0,2 eV et que la cathode fait au plus quelques centimètres carrés, l'émittance dite "thermique" de la cathode est inférieure à 1π mm mrad. Cette émittance est en général négligeable devant l'accroissement d'émittance dû à l'accélération dans le canon.

Il faut noter ici que dans un canon à tension continue, on peut aussi utiliser une photocathode au lieu d'une cathode thermo-ionique. Ceci permet d'obtenir des densités de courant plus importantes et de produire, le cas échéant, des faisceaux polarisés, au prix d'une plus grande complexité du système. Le meilleur exemple d'un tel canon, aussi appelé photo-injecteur, fonctionne à SLAC comme injecteur du SLC ([505] à [512]).

1.2.2 Groupeurs harmoniques et sous-harmoniques

Comme un canon à tension continue ne peut fournir des impulsions intenses de durée très inférieure à la nanoseconde, il est nécessaire de comprimer ces impulsions pour pouvoir

les accélérer efficacement dans une structure accélératrice hyperfréquence fonctionnant en bande L ou S (1 à 3 GHz). Ceci est réalisé par une cavité HF particulière appelée groupeur. Cette cavité peut fonctionner soit à la fréquence de l'accélérateur (groupeur harmonique), soit à un sous-multiple de cette fréquence (groupeur sous-harmonique). Dans le cas où plusieurs groupeurs sont utilisés, les premiers sont appelés pré-groupeurs.

La durée de l'impulsion du canon étant de l'ordre de la demi-période HF du groupeur, les électrons voient des champs accélérateurs différents et il se crée donc une modulation en énergie le long de l'impulsion. Comme ces électrons ne sont pas encore relativistes, cette modulation en énergie se traduit, au bout d'une distance de dérive, en un regroupement des électrons, et donc en une réduction de la durée d'impulsion et une augmentation du courant crête. La distance de dérive dépend de l'énergie des électrons à la sortie du canon, de la tension dans le groupeur et de la phase d'entrée des électrons dans le groupeur.

Un seul groupeur conduit généralement à une compression par un facteur 10. Si l'on part d'une impulsion relativement longue, et que l'on souhaite produire un faisceau intense, on est conduit à utiliser deux, voire trois ou quatre groupeurs opérant à des fréquences différentes. Si ces fréquences sont choisies de telle façon que la durée de l'impulsion entrant dans chaque groupeur est un peu inférieure à la demi-période, il est possible de comprimer une impulsion du canon sans perdre trop de particules. Si par contre, la durée de l'impulsion entrant dans le groupeur est très largement supérieure à la demi-période, on obtient un train de micro-impulsions espacées d'une période HF. Entre ces micro-impulsions subsistent de nombreuses particules qui constituent ce que l'on appelle des "queues". Celles-ci sont gênantes car n'ayant pas la bonne phase, elles ne sont pas accélérées proprement et constituent un "halo" autour du faisceau utile. Pour s'affranchir de ces queues, ou bien pour sélectionner une impulsion dans le train, on utilise parfois un "hacheur" [79]. Celui-ci est constitué d'une cavité HF opérant sur un mode transverse qui défléchit les particules indésirables vers un arrêt. Une revue détaillée de la physique des groupeurs est donnée dans la référence [76].

Outre les problèmes de "queues" déjà mentionnés, les inconvénients majeurs de l'utilisation d'un ou de plusieurs groupeurs sont les suivants:

- les électrons traversant un groupeur subissent des forces de focalisation ou de défocalisation HF différentes suivant leur position dans l'impulsion. Ceci introduit une augmentation de l'émittance.
- le principe même du groupeur est à l'origine d'une forte dispersion en énergie du faisceau.
- la structure temporelle du train d'impulsion est imposé par la fréquence du premier groupeur sous-harmonique choisi. Par exemple, si un groupeur sous-harmonique d'ordre "n" est utilisé, on ne peut avoir au plus qu'une impulsion toutes les "n" périodes de la fréquence harmonique.
- dans le cas de groupeurs sous-harmoniques, il faut disposer de plusieurs sources de puissance HF de fréquences différentes ce qui augmente la complexité et le coût de l'injecteur.

- le principe du groupeur reposant sur la dérive des électrons, un injecteur utilisant un ou plusieurs groupeurs ne peut pas être compact.

1.2.3 Autres éléments

Pour améliorer la qualité des faisceaux produits par un injecteur conventionnel, on peut rajouter certains éléments, comme par exemple:

- un système de compression magnétique: il s'agit d'un système d'électro-aimants achromatique⁷ et non-isochrone⁸. Un tel système permet de profiter de la dispersion en énergie du faisceau pour comprimer l'impulsion et augmenter le courant. Ce résultat est malheureusement accompagné d'un accroissement de l'émittance [268]. La limite de ce procédé, en terme de longueur d'impulsion, est liée au fait que la compression ne s'effectue efficacement que si la dispersion en énergie pendant la micro-impulsion est une fonction linéaire de la phase, ce qui n'est jamais complètement le cas. Les références [81, 218, 272] sont des exemples de compresseurs magnétiques composés de plusieurs aimants dipolaires. Une autre solution consiste à utiliser un aimant particulier appelé "aimant α " [65], dans lequel la trajectoire des particules a la forme de la lettre grecque " α ".
- un filtre d'émittance: si un collimateur est judicieusement placé dans un compresseur magnétique, il est possible d'éliminer les "queues" du paquet d'électrons qui représentent souvent la contribution principale à l'émittance du faisceau. Cette méthode permet donc de diminuer à la fois l'émittance et la dispersion en énergie, avec toutefois l'inconvénient de réduire le courant.
- le "flat-topping": pour diminuer la variation des forces HF longitudinales et transverses pendant l'impulsion, il est possible de superposer à la fréquence fondamentale, l'harmonique supérieure d'ordre trois [69, 174]. Cette technique qui permet de minimiser l'accroissement d'émittance, est difficile à mettre en oeuvre sur le plan pratique [70, 73].

1.2.4 Etat de l'art

L'objet de cette thèse n'étant pas l'étude des injecteurs conventionnels, on n'a pas fait de recherches exhaustives les concernant. On ne prétend donc pas que les quelques injecteurs considérés ici à titre d'illustration soient les meilleurs injecteurs conventionnels qui existent ou que l'on puisse imaginer. Ils font seulement partie des injecteurs réputés performants.

On donne pour chaque exemple le courant crête (charge totale divisée par la durée d'impulsion à mi-hauteur), l'émittance normalisée, et la durée d'impulsion à mi-hauteur:

- BOEING [82]: canon (3 A, 1,9 ns), 2 groupeurs sous-harmoniques (108 et 433 MHz), un groupeur harmonique (1300 MHz): 350 A, 10-16 π mm mrad, 10-14 ps.

⁷n'introduisant pas de déplacement d'orbite lié à la dispersion en énergie.

⁸dans lequel les particules les plus énergétiques ont une trajectoire plus longue que les particules moins énergétiques.

- SLC (cathode thermo-ionique) [67, 75, 76]: canon 150 kV (6 A, 2 ns), 2 groupeurs sous-harmoniques (178,5 MHz), un groupeur harmonique (2856 MHz): 430 A, 40 π mm mrad, 18 ps.
- Los Alamos [35, 77]: canon 80 kV (3-5 A, 3 ns, 4 π mm mrad), un groupeur sous-harmonique (108 MHz), un groupeur harmonique (1300 MHz): 250-300 A, 30-35 ps, 30-60 π mm mrad.
- Université d'Osaka [71]: canon 120 kV (15 A, 4,5 ns), 2 groupeurs sous-harmoniques (108 MHz), un groupeur sous-harmonique (216 MHz), 2 groupeurs harmoniques (2856 MHz): 625-3300 A, 16-20 ps.
- ALS Berkeley [80]: canon 120 kV (2-4 A, 2,5 ns, 8 π mm mrad), 2 groupeurs sous-harmoniques (125 et 500 MHz), un groupeur harmonique (2856 MHz): 270 A, 12 ps, 40 π mm mrad.
- Argonne [81]: canon, un groupeur sous-harmonique (108 MHz), 2 groupeurs harmoniques (1300 MHz), un système de compression magnétique: 1300 A, 4,5 ps.
- FELIX [85, 88]: canon 100 kV (1,3 A, 250 ps), un groupeur sous-harmonique (1000 MHz), un groupeur harmonique (3000 MHz): 40 A, 6 ps.
- CLIO [86, 89]: canon 90 kV (1 A, 1 ns, 4 π mm mrad), un groupeur sous-harmonique (500 MHz) et un groupeur harmonique (3000 MHz): 70 A, 12 ps.

Ces quelques exemples montrent qu'à l'aide de 2 groupeurs, on peut produire un courant pouvant aller jusqu'à 300 A. Avec 3 groupeurs ou plus, on peut atteindre et même dépasser significativement 1000 A. L'émittance normalisée de tels systèmes est comprise entre 20 et 60 π mm mrad pour des courants de 200 à 400 A alors que la durée d'impulsion est rarement inférieure à 5 ps. Les tableaux 1.1 et 1.2 montrent que ces performances, pourtant remarquables, sont assez loin de ce qu'il faut atteindre pour "laser" à des longueurs d'ondes inférieures à 500 nm, et encore plus loin des spécifications des collisionneurs linéaires.

1.3 Les canons hyperfréquence (HF)

Le canon hyperfréquence ou canon HF est constitué d'une cavité hyperfréquence (éventuellement composée de plusieurs cellules) dans laquelle on place une cathode. On peut distinguer deux types de canons HF suivant qu'on utilise une cathode thermo-ionique ou une photocathode. Ce dernier type permet, au moins sur le papier, de remédier de façon presque parfaite aux limitations des injecteurs conventionnels décrites dans les paragraphes précédents. Après un bref rappel historique, les deux types de canon HF sont décrits, et leurs avantages et inconvénients sont explicités.

1.3.1 Historique

Depuis plusieurs décennies déjà, les microtrons utilisent comme source d'électrons, une cathode placée dans une cavité hyperfréquence [66]. Pour les accélérateurs linéaires, la première mention concernant la possibilité de loger une cathode dans une cavité HF remonte à 1953 avec un rapport de Neal [516] décrivant une expérience faite à Stanford, apparemment sans suite. En 1974, Minowa de la compagnie japonaise Mitsubishi a déposé un brevet [498] sur l'idée même du canon HF, mais ceci n'a été concrétisé que bien plus tard [499]. Malgré ces mentions relativement anciennes, il est communément admis que les véritables inventeurs du canon HF sont Westenskow et Madey [163]. Il est en tout cas certain que ce sont eux qui ont fait fonctionner pour la première fois un canon HF thermo-ionique en 1985 à Stanford. A la même époque Fraser et Sheffield ont développé à Los Alamos le premier canon HF à photocathode ou photo-injecteur [172, 177] à la suite des travaux de Lee et al. qui avaient démontré que des photocathodes pouvaient émettre des densités de courant supérieures à 200 A/cm^2 [114].

Après avoir fait fonctionner le premier laser à électrons libres ayant pour injecteur un canon HF thermo-ionique, l'équipe de Madey (Stanford) a récidivé en faisant marcher le premier laser à électrons libres sur un linac dont la source d'électrons était un photo-injecteur [168]. Ces réalisations laissent entrevoir le fait que le canon HF était plus qu'une idée intéressante, mais constituait réellement un nouveau type de source d'électrons utilisable en pratique. Cette affirmation a depuis été confirmée à plusieurs reprises dans différents laboratoires qui utilisent régulièrement leur canon HF comme injecteur d'un accélérateur utilisé soit comme laser à électrons libres (Los Alamos [205] et CEA de Bruyères-le-Châtel [248] (photo-injecteur), Pékin [374] et université Vanderbilt [555] (canon HF thermo-ionique)), soit comme injecteur d'un anneau de lumière synchrotron (SSRL [388] (canon HF thermo-ionique)), soit encore pour des expériences de physique des accélérateurs (CERN [339], BNL [286], UCLA [400] (photo-injecteurs)).

De nombreux autres laboratoires se sont aussi lancés dans l'étude et la construction d'un canon HF. La figure 1.7 montre l'évolution du nombre de projets au cours des années⁹. La figure 1.8 montre que plus de la moitié de ces projets est dévolue au laser à électrons libres, l'autre partie étant dédiée aux futurs collisionneurs linéaires, aux injecteurs d'anneau de stockage, à des études de nouvelles techniques d'accélération ou encore à des utilisations spécifiques telles que la génération de radiations électromagnétiques ou la radiolyse chimique.

Les références [90] à [113] qui sont des articles de revue des activités dans le domaine des canons HF et des photocathodes témoignent de l'évolution rapide de ces techniques. Le tableau 1.3 résume les principales étapes de l'histoire des canons HF, déjà riche malgré sa brièveté.

1.3.2 Canons HF thermo-ioniques

Le principe du canon HF thermo-ionique est simple puisqu'il s'agit de placer une cathode thermo-ionique dans une cavité HF. La cathode étant portée à haute température, les

⁹les propositions non encore approuvées ni financées sont aussi recensées comme projets.

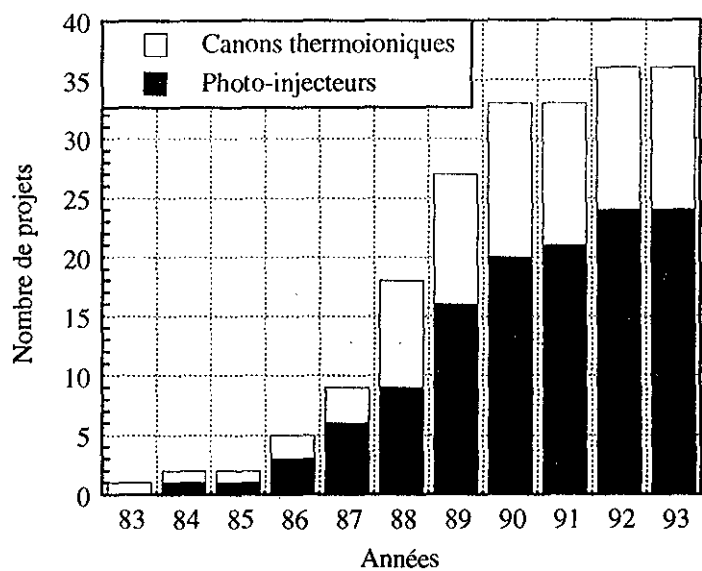


Figure 1.7: *Evolution du nombre de projets de canon HF*

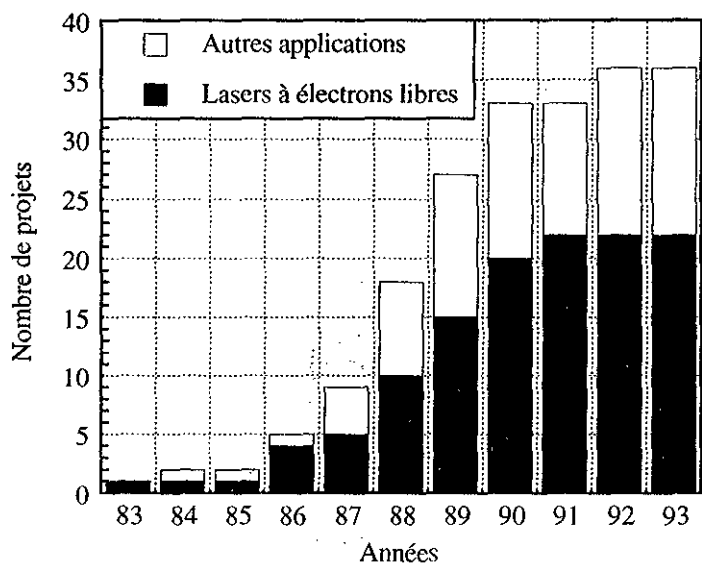


Figure 1.8: *Applications des différents projets de canon HF*

Tableau 1.3: Principales étapes dans l'histoire des canons HF

Année	Evènement	Référence
1983-85	Stanford : développement du premier canon HF thermo-ionique	[165]
1985-87	Los Alamos : développement du premier photo-injecteur	[199]
1988	Stanford : premier LEL sur linac muni d'un photo-injecteur	[168]
1988	B. Carlsten : théorie de la compensation d'émittance à l'aide d'un solénoïde	[190]
1989	Brookhaven : premier photo-injecteur en bande-S	[276]
1989	K.J. Kim : théorie analytique de la dynamique de faisceau dans un photo-injecteur	[445]
1990	CEA Bruyères : premier photo-injecteur à 144 MHz	[245]
1990	Stanford (SSRL) : premier canon HF thermo-ionique utilisé comme source de l'injecteur d'un anneau de lumière synchrotron	[386]
1992	BOEING : premier photo-injecteur à 433 MHz et fort cycle utile	[430]
1992	Wuppertal : première opération d'une photo-cathode dans une cavité supraconductrice	[392]
1993	Los Alamos : LEL UV sur linac muni d'un photo-injecteur	[47]
1993	CERN : génération de puissance HF à 30 GHz grâce à un faisceau produit par un photo-injecteur	[339]
1993	LAL Orsay : premier photo-injecteur utilisant un laser sub-picoseconde	[585]
1994	Stanford : production et mesure de paquet d'électrons de 50 fs avec un canon HF thermo-ionique	[556]
1995	L. Serafini : théorie analytique de la dynamique de faisceau dans un photo-injecteur incluant la focalisation magnétique	[541]

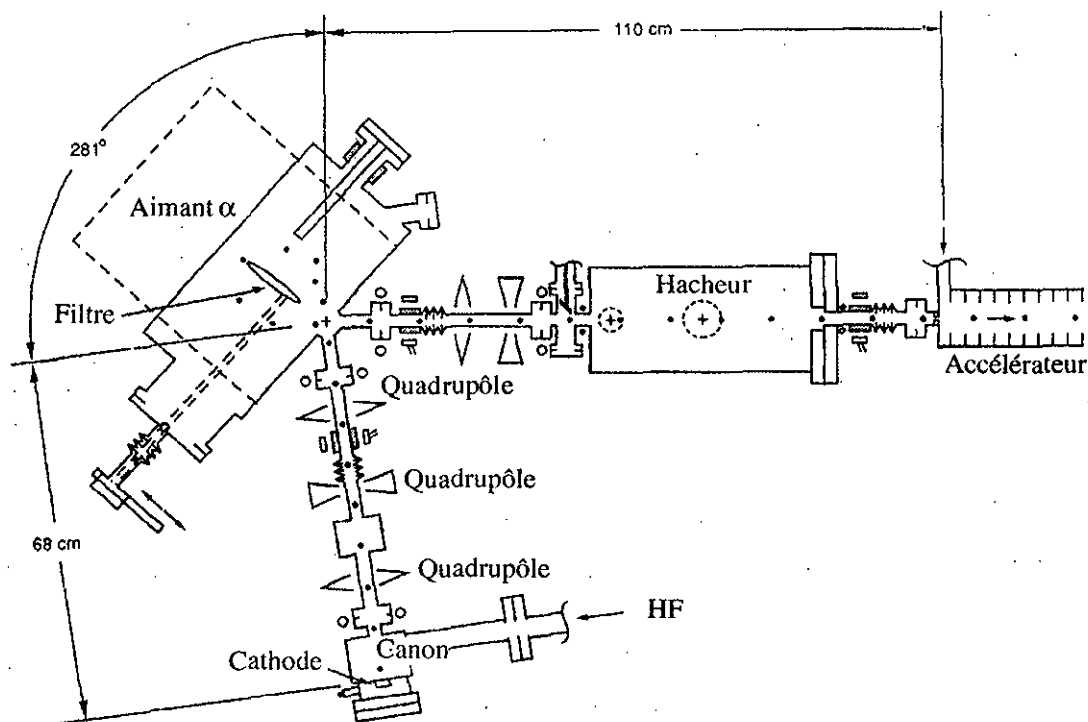


Figure 1.9: Exemple de l'installation du canon HF thermo-ionique de SSRL

électrons sont émis en permanence. Cependant, ils ne peuvent être accélérés que pendant l'alternance négative du champ électrique. Le champ accélérateur étant sinusoïdal, les électrons émis avec une phase supérieure à 100 degrés environ vont être légèrement accélérés, mais avant de pouvoir traverser la cavité, ils vont rencontrer l'alternance décélétratrice du champ, qui va les renvoyer vers la cathode. Ce phénomène est appelé "rétro-bombardement" de la cathode [377]. L'impulsion qui parvient à sortir de la cavité a donc une durée un peu supérieure au quart de la période HF et présente une très large dispersion en énergie (pratiquement 100 %). Si l'on veut utiliser le faisceau efficacement, il est donc nécessaire de placer à la sortie du canon, un compresseur magnétique muni d'un collimateur, tel que décrit au paragraphe 1.2.3. Un exemple de canon HF thermo-ionique suivi de son système de compression magnétique est montré sur la figure 1.9.

Les avantages principaux des canons HF thermo-ioniques munis d'un système de compression magnétique, par rapport aux injecteurs conventionnels sont essentiellement la possibilité de générer des impulsions très brèves (quelques picosecondes, voire quelques dizaines de femtosecondes), de très faible émittance.

En contre partie, les canons HF thermo-ioniques présentent des limitations intrinsèques qu'il est facile de comprendre:

- le rétro-bombardement des électrons conduit à un échauffement supplémentaire de la cathode et donc à un accroissement du courant au cours de la macro-impulsion.

Ce phénomène divergent empêche de faire fonctionner les canons thermo-ioniques avec des macro-impulsions supérieures à quelques microsecondes. De plus, il peut conduire assez rapidement à une destruction de la cathode. Pour essayer de remédier à cette difficulté, on peut superposer au champ HF, un champ magnétique continu parallèle à la cathode [169, 375]. Dans ce cas, les électrons rétro-bombardés sont légèrement déviés et ne viennent pas sur la cathode. En contrepartie de cet avantage, la dynamique des électrons accélérés est perturbée.

- la longueur d'impulsion, ainsi que la dispersion en énergie importante sont des limitations évidentes qui rendent obligatoire l'utilisation d'un système de compression magnétique. Cette complication fait perdre au canon HF un de ces avantages.
- la charge par impulsion est relativement modeste (inférieure au nanocoulomb) du fait des densités de courant modestes produites par les cathodes thermo-ioniques.

Une alternative possible des cathodes thermo-ioniques consiste à utiliser des cathodes à "pointes". Celles-ci sont constituées d'une ou plusieurs pointes qui émettent des électrons grâce au processus d'émission de champ. Les densités de courant obtenues sont importantes, mais il est difficile de faire fonctionner de tels systèmes dans des conditions stables. Le courant émis sur une surface très faible conduit à un échauffement de la pointe par effet Joule et finalement entraîne sa destruction. De plus, il est très difficile de fabriquer des pointes ayant une géométrie bien définie, et donc de contrôler le seuil d'émission. Ce type de canon envisagé un temps à Orsay ([644] à [646]) et à Pékin [383, 384], reste pour l'instant tout à fait marginal, même si des études de ce type de cathode se poursuivent dans des canons continus [121].

1.3.3 Photo-injecteurs

La figure 1.10 illustre le principe du photo-injecteur. Un laser produisant des impulsions très brèves illumine une photocathode placée dans une cavité hyperfréquence. Le photo-injecteur présente un nombre important d'avantages par rapport à un injecteur conventionnel et au canon HF thermo-ionique:

- la durée de l'impulsion laser est en principe très inférieure à la période HF. De ce fait, tous les électrons voient pratiquement le même champ accélérateur, ce qui permet de minimiser la dispersion en énergie.
- si la phase de l'impulsion laser par rapport à l'onde HF est choisie de façon optimale, il est possible d'obtenir de très petites émittances en sortie du canon.
- les photocathodes sont capables de fournir des densités de courant un, voire deux ordres de grandeur supérieures aux cathodes thermo-ioniques.
- le choix du nombre et de la fréquence de répétition des micro-impulsions dépend uniquement du laser. On peut donc théoriquement choisir plus librement que dans un injecteur conventionnel, la structure du train d'impulsions. Dans la pratique, la technologie laser actuelle ne permet pas forcément de faire ce que l'on veut.

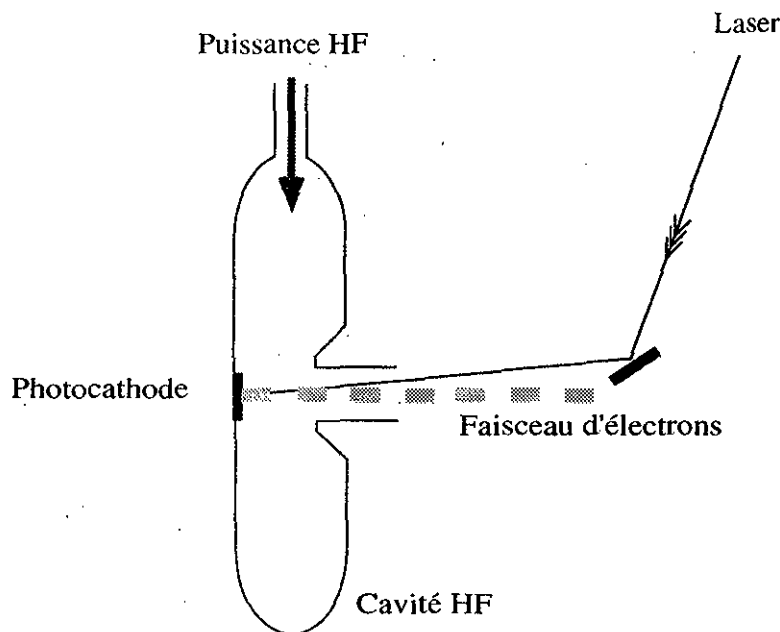


Figure 1.10: *Principe du photo-injecteur*

Ces avantages du photo-injecteur par rapport au canon conventionnel ou même au canon HF thermo-ionique le font apparaître comme un injecteur de grande brillance presque idéal. Ceci ne pourra toutefois être complètement le cas que lorsque la technologie sera suffisamment mûre pour garantir une fiabilité compatible avec une installation destinée à fournir un faisceau à des utilisateurs. Ceci n'est pas encore tout à fait vrai aujourd'hui même si plusieurs photo-injecteurs fonctionnent comme injecteurs de lasers à électrons libres.

Le photo-injecteur s'appuie sur deux technologies (les photocathodes et les lasers) qui n'étaient pas jusque là utilisées dans le domaine des accélérateurs et qui ont dû progresser pour les besoins de cette application particulière. Ces deux technologies constituent donc à la fois l'âme et le talon d'Achille des photo-injecteurs.

Idéalement, une bonne photocathode doit avoir un bon rendement quantique¹⁰, une durée de vie¹¹ suffisamment longue, et elle doit pouvoir supporter des champs électriques importants sans émettre un "courant d'obscurité"¹² intense. Aujourd'hui, la photocathode idéale n'a pas encore été découverte. Plusieurs types de photocathodes sont étudiés en parallèle et présentent des propriétés différentes. Les plus couramment employées sont les cathodes semiconductrices à base d'alcalins [112, 362], les cathodes métalliques [319] et les cathodes thermo-ioniques utilisées en photo-émission [117, 625]. D'autres

¹⁰nombre de photons émis par électron incident.

¹¹temps pendant lequel le rendement quantique décroît de moitié.

¹²courant dû à l'émission de champ.

types sont aussi étudiés comme par exemple les pointes ou réseau de pointes [99] les matériaux ferroélectriques [109], et les cathodes à base d'arséniure de gallium pour la production d'électrons polarisés [113]. Un excellent aperçu de l'état de l'art en matière de photocathodes peut être trouvé dans les actes des derniers ateliers internationaux sur le sujet [115, 118, 119].

Le laser, quant à lui, doit produire un train d'impulsions très brèves, ayant une longueur d'onde correspondant à la meilleure réponse de la photocathode. Etant donné le rendement quantique de la photocathode, chaque impulsion laser doit être suffisamment énergétique pour produire la charge voulue. Cette énergie doit être constante d'une impulsion à l'autre, afin d'assurer une stabilité en courant du train d'impulsions. Le profil transverse du faisceau laser doit être bien défini (certains profils minimisent l'émission [526]) et reproductible d'une impulsion à l'autre. Enfin, le laser doit être synchronisé avec le signal HF, avec une fluctuation temporelle ("jitter") très inférieure à la durée de l'impulsion [170].

Depuis le premier photo-injecteur mis en oeuvre à Los Alamos, les lasers ont fait de gros progrès, tant sur le plan des durées d'impulsions qui peuvent maintenant atteindre le domaine sub-picoseconde, que sur le plan de l'énergie par impulsion. La fiabilité générale s'est aussi améliorée, même si des progrès sont encore nécessaires. La difficulté principale reste la génération de trains d'impulsions intenses (adaptés aux cathodes métalliques). L'obtention de profils transverses uniformes et la synchronisation avec le signal HF avec des fluctuations inférieures à la picoseconde ne sont pas encore acquises.

Essentiellement deux types de lasers ont été utilisés dans les différents projets de photo-injecteurs: les lasers YAG et YLF dans le domaine 5 à 100 picosecondes [209, 210], et plus récemment les lasers saphir dopé au titane pour les impulsions inférieures à 5 ps [603]. L'état d'avancement des travaux de recherche et développement dans le domaine des lasers pour photo-injecteur est décrit dans les références [128, 357, 515].

1.3.4. Etat de l'art

1.3.4.1 LES DIFFÉRENTS PROJETS

Parmi tous les projets actuellement en cours dans le monde, plusieurs sont déjà opérationnels ou en phase finale de construction. Il s'agit des projets suivants classés par ordre de fréquence HF croissante:

- canons HF thermo-ioniques: Duke University, USA ([163] à [169]), Institute of Physics and Technology Kharkov (IPTK), Ukraine ([458] à [460]) (ces deux projets ont aussi fonctionné en photo-injecteur), Stanford Synchrotron Radiation Laboratory (SSRL) avec la collaboration de Varian et AET, USA ([385] à [388]), Mitsubishi, Japon ([498] à [500]), Ishikawajima-Harima, Japon [501, 502], Institute for High Energy Physics Beijing (IHEPB), Chine ([371] à [382]), Vanderbilt University, USA [555], National Laboratory for High Energy Physics (KEK/Photon-Factory), Japon ([493] à [497]), Argonne National Laboratory Advanced Photon Source (ANL/APS), USA [476, 477], Stanford University (SUNSHINE), USA [556, 557].

- photo-injecteurs: Commissariat à l'Energie Atomique Bruyères-le-Châtel (CEA/ELFA), France ([238] à [272]), BOEING Aerospace (APLE), USA ([424] à [434]), Los Alamos National Laboratory (LANL/APEX), USA ([172] à [225]), Los Alamos National Laboratory (LANL/AFEL), USA ([226] à [237]), Argonne National Laboratory (ANL/AWA), USA ([461] à [475]), Université de Twente (UT/TEUFEL), Pays-Bas ([453] à [457]), Fermilab en collaboration avec UCLA, INFN Milan et DESY (TTF), USA/Italie/Allemagne ([412] à [423]), Brookhaven National Laboratory (BNL/ATF), USA ([273] à [323]), National Laboratory for High Energy Physics (KEK/JLC), Japon ([478] à [489]), University of California Los Angeles (UCLA), USA ([396] à [411]), Centre Européen pour la Recherche Nucléaire (CERN/CTF), Suisse ([333] à [370]), Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire d'Orsay (LAL/CANDELA), France ([562] à [643]), Institute for Laser Technology Osaka (ILTO), Japon [503, 504], Grumman Aerospace en collaboration avec BNL, USA ([328] à [332]), Rockwell International Corporation (RIC), USA [551, 552], Stanford Linear Accelerator Center (SLAC) en collaboration avec BNL et UCLA, USA ([324] à [327]), Massachusetts Institute of Technology (MIT), USA ([435] à [442]).

Les paramètres principaux de la plupart de ces différents projets sont résumés dans les tableaux 1.4 et 1.5. Ces tableaux sont divisés en trois parties. La première traite des paramètres HF, la seconde est une liste cohérente des paramètres du faisceau et la troisième concerne le laser lorsqu'il y a lieu. Les paramètres à l'intérieur de chaque partie sont cohérents, ce qui n'est pas forcément le cas pour des paramètres appartenant à des parties différentes. Par exemple, les performances du faisceau n'ont pas nécessairement été obtenues avec les paramètres du laser ou de la cavité donnés ici. Pour ces deux composants, il s'agit, la plupart du temps, des meilleurs paramètres possibles, alors que pour le faisceau, il s'agit de paramètres typiques.

De nombreuses autres institutions ont, ou ont eu une activité concernant les canons HF: Université de Wuppertal, Allemagne ([389] à [395]), Université de Milan, Italie ([450] à [452]), Istituto Nazionale de Fisica Nucleare Milan (INFN), Italie ([521] à [548]), Paul Scherrer Institut Zurich (PSI), Suisse [549, 550], Sincrotrone Trieste (ST), Italie [553], Institute of Engineering Electronics Chengdu (IEEC), Chine [554], Lawrence Livermore National Laboratory [560] et aussi en collaboration avec SLAC et Lawrence Berkeley Laboratory (LLNL-SLAC-LBL), USA ([443] à [449]), North Carolina Central University (NCCU), USA [57], Rochester University, USA [558], Synchrotron Radiation Research Center (SRRC), Taiwan [561], Synchrotron de Pohang, Corée du Sud [559].

1.3.4.2 COMPARAISON AVEC LES INJECTEURS CONVENTIONNELS

La figure 1.11 montre les brillances obtenues par les différents projets et comment celles-ci se comparent aux brillances des injecteurs conventionnels mentionnés précédemment. Afin de situer ces performances par rapport aux besoins, on a aussi reporté sur la figure les brillances des différents collisionneurs linéaires données dans le tableau 1.1 et les zones de fonctionnement possible des différentes catégories de lasers à électrons libres selon le tableau 1.2. Il est important de noter que cette figure est seulement indicative, car bien souvent les émittances annoncées dans les références ne correspondent pas toutes

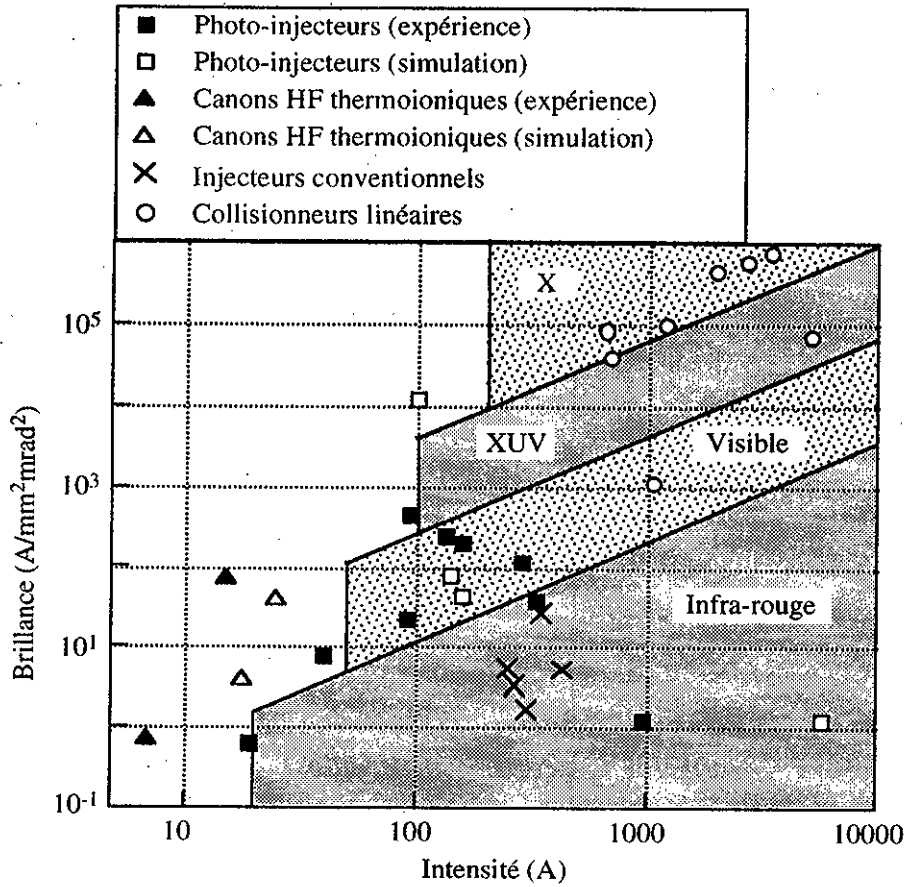


Figure 1.11: *Brillance des canons HF et des injecteurs conventionnels*

aux mêmes définitions ou aux mêmes méthodes de mesures. Bien que les ajustements nécessaires aient en principe été faits, il peut demeurer de petites erreurs sur les émittances prises en compte pour le calcul de la brillance. Comme celle-ci dépend fortement de l'émittance, en particulier pour les faibles valeurs de cette dernière, les comparaisons des brillances de plusieurs canons sont délicates. C'est la raison pour laquelle, les noms des projets correspondant aux différents points de la figure ne sont pas mentionnés!

Les conclusions qu'on peut tirer de l'observation de la figure 1.11 sont assez claires: les photo-injecteurs permettent de gagner un, voire deux ordres de grandeur en brillance par rapport aux injecteurs conventionnels, mais ne permettent pas encore d'envisager l'opération de lasers à électrons libres dans le domaine XUV ou X. Par contre, ils sont suffisamment performants pour permettre d'atteindre le domaine UV comme cela a été démontré dernièrement à Los Alamos [47]. Les canons HF thermo-ioniques peuvent aussi produire des brillances sensiblement plus élevées que les injecteurs conventionnels avec toutefois l'inconvénient d'être limités à des courants plus modestes. Enfin, comme il a

déjà été mentionné, les brillances nécessaires pour les collisionneurs linéaires semblent pour le moment hors d'atteinte.

1.4 Conclusion

Inventés il y a 10 ans, les canons HF ont connu un développement très rapide. Les performances obtenues avec les photo-injecteurs ont d'ors et déjà permis des avancées significatives, en particulier dans le domaine des lasers à électrons libres. Comme les besoins en faisceaux brillants vont en grandissant, le développement sur les photo-injecteurs devrait se poursuivre et permettre d'amener ceux-ci à un niveau de fiabilité équivalent à celui des injecteurs conventionnels.

Les chapitres suivants illustrent par un exemple l'effort de développement entrepris dans plusieurs laboratoires pour atteindre cet objectif.

Tableau 1.4: Paramètres de quelques canons HF thermo-ioniques + aimant α

Paramètre	Unité	Duke	IHEPB	IPTK	SSRL
Mise à jour		4/91	1/93	11/91	2/91
Caractéristiques des cavités et paramètres HF					
Nombre		1	1	1	2
Fréquence	MHz	2856	2856	2797,2	2856
Impédance shunt	M Ω /m		110		138
Rayon de l'iris	mm		7		3,8
Type de cathode		LaB ₆	LaB ₆	Ba-Ni	Imprégnée
Champ cathode	MV/m	30	30	42	20
Puissance crête	MW		1,4	1,5	3,5
Macro-impulsion	μ s	8	4	1,4	2
Répétition	Hz	15	12,5	12,5	10
Performances du canon					
Expérience (E)/Simulation (S)		E	S	E	S
Energie	MeV	0,9	0,8 - 1	0,5 - 0,9	2,6
σ_U	keV		50	38	57
Rayon cathode	mm		1,5	4	2,5
σ_b	ps	2 - 5	6	3 - 5	4
$\epsilon_{x,qm,n}$	π mm mrad	10	11	20	4,4
$\epsilon_{y,qm,n}$	π mm mrad	4		10	
Q	nC	0,07	0,1		0,29
I	A	15-35	25-30	7-12	18
B_n	10^{10} A/m ² rad ²	76	42	0,71	4,2

Tableau 1.5: Paramètres des principaux photo-injecteurs existants

Paramètre	Unité	CEA	BOEING	APEX	AFEL	ANL	TU	BNL	KEK-JLC	UCLA	CERN	LAL	MIT
Mise à jour		5/93	4/93	5/93	5/93	3/93	3/93	5/93	5/93	5/93	5/95	5/93	5/93
Caractéristiques des cavités et paramètres HF													
Nombre cellules		1	4	6	11	1	6	2	1	2	2	2	2
Fréquence	MHz	144	433	1300	1300	1300	1300	2856	2856	2856	2998	2998	17000
Impédance shunt	MΩ/m	33	34	53	53	55	50	57	63	58	59,7	63	140
Rayon de l'iris	mm	10	20	12	12	24	12	10	10	10	10	5	1,8
Type de cathode		CsK ₂ Sb	CsK ₂ Sb	CsK ₂ Sb	CsK ₂ Sb	Cu	CsK ₂ Sb	Cu	CsSb	Cu	Cs ₂ Te	WBaO	Cu
Champ cathode	MV/m	28	26	26	20	92	26	98	40	83	100	50	250
Puissance crête	MW	1	2,6	1,8	8,7	1,5	1,8	6,2	1,2	6	6	2,7	5
Macro-impulsion	μs	200	8300	100	10	8	15	3,5	2	4	2,5	2	0,03
Répétition	Hz	1	30	1	10	30	10	6	5	10	10	12,5	10
Performances du canon													
Expérience (E)/Simulation (S)		E	E	E	E	S	S	E	E	E	E	S	S
Energie	MeV	1,4	5	6	13	1,8	6	4,1	0,9	3,5	4,1	2,9	2,2
σ_U	keV	27	40	12	44	150	12	18		10		8	4
Spot laser (qm)	mm	2,8	1,7	1,5	2,5	1,5	1,5			1	0,4	2,5	1,5
σ_u	mm					0,9	0,9	9		3	0,6	2	0,7
σ_b	ps	42	22	3	6	4,2	4,2	7	20	5		5	0,39
$\epsilon_{u,n,qm}$	π mm mrad	25	9	3,3	13	2,1	6,5	300	6	4	10	120	8,5
Q	nC	2	5	1	5	1	3	100	7	2	3,2	0,5	16
I	A	19	91	135	330	95	285	5700	140	160		2	0,1
B_n	10 ¹⁰ A/m ² rad ²	0,62	22,8	251	39,6	436	137	1,28	78,8	203		8,1	1,3
Laser													
Type		Nd:YAG	Nd:YLF	Nd:YLF	Nd:YLF	Colorant	Nd:YLF	Nd:YAG	Nd:YAG	Nd:YAG	Nd:YLF	Ti:Al ₂ O ₃	Ti:Al ₂ O ₃
λ fondamental	nm	1064	1054	1054	1054	497	1054	1064	1064	1064	1054	800	800
λ utile	nm	532	527	527	527	248	527	266	532	266	266	266	266
Durée qm	ps	20	22	7	3	3	21	2,5	4,2	1,7	5	1	1,4
Répétition	MHz	14,4	27	21,7	108,3	1 imp.	81,25	40,8	178,5	1 imp.	1 imp.	1 imp.	1 imp.
Energie	μJ	20	0,47	12	10	5000	2,5	100	150	300	10	100	200
Macro-impulsion	μs	150	10000	200	10	-	15	2,5	1	-	-	-	-

Chapitre 2

Conception d'un photo-injecteur

*Et souvent les choses qui m'ont semblé
vraies lorsque j'ai commencé à les concevoir,
m'ont paru fausses lorsque je les ai voulu mettre sur le papier.*

*René Descartes (1596-1650)
Discours de la méthode, 1^{ère} partie*

La conception d'un photo-injecteur répondant à un cahier des charges plus ou moins précis, nécessite à la fois un modèle théorique rendant compte de la dynamique du faisceau, et un cadre décrivant les contraintes pratiques et/ou technologiques à prendre en compte. Ce chapitre présente ces deux aspects: d'abord, il introduit le modèle analytique de la dynamique de faisceau dans un photo-injecteur, développé par Kim [445] et amélioré par Serafini [538], puis il donne une formulation mathématique des différentes contraintes pratiques et technologiques qu'on peut envisager. L'ensemble des équations ainsi obtenues fournit une description relativement complète des connaissances nécessaires à la conception d'un photo-injecteur. Celles-ci peuvent être utilisées pour optimiser un photo-injecteur en vue d'une application particulière.

2.1 Le modèle analytique de Kim

Les premiers photo-injecteurs construits à Los Alamos et à Brookhaven ont été conçus avec l'aide presque exclusive, de la simulation numérique et en particulier du code PARME-LA [151]. Seule la conception de la forme des cavités s'est appuyée sur une formulation analytique, faisant appel à un modèle électrostatique à Los Alamos [222], et à un développement en série de Fourier du champ électromagnétique à Brookhaven [273]. Ce n'est qu'en 1988, que Kim a proposé un modèle analytique complet de la dynamique de

faisceau dans un photo-injecteur [445]. Ce travail désigné ici sous le terme de "modèle de Kim", constitue toujours la référence en la matière. Après avoir explicité les hypothèses de départ, les principaux résultats sont rappelés sans démonstration. Pour chacun d'eux, les approximations utilisées sont discutées et, lorsque c'est possible, des critères mathématiques décrivant le domaine de validité du modèle vis-à-vis de ces approximations, sont formulés. Enfin, quelques améliorations, permettant d'étendre ce domaine de validité, sont proposées.

2.1.1 Hypothèses de départ

Pour développer son modèle de dynamique de faisceau dans un photo-injecteur, Kim s'est placé dans certaines conditions, et il a fait quelques hypothèses simplificatrices résumées ci-dessous.

Les conditions particulières concernent essentiellement le champ électromagnétique et les distributions du faisceau.

- Kim considère un canon constitué d'une cavité HF travaillant en ondes stationnaires (mode π) et composée de $n + 0,5$ cellules de longueur égale à une demi-longueur d'onde HF¹. Le champ électrique accélérateur $E_z(z, r, t)$ vu par une particule à un instant t , à une coordonnée radiale r et à une abscisse longitudinale z s'étendant de 0 à $(n + 0,5)\lambda_{hf}/2$, s'écrit alors:

$$E_z(z, r, t) = E_0 \cos(kz) \sin(\omega t + \phi_0) \quad (2.1)$$

où $k = 2\pi/\lambda_{hf} = \omega/c$ est le nombre d'onde, λ_{hf} la longueur d'onde, E_0 le champ crête et ϕ_0 la phase à laquelle la particule quitte la cathode, à $t = 0$. Ce champ est une idéalisation du champ d'une cavité réelle puisqu'il ne contient que l'harmonique d'espace fondamentale, et qu'il ne dépend pas de la coordonnée radiale. De plus, il est à noter que Kim considère pour simplifier ses calculs, qu'un champ positif est accélérateur. Cette convention qui est aussi utilisée dans le code de simulation PARMELA, est conservée dans la suite de cette thèse.

On définit alors la phase ϕ à un instant t , et à la coordonnée z correspondante par:

$$\phi = \omega t - kz + \phi_0 \quad (2.2)$$

Celle-ci, égale à ϕ_0 pour un électron hypothétique, qui serait issu de la cathode à la vitesse de la lumière, traduit à chaque instant, le "glissement" d'un électron réel par rapport à l'onde HF.

Du fait de la symétrie cylindrique, les seules autres composantes du champ électromagnétique non nulles sont le champ radial $E_r(z, r, t)$ et le champ magnétique azimuthal $B_\theta(z, r, t)$, qui s'écrivent:

$$E_r(z, r, t) = E_0 \frac{kr}{2} \sin(kz) \sin(\omega t + \phi_0) \quad (2.3)$$

¹la première cellule dans laquelle se trouve la cathode correspond en fait à une demi-cellule, d'où l'utilisation de la formulation " $n + 0,5$ cellules".

$$cB_\theta(z, r, t) = E_0 \frac{kr}{2} \cos(kz) \cos(\omega t + \phi_0) \quad (2.4)$$

Ces composantes du champ étant linéaires en r , le modèle de Kim est dit linéaire par opposition à l'extension de ce modèle faite par Serafini qui prend en compte les termes non-linéaires et décrit donc plus fidèlement une cavité réelle.

- aucune focalisation magnétique externe n'est prise en compte, bien que celle-ci soit présente sur la plupart des projets de photo-injecteurs.
- le faisceau d'électrons a une symétrie cylindrique, c'est-à-dire que tous les paramètres obtenus sont égaux dans les deux plans transverses. L'indice "u" utilisé pour repérer les paramètres transverses, peut donc indifféremment être remplacé par "x" ou "y".
- les distributions longitudinale et transverses de l'impulsion laser sont soit gaussiennes (de durée quadratique moyenne σ_l et de dimension quadratique moyenne σ_{u0}), soit uniformes (de durée T_l et de rayon R_0). La longueur de l'impulsion laser (cT_l ou $c\sigma_l$) et ses dimensions transverses sont petites devant la longueur d'onde HF.
- la distribution longitudinale de l'impulsion d'électrons est symétrique par rapport à un "électron de référence", défini comme étant généré par un "photon qui partage l'impulsion laser en deux parties de durée égale" (voir figure 2.1).

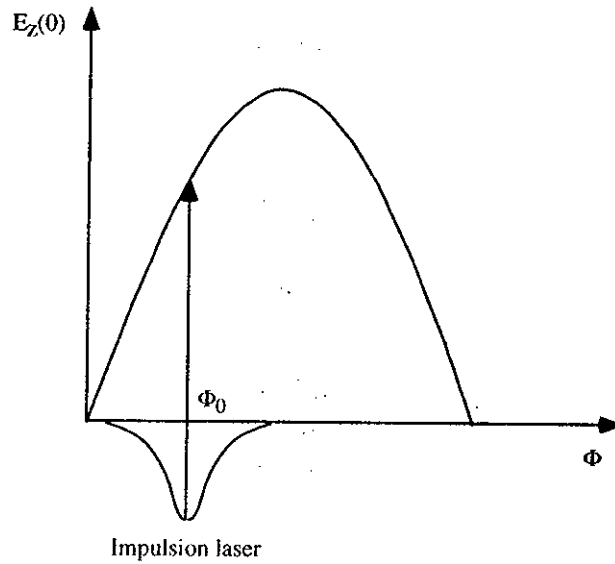


Figure 2.1: Définition de ϕ_0

Les hypothèses physiques faites pour obtenir une expression analytique simple des différents paramètres du faisceau accéléré sont les suivantes:

- l'impulsion électronique a exactement la même distribution longitudinale et transverse que l'impulsion laser. En particulier, au cours de l'accélération, il n'y a pas de groupement ou de dégroupement longitudinal de l'impulsion et la dimension transverse du faisceau reste constante. Cette dernière hypothèse est sans doute la plus éloignée de la réalité.
- l'émittance d'origine thermique du faisceau issu de la cathode, est supposée négligeable devant l'émittance qui apparaît lors de l'accélération.

En plus de ces conditions et hypothèses simplificatrices, Kim a besoin de faire des approximations, en particulier en ce qui concerne la dynamique non-relativiste près de la cathode et la prise en compte des forces de charge d'espace. Celles-ci seront détaillées au cours de la présentation des résultats.

2.1.2 Principaux résultats

Il n'est pas nécessaire de répéter ici tous les calculs de Kim dans le détail, mais il suffit d'en rappeler les principaux résultats, obtenus dans le cadre des conditions et hypothèses présentées plus haut. Afin de ne pas alourdir la présentation, les formules non essentielles sont renvoyées en annexe A.

2.1.2.1 PHASE ET ÉNERGIE

L'expression de ϕ en fonction de z est donnée par la relation suivante:

$$\phi = \phi(z) = \frac{1}{2\alpha \sin \phi_0} \left[\sqrt{\tilde{\gamma}^2 - 1} - (\tilde{\gamma} - 1) \right] + \phi_0 \quad (2.5)$$

où $\tilde{\gamma}$ est une expression approchée du facteur relativiste de Lorentz γ qui s'écrit:

$$\tilde{\gamma} = \tilde{\gamma}(z) = 1 + 2\alpha k z \sin \phi_0 \quad (2.6)$$

et α est un paramètre sans dimension, représentatif de l'amplitude du potentiel vecteur associé au champ HF:

$$\alpha = \frac{eE_0}{2m_0 c^2 k} \quad (2.7)$$

e étant la charge de l'électron et m_0 sa masse. En combinant 2.5 et 2.6, on obtient une expression plus directement utilisable de la phase:

$$\phi = k z \left[\sqrt{1 + \frac{1}{\alpha k z \sin \phi_0}} - 1 \right] + \phi_0 \quad (2.8)$$

Pour un canon infiniment long, ϕ tend vers une valeur asymptotique appelée ϕ_∞ , qui vaut:

$$\phi_\infty = \phi_0 + \frac{1}{2\alpha \sin \phi_0} \quad (2.9)$$

L'existence de cette valeur asymptotique s'explique simplement par le fait que les électrons ayant été suffisamment accélérés, ont quasiment atteint la vitesse de la lumière et ne peuvent plus "glisser" par rapport à l'onde HF. En réinjectant 2.5 dans l'équation de la dynamique, on obtient une expression de γ plus exacte que 2.6:

$$\gamma = \gamma(z) = 1 + \alpha[kz \sin \phi + \frac{1}{2}(\cos \phi - \cos(\phi + 2kz))] \quad (2.10)$$

L'énergie en sortie du canon, à l'abscisse $z_f = (n + 0,5)\lambda_{hf}/2$, vaut donc:

$$\gamma_f = \gamma(z_f) = 1 + \alpha[(n + 0,5)\pi \sin \phi(z_f) + \cos \phi(z_f)] \quad (2.11)$$

et l'énergie maximum possible, obtenue lorsque $\phi(z_f) = \pi/2$ s'écrit alors:

$$\hat{\gamma}_f = (\gamma_f)_{max} = 1 + (n + 0,5) \alpha \pi \quad (2.12)$$

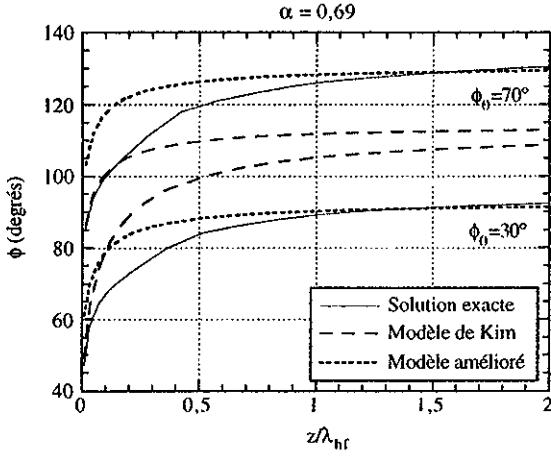
Les expressions 2.5 et 2.10 de ϕ et γ ont été obtenues en assimilant l'accélération près de la cathode à une constante, ce qui a permis d'intégrer facilement l'équation de la dynamique. Cette approximation n'est valable que dans la mesure où le champ accélérateur au voisinage de la cathode est suffisamment grand. La figure 2.2 montre d'ailleurs la différence entre la phase calculée par la formule 2.8 et une intégration numérique de l'équation de la dynamique dans le canon, pour différentes valeurs de α et de ϕ_0^2 . Comme on peut s'y attendre du fait de l'approximation faite, il y a un accord assez pauvre entre le modèle de Kim et la solution exacte, pour les faibles valeurs de α et ϕ_0 . En effet, lorsque α et/ou ϕ_0 sont petits, le produit $\alpha \sin \phi_0$ qui caractérise le champ accélérateur près de la cathode est lui aussi petit. Dans ce cas, l'électron "glisse" par rapport à l'onde HF pendant un temps assez long avant d'atteindre finalement la vitesse de la lumière et de pouvoir s'accrocher sur l'onde, c'est-à-dire avant d'être "capturé". Ceci est très clairement montré sur la figure 2.2, où l'on voit que suivant les valeurs de α , l'abscisse z/λ_{hf} pour laquelle la phase ϕ devient quasiment constante, est plus ou moins proche de la cathode. Dans tous les cas, on remarque cependant que pour z supérieur à $3\lambda_{hf}/4$, ϕ est quasi constant et donc très voisin de ϕ_∞ . Ceci explique pourquoi dans la pratique, on confond la phase $\phi_f = \phi(z_f)$ à la sortie du canon et ϕ_∞ .

Kim ne donne pas de façon explicite le domaine de validité de son approximation, mais il se contente de dire que celle-ci est pauvre pour les faibles valeurs de ϕ_0 . Pour essayer de préciser cette notion, on considère le fonctionnement optimum du canon (énergie maximum, émittance minimum) qui, comme il sera expliqué plus loin, est obtenu lorsque:

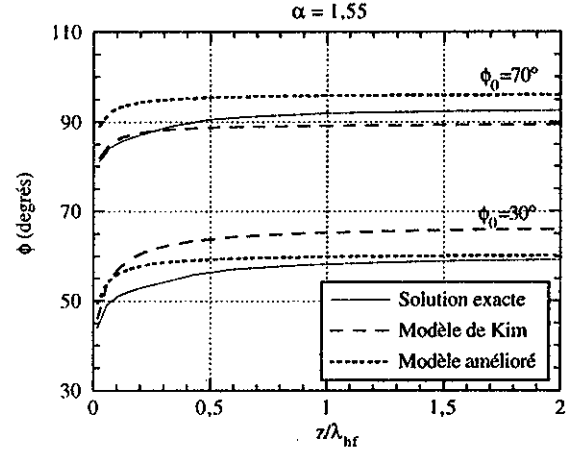
$$\phi_\infty = \phi_0 + \frac{1}{2\alpha \sin \phi_0} = \frac{\pi}{2} \quad (2.13)$$

La figure 2.3 montre que pour $\alpha \geq 0,9$, cette équation admet deux solutions pour ϕ_0 , une supérieure et l'autre inférieure à $\pi/4$. Comme ϕ_0 ne doit pas être trop petit, seule

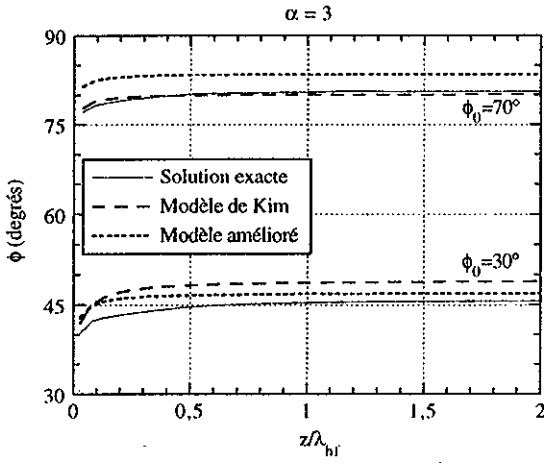
²les valeurs de α choisies couvrent le domaine des valeurs possibles dans la pratique, et correspondent presque toutes à des projets existants: $\alpha = 0,69$ (MIT), $\alpha = 1,55$ (BNL), $\alpha = 3$ (valeur intermédiaire), $\alpha = 8$ (CEA).



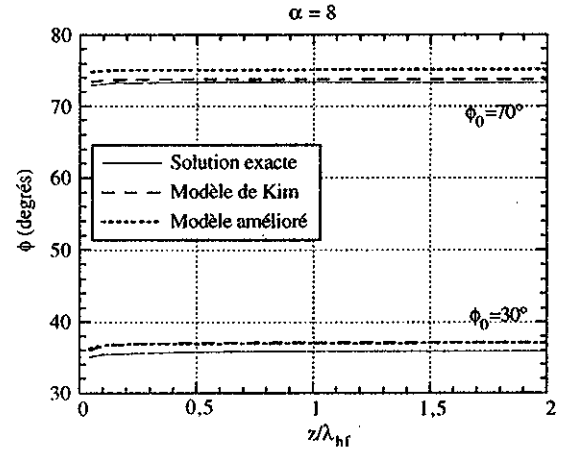
(a)



(b)



(c)



(d)

Figure 2.2: Variation de ϕ en fonction de z pour différentes valeurs de α et ϕ_0 : comparaison entre le modèle de Kim, le modèle amélioré et une intégration numérique

la première de ces solutions est valable. La figure 2.3 montre aussi que pour $\alpha \leq 0,9$, l'équation 2.13 n'admet pas de solutions. La figure 2.2(a) indique pourtant que cette dernière assertion n'est pas correcte, puisque pour $\alpha = 0,69$ et $\phi_0 = 30^\circ$, $\phi_\infty \simeq \pi/2$. Cette contradiction résulte de l'approximation mentionnée précédemment. Ces remarques permettent donc de conclure que le domaine de validité du modèle de Kim, par rapport à α et ϕ_0 , est borné par les inégalités suivantes:

$$\alpha \geq 0,9 \quad \text{et} \quad \phi_0 \geq \frac{\pi}{4} \quad (2.14)$$

Ces deux conditions impliquent que $\alpha \sin \phi_0 \geq 0,64$. D'après la formule 2.6, si $\alpha \sin \phi_0 = 0,64$, le facteur relativiste γ est égal à 2 (c'est-à-dire $\beta = 0,9$) au milieu de la première demi-cellule du canon, ce qui donne une interprétation physique aux conditions de validité 2.14: le modèle de Kim s'applique lorsque les électrons sont relativistes avant d'atteindre le milieu de la première demi-cellule.

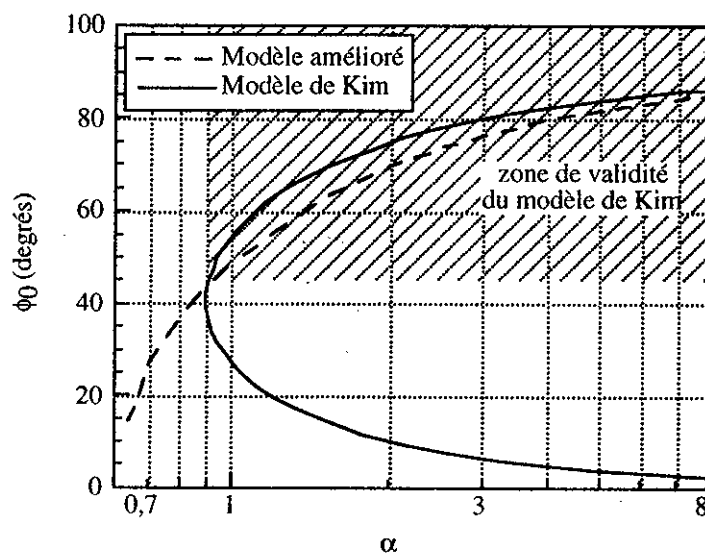


Figure 2.3: Phase optimum en fonction de α (modèle de Kim et modèle amélioré)

Ces conditions ne sont pas très restrictives pour les canons de fréquence inférieure à 3 GHz qui utilisent en général des paramètres α supérieur à 1,5, mais par contre elles ne permettent pas d'envisager des fréquences élevées, pour lesquelles α devient nettement inférieur à un³. Sachant qu'il est très difficile de faire mieux que Kim dans la résolution analytique de l'équation de la dynamique du canon, nous avons essayé de dégager, à partir de simulations numériques, une loi empirique de la phase asymptotique ϕ_∞ en fonction de ϕ_0 , qui soit plus exacte que la formule approchée 2.9. On remarque pour cela que l'expression de ϕ_∞ en fonction de ϕ_0 ne dépend que de α , et qu'on peut donc

³voir par exemple le canon de MIT [435], pour lequel $\alpha = 0,69$.

établir facilement une loi "empirique" à partir de quelques simulations numériques pour différentes valeurs de α . Pour cela, on a utilisé le code PARMELA, avec lequel on a simulé un canon de fréquence 3 GHz, de champ accélérateur E_0 variable en fonction de α , et comportant 4,5 cellules. Le nombre de cellules a été choisi, en remarquant que, même dans le cas le plus défavorable où α est inférieur à 1, la convergence de ϕ vers ϕ_∞ était rapide. En effet, la phase après 4,5 cellules ne différait de la phase après 11,5 cellules que de 3%. La figure 2.4 montre les résultats obtenus pour les quatre valeurs de α utilisées précédemment. Conformément aux conditions 2.14, l'accord entre simulations et modèle de Kim est d'autant meilleur que α et/ou ϕ_0 sont grands. Pour obtenir un meilleur accord entre une formule analytique et les simulations, on cherche à lisser les résultats de PARMELA par une formule du type 2.9, où l'on remplace ϕ_0 par $\phi_0 + \Delta\phi$. Pour réussir du mieux possible, on doit introduire deux $\Delta\phi$ différents pour les deux apparitions de ϕ_0 dans la formule. Finalement, on obtient la formule empirique suivante:

$$\phi_\infty = \phi_0 + \frac{1}{2\alpha \sin(\phi_0 + \frac{\pi}{6\sqrt{\alpha}})} + \frac{\pi}{15\alpha} \quad (2.15)$$

Ces petits $\Delta\phi$ rajoutés traduisent un "glissement" de phase de l'électron par rapport à l'onde, au voisinage de la cathode, plus important que le glissement pris en compte par l'approximation de Kim. Ce type d'amélioration de la formule de Kim avait déjà été proposé par Gao [579], qui dans un cadre moins général, avait suggéré de remplacer ϕ_0 , par $\phi_0 + \delta\phi$, dans le sinus de la formule 2.9. Il donnait alors pour $\delta\phi$ une valeur proportionnelle à $E_0^{-0,9}$. Si l'on utilise la nouvelle expression de ϕ_∞ dans l'équation 2.13, on en déduit la phase ϕ_0 optimum. Cette nouvelle solution, représentée sur la figure 2.3, est maintenant unique, sur le domaine des valeurs de α possibles. Ayant établi une nouvelle forme pour ϕ_∞ , on est tenté d'en déduire une nouvelle forme pour ϕ , en remplaçant ϕ_0 par $\phi_0 + \Delta\phi$ dans l'équation 2.5. Ceci a été fait, et la figure 2.2 montre que pour les faibles valeurs de α et ϕ_0 , cette nouvelle expression de ϕ est beaucoup plus proche des résultats numériques que l'expression de Kim. Pour $\alpha \geq 3$, la nouvelle expression de ϕ reste aussi très proche de la solution exacte, bien que dans certains cas, elle soit un peu moins proche que la solution originelle de Kim. Le domaine de validité de ce modèle de Kim amélioré est maintenant:

$$\alpha \geq 0,6 \quad \text{et} \quad \phi_0 \geq \frac{\pi}{6} \quad (2.16)$$

ce qui en d'autres termes signifie que le modèle est valable si les électrons sont relativistes ($\gamma = 2$) à la sortie de la première demi-cellule.

2.1.2.2 EMITTANCE TRANSVERSE

Le deuxième volet des résultats obtenus par Kim concerne l'émittance transverse à la sortie du canon. Il divise celle-ci en deux contributions, l'émittance dite "HF" générée par le seul champ électromagnétique externe, et l'émittance dite de "charge d'espace" induite par les forces de répulsion entre les électrons. Pour ces deux émittances, Kim utilise la notion d'émittance statistique normalisée $\epsilon_{u,n,gm}$ définie au chapitre 1 par l'équation 1.3. Par la suite, celles-ci seront notées respectivement et par souci de simplicité: ϵ_u^{hf} et ϵ_u^{ce} .

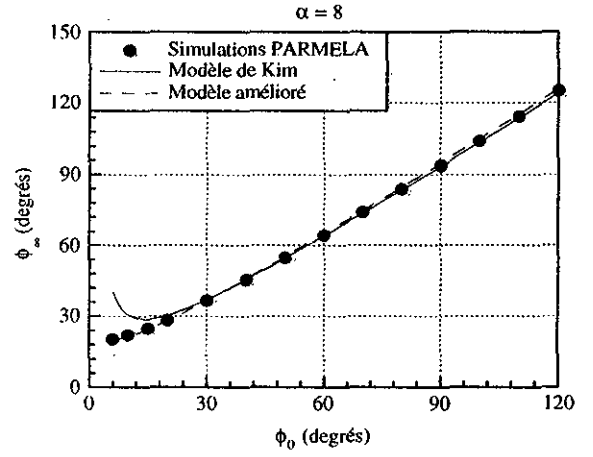
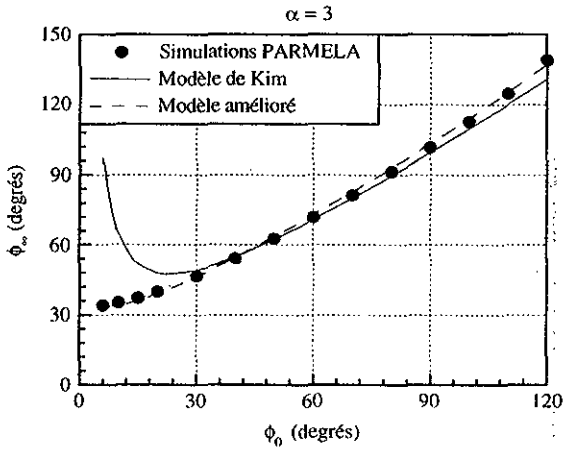
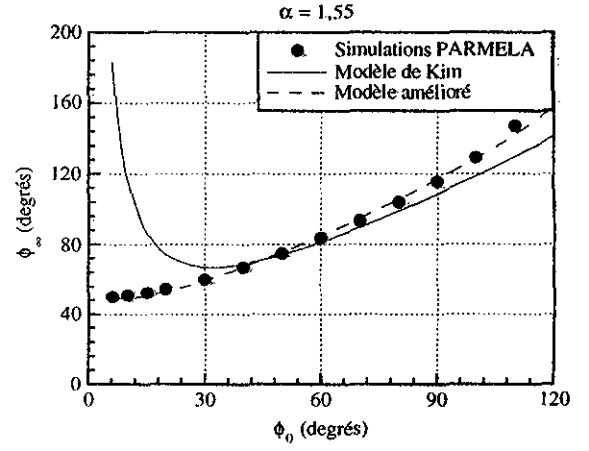
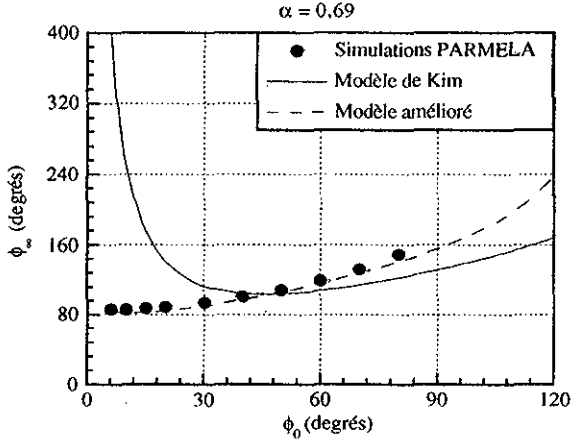


Figure 2.4: Variation de ϕ_∞ en fonction de ϕ_0 pour différentes valeurs de α : comparaison entre le modèle de Kim, son extension et une intégration numérique

- Pour pouvoir exprimer ϵ_u^{hf} , Kim calcule d'abord la force de déflexion transverse due au champ HF. En intégrant celle-ci et en supposant que la coordonnée radiale r de chaque électron ne change pas au cours de l'accélération, il obtient l'impulsion résultante en sortie du canon qui provient entièrement de la traversée de l'iris de sortie de la dernière cellule, et qui, exprimée en unité de m_0c , vaut:

$$p_r^{hf}(z_f) = \alpha k r \sin \phi_f \quad (2.17)$$

où ϕ_f est la phase en sortie du canon.

Cette expression permet de représenter dans l'espace des phases, la figure caractéristique d'un photo-injecteur (figure 2.5). Tous les électrons émis dans un intervalle de temps infiniment court, se trouvent situés sur une droite de l'espace des phases, dont la pente ne dépend⁴ que de la phase de l'émission. C'est la raison pour laquelle cette émittance est souvent appelée émittance linéaire corrélée. La représentation dans l'espace des phases transverse d'un faisceau issu d'un photo-injecteur s'apparente donc à un "éventail", plus ou moins déployé suivant la durée de l'impulsion. L'expression 2.17, montre que lorsque $\phi_f = \pi/2$ pour la particule de référence, c'est la "tranche" centrale de l'impulsion qui a le moment transverse maximum. Celle-ci est donc facilement identifiable sur la figure 2.5. De même, ce sont les "tranches" correspondant à la tête et à la queue de l'impulsion qui ont le moment transverse minimum.

Compte-tenu des autres hypothèses décrites au paragraphe 2.1.1, l'émittance HF minimale à la sortie du canon s'écrit dans le cas de distributions gaussiennes dans les deux plans:

$$(\epsilon_u^{hf})_{min} = (\epsilon_u^{hf}(z_f))_{min} = \frac{1}{\sqrt{2}} \alpha c^2 k^3 \sigma_{u0}^2 \sigma_l^2 \quad (2.18)$$

Celle-ci est obtenue lorsque l'équation 2.13 est vérifiée pour "l'électron de référence" défini précédemment. En dehors de cette condition, Kim donne l'expression de l'émittance HF suivante:

$$(\epsilon_u^{hf})_f = \epsilon_u^{hf}(z_f) = \alpha c k^2 \sigma_{u0}^2 \sigma_l |\cos \phi(z_f)| \quad (2.19)$$

La figure 2.6 montre l'allure de l'évolution de l'émittance HF en fonction de ϕ_0 .

Les résultats correspondants pour des distributions uniformes sont rappelés en annexe A.

- La deuxième contribution à l'émittance d'un faisceau issu d'un photo-injecteur, est celle provenant des forces dites de charge d'espace, c'est-à-dire des forces de répulsion entre les électrons. Pour l'évaluer, Kim suppose que tous les électrons se déplacent à la même vitesse, ce qui lui permet, par une transformation de Lorentz, de réduire le calcul du champ de charge d'espace à un calcul électrostatique dans le repère du laboratoire. Il envisage ensuite les deux cas limite d'une impulsion très longue

⁴ α et k étant fixés.

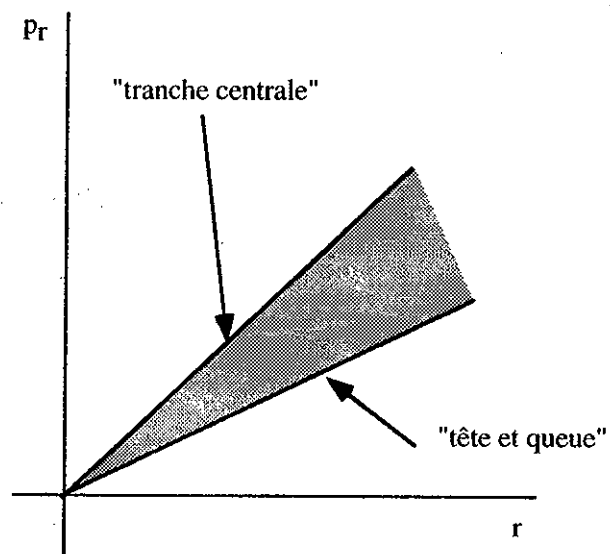


Figure 2.5: *Espace des phases caractéristique d'un photo-injecteur*

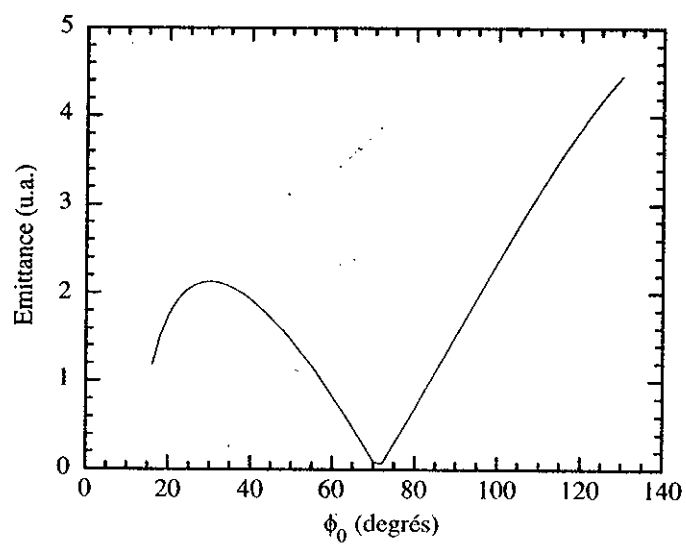


Figure 2.6: *Evolution de l'émittance HF en fonction de ϕ_0*

("cigare") et d'une impulsion très courte ("disque"), pour lesquels la dépendance du champ de charge d'espace avec les paramètres du faisceau est facile à estimer. Cela lui permet d'en déduire une loi d'échelle dans le cas général.

L'impulsion résultante due aux forces de charge d'espace, exprimé en unité de m_0c , s'écrit alors:

$$p_r^{ce} = \frac{\pi}{2E_0 \sin \phi_0} E^{ce} \quad (2.20)$$

où E^{ce} est le champ électrostatique créé par la distribution dans le repère du laboratoire. En utilisant l'expression de E^{ce} dans laquelle il remplace l'intégrale elliptique par une fonction qui l'approche, Kim en déduit l'émittance ϵ_u^{ce} en sortie du canon, pour des distributions gaussiennes dans les deux plans:

$$(\epsilon_u^{ce})_f = \epsilon_u^{ce}(z_f) = \frac{\pi}{4\alpha k \sin \phi_0} \left[\frac{I}{I_A} \right] \frac{1}{(3A + 5)} \quad (2.21)$$

où $A = \sigma_{u0}/c\sigma_l$ est le rapport d'aspect du paquet, ϕ_0 la phase d'émission de "l'électron de référence", I le courant crête et I_A , le courant d'Alfvén qui vaut:

$$I_A = \frac{4\pi\epsilon_0 m_0 c^3}{e} = 17000 \text{ A} \quad (2.22)$$

Des simulations numériques ont montré que pour des phases ϕ_0 petites, cette formule ne donnait pas de bons résultats [582]. En fait, elle n'est valable qu'autour de la phase ϕ_0 correspondant à l'émittance HF minimale. Ces simulations montrent aussi empiriquement que pour les petites valeurs de ϕ_0 , il est préférable de supprimer la dépendance en ϕ_0 dans la formule 2.21.

- Kim montre ensuite que ϵ_u^{hf} et ϵ_u^{ce} ne sont pas indépendantes. L'émittance totale $\epsilon_{u,n,qm}$ s'écrit:

$$(\epsilon_{u,n,qm})_f = \sqrt{(\epsilon_u^{hf})_f^2 + (\epsilon_u^{ce})_f^2 + 2(\epsilon_u^{hf})_f(\epsilon_u^{ce})_f F_u} \quad (2.23)$$

où F_u est une fonction de corrélation qui ne dépend que du rapport d'aspect et que l'on peut écrire:

$$F_u = \frac{1}{1,134 A + 1,623} \quad (2.24)$$

Comme $F_u < 1$, l'émittance totale vérifie l'inégalité suivante:

$$\sqrt{(\epsilon_u^{hf})_f^2 + (\epsilon_u^{ce})_f^2} \leq (\epsilon_{u,n,qm})_f \leq (\epsilon_u^{hf})_f + (\epsilon_u^{ce})_f \quad (2.25)$$

Ces résultats étant rappelés, il est important d'essayer d'exprimer à l'aide de quelques critères mathématiques, leur domaine de validité par rapport aux hypothèses et approximations faites.

- pour les formules 2.18 et 2.21, il a été supposé que la dimension transverse du faisceau ne changeait pas au cours de l'accélération. Formellement, on peut dire que cette

approximation est valable si l'intégrale du moment transverse $p_r(z) = p_r^{hf}(z) + p_r^{ce}(z)$ le long du canon, est négligeable devant la dimension transverse totale au niveau de la cathode, notée R_0 . D'après la référence [538], cette intégrale vaut dans le cas d'une charge nulle, et pour $n = 1$:

$$\frac{1}{z_f} \int_0^{z_f} \frac{p_r(z)}{\gamma(z)} \xi d\xi = R_0 \left(1 - \frac{2 \ln(1 + \frac{3\pi\alpha}{2} \sin \phi_f)}{3\pi\alpha \sin \phi_f} \right) \quad (2.26)$$

Celle-ci est très inférieure à R_0 , si et seulement si:

$$v(\alpha, \phi_f) = \frac{3\pi\alpha}{2} \sin \phi_f \simeq 0 \quad (2.27)$$

Même pour les plus petites valeurs possibles de α et ϕ_f , $v(\alpha, \phi_f)$ est supérieure à 2 et ne vérifie donc pas la condition 2.27. Ceci signifie que pour les valeurs de α et ϕ_f considérées dans le modèle de Kim, l'approximation de la dimension transverse constante n'est jamais valable. D'autres travaux ont d'ailleurs démontré que la dimension transverse à la sortie de la deuxième cellule, vaut toujours entre 1,5 et 1,8 fois la dimension transverse sur la cathode [538]. Cette approximation constitue bien le point faible du modèle de Kim, et explique pourquoi celui-ci sous-estime toujours l'émittance d'origine HF.

- une autre approximation utilisée pour le calcul de l'émittance de charge d'espace, concerne le rapport d'aspect de l'impulsion. En effet, l'expression 2.21 a été établie pour des faisceaux ayant un rapport d'aspect inférieur à 1. Cependant, Kim a conclu après un calcul numérique, qu'elle reste malgré tout valable, et cela avec une erreur inférieure à 50%, pour des faisceaux ayant un rapport d'aspect supérieur à un, mais inférieur à quelques unités.
- l'hypothèse suivant laquelle la longueur de l'impulsion laser est petite devant la longueur d'onde HF intervient dans le calcul de l'émittance HF lorsqu'on remplace les sinus et cosinus par leur développement limité au troisième ordre. Ceci n'est valable que si les termes suivants sont négligeables. D'après le théorème sur les séries alternées qui dit que la somme des termes restants est inférieure au premier terme négligé, cette condition s'écrit pour une distribution gaussienne tronquée à $\pm 2\sigma_l$:

$$4\omega\sigma_l \ll \sqrt{6} \quad (2.28)$$

L'erreur est en fait inférieure à quelques pourcents dès lors que:

$$4\omega\sigma_l < \frac{\sqrt{6}}{3} \quad (2.29)$$

- l'hypothèse selon laquelle la durée de l'impulsion d'électrons est égale à celle de l'impulsion laser, est en général valable lorsque la phase ϕ_0 est voisine de la phase qui minimise l'émittance transverse. Lorsque ϕ_0 est petite, il y a compression et lorsque ϕ_0 est grande, il y a dilatation. Cet effet est caractérisé par l'expression du facteur de compression donnée en annexe A.

- finalement, Kim ne dit rien sur le domaine de charge pour lequel on peut appliquer son formalisme. Cependant, si la charge est très importante, le champ de charge d'espace du faisceau près de la cathode devient du même ordre que le champ accélérateur, et la durée de l'impulsion d'électrons devient supérieure à celle de l'impulsion laser, c'est-à-dire que l'hypothèse de Kim n'est plus valable. Dans la référence [538], Serafini qui reprend pour la charge d'espace la formulation de Kim, donne une expression empirique du domaine de validité obtenu par comparaison avec la simulation numérique. Cette expression s'écrit:

$$Q[\text{nC}] \leq \frac{E_0[\text{MV/m}]}{10} \quad (2.30)$$

Si le champ de charge d'espace devient supérieur au champ accélérateur, aucun électron supplémentaire ne peut être extrait de la cathode, et l'on a alors saturation de la charge émise. Une expression de cette charge limite en fonction du champ sur la cathode, est donnée au paragraphe 2.4.5.

En résumé, on peut dire qu'à 3 GHz, le modèle de Kim s'applique valablement (à l'exception de la prédiction concernant la dimension transverse) pour des charges inférieures à quelques nC, et pour des impulsions laser de quelques millimètres de dimensions transverses et longitudinales.

2.2 Modèle de Serafini

Les paragraphes précédents ont bien mis en évidence les faiblesses du modèle de Kim, dues soit aux hypothèses simplificatrices, soit aux approximations faites dans les calculs. Les limites les plus gênantes lorsqu'on veut décrire un photo-injecteur réel sont la restriction au champ électrique accélérateur parfaitement sinusoïdal, la supposition que la dimension transverse du faisceau est constante, la non prise en compte de la focalisation magnétique externe, et finalement la description trop simpliste de la charge d'espace.

Serafini a réussi à lever les trois premières de ces limitations. L'extension du modèle de Kim aux champs HF comportant des harmoniques supérieurs permet de représenter le champ accélérateur d'une cavité réelle. Pour décrire l'évolution de la dimension transverse dans le canon, il considère que l'impulsion défocalisante donnée aux électrons à la traversée de l'iris de sortie, s'applique de façon adiabatique tout le long de l'accélération. Pour être encore plus précis, il prend aussi en compte les effets focalisant de la force pondéromotrice HF. Enfin, pour inclure la focalisation par un champ magnétique externe, Serafini a recours à un calcul fondé sur l'équation d'enveloppe.

Il en résulte un nouveau modèle qui décrit de façon beaucoup plus complète et beaucoup plus précise la dynamique dans un photo-injecteur. Ce formalisme est présenté en détail dans les références [526, 527, 530, 531, 534, 537, 538, 541, 544]. Les paragraphes ci-dessous présentent une synthèse de ces différentes références, dans laquelle on s'attache surtout à montrer l'enchaînement du raisonnement utilisé. Les formules obtenues étant la plupart du temps beaucoup plus complexes que celles du modèle de Kim, elles ne seront pas données systématiquement pour ne pas alourdir la présentation. Elles sont toutefois rassemblées en annexe A.

2.2.1 Champ électrique quelconque

Le champ électrique dans une cavité multi-cellules de longueur $\lambda_{hf}/2$, travaillant en mode π peut s'écrire sous la forme générale d'un développement en série de fonctions de Bessel modifiées I_0 et I_1 [540]. En remplaçant les fonctions de Bessel par leur développement en série, on obtient les expressions suivantes pour les différentes composantes du champ:

$$E_z(z, r, t) = \begin{cases} E_{norm} \sum_{i=2p+1}^{\infty} a_i \cos(ikz) \sin(\omega t + \phi_0) & ; r = 0 \\ E_{norm} \sum_{i=2p+1}^{\infty} a_i \cos(ikz) \sin(\omega t + \phi_0) \sum_{N=0}^{\infty} \frac{(i^2-1)^N}{N!^2} \left(\frac{kr}{2}\right)^{2N} & ; r \neq 0 \end{cases} \quad (2.31)$$

$$E_r(z, r, t) = E_{norm} \sum_{i=2p+1}^{\infty} i a_i \sin(ikz) \sin(\omega t + \phi_0) \sum_{N=0}^{\infty} \frac{(i^2-1)^N}{N!^2(N+1)} \left(\frac{kr}{2}\right)^{2N+1} \quad (2.32)$$

$$cB_\theta(z, r, t) = E_{norm} \sum_{i=2p+1}^{\infty} a_i \cos(ikz) \cos(\omega t + \phi_0) \sum_{N=0}^{\infty} \frac{(i^2-1)^N}{N!^2(N+1)} \left(\frac{kr}{2}\right)^{2N+1} \quad (2.33)$$

où p est un entier variant de 0 à l'infini. La valeur de la constante E_{norm} , et donc les coefficients de Fourier a_i , dépendent de la normalisation adoptée. Les normalisations les plus courantes sont les suivantes:

- normalisation au champ accélérateur crête sur l'axe ($E_{norm} = E_0$)
- normalisation à l'harmonique fondamentale ($a_1 = 1$)
- normalisation au champ sur la cathode ($\mu = \sum_{i=1}^{\infty} a_i = 1$)

Serafini utilise plusieurs de ces normalisations dans ses différentes publications. Ici, pour des raisons de cohérence, nous adoptons la normalisation au champ crête.

Les expressions 2.31, 2.32 et 2.33 font apparaître deux différences essentielles avec les expressions 2.1, 2.3 et 2.4 du champ idéal utilisé par Kim: les termes d'harmoniques d'espace (somme sur i) et les termes non linéaires par rapport à la coordonnée radiale r (somme sur N).

2.2.2 Emittance non-linéaire

En conservant les hypothèses et conditions particulières de Kim définies en 2.1.1, à l'exception de la description du champ électromagnétique pour lequel il utilise les expressions 2.31, 2.32 et 2.33, Serafini obtient une nouvelle expression du moment transverse d'origine HF exprimé en unité de $m_0 c$ [540] dont l'expression relativement complexe est donnée en annexe A. En se limitant à $i = N = 3$, on obtient:

$$p_r^{hf} = \alpha k r (a_1 + a_3) \sin \phi + \alpha k^3 r^3 a_3 \sin \phi \quad (2.34)$$

Cette expression se réduit à celle de Kim donnée en 2.17 pour $a_3 = 0$, et Serafini montre qu'elle peut aussi être obtenue en appliquant le théorème de Panofsky-Wenzel [2]. Serafini en déduit ensuite une expression analytique de l'émittance d'origine HF qu'il décompose en trois termes [534]:

$$(\epsilon_u^{hf})_f = \sqrt{(\epsilon_{u1}^{hf})^2 + (\epsilon_{u3}^{hf})^2 + (\epsilon_{u13}^{hf})^2} \quad (2.35)$$

où

$$\epsilon_{u1}^{hf} = \frac{a_1 + a_3}{\sqrt{2}} \alpha c^2 k^3 \sigma_{u0}^2 \sigma_l^2 \quad (2.36)$$

est l'émittance linéaire corrélée qui correspond, lorsque a_3 est nul, à l'émittance donnée par Kim dans la formule 2.18.

$$\epsilon_{u3}^{hf} = 2\sqrt{2}a_3\alpha k^3\sigma_{u0}^4\sqrt{1 - k^2c^2\sigma_l^2 + \frac{7}{4}k^4c^4\sigma_l^4} \quad (2.37)$$

est appelée l'aberration sphérique induite par la dépendance non-linéaire du champ, et

$$\epsilon_{u13}^{hf} = 2\sqrt{a_3(a_1 + a_3)}\alpha c^2 k^4 \sigma_{u0}^3 \sigma_l^2 \quad (2.38)$$

est un terme de corrélation entre les deux termes précédents, qui peut être imaginaire pur lorsque a_3 est négatif. Ces trois dernières expressions sont valables pour des distributions gaussiennes dans les plans transverses et longitudinaux. Les expressions correspondantes pour des distributions uniformes sont données en annexe A. Sur la figure 2.7 représentant l'espace des phases transverse, le terme linéaire correspond à l'éventail introduit précédemment et le terme d'aberration sphérique correspond à la courbure qui apparaît pour r et p_r grand.

L'expression 2.36 laisse entrevoir la possibilité de réduire l'émittance linéaire par l'introduction d'harmoniques d'espace négatif du champ accélérateur ($a_3 < 0$). Il y a alors augmentation de l'émittance non-linéaire, mais on verra au chapitre 3 que dans certaines conditions de faisceau, le bilan peut tout de même être positif.

Le même type d'approche peut aussi être fait pour l'émittance de charge d'espace, en décomposant le champ de charge d'espace en champ linéaire et champ non-linéaire [526, 534]. L'expression du champ de charge d'espace dépend des distributions longitudinales et transverses choisies. Pour des raisons de simplicité de calcul, Serafini utilise une distribution uniforme, et il obtient l'expression des trois termes de l'émittance liée à la charge d'espace:

$$\epsilon_{u1}^{ce} = \frac{\pi}{16\sqrt{5}\alpha k \sin \phi_0} \frac{Q}{I_A} \frac{c^3 T_l^2}{R_0^3} \quad (2.39)$$

$$\epsilon_{u3}^{ce} = \frac{3\pi}{512\alpha k \sin \phi_0} \frac{Q}{I_A} \frac{c}{R_0} \quad (2.40)$$

$$\epsilon_{u13}^{ce} = \frac{j\pi\sqrt{3}}{32\sqrt{2}\alpha k \sin \phi_0} \frac{Q}{I_A} \frac{c^3 T_l^2}{R_0^3} \quad (2.41)$$

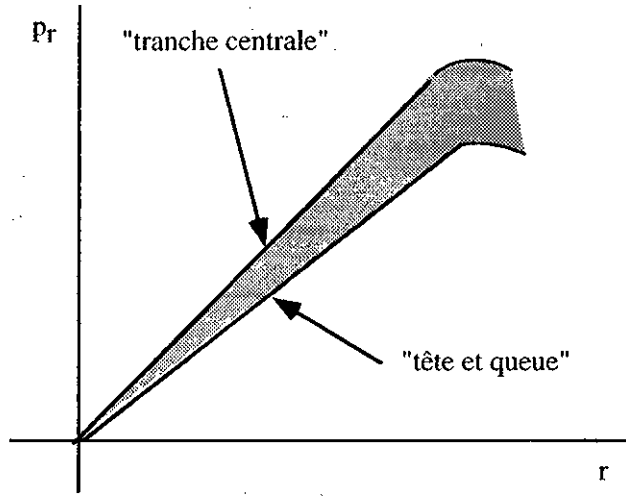


Figure 2.7: *Espace des phases non-linéaire*

où T_l et R_0 désignent respectivement la durée et le rayon de l'impulsion et j le nombre imaginaire pur.

Serafini montre ensuite qu'une distribution transverse particulière qu'il nomme "distribution parabolique inverse", permet de minimiser l'émittance [534]. Dans ce cas, les expressions des trois termes de l'émittance de charge d'espace s'écrivent:

$$\epsilon_{u1}^{ce} = \frac{\pi}{15\sqrt{5}\alpha k \sin \phi_0} \frac{Q}{I_A} \frac{c^2 T_l}{R_0^2} \quad (2.42)$$

$$\epsilon_{u3}^{ce} = \frac{\pi\sqrt{89}}{512\alpha k \sin \phi_0} \frac{Q}{I_A} \frac{c^3 T_l^2}{R_0^3} \quad (2.43)$$

$$\epsilon_{u13}^{ce} = \frac{\pi}{20\sqrt{3}\alpha k \sin \phi_0} \frac{Q}{I_A} \frac{c^{\frac{5}{2}} T_l^{\frac{3}{2}}}{R_0^{\frac{5}{2}}} \quad (2.44)$$

On constate alors que pour les impulsions très brèves, l'émittance est inversement proportionnelle au courant (à charge et dimension transverse constantes). Cette loi d'échelle surprenante qui met en évidence un des avantages des impulsions ultra-brèves, est valable tant que les effets dus aux champs de sillage⁵ sont négligeables.

2.2.3 Evolution de la dimension transverse au cours de l'accélération

Les résultats précédents étendent le modèle de Kim à un champ accélérateur quelconque et donnent une expression de l'émittance non-linéaire. Par contre, ils supposent

⁵champs électriques induits par l'influence de la paroi métallique que constitue la cathode.

toujours une dimension transverse constante au cours de l'accélération. Dans la référence [538], Serafini s'affranchit de cette limitation et obtient une expression de la dimension transverse au cours de l'accélération ainsi qu'une nouvelle expression de l'émittance linéaire.

Il distingue comme d'habitude les effets à une particule (HF) et les effets collectifs (charge d'espace). Pour les effets HF, il adopte la procédure suivante:

- le moment transverse linéaire $p_r(z)$ dû à la HF est toujours évalué suivant la méthode de Kim, mais en tenant compte des harmoniques d'espace supérieures, c'est-à-dire en utilisant les expressions du champ électromagnétique 2.31, 2.32 et 2.33 dans laquelle on suppose $N = 0$. De plus, l'expression 2.9 est remplacée par:

$$\phi_0 = \phi - \frac{1}{2\mu\alpha \sin \phi} - \frac{1}{10(\mu\alpha)^2 \sin^2 \phi} \quad (2.45)$$

où μ désigne la somme des coefficients a_n . Cette expression exprime une autre façon de traiter le problème décrit au paragraphe 2.1.2.1 et pour lequel nous avons proposé l'expression 2.15.

- le rayon du faisceau est ensuite évalué à la sortie de la première demi-cellule et à la sortie de la deuxième cellule en supposant que le moment transverse $p_r(z = 3\lambda_{hf}/2) = \alpha k R_0 \mu \sin \phi$ est distribué adiabatiquement le long de l'accélération dans ces deux cellules. Les expressions correspondantes sont données en annexe A.
- le moment transverse à la sortie de la seconde cellule est alors recalculé en rajoutant la contribution du second ordre due à la force de focalisation HF du second ordre appelée force pondéromotive [404].
- après évaluation des dimensions et du moment quadratique moyen, il devient possible de calculer l'émittance HF minimum (correspondant à $\phi_\infty = \pi/2$), dont l'expression relativement complexe est donnée en annexe A.

Pour les effets de charge d'espace, Serafini reprend la méthode utilisée par Kim et il obtient l'expression suivante du moment transverse exprimé en unité de m_0c :

$$p_{r,qm}^{ce} = \frac{\pi}{4\alpha\mu k\sigma_{u0} \sin \phi_0} \left[\frac{I}{I_A} \right] \frac{1}{2,45 + 1,82A^{5/4} - 0,55A^{3/2}} \quad (2.46)$$

Il suppose ensuite comme pour les effets HF, que le moment transverse est distribué adiabatiquement le long de l'accélération dans les deux premières cellules, pour en déduire la dimension transverse à la sortie de la deuxième cellule. A ce point, comme le faisceau est relativiste, les effets de la charge d'espace sur la dimension transverse sont négligeables et on peut appliquer la matrice de transport d'un faisceau relativiste dans une structure accélératrice linéaire prenant en compte la force pondéromotive de focalisation [405], pour en déduire la dimension transverse dans le reste du canon.

Les expressions analytiques obtenues sont assez compliquées, et peuvent dans certains cas être remplacées par des formules simplifiées obtenues par un lissage numérique. Celles-ci sont données en annexe A.

Serafini montre que ces formules analytiques recourent les résultats numériques obtenus avec le code autoconsistant ITACA [144] à mieux que quelques pourcents lorsque α est supérieur à 0,5 et lorsque la condition 2.30 est vérifiée.

2.2.4 Prise en compte de la focalisation magnétique

Dès l'origine, les photo-injecteurs en bande L développés à Los Alamos [177] étaient associés à une lentille magnétique permettant de focaliser le faisceau à la sortie du canon et de combattre la divergence naturelle exprimée par l'équation 2.17. Il s'est avéré ensuite que cette focalisation pouvait être utilisée pour compenser l'accroissement d'émittance linéaire du faisceau. Cette méthode connue sous le nom de "méthode de Carlsten" [190, 191, 192, 198] permet de gagner un ordre de grandeur sur l'émittance. Elle est toutefois délicate à mettre en oeuvre car les conditions de compensation sont très "pointues", c'est-à-dire qu'à chaque valeur des paramètres du faisceau (courant, dimensions transverses), il correspond une valeur du champ magnétique de focalisation qui minimise l'émittance à un endroit donné en aval du canon. Pendant longtemps, les conditions de compensation sont restées "mystérieuses", car on ne disposait pas de formalisme analytique suffisamment clair pour expliciter la dépendance entre les paramètres. L'optimisation du photo-injecteur fonctionnant en régime d'émittance compensée nécessitait alors de nombreuses heures de simulations numériques. Ceci explique aussi pourquoi, on a longtemps cru que cette méthode ne fonctionnait pas pour des champs accélérateurs et des fréquences élevés [448]. Serafini en incorporant le champ magnétique de focalisation à son modèle, a mis en lumière les conditions nécessaires à la compensation, et a effectivement démontré qu'il s'agissait d'un phénomène très pointu [541, 544].

Le champ magnétique utilisé est un champ longitudinal d'amplitude B_0 constante, s'étendant de la cathode jusqu'à l'abscisse $z_c = 5\lambda_{hf}/4$. A partir de son modèle décrit plus haut, limité toutefois au champ idéal de Kim, Serafini incorpore le champ magnétique par l'intermédiaire de l'équation d'enveloppe pour un faisceau relativiste [9] qui s'écrit :

$$\frac{d^2\sigma_u}{dz^2} + \frac{d\sigma_u}{dz} \left(\frac{1}{\gamma} \frac{d\gamma}{dz} \right) + \left(k_s^2 + \frac{1}{8} \right) \left(\frac{1}{\gamma} \frac{d\gamma}{dz} \right)^2 \sigma_u - 2 \frac{I}{I_A} \frac{1}{\sigma_u \gamma^3} - \frac{\epsilon_u^2}{\sigma_u^3 \gamma^2} = 0 \quad (2.47)$$

où $k_s = cB_0/E_0$ représente la force de focalisation magnétique.

Cette équation théoriquement valable pour des faisceaux continus peut tout de même être utilisée ici dès la sortie de la deuxième cellule, car à ce niveau le faisceau est suffisamment relativiste pour que son rapport d'aspect dans son repère soit très faible, ce qui autorise à l'assimiler à un faisceau continu. Si on suppose que l'on ne franchit pas de point de croisement au cours du transport du faisceau, on peut négliger le terme d'émittance dans l'équation ci-dessus. Après transformation de Cauchy, celle-ci s'écrit sous la forme d'une équation d'oscillateur harmonique comprenant un second membre avec un terme en $1/\sigma_u$. Moyennant quelques approximations très légitimes, Serafini obtient une solution de cette équation ayant deux expressions différentes, à l'intérieur et à l'extérieur du champ magnétique. Ces expressions de la variation d'enveloppe le long du canon s'accordent avec les simulations numériques à mieux que 10% pour une large plage de paramètres.

En utilisant les variables sans dimensions $y = \ln(\gamma/\gamma_2)$ et $\tau = \lambda_p \frac{d\gamma}{dz} \sqrt{\frac{\gamma_2}{\gamma}}$, où γ_2 est le facteur de Lorentz à la sortie de la deuxième cellule et λ_p la longueur d'onde plasma associée au faisceau, l'équation d'enveloppe en dehors de la zone de champ magnétique, se met sous la forme simplifiée suivante:

$$\frac{d^2\tau}{dy^2} + \frac{\tau}{8} = \frac{e^{-y}}{\tau} \quad (2.48)$$

qui met en évidence une solution particulière notée τ^* qui vaut:

$$\tau^* = \sqrt{\frac{8}{3}} e^{-\frac{y}{2}} \quad (2.49)$$

et qui a la propriété remarquable de présenter un angle dans l'espace des phases constant ($\tau'^*(y)/\tau(y) = -1/2$). Cette propriété traduite dans l'espace réel signifie que cette enveloppe particulière appelée "enveloppe invariante", et notée σ^* , ne dépend pas du courant. Différentes tranches dans le faisceau correspondant à différents courants, ont donc la même pente dans l'espace des phases, ce qui revient à dire que l'émittance est quasi nulle. Cette solution particulière correspond donc à ce que Carlsten appelait les conditions de compensation d'émittance.

En égalisant les expressions générales de σ et σ' avec σ^* et σ'^* au point particulier d'abscisse $z = z_c$, on obtient une relation liant les six variables indépendantes du modèle à savoir f, I, A, E_0, B_0 et σ_{u0} . Cette relation dont l'expression est assez complexe constitue la condition de compensation d'émittance. Serafini montre alors que si l'on fixe par exemple trois de ces paramètres, la condition de compensation est constituée d'un ensemble de lignes dans l'espace à trois dimensions des trois variables restantes. Ceci démontre le caractère "pointu" de la condition de compensation, trouvé empiriquement lors des simulations numériques.

Bien qu'on ne dispose pas d'une formule explicite donnant l'évolution de l'émittance en présence de focalisation magnétique, le formalisme développé par Serafini permet d'explicitier les conditions de compensation d'émittance de Carlsten et constitue une aide puissante lors de la recherche du meilleur point de fonctionnement d'un photo-injecteur.

2.3 Autres contributions

De nombreux autres travaux de développement de points particuliers de la dynamique dans un photo-injecteur, ou de synthèse suivant une perspective particulière ont été menés par plusieurs auteurs. Ceux-ci sont brièvement mentionnés ci-dessous.

2.3.1 Nouvelle approche des effets de charge d'espace par Reiser

Pour évaluer l'émittance due à la charge d'espace, Reiser s'appuie sur le raisonnement suivant: lorsque la distribution de densité à trois dimensions du faisceau, diffère de la distribution idéale stationnaire, qui correspond à un ellipsoïde uniforme, il y a création d'émittance du fait de la thermalisation de la différence d'énergie propre entre la distribution considérée et la distribution stationnaire [132, 134]. Des calculs assez longs

permettent de donner une expression analytique de cet accroissement d'émittance qui dépend bien sûr de la distribution considérée. Il obtient:

$$\epsilon_u = \sqrt{(\epsilon^{th})^2 + \frac{\sqrt{2\pi}}{15\sqrt{5}} \frac{c\sigma_l\sigma_{u0}}{\gamma} \frac{I}{I_A} C_0} \quad (2.50)$$

où ϵ^{th} est l'émittance thermique de la cathode et C_0 est une constante qui dépend de la distribution transverse du faisceau et vaut 0,308 pour une distribution gaussienne et 0,0368 pour une distribution parabolique inverse.

2.3.2 Méthodes de réduction d'émittance

L'objectif principal des photo-injecteurs étant de produire des faisceaux brillants, de nombreux travaux ont été faits pour réduire l'émittance d'un canon idéal tel que décrit par le modèle de Kim [527, 534, 576].

- la méthode utilisant une lentille magnétique, imaginée par Carlsten [190, 191, 192, 198] et modélisée par Serafini [541, 544] a déjà été présentée. Celle-ci a été mise en oeuvre avec succès à Los Alamos [195] et permet une réduction de l'émittance par un facteur 10 environ.
- plusieurs auteurs ont proposé des méthodes fondées sur l'introduction d'harmoniques d'espace du champ hyperfréquence. Gao a d'abord montré qu'en introduisant ces harmoniques dans la première demi-cellule de façon à obtenir un champ focalisant, on pouvait dans certaines conditions réduire l'émittance [569, 574, 579]. Cette idée qui a servi de base à la conception du canon décrit dans cette thèse, est en partie explicitée par les équations 2.36, 2.37 et 2.38. Elle s'apparente dans le principe à celle de Carlsten, la focalisation magnétique étant remplacée par de la focalisation HF. Lehrman et al. [328] l'ont aussi proposée de façon indirecte, en concevant un canon dont la première demi-cellule était allongée de 30%. Serafini a ensuite démontré de façon analytique [526] qu'un tel allongement avait aussi la propriété intéressante d'augmenter significativement la compressibilité du paquet d'électrons en linéarisant l'espace des phases longitudinal. Une demi-cellule allongée couplée à un champ focalisant est aussi utilisée par Bossart et al. pour le nouveau canon du CTF [340]. Le nouveau canon développé par la collaboration SLAC/BNL/UCLA [327], utilise à la fois une demi-cellule allongée et la compensation de Carlsten, pour un obtenir un faisceau extrêmement brillant (1 nC, 1 π mm mrad).

Dans le cas d'impulsions très brèves, Serafini montre que l'utilisation du troisième harmonique défocalisant cette fois permet de compenser pour certaines conditions de faisceau, l'émittance non-linéaire due à la charge d'espace [534].

Une autre façon d'utiliser les harmoniques d'espace a été proposé d'abord par Gao [568], puis explicité par Serafini [530]. Il s'agit d'ajouter en sortie du canon une cellule non-symétrique. Lorsque celle-ci est traversée par un faisceau divergent, les propriétés focalisantes de cette cellule permettent de compenser l'accroissement

d'émittance produit lorsque le canon travaille en dehors de la condition 2.13 d'obtention de l'émittance minimum. Cette méthode qui ne permet pas de réduire l'émittance en deçà de la valeur minimum, permet par contre d'obtenir ce minimum avec une grande latitude sur le choix de la phase d'injection ϕ_0 . Ceci est intéressant lorsque l'on veut minimiser l'émittance longitudinale tout en conservant un minimum d'émittance transverse.

Dans le même esprit, Gao [570] ainsi que Gallardo et Palmer [289] ont proposé d'utiliser un ou plusieurs quadripôles HF.

- au lieu d'utiliser le seul mode TM_{010} , Serafini propose de lui superposer les harmoniques supérieurs réalisant ainsi une linéarisation du champ accélérateur [524, 531]. Par un calcul analytique à la façon de Kim, il montre que la seule utilisation de l'harmonique 3 permet de neutraliser l'accroissement d'émittance transverse HF jusqu'au quatrième ordre dans le développement en fonction de la durée d'impulsion, et l'accroissement d'émittance longitudinale jusqu'au cinquième ordre. Il montre aussi que dans ce cas les minima d'émittance transverse et longitudinale sont atteints pour la même phase d'injection. Le gain apporté par cette technique est d'environ un ordre de grandeur. Malheureusement la mise en oeuvre pratique est très délicate.
- enfin Gallardo et Palmer [290] puis Serafini [534] ont montré qu'en utilisant des distributions transverses et longitudinales particulières de l'impulsion laser, il était possible de réduire significativement l'émittance due à la charge d'espace. En particulier, ils montrent qu'une distribution transverse parabolique inverse conduit à des émittances beaucoup plus petites que celles produites par une distribution uniforme qui elle-même conduit à des émittances plus faibles que celles produites par une distribution gaussienne. Ce résultat est d'ailleurs contenu dans la formulation de Reiser de l'accroissement d'émittance donnée en 2.50. Comme le montre les équations 2.42, 2.44 et 2.43, si les impulsions sont très courtes, la distribution parabolique inverse permet d'obtenir une loi d'échelle surprenante dans laquelle l'émittance diminue avec l'intensité.
- dans les références [288] et [575], Gallardo et Palmer d'une part et Gao d'autre part, discutent la possibilité de compenser l'émittance non-linéaire.
- dans la référence [171], O'Shea aborde les questions de compensation d'émittance à partir des notions d'entropie et d'énergie libre.

2.3.3 Lois d'échelle

A partir des modèles analytiques de Kim et Serafini et de simulations numériques, Rosenzweig et Colby [406] ont déduit des lois d'échelle par rapport à la charge et à la longueur d'onde HF pour un photo-injecteur travaillant en régime de compensation d'émittance. Ces lois permettent à partir d'un canon optimisé, de déduire sans simulations supplémentaires, les paramètres à utiliser si l'on souhaite changer la charge ou la fréquence.

Le résultat le plus intéressant de ce travail est une expression de la brillance maximum que l'on peut tirer d'un photo-injecteur travaillant en régime de compensation d'émittance:

$$B_{n,max} = 16 (2\pi)^{9/2} \alpha k \frac{I}{c\sigma_l} \frac{1 + \frac{3}{5}A}{A^2} \quad (2.51)$$

2.4 Contraintes pratiques et technologiques

Pour faire la conception d'un photo-injecteur répondant à un cahier des charges donné, il ne suffit pas de connaître les lois de la dynamique du faisceau, mais il faut aussi apprécier la faisabilité pratique des paramètres que l'on choisit. L'objet de cette section est donc d'explicitier, sous une forme mathématique simple, les contraintes pratiques et technologiques qui limitent le choix de paramètres tels que la fréquence HF, le champ accélérateur, la dimension transverse, la durée et la charge du faisceau.

Pour établir certaines de ces contraintes, on a besoin de références concrètes. Celles-ci sont prises parmi les projets de photo-injecteurs, dont les paramètres sont listés dans le tableau 1.5.

2.4.1 Choix de la fréquence

Un des paramètres clés d'un photo-injecteur, est bien évidemment la fréquence HF. En toute rigueur, celle-ci pourrait être choisie dans un domaine très large, mais quelques considérations pratiques élémentaires délimitent une plage possible. Les bornes strictes de celle-ci, ne peuvent bien sûr qu'être fixées arbitrairement et on a choisi de se limiter aux fréquences couvertes par les projets existants, à savoir:

$$144 \text{ MHz} \leq f \leq 17000 \text{ MHz} \quad (2.52)$$

144 MHz est la fréquence du projet du CEA de Bruyères-le-Châtel [240], alors que 17 GHz est celle du projet de MIT [435]. Entre les deux, il existe des projets à presque toutes les fréquences intermédiaires, pour lesquelles des sources de puissance sont disponibles, à savoir, 352 [451], 433 [425], 1300 [177], 2856 [274], 2998 [337] et 8568 MHz [560]. Le choix d'une fréquence inférieure à 144 MHz n'est pas pratique, pour au moins deux raisons: à basse fréquence, il est difficile de produire des gradients accélérateurs importants (voir section 2.4.2), et les cavités étant très grandes, il est assez difficile d'obtenir un excellent vide nécessaire au bon fonctionnement des photocathodes. Au contraire, pour des fréquences supérieures à 17 GHz, les cavités deviennent si petites, qu'il est également difficile d'obtenir un bon vide. De plus, à des fréquences aussi élevées, on ne peut considérer que des impulsions très brèves (voir section 2.4.4) et des dimensions de faisceau très petites (voir section 2.4.3). Au total, on ne pourra donc accélérer que des charges très faibles, ce qui limite considérablement l'intérêt de tels canons HF.

Pour les très basses fréquences (typiquement inférieures à 500 MHz), des considérations pratiques sur la conception de la cavité, détaillée dans le paragraphe suivant, rendent quasiment impossible, l'utilisation d'un profil de champ tel que celui décrit par l'équation 2.1. Le profil réel correspondant à une cavité de longueur nettement (2 à 3 fois) plus

courte que celle théorique utilisée pour le modèle de Kim, rend toutes les formules de ce modèle caduques. La plage de validité du système d'équations que nous cherchons à développer, doit donc être réduite à:

$$500 \text{ MHz} \leq f \leq 17000 \text{ MHz} \quad (2.53)$$

Dans les paragraphes suivants liés aux considérations pratiques par rapport aux différents paramètres, on continue malgré tout, par souci de complétude, de s'intéresser à l'ensemble de la plage définie par l'équation 2.52.

2.4.2. Gradient accélérateur et puissance HF

Un des principaux intérêts du photo-injecteur est la possibilité d'accélérer des charges relativement importantes. La plupart du temps, l'émittance totale est donc dominée par le terme de charge d'espace. L'équation 2.21 montre que celui-ci est d'autant plus petit, que le gradient est élevé. Lors de la construction d'un photo-injecteur, on cherchera donc en général, à obtenir le champ accélérateur maximum. De nombreux travaux ont montré que, dans une cavité HF à la température ambiante, le gradient maximum augmente avec la fréquence, suivant une loi qui dépend quelque peu des auteurs. Bien que les champs maximum atteints par des expériences récentes [10, 11] dépassent largement le fameux critère de Kilpatrick [3], celui-ci est toujours utilisé. La figure 2.8 montre que "deux fois le champ de Kilpatrick", décrit assez bien le champ maximum atteint par les différents projets de photo-injecteurs⁶. D'après [10], cette condition s'écrit:

$$0,64 E_0[\text{MV/m}] e^{-9,5/E_0[\text{MV/m}]} \leq \sqrt{f[\text{MHz}]} \quad (2.54)$$

Pour optimiser le choix de la fréquence d'un photo-injecteur, on a besoin d'une formule donnant directement, le champ maximum E_{0max} en fonction de la fréquence. Celle-ci s'obtient par un lissage de l'équation 2.54 sur la plage de fréquence définie par 2.52:

$$E_{0max}[\text{MV/m}] = 8,47 + 1,57\sqrt{f[\text{MHz}]} \quad (2.55)$$

Au delà de cette limite, les cavités sont sujettes à des claquages de plus en plus fréquents, qui peuvent finalement les endommager. De plus, le courant produit par émission de champ (courant d'obscurité), augmente exponentiellement avec le gradient, et devient vite très important. Outre le fait que ce courant est un courant parasite, qui peut être gênant pour certaines applications, il a deux autres défauts majeurs:

- comme il est émis sur la presque totalité de la demi-période accélératrice, il conduit au rétro-bombardement de la cathode⁷ avec risque de destruction de celle-ci.
- il charge inutilement la cavité et gaspille donc de la puissance HF.

Comme ce courant dépend aussi, et de façon conséquente de la géométrie des cavités, de l'état de surface et du nettoyage de celles-ci, il est très difficile de donner une loi générale, même empirique, permettant de le quantifier a priori.

⁶en prenant des précautions extrêmes lors de l'usinage, du nettoyage et de la manipulation des pièces, il est possible d'obtenir des gradients plus élevés: à KEK, des champs de 300 MV/m ont été obtenus dans une cavité à 3 GHz [483].

⁷déjà introduit à propos des canons HF thermo-ioniques (section 1.3.2).

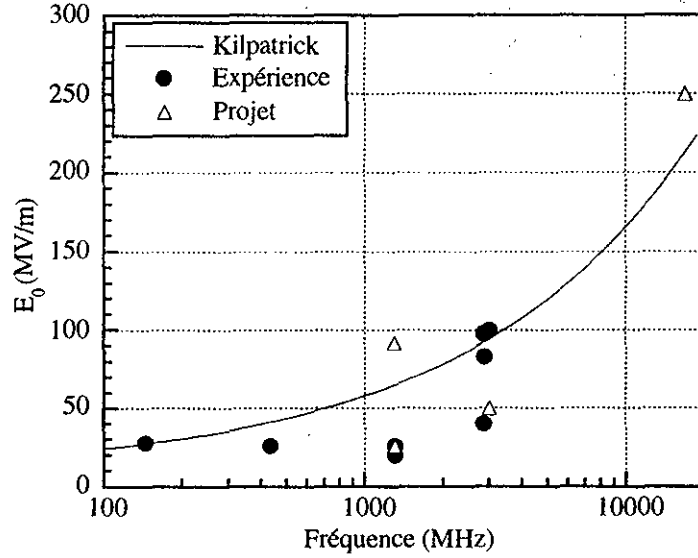


Figure 2.8: *Champ maximum dans un photo-injecteur*

Tout ce qui vient d'être dit sur les champs maxima possibles et sur le courant d'obscurité s'applique aux cavités HF fonctionnant à la température ambiante. Pour les cavités supraconductrices, les lois sont différentes, mais les gradients maxima sont en général beaucoup plus petits. C'est ce qui limite pour le moment l'intérêt des photo-injecteurs supraconducteurs. Ceux-ci ont malgré tout été proposés comme injecteurs possibles pour le collisionneur linéaire TESLA [412, 413], car celui-ci nécessite des macro-impulsions très longues, qui rendent l'opération de photo-injecteurs conventionnels difficile. Les photo-injecteurs supraconducteurs demeurant pour l'instant marginaux, la suite de ce texte fera exclusivement référence aux photo-injecteurs fonctionnant à température ambiante.

En combinant les expressions 2.7 et 2.55, on obtient une expression donnant le paramètre α maximum possible, en fonction de la fréquence:

$$\alpha_{max} = 395,5 f^{-1} [\text{MHz}] + 73,3 f^{-\frac{1}{2}} [\text{MHz}] \quad (2.56)$$

Une fois le gradient optimum choisi, il est nécessaire de connaître la puissance dont il faut disposer pour l'établir dans la cavité. La relation entre champ et puissance fait intervenir l'impédance shunt de la cavité. Celle-ci dépend du matériau utilisé (en général le cuivre) et de la géométrie de la cavité. Cette géométrie varie en général avec la fréquence. Pour les fréquences élevées (> 1500 MHz), les cavités ont souvent des formes assez simples (voir figure 2.9) dictées par la nécessité de minimiser les non-linéarités du champ HF [273]. A plus basse fréquence (< 1500 MHz), il est par contre difficile de maintenir des formes aussi simples, car l'impédance shunt pour une géométrie donnée décroît comme la racine de la fréquence. Les canons basse fréquence existants utilisent donc des cavités plus complexes, présentant des "nez" et des formes plus arrondies (voir figure 2.10). Pour

les très basses fréquences (< 500 MHz), la nécessité de "nez" importants, impose de réduire considérablement la longueur des cavités, et par conséquent éloigne celles-ci du cadre idéal décrit par le modèle de Kim⁸. Ces cavités ont le double avantage d'avoir une impédance shunt plus élevée et un volume plus petit qu'une cavité de fréquence équivalente obtenue par une simple loi d'échelle à partir d'une cavité simple du type BNL.

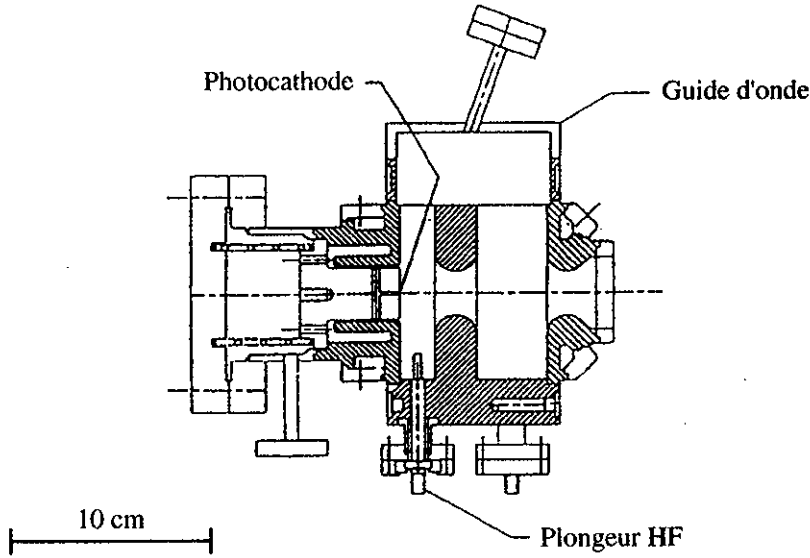


Figure 2.9: Cavité HF du canon de BNL

La figure 2.11 montre l'impédance shunt des différents photo-injecteurs existants. Pour éclairer le propos précédent, on a aussi représenté la loi d'échelle correspondant à une cavité de type BNL. En faisant un lissage des points correspondant à des cavités réelles, on obtient une loi empirique de l'impédance shunt d'une cavité réaliste, en fonction de la fréquence:

$$R_s[\text{M}\Omega/\text{m}] = 5,8 + \frac{196}{\sqrt{f[\text{MHz}]}} + \sqrt{f[\text{MHz}]} \quad (2.57)$$

Dans la cas de cavités produisant le champ décrit par 2.1, la tension d'accélération à établir s'écrit:

$$V_f = \int_0^{z_f} E_z(z) dz = \frac{2E_0 z_f}{\pi} \quad (2.58)$$

La puissance correspondante s'écrit:

$$P = \frac{V_f^2}{R_s z_f} = \left(\frac{2}{\pi}\right)^2 \frac{E_0^2 z_f}{R_s} \quad (2.59)$$

⁸il se trouve que pour ces très basses fréquences, les paramètres α correspondants sont très grands, et les électrons issus sont capturés au bout d'une distance très inférieure à $\lambda_{hf}/4$ (voir figure 2.2). Cette situation est fort heureusement compatible avec la nécessité de réduire la longueur de la cavité.

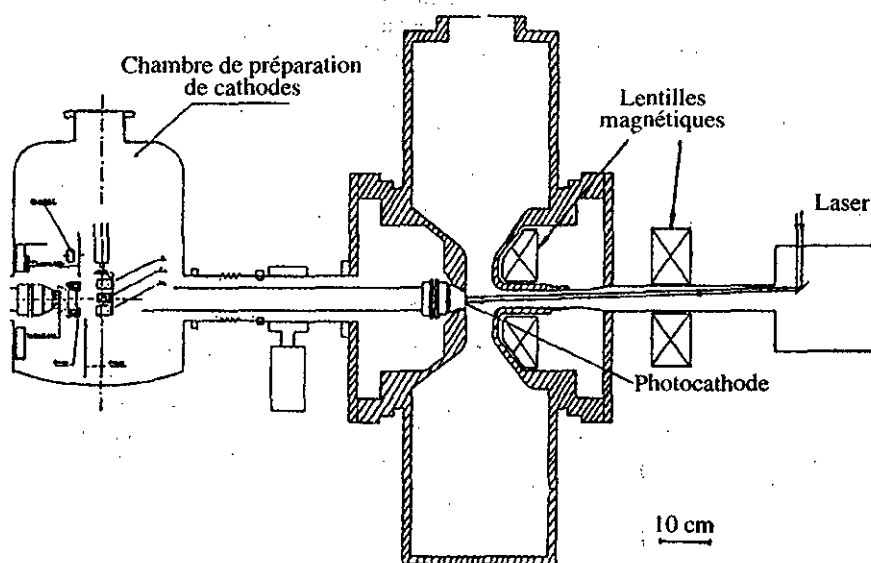


Figure 2.10: *Cavité HF du canon du CEA*

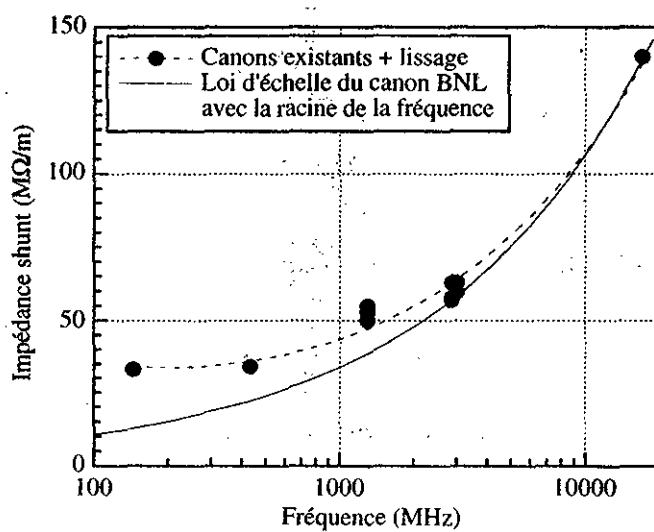


Figure 2.11: *Impédance shunt des photo-injecteurs*

soit en remplaçant z_f et R_s par leur valeur en fonction de f , et E_0 par le champ maximum possible en fonction de la fréquence:

$$P[\text{MW}] = \frac{150 (n + 0,5)}{\sqrt{f[\text{MHz}]}} \left(\frac{29,1 + 10,8\sqrt{f[\text{MHz}]} + f[\text{MHz}]}{196 + 5,8\sqrt{f[\text{MHz}]} + f[\text{MHz}]} \right) \simeq \frac{150 (n + 0,5)}{\sqrt{f[\text{MHz}]}} \quad (2.60)$$

La figure 2.12 montre la puissance nécessaire pour établir le champ accélérateur maximum dans une cavité à quelques cellules de longueur unitaire $\lambda_{hf}/2$.

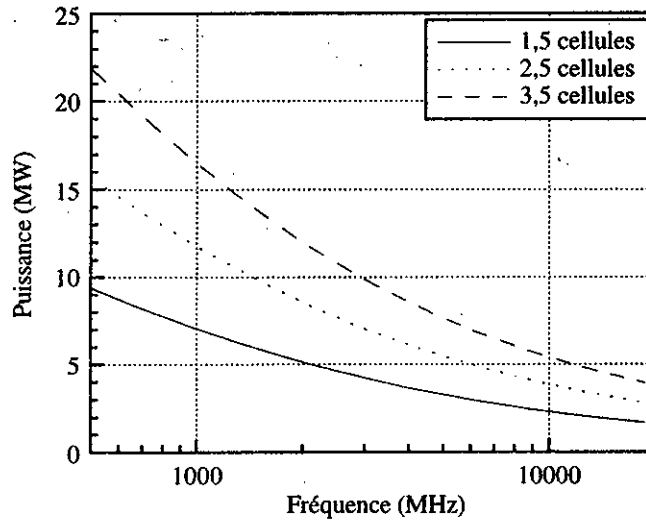


Figure 2.12: Puissance nécessaire pour établir le champ accélérateur maximum dans une cavité dont la longueur des cellules est égale à $\lambda_{hf}/2$

2.4.3 Dimension transverse du faisceau

La dimension transverse maximum d'un faisceau que l'on peut produire avec un photo-injecteur est limitée par l'ouverture maximum que l'on peut envisager dans une cavité HF. Celle-ci n'est pas régie par une formule exacte, mais résulte plutôt de considérations générales, dont les plus importantes sont les suivantes:

- les dimensions d'une cavité HF variant grossièrement comme la longueur d'onde HF, l'ouverture maximum possible doit aussi plus ou moins suivre cette loi,
- l'impédance shunt variant comme l'inverse de la racine carrée de l'ouverture, celle-ci ne peut être agrandie indéfiniment.

Pour guider notre choix, on a représenté sur la figure 2.13, l'ouverture des cavités des photo-injecteurs existants. On remarque que celle-ci varie comme la longueur d'onde HF

pour les fréquences supérieures à 1,3 GHz. Par contre aux fréquences plus basses, elle a tendance à "saturer". Cette saturation s'explique par le fait qu'à basse fréquence, il est nécessaire pour des raisons de puissance HF disponible, de maximiser l'impédance shunt et par conséquent de limiter l'ouverture. Pour aller plus loin que ces considérations, on ne peut être qu'arbitraire. On choisit donc comme ouverture maximum des cavités, une extrapolation du canon de BNL à haute fréquence et une ouverture limitée à un rayon de 30 mm à basse fréquence.

Près des iris, le champ électromagnétique présente de fortes non-linéarités qui ont un effet néfaste sur l'émittance. On doit donc choisir une dimension transverse de faisceau assez nettement inférieure à l'ouverture des cavités. On prend σ_u inférieur au tiers de l'ouverture des cavités. De ces hypothèses, on déduit une formulation mathématique de la dimension maximum du faisceau:

$$\sigma_u[\text{mm}] \leq \sigma_{u,\max}(f) = \text{Minimum} \left(10, \frac{10^4}{f[\text{MHz}]} \right) \quad (2.61)$$

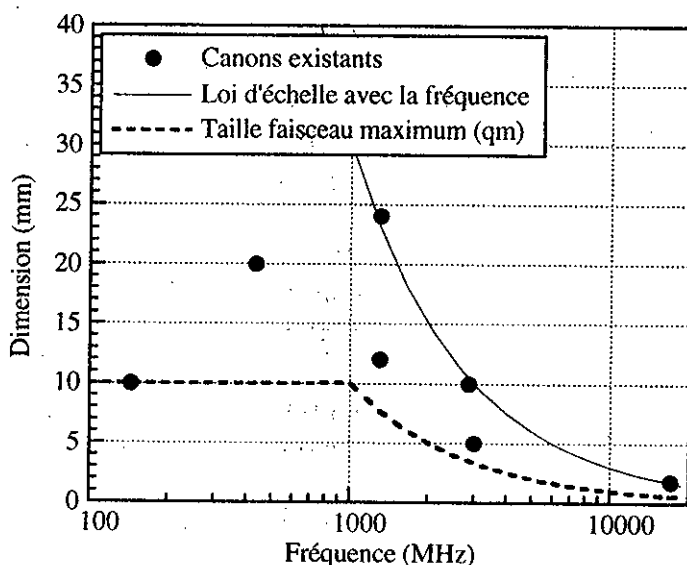


Figure 2.13: Ouverture des cavités HF et dimension transverse de faisceau maximum

La dimension qm maximum de 10 mm à basse fréquence, correspond à une dimension totale d'environ 40 mm à la cathode, et d'environ 60 mm à la sortie du canon, compte-tenu de l'expansion radiale qui se produit dans un canon, même à faible charge. Ceci est considéré comme le maximum pratiquement utilisable, pour un faisceau qui doit ensuite être transporté dans une chambre à vide. Si toutefois pour une application spécifique, un faisceau plus gros est acceptable, ceci est techniquement possible au prix d'une perte en impédance shunt. Il est à noter, qu'un nouveau canon de type BNL étudié actuellement à UCLA [401], utilise une ouverture de rayon 15 mm au lieu de 10 mm pour le canon

standard. La raison invoquée pour ce changement n'est pas la possibilité d'accélérer un faisceau plus gros, mais une meilleure séparation des différents modes HF. Au CERN, par contre la génération de faisceaux très intenses pour produire de la puissance à 30 GHz, a conduit à développer un nouveau canon à deux cellules et demie fonctionnant à 3 GHz, ayant une ouverture de rayon 20 mm [340]. Ceci est sans doute la limite extrême de ce qui est possible.

2.4.4 Durée de l'impulsion

Il n'y a pas de contraintes technologiques particulières sur la durée d'impulsion. En effet, il existe des lasers capables de produire des impulsions dans un domaine s'étendant de quelques dizaines de femtosecondes [122] à quelques centaines de nanosecondes. Le fonctionnement "normal" d'un photo-injecteur suppose toutefois que l'impulsion laser soit beaucoup plus courte que la période HF, puisque l'objectif est en général de produire des impulsions brèves. La condition de validité du modèle de Kim, défini par l'équation 2.29, et traduite ici en unités pratiques est donc en général satisfaite.

$$\sigma_b[\text{ps}] \leq \frac{3,25 \times 10^4}{f[\text{MHz}]} \quad (2.62)$$

La figure 2.14 montre que pour tous les projets existants, la durée du faisceau vérifie la relation 2.62. On peut noter que si cette condition est vérifiée, la dispersion en énergie relative due aux effets HF est limitée à 4,3 % pour un canon ayant une cellule et demie.

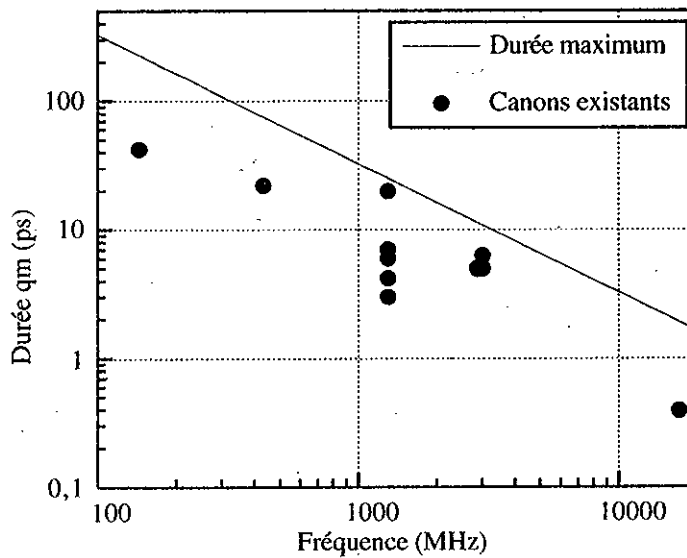


Figure 2.14: *Durée de l'impulsion dans un photo-injecteur*

2.4.5 Densité de charge à la cathode

La densité de charge maximum extractible d'une cathode placée dans une cavité, est limitée par différents phénomènes, que l'on peut classer en trois catégories:

- la tenue de la cathode au flux laser. Même en supposant qu'aucun autre phénomène ne limite la densité de charge extractible d'une cathode, c'est-à-dire en supposant que la charge émise est simplement proportionnelle à l'énergie laser reçue, la limite ultime sera donnée par la valeur d'énergie ou plutôt de la densité de puissance pour laquelle il y a dommage de la cathode. Cette valeur dépend bien entendu du type de cathode, mais aussi de la durée d'impulsion laser, les seuils de dommage augmentant généralement lorsqu'on raccourcit la durée des impulsions. La littérature spécialisée qui traite de l'interaction laser/matière abonde de données concernant ce problème. Cette limite n'étant généralement pas la limite ultime de la densité de charge extractible, on n'a pas fait de recherche exhaustive pour comparer les données sur ce phénomène. A titre d'exemple, on peut toutefois donner les valeurs citées dans la référence [319], obtenues pour des impulsions de 10 ps de longueur d'onde 266 nm. Les limites de dommage sont de 10, 35 et 100 mJ/cm² pour l'yttrium, le samarium et le cuivre respectivement. Ceci correspond à des densités de courant de 107, 541 et 300 kA/cm².
- les limites dues à la cathode elle-même. Celles-ci sont de plusieurs types. Dans la référence [135], Septier mentionne le fait que les électrons émis doivent être remplacés par d'autres. Il calcule alors le temps nécessaire à ces électrons pour gagner la surface: celui-ci est de 2,5 fs pour les métaux, et de 2 ps pour les semi-conducteurs. Pour ces derniers, ce phénomène peut donc être limitatif si des impulsions relativement courtes sont utilisées [509]. Dans la référence [506], il est aussi mentionné la limitation de charge des cathodes AsGa. Celle-ci est expliquée dans la référence [508].
- la limite dite de charge d'espace. Lorsque des électrons sont extraits et accélérés dans un champ électrique, le champ propre créé par les électrons déjà émis s'oppose au champ accélérateur. Lorsque le champ propre annule le champ accélérateur, aucun électron ne peut plus être accéléré. Ce phénomène caractérisé dans les canons continus par la loi de Child-Langmuir, suit une loi dont la forme dépend de la durée d'impulsion et de la distance cathode-anode. Afin de trouver une expression de celle-ci, on peut utiliser des modèles plus ou moins élaborés. Nous présentons ci-dessous trois approches basées respectivement sur le théorème de Gauss, le modèle du condensateur plan et la loi de Child-Langmuir modifiée pour tenir compte des potentiels retardés.
 - très près de la cathode, les électrons ont une vitesse peu élevée, et l'impulsion électronique a donc une très faible étendue longitudinale. Elle est assimilable à une distribution surfacique de charges de densité ρ . La loi de Gauss permet

alors d'exprimer le champ électrique créé par cette distribution et son image⁹:

$$E_{dec} = \frac{\varrho}{\epsilon_0} \quad (2.63)$$

où ϵ_0 est la permittivité du vide. Pour une distribution transverse uniforme, la densité de charge s'exprime par:

$$\varrho = \frac{Q}{\pi R_0^2} \quad (2.64)$$

En combinant ces deux expressions, le champ décélérateur s'écrit:

$$E_{dec} = \frac{Q}{\pi \epsilon_0 R_0^2} \quad (2.65)$$

En unités pratiques, cette formule s'écrit:

$$E_{dec}[\text{MV/m}] = 36 \frac{Q[\text{nC}]}{R_0^2[\text{mm}]} \quad (2.66)$$

Les électrons ne pouvant être émis que lorsque le champ propre est inférieur au champ accélérateur, on peut écrire simplement que:

$$Q[\text{nC}] \leq Q_{max}[\text{nC}] = \frac{E_{acc}[\text{MV/m}] R_0^2[\text{mm}]}{36} \quad (2.67)$$

Pour une distribution transverse gaussienne, la densité de charge est maximum au centre du faisceau. La charge totale extractible doit être calculée en tenant compte de la saturation progressive du centre vers les bords [407]. La charge maximum correspondante est donnée en annexe B. Il est intéressant de remarquer que pour obtenir la charge maximum correspondant à la saturation de toute la photocathode, il faut beaucoup plus d'énergie dans le cas d'une distribution gaussienne que dans le cas d'une distribution uniforme.

Ce comportement de saturation est illustré par la figure de l'annexe B, où l'on représente la charge émise en fonction de l'énergie laser pour une distribution uniforme et gaussienne. Un tel comportement a été maintes fois observé sur le plan expérimental (voir par exemple les références [206, 319, 407, 625] et les résultats expérimentaux décrits au chapitre 6).

- une autre façon d'approcher le problème de la charge maximum est de considérer le modèle du condensateur plan. La capacité d'un condensateur plan de surface S et de "gap" d vaut $C = \frac{\epsilon_0 S}{d}$. Lorsqu'on lui applique une tension $V = E_{acc}d$, la charge mise en jeu vaut:

$$Q = CV = \epsilon_0 S E_{acc} = \pi R_0^2 \epsilon_0 E_{acc} \quad (2.68)$$

Cette expression est bien identique à celle trouvée précédemment.

⁹on suppose que la cathode est métallique ce qui de ce point de vue est toujours le cas puisque les cathodes semi-conductrices ne sont que des couches très minces déposées sur un substrat métallique.

- Une analyse plus détaillée de cette limitation prenant en compte l'effet des potentiels retardés est donnée par Dolique et Coacolo [253, 255]. Cette approche permet de montrer que pour des impulsions relativement longues (> 50 ps), les derniers électrons émis ne subissent pas l'influence des premiers électrons qui sont déjà relativistes. La densité de courant que l'on peut extraire devient constante au delà d'une certaine durée d'impulsion (notée ici τ_g d'après [131]), au lieu de diminuer avec la durée d'impulsion comme c'est le cas dans les approches simplistes mentionnées précédemment.

Malheureusement cette méthode tenant compte des potentiels retardés et utilisant le formalisme de Lienart-Wiechert conduit à des expressions analytiques complexes qui ne peuvent être réduites à une formule simple. Cependant, Dolique et Coacolo ont montré que pour des impulsions de durée τ inférieure à τ_g , la densité de courant obtenue par cette méthode est voisine (moins de 20% d'écart) de celle donnée par la loi de Child-Langmuir relativiste (CLR), appliquée à une diode fictive de gap égal à la longueur d'impulsion. La densité de courant d'une diode de "gap" d , soumise à une tension V donnée par CLR, vaut:

$$J_{CLR} = \frac{I_A}{8\pi d^2} \left(\int_1^{1+eV/m_0c^2} (x^2 - 1)^{-1/4} dx \right)^2 \quad (2.69)$$

Ici on prend pour d la longueur de l'impulsion calculée par la formule classique:

$$d = \frac{m_0c^2}{eE_{acc}} \left(\sqrt{1 + \left(\frac{eE_{acc}}{m_0c^2} \right)^2 c^2\tau^2} - 1 \right) \quad (2.70)$$

Pour des impulsions assez courtes, on peut même remplacer l'expression CLR par l'expression non-relativiste (CLNR) qui est beaucoup plus simple. La condition qui permet cette dernière simplification est la suivante:

$$\frac{eV}{m_0c^2} = \frac{eE_{acc}d}{m_0c^2} \ll 1 \quad (2.71)$$

qui s'écrit:

$$\tau \ll \sqrt{3} \frac{m_0c}{eE_{acc}} \quad (2.72)$$

Pour une distribution gaussienne, $\tau = \sqrt{2\pi}\sigma_b$, et la condition s'écrit en unités pratiques:

$$\sigma_b[\text{ps}] \ll \frac{1177}{E_{acc}[\text{MV/m}]} \quad (2.73)$$

La densité de courant s'exprime alors par:

$$J_{CLNR} = \frac{I_A}{9\pi} \sqrt{\frac{2}{d}} \left(\frac{eE_{acc}}{m_0c^2} \right)^{3/2} \quad (2.74)$$

et la charge maximum par:

$$Q_{max} = J_{CLNR} \pi R_0^2 \sqrt{2\pi}\sigma_b \quad (2.75)$$

soit en unités pratiques:

$$Q_{max}[\text{nC}] = 2,6 \cdot 10^{-5} \frac{E_{acc}^2[\text{MV/m}] R_0^2[\text{mm}] \sigma_b[\text{ps}]}{(\sqrt{1 + 2,16 \cdot 10^{-6} E_{acc}^2[\text{MV/m}] \sigma_b^2[\text{ps}] - 1})^{1/2}} \quad (2.76)$$

Pour des impulsions très courtes, on a:

$$\lim_{\sigma_b \rightarrow 0} Q_{max}[\text{nC}] = \frac{E_{acc}[\text{MV/m}] R_0^2[\text{mm}]}{40,5} \quad (2.77)$$

ce qui est très proche de l'expression 2.67 obtenue avec la loi de Gauss.

Comme la dépendance avec la durée d'impulsion de l'équation 2.76 est très faible, on peut retenir l'expression 2.67 comme une formule simple pour évaluer la charge maximum extractible d'une cathode, en se souvenant que pour des impulsions longues cette valeur est certainement pessimiste.

Pour des charges extraites très proches de la limite, les derniers électrons voient un champ accélérateur beaucoup plus faible que les premiers, ce qui a pour conséquence d'allonger l'impulsion et d'augmenter la dispersion en énergie. Pour éviter ces problèmes, la charge maximum utilisable doit être limitée à une fraction de la charge maximum possible. Cette fraction est ici choisie arbitrairement à 20 %. L'expression de la charge maximum pratique est donc, en tenant compte du fait que le champ $E_{acc} = E_0 \sin \phi_0$:

$$Q_{max}[\text{nC}] = \frac{E_0[\text{MV/m}] \sin \phi_0 R_0^2[\text{mm}]}{180} \quad (2.78)$$

ce qui correspond à une densité de courant:

$$J_{max}[\text{A/cm}^2] = 70,5 \frac{E_0[\text{MV/m}] \sin \phi_0}{\sigma_b[\text{ps}]} \quad (2.79)$$

La figure 2.15 montre la charge maximum extractible en fonction de la fréquence, ainsi que les charges des différents projets en cours. Il est à noter que les deux projets qui se trouvent en dehors de la limite définie par l'équation 2.78, respectent la limite donnée par l'équation 2.67.

2.4.6 Emittance thermique de la cathode

Il est souvent supposé que l'émittance du faisceau juste issu de la cathode est négligeable. Ceci n'est pas forcément le cas, surtout pour des faisceaux ayant des dimensions transverses assez importantes. L'émittance thermique au niveau de la cathode est donnée par:

$$\epsilon_u^{th} = \frac{R_0}{2} \sqrt{\frac{\Delta E}{m_0 c^2}} \quad (2.80)$$

où R est le rayon de la cathode et ΔE est l'énergie cinétique moyenne des électrons émis. Elle dépend du type de cathode utilisée et de la différence entre l'énergie du photon

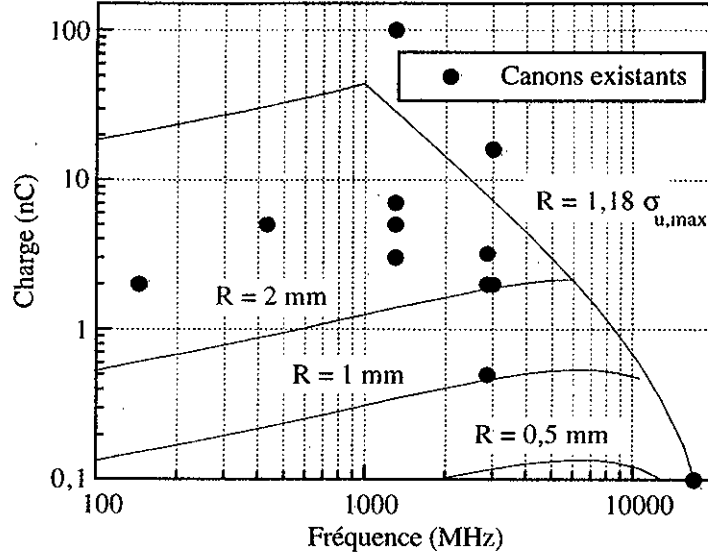


Figure 2.15: Charge maximum extractible pour différentes dimensions transverses

incident et le travail de sortie de la cathode. Dans la plupart des cas, ΔE vaut entre 0,2 et 0,5 eV. On peut généralement utiliser une formule simple:

$$\epsilon_u^{th}[\pi \text{ mm mrad}] \simeq \sigma_{u0}[\text{mm}] \quad (2.81)$$

Cette émittance d'origine thermique ne peut être corrigée et elle s'ajoute quadratiquement à l'émittance due à la HF et à la charge d'espace.

2.4.7 Photocathode et laser

Les choix du laser et de la photocathode ne peuvent être faits indépendamment, puisque la charge émise dépend du rendement de la cathode (qui lui-même dépend de la longueur d'onde du laser), et de l'énergie de l'impulsion laser. Si η désigne le rendement, W l'énergie du laser, λ_l sa longueur d'onde et h la constante de Planck, la charge émise (en l'absence de saturation) vaut:

$$Q = \frac{\eta e W \lambda_l}{h c} \quad (2.82)$$

soit en unités pratiques:

$$Q[\text{nC}] = 8,07 \times 10^{-3} \eta[\%] W[\mu\text{J}] \lambda_l[\text{nm}] \quad (2.83)$$

2.4.7.1 PHOTOCATHODES

Depuis le début des études sur les photo-injecteurs dans le milieu des années 80, des progrès considérables ont été faits dans le domaine des photocathodes. De nombreux

types de photocathodes ont été étudiés, mais seulement quelques-unes peuvent réellement être utilisées dans un photo-injecteur. Le tableau 2.1 donne les rendements quantiques de différents types de cathodes, pour différentes longueurs d'onde laser.

Le tableau 2.2 donne les avantages et les inconvénients des principaux types de cathodes utilisées dans les photo-injecteurs. Celles-ci se classent en trois catégories: les cathodes alcalines, les cathodes purement métalliques et les cathodes utilisées normalement en thermo-émission.

Des contraintes spécifiques doivent être prises en compte pour deux applications particulières: les faisceaux polarisés et les canons supraconducteurs.

- les seules cathodes étudiées pour fournir des électrons polarisés sont les cathodes en Arséniure de Gallium (AsGa). L'AsGa massif permet d'obtenir une polarisation de 40 % alors que de fines couches d'AsGa contraint peuvent fournir jusqu'à 90 % de polarisation [487, 507]. Ce type de cathodes qui fait l'objet d'études intensives ([485] à [489] et [505] à [512]), et qui est utilisé couramment sur le SLC [512], n'a pour l'instant jamais été utilisé dans un canon HF [511]. Plusieurs problèmes sont en effet à résoudre avant de pouvoir le faire. Certains sont des problèmes technologiques comme la grande sensibilité de l'AsGa à la pollution due au gaz résiduel, et au gradient de champ, d'autres sont des problèmes plus fondamentaux comme par exemple la limite de charge [506] ou le temps de réponse à des impulsions picosecondes [120]. Ces problèmes sont étudiés sérieusement dans plusieurs laboratoires puisqu'ils constituent un défi majeur pour les collisionneurs linéaires [119].
- l'utilisation de cavités supraconductrices pour un canon HF peut présenter certains avantages, lorsque l'on doit produire des macro-impulsions très longues comme c'est par exemple le cas pour le collisionneur linéaire TESLA [412, 413]. Dans ce cas, on doit donc trouver une photocathode fonctionnant dans un environnement supraconducteur. Ceci impose des contraintes spécifiques: le travail de sortie de la cathode doit être inférieur à celui du niobium (4,6 eV) pour éviter la photo-émission de la cavité elle-même, les pertes électromagnétiques dans la cathode doivent être limitées au maximum afin de ne pas détériorer le facteur de qualité de la cavité. Les premiers travaux expérimentaux faits à Wuppertal ([389] à [395]) ont montré qu'une cathode en CsK_2Sb avait un meilleur rendement quantique à basse température. Ils ont aussi montré que si la cathode est trop épaisse, elle n'est pas supraconductrice et donc entraîne des pertes importantes. Après cela des travaux ont été entamés à Milan pour produire des cathodes très fines (< 30 nm), qui deviennent supraconductrices par effet de proximité ([545] à [544]).

Le choix d'une photocathode dépend grandement de l'application visée, et il dépend en particulier de la charge nécessaire, mais aussi et surtout du taux de répétition des impulsions, du fait de l'existence ou non de laser adéquats. On peut en général distinguer trois cas typiques:

- si une seule impulsion de charge inférieure à 5 nC est demandée, une cathode en magnésium ou une cathode thermo-ionique est certainement le meilleur choix,

Tableau 2.1: Rendement quantique de différentes cathodes (unité:%)

λ_l (nm)	193	213	266	308	355	réf.
Cathodes métalliques et thermo-ioniques						
Al		$8,4 \times 10^{-2}$	$3,2 \times 10^{-3}$		$3,4 \times 10^{-5}$	[362]
Ag**			$2,0 \times 10^{-3}$			[319]
Au		$4,0 \times 10^{-2}$	$1,3 \times 10^{-3}$			[362]
Au**			$4,7 \times 10^{-3}$			[319]
Cu	$2,0 \times 10^{-2}$	$1,5 \times 10^{-2}$	$2,2 \times 10^{-4}$	$1,6 \times 10^{-5}$	$8,0 \times 10^{-7}$	[362]
Cu*	0,15	$4,2 \times 10^{-2}$				[362]
Cu**			$1,4 \times 10^{-2}$			[319]
Mg**			$6,2 \times 10^{-2}$			[319]
Ni**			$2,5 \times 10^{-3}$			[319]
Pd**			$1,2 \times 10^{-3}$			[319]
Inox		$9,0 \times 10^{-3}$	$1,6 \times 10^{-4}$			[362]
Sm				$1,6 \times 10^{-4}$		[362]
Sm**			$7,2 \times 10^{-2}$			[319]
Ta**			$1,0 \times 10^{-3}$			[319]
Tb**			$2,3 \times 10^{-2}$			[319]
Y			$2,7 \times 10^{-4}$	$1,1 \times 10^{-4}$		[362]
Y*			$1,8 \times 10^{-2}$			[362]
Y**			$5,0 \times 10^{-2}$			[319]
WK**				$1,2 \times 10^{-3}$		[362]
Zn**			$1,4 \times 10^{-3}$			[319]
Zr**			$1,0 \times 10^{-3}$			[319]
WBaOCaO (5.3.2)			$3,5 \times 10^{-2}$		$1,4 \times 10^{-2}$	[625]
WBaOCaO (4.1.1)			$6,9 \times 10^{-2}$		$3,1 \times 10^{-2}$	[628]
LaB ₆ < 100 >			$6,8 \times 10^{-2}$		$2,4 \times 10^{-2}$	[628]
LaB ₆ + HfB ₂			$6,8 \times 10^{-2}$		$3,5 \times 10^{-2}$	[628]
LaB ₆ + ZrB ₂			$6,0 \times 10^{-2}$		$2,5 \times 10^{-2}$	[628]
LaB ₆ + TiB ₂			$4,5 \times 10^{-2}$		$3,3 \times 10^{-2}$	[628]
Cathodes alcalines						
λ_L (nm)	193	213	266	355	532	réf.
Cs ₃ Sb		3,5	2	1,8	0,38	[362]
CsK ₂ Sb					6	[185]
K ₃ Sb		1,4	1,6	0,76	$2,3 \times 10^{-2}$	[362]
Na ₂ KSb		7,7	6,1	3,5	2×10^{-2}	[362]
CsI	9,6	6,8	0,71	$1,9 \times 10^{-4}$		[362]
CsI + Ge		0,73	0,13	$2,0 \times 10^{-2}$		[362]
Cs ₂ Te		6,0	5,7	$2,0 \times 10^{-2}$		[362]

*: nettoyée par le procédé sous-vide ICE ("Ionized Controlled Etching")

**: après activation laser à 2-5 mJ/cm² pendant 5-10 minutes.

Tableau 2.2: Principaux types de photocathodes utilisées dans les photo-injecteurs

Cathode	Avantage	Inconvénient
Cs ₃ Sb, CsK ₂ Sb	- très bon rendement - laser 0,5 μ m	- difficile à préparer - durée de vie brève - ne supporte pas les champs très élevés - chambre de préparation et de transfert très coûteuse - nécessite un excellent vide
Cs ₂ Te	- très bon rendement - durée de vie longue - supporte les champs très élevés	- laser UV - chambre de préparation et de transfert très coûteuse - nécessite un bon vide
Cu, Y, Mg	- pas de chambre de préparation - durée de vie longue - réponse rapide - supporte champs très élevés - supporte mauvais vide	- rendement faible - laser UV
LaB ₆ , WCaOBaO	- pas de chambre de préparation - durée de vie longue	- rendement faible - laser UV - doit être conditionnée à très haute température avant l'utilisation

- s'il faut produire un train d'impulsions de charge élémentaire inférieure à quelques nanocoulombs, Cs₂Te est sans doute préférable,
- pour des trains de très fortes charges et/ou de grandes cadences de répétition, il est sans doute difficile d'éviter CsK₂Sb.

2.4.7.2 LASERS

Il ne fait aucun doute que le composant clé d'un photo-injecteur est le laser. En effet les performances telles que la stabilité en amplitude, en phase et en position dépendent essentiellement des qualités du laser. Celui-ci est généralement constitué d'un oscillateur, qui génère un train continu d'impulsions de faible énergie (quelques nJ). Cet oscillateur est synchronisé via un système électronique avec un sous-harmonique de la fréquence HF (typiquement 100 MHz). Une impulsion ou un train de quelques centaines d'impulsions est alors sélectionnées grâce à une cellule de Pockels, et injecté dans un ou plusieurs amplificateurs. Ceux-ci sont de plusieurs types (un passage, multi-passage, régénératif, etc...). Une fois amplifiées à l'énergie désirée, les impulsions doivent passer par un système

de génération d'harmoniques, constitué de cristaux non-linéaires, afin de les amener à la longueur d'onde désirée. Cette opération a généralement un rendement de 40 % entre le premier et deuxième harmonique, et 10-15 % entre le premier et troisième ou quatrième harmonique.

Jusqu'ici, essentiellement deux types de lasers ont été utilisés dans les photo-injecteurs: les lasers Nd:YAG ou Nd:YLF et les lasers saphir dopé au titane. Les premiers produisent typiquement des impulsions de 6-15 ps, avec jusqu'à 300 μ J d'énergie dans l'UV [209, 358, 423]. Les deuxièmes, apparus plus récemment, peuvent produire des impulsions très brèves, avec des énergies comparables à celles des premiers ([122] à [124], [513] et [603]).

La technologie laser évolue très rapidement, et des progrès très sensibles ont été accomplis dans les dix dernières années. L'avènement du pompage par diode, devrait encore améliorer la stabilité des lasers à venir, et aller dans le sens d'une plus grande compacité. Des systèmes sophistiqués d'asservissement sont aussi développés pour améliorer les stabilités d'amplitude et de phase [129]. Des filtres spatiaux et temporels doivent en principe permettre de produire le profil transverse désiré [208, 475]. Les travaux de développement en cours dans le domaine des lasers sont bien décrits dans les références [128] et [357].

2.5 Quel choix de paramètres ?

Le formalisme présenté ci-dessus décrit la dynamique de faisceau dans un photo-injecteur, et les contraintes technologiques pour les différents paramètres entrant en cause lors de sa conception. En résumé, il constitue un condensé des connaissances nécessaires à l'élaboration d'un projet de canon HF, et peut à ce titre, être utilisé pour faire la conception initiale d'un projet à partir d'un cahier des charges donné. Il a d'ailleurs été utilisé de cette façon, pour une étude préliminaire concernant un injecteur pour un laser à électrons libres de très forte puissance destiné à la séparation isotopique de l'uranium [48].

Pour le rendre complètement efficace, il faudrait intégrer ce formalisme dans un programme informatique, afin de pouvoir explorer facilement un grand domaine de paramètres et optimiser facilement les performances. Ce travail, qui permettrait d'économiser de longues heures de simulations numériques, n'a malheureusement pas pu être effectué dans le cadre de cette thèse.

Même sans disposer de ce programme, certains auteurs ont essayé à partir de formules générales comme celles données plus haut, de dégager des tendances d'optimisation d'un photo-injecteur. Comme ils travaillent de façon analytique, ces auteurs sont obligés de faire certaines hypothèses pour réduire les variables d'optimisation. Suivant les hypothèses faites, les conclusions peuvent être différentes, voire opposées.

Dans la référence [102], le courant et la dimension transverse du faisceau sont supposés constants. Il apparaît alors que pour des impulsions inférieures à 10 ps, l'émittance la plus faible est obtenue pour une fréquence voisine de 1,3 GHz. Dans la référence [104], le rapport entre la durée d'impulsion et la période HF, ainsi que la dimension transverse du faisceau sont maintenus constants. Dans ce cas, l'émittance minimum est obtenue à charge donnée pour les fréquences les plus basses. Si par contre, l'on suppose maintenant que la dimension transverse varie comme l'inverse de la racine de la fréquence, l'émittance

minimum est alors obtenue pour les hautes fréquences [105, 439]. Stowall remarque alors fort justement que la pente des courbes qui donnent l'émittance en fonction de la fréquence dépend très fortement de la loi d'échelle choisie pour la dimension transverse du faisceau. Au MIT, une autre approche est prise: la durée de l'impulsion est supposée constante, la dimension transverse inversement proportionnelle à la fréquence et le paramètre " α " est pris soit constant (ie. E_0 proportionnel à f) soit limité par la tenue en champ. Dans ce cas, c'est encore les très hautes fréquences qui sont favorisées [650].

Dans chacun des cas, il est intéressant de noter que les hypothèses faites conduisent à favoriser le domaine de fréquence correspondant au projet sur lequel travaille l'auteur en question! Le biais de l'analyse est donc évident et tend à prouver qu'il est difficile vu le nombre de paramètres en question, de faire une optimisation indiscutable et universelle. Ceci renforce l'intérêt d'un programme tel que celui mentionné plus haut qui permettrait d'explorer plus facilement un grand nombre de variables et éviterait de se fixer des hypothèses a priori.

2.6 Conclusion

Le formalisme présenté dans ce chapitre permet de décrire assez simplement l'ensemble des connaissances nécessaires lors du démarrage d'un projet de photo-injecteur. A ce titre, il permet donc d'explorer rapidement une large gamme de paramètres, ce qui guide le concepteur vers le choix réaliste le plus à même de répondre à ses besoins.

Une fois ces premiers choix arrêtés grâce à cette méthode, il faudra alors rentrer dans le détail et considérer les nombreuses possibilités d'améliorer les performances au delà de celles obtenues grâce à cette approche simplifiée. Le chapitre suivant illustre ce propos en présentant la conception du canon CANDELA pour lequel une méthode de minimisation de l'émittance a été utilisée. Après une approche analytique du problème, de nombreuses simulations numériques ont été faites pour valider la conception. Celles-ci ont été comparées aux modèles simplifiés présentés dans ce chapitre.

Chapitre 3

Choix des paramètres de CANDELA et simulations

*Nous ne connaissons a priori des choses
que ce que nous y mettons nous-mêmes.*

*Emmanuel Kant (1724-1804)
Critique de la raison pure. Préface de la seconde édition*

Le projet de développement d'un photo-injecteur au LAL (nommé **CANDELA** pour **CANon DE**clenché par **LA**ser) avait pour objectif de réaliser un prototype de ce nouveau type d'injecteur, afin d'acquérir les technologies mises en jeu, de mieux comprendre la physique associée, et si possible de faire progresser ce domaine relativement jeune.

Les applications des photo-injecteurs étant multiples (voir chapitre 1), il n'est pas possible de concevoir un système universel. Nous avons donc dû privilégier une certaine plage de paramètres, en essayant malgré tout de garder autant de souplesse que possible, puisqu'il ne s'agissait pas de construire un injecteur devant servir un utilisateur exigeant, mais bien de développer une machine d'étude.

Ce chapitre décrit brièvement les objectifs poursuivis par CANDELA et les spécifications générales que nous nous sommes données. Il résume aussi les choix fondamentaux qui ont été faits dès le début du projet (profil de champ accélérateur, nombre et fonction des cellules HF, ...). La majeure partie est ensuite consacrée aux simulations de dynamique de faisceau, qui visent en particulier à évaluer les diverses plages de fonctionnement, et déterminer ainsi les performances. Celles-ci sont comparées à celles du canon de Brookhaven (BNL) qui reste la référence en la matière. Ces simulations effectuées avec le code PARMELA [151], qui est aussi brièvement décrit.

3.1 Paramètres initiaux du projet: impulsions longues

Même en restreignant l'objectif de ce développement sur les photo-injecteurs aux collisionneurs linéaires, le tableau 1.1 montre qu'il y a encore une grande disparité des performances à réaliser, et qu'il n'est pas possible de concevoir un injecteur de collisionneur linéaire universel. Il est en particulier clair qu'un photo-injecteur optimisé par exemple pour le faisceau principal de NLC, ne peut être le même qu'un injecteur pour le "drive beam" de CLIC. Le choix arbitraire fait au début du projet CANDELA a été d'étudier un injecteur "faible émittance" plutôt qu'un injecteur "forte charge". Le "cahier des charges" établi a priori en 1989 [563] était le suivant:

- charge 5 nC
- énergie 3 MeV
- dispersion en énergie $< 3 \%$
- durée d'impulsion à mi-hauteur $< 30 \text{ ps}^1$
- émittance normalisée $< 3 \pi \text{ mm mrad}$

Ce "cahier des charges" est extrêmement exigeant au regard des performances obtenues par la suite par les différents photo-injecteurs en activité. L'émittance la plus faible obtenue expérimentalement pour une charge de 5 nC est celle de BOEING [430] qui vaut $9 \pi \text{ mm mrad}$ pour une impulsion de 53 ps. Comme lorsque l'émittance de charge d'espace est prépondérante, celle-ci varie linéairement avec le courant, ce cahier des charges est 6 fois plus contraignant que la meilleure performance obtenue à ce jour. Partant de là, on peut conclure en disant que par rapport aux plages de variation usuelles des paramètres considérés, on cherche à faire un canon produisant des impulsions de très faible émittance, de durée relativement longue, de charge moyenne et de faible dispersion en énergie. Lorsque c'est faisable, la conception doit cependant laisser la possibilité d'étudier le fonctionnement du canon dans une plage de paramètres aussi large que possible. Les paragraphes suivants décrivent le raisonnement qui a conduit au canon tel qu'il est maintenant.

3.2 Profil du champ accélérateur

3.2.1 Minimisation de l'émittance linéaire

Dans le paragraphe 2.2.2, on a expliqué que l'émittance transverse d'un faisceau de canon HF comprend une composante linéaire et une composante non-linéaire. Lorsque l'on veut minimiser l'émittance totale, il est important de connaître l'importance relative de ces deux composantes. La composante linéaire provient de la conjugaison des forces linéaires dues à l'onde HF et à la charge d'espace. Pour une charge donnée, la contribution due à la

¹la durée d'impulsion relativement longue choisie vient du fait qu'au moment d'établir cette liste de paramètres, il n'existait pas de lasers commerciaux capables de fournir des impulsions significativement plus courtes.

HF augmente avec la longueur d'impulsion (l'éventail dans l'espace des phases représenté sur la figure 2.5 s'ouvre). La composante non-linéaire provient de la contribution des forces non-linéaires dues à la HF et à la charge d'espace. Les forces HF non-linéaires sont liées aux termes d'ordre supérieur dans la décomposition harmonique du champ électrique longitudinal représenté par l'équation 2.31. Celles-ci sont d'autant plus importantes que les impulsions sont courtes, puisque dans ce cas, la contribution linéaire HF est très faible. Les non-linéarités des forces de charge d'espace apparaissent essentiellement dans la tête et la queue de l'impulsion et sont donc elles aussi d'autant plus importantes que l'impulsion est courte et intense.

Dans le cas d'impulsions très courtes et très intenses, la contribution non-linéaire (HF et charge d'espace) est dominante. C'est la raison pour laquelle, le canon de Brookhaven a été conçu pour minimiser les contributions non-linéaires dues au champ HF [273]². Les spécifications exposées plus haut, situent le canon recherché dans un domaine plutôt dominé par la contribution linéaire de l'émittance, puisque les impulsions envisagées sont longues. Le tableau 3.1 donne la valeur des différents termes de l'émittance HF pour CANDELA³ et pour le canon de BNL, tels qu'on peut les évaluer à partir des formules 2.36, 2.37 et 2.38. Il démontre clairement que pour les deux projets, l'émittance n'est pas dominée par le même terme.

Tableau 3.1: Contributions à l'émittance HF

	CANDELA	BNL	unité
ϵ_{u1}^{hf}	6,2 ($a_1 + a_3$)	1,2 ($a_1 + a_3$)	π mm mrad
ϵ_{u3}^{hf}	3,8 a_3	8164 a_3	π mm mrad
ϵ_{u13}^{hf}	1,7 $\sqrt{a_3(a_1 + a_3)}$	0,75 $\sqrt{a_3(a_1 + a_3)}$	π mm mrad

Le même type de comparaison ne peut être fait aussi simplement pour l'émittance due à la charge d'espace, puisque les formules 2.39, 2.40 et 2.41, ne s'appliquent pas dans le cas des paramètres de CANDELA (impulsions longues). Les considérations qualitatives évoquées plus haut indiquent toutefois que les conclusions sont les mêmes.

En vue de réduire la contribution linéaire de l'émittance, Gao a développé une approche analytique permettant de choisir le profil de champ accélérateur le plus adapté. Cette démarche décrite en détail dans les références [569, 574, 579] est résumée brièvement ci-dessous.

Comme il a été expliqué au chapitre 2, l'émittance linéaire est due à l'ouverture de "l'éventail" dans l'espace des phases. Minimiser l'émittance linéaire revient donc à minimiser l'ouverture de cet "éventail". Gao traduit cette proposition par la formulation mathématique suivante:

$$\frac{\partial}{\partial \phi_0} \int_0^{t_f} F_r dt = 0 \quad (3.1)$$

²les paramètres utilisés pour la conception étaient: $\sigma_t = 2$ ps, $\sigma_{u0} = 3,5$ mm, $E_0 = 100$ MV/m, $Q = 1$ nC.

³ $\sigma_t = 12,7$ ps, $\sigma_{u0} = 1,5$ mm, $E_0 = 70$ MV/m, $Q = 5$ nC.

où F_r est la force transverse agissant sur les électrons, due à la HF et la charge d'espace, et t_f est le temps de parcours des électrons dans la cavité. En termes physiques, ceci revient à dire que l'on cherche à minimiser la dépendance de la force transverse qui s'applique sur les électrons vis-à-vis de la phase (ou du temps), c'est-à-dire à supprimer la corrélation qui est à l'origine de l'accroissement d'émittance linéaire.

En décomposant le champ électrique longitudinal $E_z(r, z)$ en série de Taylor près de l'axe, et en utilisant pour la force de charge d'espace l'expression de Kim, Gao montre, moyennant certaines approximations, que l'on peut vérifier le critère 3.1 lorsque, sur la cathode la dérivée du champ accélérateur par rapport à la coordonnée longitudinale a une certaine valeur que l'on peut écrire:

$$\left. \frac{dE_z(0, z)}{dz} \right|_{z=0} = \frac{2kc \cos \phi_0}{er \sin^2 \phi_0} p_r^{ce} \quad (3.2)$$

En utilisant l'expression 2.46 du moment transverse dû à la charge d'espace, on peut donner une expression plus pratique de 3.2:

$$\left. \frac{dE_z(0, z)}{dz} \right|_{z=0} = \frac{I}{8\alpha\mu c\epsilon_0\sigma_{u0}^2} \left[\frac{\cos \phi_0}{\sin^3 \phi_0} \right] \frac{1}{2,45 + 1,82A^{5/4} - 0,55A^{3/2}} \quad (3.3)$$

Cette équation montre que la valeur de la pente du champ sur la cathode qui minimise l'émittance linéaire, dépend des paramètres du faisceau choisis (courant, dimension transverse et longitudinale). La minimisation de l'émittance ne sera donc pleinement effective que pour une plage de paramètres limitée.

Ce profil de champ optimum a des propriétés de focalisation qui combattent les effets défocalisants de la charge d'espace. Cette façon de minimiser l'émittance linéaire est donc à rapprocher de la méthode proposée par B. Carlsten [198] déjà présentée au chapitre 2.

Une fois définie la forme théorique idéale du champ électrique, il faut trouver une géométrie de cavité qui permette de reproduire ce champ le plus fidèlement possible. Une cavité réaliste devant comporter un orifice pour le faisceau, le champ longitudinal doit s'annuler à la sortie de la cavité. En conséquence, ce champ ne peut être maintenu croissant sur toute la longueur de la cellule. Toute la procédure de conception de la géométrie de la cellule revient donc à chercher la forme qui permet de maximiser la longueur sur laquelle on peut maintenir ce champ croissant. Celle-ci est présentée en détail au chapitre quatre.

3.2.2 Minimisation de la dispersion en énergie

Gao a ensuite montré que l'adjonction d'une deuxième cellule, dont on peut ajuster la phase, permet de compenser la dispersion en énergie produite par la première cellule. Si le champ longitudinal de cette deuxième cellule est choisi sinusoïdal, il n'augmente pratiquement pas l'émittance linéaire, et l'on a donc réalisé un canon à deux cellules qui minimise à la fois l'émittance et la dispersion en énergie.

La deuxième cellule devant produire un champ sinusoïdal est a priori plus simple. Sa conception principalement guidée par des considérations HF est expliquée dans le chapitre quatre.

3.2.3 Profil des champs électromagnétiques

Les champs électriques longitudinaux et radiaux produits par les deux cellules issues de l'optimisation précédente, sont montrés sur la figure 3.1. Pour comparaison, sont aussi représentés sur cette figure les champs de la cavité de Brookhaven et les champs correspondants au modèle de Kim (équations 2.1 et 2.3). Le champ magnétique ayant une forme similaire au champ électrique longitudinal n'est pas représenté.

Une analyse de Fourier du champ longitudinal donne les coefficients a_n définis dans l'équation 2.31, la normalisation choisie étant celle "au champ crête sur l'axe". Ces coefficients pour les deux cellules de CANDELA sont présentés dans le tableau 3.2.

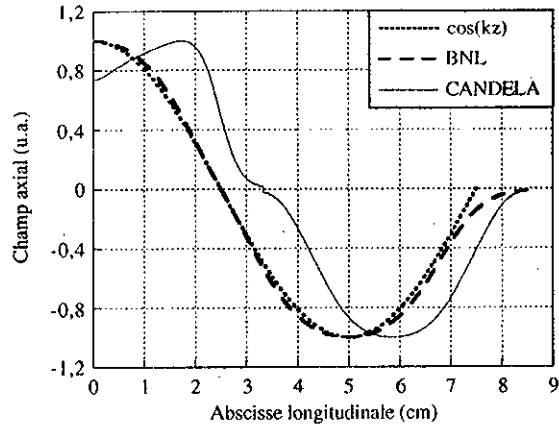
Tableau 3.2: Coefficients de Fourier du champ accélérateur des cellules de CANDELA

a_n	Cellule 1	Cellule 2
a_1	1,053	0,947
a_3	-0,236	-0,103
a_5	-0,106	-0,056
a_7	0,088	-0,007
a_9	-0,057	-0,002
μ	0,742	0,779

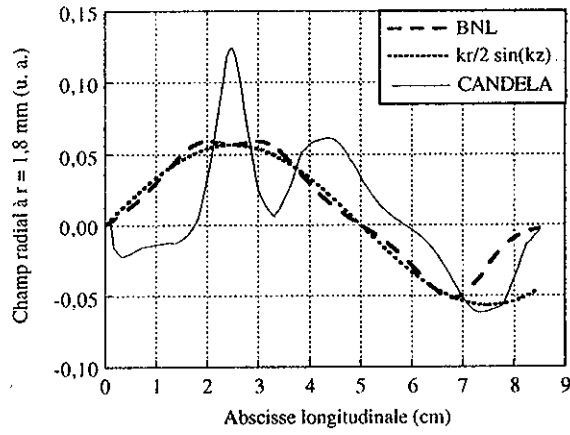
3.3 Nouveaux paramètres du projet: impulsions très courtes

Une fois la conception de la cavité terminée, et la maquette bas niveau fabriquée, la situation concernant le laser s'est clarifiée. En effet, si au départ du projet, on envisageait l'utilisation d'un laser YAG de durée d'impulsion voisine de 30 ps, il est apparu lors des discussions avec l'Institut d'Optique Théorique et Appliquée (IOTA) d'Orsay que la technologie des lasers ultra-brefs ayant évolué, il serait plus intéressant d'utiliser un laser saphir dopé au titane, capable de produire des impulsions sub-picosecondes. Toutefois, compte-tenu du mode d'obtention de ces impulsions (voir chapitre 6), on peut en fait choisir leur durée entre 0,5 et 15 ps. Bien que cette nouvelle approche concernant le laser ne respecte plus le "cahier des charges" initial, il a été jugé qu'elle offrait des possibilités supérieures, puisqu'on pouvait en particulier faire varier la durée d'impulsion. De plus, elle permettait d'accéder un domaine de durée d'impulsions inexploré jusque là, ce qui répondait bien à l'objectif du projet de participer à la connaissance sur les photo-injecteurs. La conception et la réalisation de la cavité étant suffisamment avancées, il a aussi été décidé de poursuivre sa fabrication, et de voir comment elle se comportait pour les impulsions très courtes.

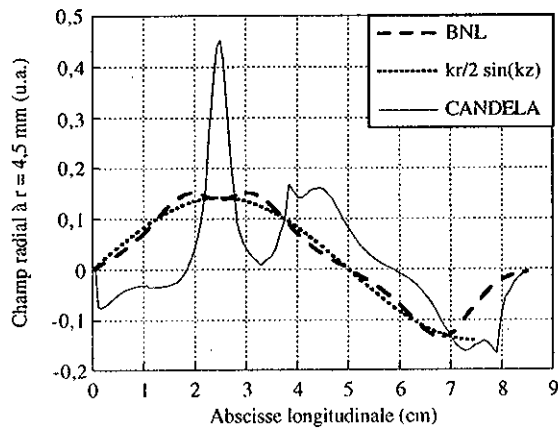
Pour cela il est nécessaire de faire des simulations numériques. Les paragraphes suivants sont donc consacrés à ces simulations que l'on fait à la fois pour le domaine des impulsions longues visé initialement, afin de valider l'étude, et pour les impulsions courtes qui constituent la situation réelle du projet. Dans les deux cas, on compare les résultats à ceux obtenus avec une cavité du type utilisée à Brookhaven.



(a) Champs $E_z(0, z)$



(b) Champs $E_r(1,8 \text{ mm}, z)$



(c) Champs $E_r(4,5 \text{ mm}, z)$

Figure 3.1: Profil des champs électriques longitudinaux et radiaux

3.4 Codes de simulation

3.4.1 Choix des codes

Il existe de nombreux codes de dynamique des particules chargées en présence de champs électromagnétiques ([140] à [153]). Ceux-ci s'appuient parfois sur des méthodes de calcul très différentes. Il serait donc intéressant de comparer les résultats obtenus avec plusieurs de ces codes. Au début du projet deux codes complémentaires ont été considérés: PARMELA [151] et PRIAM [147]. PARMELA originellement développé à Los Alamos est un code aujourd'hui très largement utilisé dans le monde. Il en existe de nombreuses versions. Celle utilisée au LAL est une compilation de plusieurs versions effectuée par Mouton. PARMELA fait partie de la catégorie des codes "poussoir de particules" (non auto-consistants) dans lesquels les particules sont soumises aux champs électromagnétiques sans réagir sur ceux-ci. Il a pour lui l'avantage d'être un code assez souple (donc facilement modifiable), et d'emploi relativement aisé. Des modules de traitement développés par Mouton, permettent une analyse souple et conviviale des résultats à l'aide du logiciel KaleidaGraphTM [161] sur MacintoshTM. Cette visualisation graphique est souvent très utile pour l'interprétation physique des phénomènes. PARMELA ne faisant pas appel à un maillage pour décrire la géométrie, il n'est pas limité par la taille du problème à modéliser. Comme par ailleurs, il inclut la description d'éléments magnétiques tels que solénoïdes, quadripôles ou dipôles, il peut être utilisé pour simuler toute la ligne de transport située en aval du canon.

PRIAM est un code plus récent développé au LAL par Lemeur et Touze [147]. Il fait partie des codes PIC (Particle In Cell) [145], c'est-à-dire qu'il utilise un algorithme de calcul auto-consistant. Les équations de Maxwell sont résolues en tenant compte de la présence du faisceau. Cette méthode garantit en principe la prise en compte d'effets comme les "champs de sillage"⁴ non simulés dans les codes du type PARMELA. Dans sa version actuelle, PRIAM peut calculer les modes propres des cavités HF pour des géométries 3D, mais le calcul de dynamique de faisceau se fait pour des géométries 2D.

La maîtrise d'un code représentant un travail assez important, et les temps de calcul pour chaque simulation faite étant assez longs, il s'est vite avéré que mener en parallèle des simulations avec les deux codes était une entreprise difficile. On s'est donc limité à l'utilisation du code PARMELA non sans s'être assuré de sa validité en comparant ses résultats avec ceux d'autres codes dans des "cas types" définis dans le cadre du Réseau Européen sur les Injecteurs à Grande Brilliance⁵ [154]. Mouton, Serafini et Coacolo ont montré que pour les cas types déjà étudiés (impulsions de quelques ps), PARMELA, ITACA [144] qui est un code PIC du type de PRIAM, et ATRAP [255] qui est un code qui s'appuie sur une formulation analytique de l'interaction entre les particules à base des potentiels retardés de Lienart-Wiechert, donnaient des résultats très proches [155]⁶. La comparaison dans le cas d'impulsions très courtes n'est pas encore terminée, mais la confiance portée à PARMELA est jugée suffisante pour qu'il puisse être utilisé seul.

⁴champs résultant de l'interaction du faisceau avec son environnement.

⁵Capital Humain et Mobilité, Contrat ERBCHRX CT94 0455.

⁶Il est à noter que les comparaisons faites par d'autres auteurs avec d'autres codes, confirment ces conclusions (voir par exemple [344, 348, 471]).

3.4.2 Utilisation de PARMELA

Il n'est pas nécessaire ici de décrire en détail le programme PARMELA, qui est assez universellement utilisé. Des précisions concernant la physique du programme et la manière de décrire les données sont contenues dans les références [142, 146, 151, 153]. Il est toutefois nécessaire de préciser quels sont les choix des options principales faits pour les simulations présentées plus loin.

Puisque dans PARMELA les forces dues à l'interaction du faisceau avec son environnement ne sont pas prises en compte⁷, les particules sont seulement soumises à deux catégories de forces:

1. les forces électromagnétiques produites par les cavités HF et les éléments magnétiques (solénoïdes, dipôles, quadripôles). Ces forces sont calculées à chaque itération (pas de calcul) à partir de champs électriques ou magnétiques fournis par l'utilisateur.
 - les champs HF peuvent être fournis soit sous forme de cartes de champ des composantes $E_z(z, r)$, $E_r(z, r)$ et $B_\theta(z, r)$, soit sous forme de coefficients de Fourier issus de la décomposition de ces mêmes composantes. Cette deuxième méthode n'a d'intérêt que si l'on part d'une cavité pour laquelle on ne dispose que de la courbe de champ mesurée $E_z(z, 0)$. En effet, dans ce cas, PARMELA reconstitue les autres composantes. Il faut toutefois se méfier du fait que cette reconstitution utilisant des développements en série de Bessel, peut s'avérer assez catastrophique lorsqu'on s'éloigne trop de l'axe, ou lorsqu'on utilise trop de coefficients de Fourier. Dans le cas de CANDELA, on utilise la première méthode. Les champs calculés par le programme SUPERFISH [157] et mis en forme par le processeur SFO7, sont fournis à PARMELA sous forme de fichiers d'entrée. Les deux cellules de CANDELA étant découplées, elles sont calculées séparément par SUPERFISH et conduisent donc à deux fichiers séparés. Ceci n'est pas le cas de la cavité du canon BNL qui est décrite par un seul fichier. Il est à noter qu'on peut aussi décrire très exactement le champ idéal du modèle de Kim, en utilisant seulement un seul coefficient de Fourier.
 - les champs magnétiques des bobines ou solénoïdes peuvent eux aussi être fournis de plusieurs façons selon qu'ils proviennent de calculs ou de mesures. On peut soit donner la carte de champ calculée avec POISSON [156], soit utiliser une loi de champ analytique, soit enfin fournir un fichier correspondant au champ magnétique $B_z(0, z)$ mesuré sur l'axe. Dans ce dernier cas, le champ en dehors de l'axe est obtenu par un développement en série de Taylor autour de l'axe. Pour les simulations de CANDELA incluant la bobine de focalisation, on utilise le champ magnétique mesuré sur l'axe [639], non sans avoir vérifié que cette méthode donnait le même résultat que celle utilisant les champs issus de POISSON.
- Les dipôles et quadripôles sont eux supposés idéaux, c'est-à-dire ayant un champ ou un gradient constant sur leur longueur et nul en dehors.

⁷la version utilisée à Los Alamos, qui n'est pas distribuée, inclut ces effets. Récemment une version distribuée de PARMELA a été modifiée par Riche pour inclure l'effet des champs de sillage [152].

2. les forces internes au faisceau dites "forces de charge d'espace".

Suivant la loi de Coulomb, deux charges de même signe se repoussent. Lorsqu'un grand nombre de charges de même signe sont en présence, on appelle ce phénomène "charge d'espace". Dans PARMELA, il y a deux méthodes pour le décrire:

- (a) méthode de la grille: cette méthode mise en oeuvre par Young et Crandall est explicitée dans les références [142, 153]. On définit une grille dans le plan (r, z) de dimensions sensiblement supérieures à la taille du faisceau, dans le repère du laboratoire. Au départ, on calcule en chaque point de la grille, le champ coulombien produit par un tore de section rectangulaire, généré par chaque case de la grille et affecté d'une charge unité répartie dans tout son volume: c'est le tableau des champs. A chaque pas du calcul dynamique, on peut alors évaluer la force appliquée à chaque particule par sommation de toutes les valeurs du tableau des champs pondérées par la distribution de charge du paquet au moment du calcul. Avec cette méthode, le temps de calcul est proportionnel à $n \log n$ si n est le nombre de macro-particules, et ceci constitue l'atout majeur de cette méthode qui a par ailleurs plusieurs inconvénients.
 - le choix de la taille des mailles et de leur nombre est assez difficile lorsque le faisceau subit des variations importantes de ses dimensions transverses (e.g. en présence d'éléments focalisants) ou longitudinales (e.g. dans un groupeur). Dans le cas d'un photo-injecteur, la dimension longitudinale du maillage est particulièrement difficile à choisir, puisque la longueur de l'impulsion dans le repère du laboratoire varie beaucoup au cours de l'accélération de quelques eV à quelques MeV. Il existe une option qui permet d'ajuster la grille au fur et à mesure de l'accélération mais dans ce cas le temps de calcul s'allonge substantiellement.
 - le choix du nombre de mailles dans les directions longitudinales et transverses n'est pas libre. Cette contrainte imposée par le programme ne permet en particulier pas de décrire correctement les impulsions ayant une dimension longitudinale inférieure à la dimension transverse, ce qui est souvent le cas pour les impulsions très courtes. De plus lorsque l'on augmente le nombre de mailles pour améliorer la précision du calcul, on augmente considérablement le temps de calcul, ce qui remet en cause l'avantage principal de cette méthode.
- (b) méthode "point par point": cette méthode a été implantée par McDonald [273]. A chaque pas du calcul, chaque macro-particule est soumise directement à l'interaction coulombienne de toutes les autres macro-particules. Lorsque deux macro-particules sont trop proches, la force répulsive devient très importante, puisque chaque macro-particule est porteuse d'une très grande charge. Afin de limiter cet artefact de la simulation, on doit introduire un paramètre dit d'"écranage". Celui-ci sert à définir un rayon en-deçà duquel, la force d'interaction entre deux macro-particules n'est plus coulombienne mais linéaire. Le choix de ce paramètre, appelé "POINT" dans le fichier d'entrée de PARME-

LA est discuté dans les références [153, 273]. Dans notre cas, nous utilisons la valeur de 1,7 préconisée par McDonald et retenue aussi par Gonichon [439]. Cette méthode apparemment plus proche de la réalité physique, a aussi quelques défauts:

- le temps de calcul qui varie comme le carré du nombre de macro-particules considéré, peut être prohibitif.
- une plus grande sensibilité que la méthode de la grille aux inhomogénéités de la distribution des macro-particules. Pour remédier partiellement à ce problème, Gonichon a introduit dans PARMELA une génération des particules appelée ici génération ordonnée, qui repose sur une séquence de Hammersley et produit une distribution plus homogène [439, 440]. Cette génération telle qu'elle est implantée dans le code, a le désavantage d'imposer une distribution transverse uniforme et une distribution longitudinale gaussienne tronquée à $\pm 2,5 \sigma_l$. Lorsque c'est possible, on lui préfère donc la génération aléatoire qui donne le choix de la distribution.
- le calcul des forces entre deux macro-particules est fait en tenant compte des positions et des vitesses à un instant donné. Cet approximation qui ne prend pas en compte les potentiels retardés, conduit à une erreur sur le champ estimée par McDonald, comme étant inférieure à 20% dans le cas d'une impulsion de 5 ps [273]. Les comparaisons faites avec les autres codes qui prennent en compte l'effet des potentiels retardés, confirme que cette erreur est faible puisque les différences observées entre les résultats des différents codes sur des paramètres tels que le rayon du faisceau ou l'émittance, sont inférieures à quelques % [155].

Les premières simulations faites avec PARMELA et qui avaient servi lors de la conception de CANDELA ont été faites pour des impulsions relativement longues ($\tau_{mh} = 30$ ps), et la méthode de la grille a été utilisée, afin de minimiser le temps de calcul. Ces simulations initiales rapportées dans les références [564, 565] ne seront pas reprises ici. Toutes les simulations présentées dans les paragraphes suivants ont été faites avec la méthode "point par point", qui est plus fiable dans le cas d'un photo-injecteur.

3.4.2.1 DESCRIPTION DES PARAMÈTRES À CHOISIR

Un exemple de fichier d'entrée de PARMELA (version 5) est donnée dans l'annexe C. La signification des différentes variables étant détaillée dans le manuel d'utilisation [151] n'est pas reprise ici. On se contente de justifier ou d'expliquer les choix de paramètres qui ne sont pas évidents a priori.

1. le nombre de macro-particules à utiliser dépend de la précision recherchée et du temps de calcul acceptable par l'utilisateur. Lorsque l'on veut un résultat précis, il faut choisir un nombre de particules tel que les résultats (essentiellement l'émittance qui est le paramètre le plus sensible au nombre de particules), ne changent pas significativement si l'on augmente encore ce nombre. Pour une étude systématique

qui exige un grand nombre de "runs", et pour laquelle on s'intéresse essentiellement aux tendances, on a intérêt à minimiser le nombre de particules pour économiser du temps de calcul. On choisit alors le plus petit nombre de particules donnant un résultat acceptable, typiquement $\pm 20\%$ du résultat obtenu avec un grand nombre de particules. Un critère pour juger de la valeur de ce nombre est le suivant: l'allure des courbes donnant un paramètre (e.g. l'émittance) en fonction d'une variable (e.g. la phase) doit rester constante en fonction du nombre de particules. Un bon nombre de particules est donc le plus petit nombre tel que l'allure de cette courbe reste constante. Ce nombre pouvant dépendre du domaine de paramètres utilisés, il est important de faire sa recherche pour chaque domaine des paramètres.

2. énergie et dispersion en énergie au niveau de la cathode (paramètres $W0$ et $DW0$): lorsqu'on étudie la dynamique du faisceau dans le canon, on peut supposer que la cathode est parfaite, c'est-à-dire $W0 = DW0 = 0$. Toutefois, PARMELA n'acceptant pas que $W0$ soit nul, on lui attribue une valeur très faible (2×10^{-6} eV). Si l'on veut une simulation prenant en compte l'émittance thermique de la cathode, il faut donner une valeur à ces paramètres, en fonction de la cathode utilisée.
3. pas de calcul (paramètre DWT): ce paramètre représente le pas de calcul en temps (phase). D'une part, il doit être petit devant la période HF, puisqu'il caractérise la discrétisation de la courbe de champ, et d'autre part il doit être inférieur à la durée de l'impulsion puisqu'il détermine l'intervalle de temps séparant deux applications successives des impulsions dues à la charge d'espace. Afin d'économiser du temps de calcul, on n'a toutefois pas intérêt à le prendre trop petit. Pour les impulsions supérieures à 5 ps, on choisit $DWT = 2$ ps, et pour les impulsions plus courtes, on utilise 0,5 ps.
4. paramètre d'écrantage dans le calcul de charge d'espace (POINT): comme il a déjà été dit, on utilise la valeur conseillée par l'auteur, à savoir 1,7.

3.4.2.2 DESCRIPTION DES PARAMÈTRES DE SORTIE

PARMELA fournit un fichier de sortie contenant de nombreuses informations données à la fin de chaque élément, ou tous les "n" pas de calcul, "n" étant un entier choisi par l'utilisateur. En plus de cela, il fournit deux autres fichiers contenant l'ensemble des paramètres intéressants pour chaque particule (coordonnées transverses et longitudinales, impulsions, énergie, phase). La différence entre ces deux fichiers ayant une extension ".DEST" et ".DESZ", est la suivante: le fichier ".DEST" fournit ces paramètres à un instant donné, alors que le fichier ".DESZ" les fournit à une position donnée. A partir de ces fichiers, on utilise des post-processeurs pour calculer les paramètres tels que l'émittance, les dimensions transverses q_m , la durée d'impulsion et la dispersion en énergie. Ces fichiers sont aussi utilisés pour produire des sorties graphiques telles que l'espace des traces transverse ou l'espace des phases longitudinal.

Les calculs faits à partir des deux types de fichiers ne donnent pas les mêmes résultats, sauf pour les impulsions ultra-brèves. En effet, l'émittance calculée à un instant donné,

porte sur des électrons situés en différentes positions et ayant subi une histoire différente, alors que l'émittance calculée à une position donnée porte sur des électrons ayant tous eu le même parcours. Bien entendu, seule l'émittance à une position donnée a un sens physique et peut être comparée à une mesure. Malheureusement, le programme travaillant en pas de temps, il lui est plus naturel de donner les informations à un instant donné, et de ce fait ceci peut être fait n'importe quand, au choix de l'utilisateur. Par contre la sortie en une position donnée n'est faite qu'à la fin des éléments. A moins de découper chaque élément en un grand nombre de petits, ce qui est assez fastidieux et même impossible pour certains d'entre eux (cellules par exemple), il est difficile de suivre l'évolution des "vrais" paramètres le long de la machine. On se contente donc pour ce type d'analyse, d'utiliser les paramètres calculés à un instant donné, en n'oubliant pas qu'ils ne sont pas tout à fait corrects.

Le canon ayant une symétrie de révolution, les émittances dans les plans transverses "x" et "y" doivent être identiques. Du fait de la statistique assez pauvre utilisée, ceci n'est jamais parfaitement le cas. L'émittance utilisée dans les graphiques et les tableaux présentés plus loin est une moyenne entre les deux valeurs ϵ_x et ϵ_y notée $\bar{\epsilon}_u$ et valant $\sqrt{(\epsilon_x^2 + \epsilon_y^2)/2}$.

3.5 Simulations en impulsions longues

Les paramètres libres d'un photo-injecteur sont généralement nombreux (fréquence, champ accélérateur maximum, charge, dimensions transverses et longitudinales du faisceau, profils de densité, phase HF/laser). A ceux-là s'ajoutent dans le cas de CANDELA, le déphasage entre les cellules et le rapport des champs entre les deux cellules. L'ensemble de ces paramètres constitue donc un espace à plusieurs dimensions qu'il est difficile d'explorer de manière exhaustive. De plus, de nombreux travaux de simulations ont déjà été faits par plusieurs auteurs (par exemple [273, 343, 348, 439, 446, 549]) et les tendances obtenues (allure des courbes donnant la variation de tel paramètre avec telle variable) s'appliquent en général à CANDELA. Les simulations présentées ici ne se veulent donc en aucun cas exhaustives, mais essaient de mettre en avant les spécificités de CANDELA par rapport en particulier au canon de BNL. Pour ce qui concerne les impulsions longues, on essaye seulement de valider la conception faite de façon analytique. Puisque le laser ne peut pas fournir les impulsions correspondantes, on n'a pas cherché à optimiser complètement les paramètres dans ce régime de fonctionnement.

3.5.1 Choix des paramètres

Les différents paramètres physiques du problème sont choisis de la façon suivante:

- la fréquence n'a jamais été considérée comme un paramètre puisque CANDELA doit utiliser une source de puissance existante, qui fonctionne à 2998,55 MHz. Pour les simulations, la fréquence "ronde" de 3000 MHz est utilisée.
- champ accélérateur crête: les considérations de tenue de la cavité au champ, et de puissance maximum disponible ont conduit à choisir un champ nominal crête sur

l'axe de 70 MV/m, correspondant à un champ maximum de surface dans la cavité de 115 MV/m. Toutefois, pour étudier l'influence de ce champ accélérateur sur certains paramètres, on varie le champ crête sur l'axe jusqu'à 130 MV/m, ce qui correspond à un champ de surface de 213 MV/m, qui est inférieur aux champs maxima obtenus dans des cellules en bande S [483].

Le rapport des champs crêtes des deux cellules n'est pas varié et E_0 désigne donc le champ crête dans les deux cellules.

- durée d'impulsion: dans ce domaine dit "d'impulsions longues", on considère des impulsions uniformes dont la durée totale varie entre 10 et 60 ps.
- dimensions transverses: le rayon de l'iris de la cavité de CANDELA étant de 5 mm, les dimensions transverses qm doivent être inférieures à 2 mm pour une distribution gaussienne tronquée à $\pm 2 \sigma_{u0}$. On choisit $\sigma_{u0} = 1,5$ mm.
- les charges considérées varient entre 0 et 15 nC.
- la phase du laser par rapport à la HF (ϕ_0) ainsi que la phase entre les deux cellules (ϕ_{12}) sont les deux variables principales du problème. Pour chaque ensemble de paramètres étudiés, il faut les optimiser soigneusement.

Le choix du nombre de macro-particules discuté plus haut est fait sur le cas particulier suivant, représentatif du domaine des impulsions longues: canon BNL, $E_0 = 70$ MV/m, $\sigma_{u0} = 2$ mm, $\sigma_l = 6,35$ ps et $Q = 2$ nC. La figure 3.2(a) montre l'évolution de l'émittance transverse en fonction du nombre de macro-particules. On voit qu'au delà de 1000 macro-particules, celle-ci est quasiment constante. Les autres paramètres tels que l'énergie, la dispersion en énergie, la durée d'impulsion, la dimension transverse ne dépendent quant à eux que très peu du nombre de macro-particules.

La figure 3.2(b) montre l'évolution de l'émittance en fonction de ϕ_0 pour différents nombres de macro-particules. On voit que si ce nombre est trop faible, le minimum de la courbe n'est pas au même endroit.

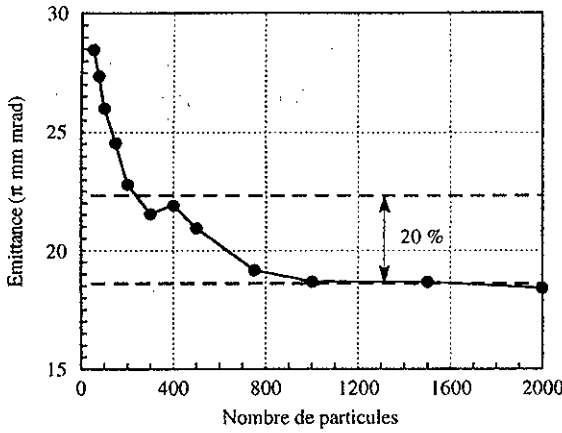
Ces figures permettent de conclure que 300 macro-particules constituent un bon compromis entre justesse des résultats et rapidité du temps de calcul (environ 10 minutes sur une station VAX/Alpha), pour la recherche des points de fonctionnement optimum. Ensuite, pour les quelques cas optimisés, on peut avoir une idée plus juste de la valeur absolue de l'émittance, en faisant une simulation avec 1000 macro-particules.

Afin de choisir librement les distributions transverses et longitudinales, toutes les simulations présentées dans cette section ont été faites avec la génération aléatoire sans jamais rencontrer de problèmes de bruit numérique dû au choc des macro-particules.

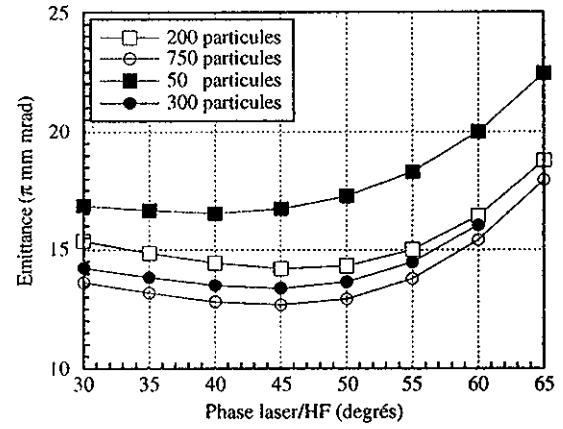
Plusieurs simulations pour différents pas de calcul, ont montré que deux degrés était là aussi un bon compromis entre temps de calcul et précision.

3.5.2 Cas de départ

Lors de la recherche des conditions de fonctionnement mettant en évidence la compensation d'émittance proposée par Gao, on a été amené à considérer des impulsions très



(a) *Emittance*



(b) *Emittance en fonction de ϕ_0*

Figure 3.2: *Evolution de l'émittance en fonction du nombre de particules*

longues (60 ps). Un cas particulier est présenté ici à titre d'illustration. Après cela, nous rechercherons à partir de ce cas, le domaine des paramètres pour lequel il y a effectivement compensation.

Soient donc les paramètres suivants: $E_0 = 70$ MV/m, distribution transverse gaussienne $\sigma_{u0} = 1,5$ mm tronquée à $\pm 2 \sigma_{u0}$, distribution longitudinale uniforme $T_l = 60$ ps, charge $Q = 0,2$ nC. Il reste alors à déterminer les phases optimales ϕ_0 et ϕ_{12} . La phase ϕ_0 choisie correspond au minimum d'émittance transverse, alors que le déphasage ϕ_{12} optimal permet de minimiser la dispersion en énergie, en veillant toutefois à ne pas augmenter l'émittance. Dans certains cas, il permet aussi de minimiser très légèrement l'émittance.

La figure 3.3 montre l'évolution de l'émittance en fonction de ϕ_0 pour CANDELA (première et deuxième cellule déphasée de 180°) et BNL⁸. Il apparaît que CANDELA fournit pour ces paramètres une émittance plus faible que celle de BNL. On note aussi que pour des impulsions aussi longues, le minimum d'émittance en fonction de la phase ϕ_0 est assez plat.

La figure 3.4 montre que comme prévu par Gao, il y a possibilité de réduire la dispersion en énergie en ajustant le déphasage entre les deux cellules de CANDELA. Celle-ci montre aussi que sur une large plage, la phase ϕ_{12} n'a pas d'influence significative sur l'émittance. Pour le cas présenté, les minima d'émittance et de dispersion en énergie coïncident. Ceci n'est pas toujours le cas, en particulier si l'on augmente la charge.

Pour les points de fonctionnement optimum correspondant à $\phi_0 = 35^\circ$ et $\phi_{12} = 140^\circ$ pour CANDELA et $\phi_0 = 40^\circ$ pour BNL, la figure 3.5 montre l'évolution des différents paramètres en fonction de l'abscisse longitudinale z .

⁸la phase ϕ_0 ne peut être inférieure à la demi-durée de l'impulsion, sans quoi les premiers photons atteignent la cathode durant l'alternance décélétratrice du champ.

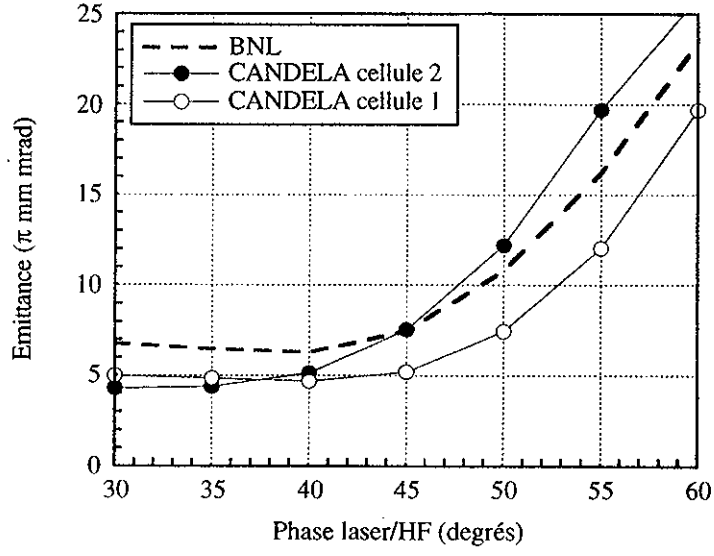


Figure 3.3: Evolution des paramètres en fonction de ϕ_0 pour CANDELA et BNL

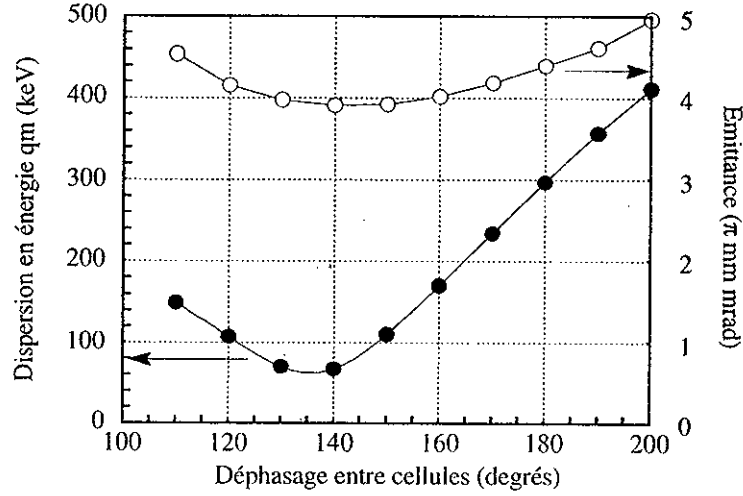
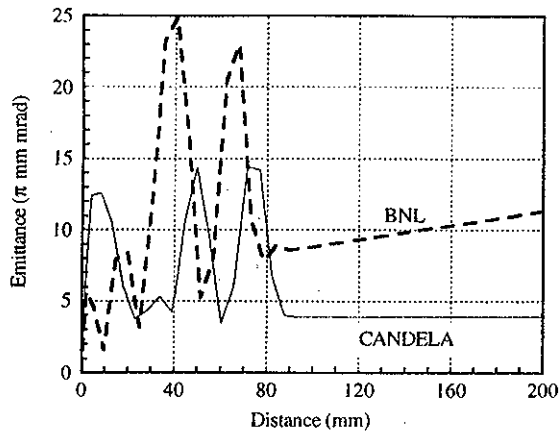
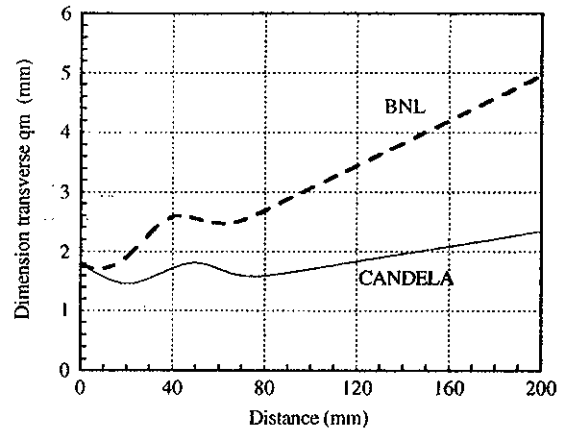


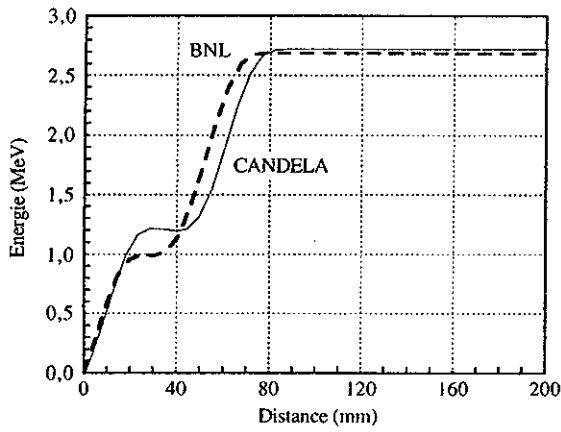
Figure 3.4: Evolution de l'émittance et de la dispersion en énergie en fonction de ϕ_{12} pour CANDELA ($\phi_0 = 35^\circ$)



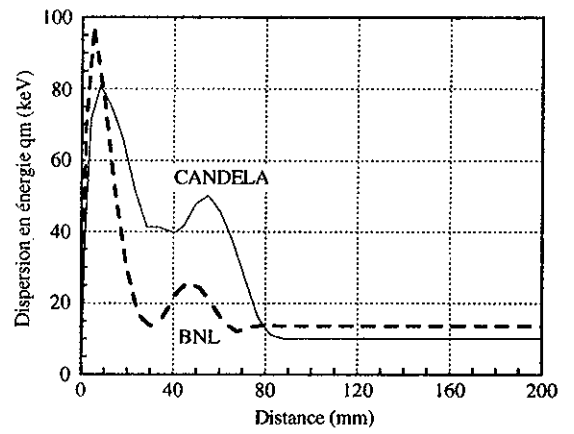
(a) *Emittance*



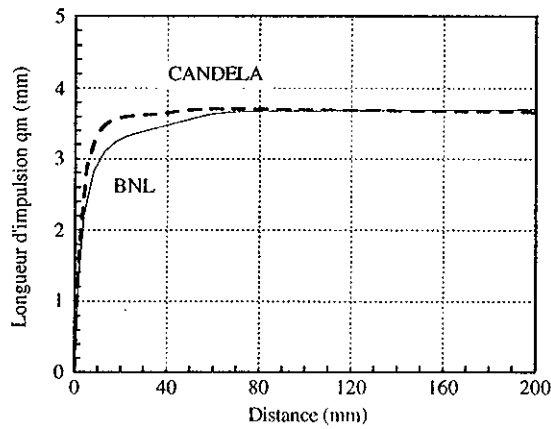
(b) *Dimension transverse*



(c) *Energie*



(d) *Dispersion en énergie*



(e) *Longueur d'impulsion*

Figure 3.5: *Evolution des paramètres en fonction de z pour CANDELA et BNL*

Comme on s'y attend, l'effet focalisant du champ dans la première demi-cellule de CANDELA, se manifeste sur la dimension transverse du faisceau et sur la divergence en sortie du canon qui restent beaucoup plus faibles que les valeurs correspondantes pour BNL. De même l'émittance en sortie du canon reste quasi constante dans le cas de CANDELA alors qu'elle augmente fortement dans le cas de BNL. Enfin, la dispersion en énergie obtenue est plus faible. Ces différences constituent des atouts très intéressants de CANDELA, lorsque l'on veut pouvoir transporter le faisceau en sortie du canon.

Ce cas particulier illustre bien les différences entre CANDELA et BNL, mais n'est pas en soit très intéressant car il correspond à un courant crête valant seulement quelques ampères. Il faut donc explorer le domaine de paramètres (charge, champ accélérateur et durée d'impulsion) pour lequel CANDELA garde un avantage en terme d'émittance vis-à-vis du canon de BNL.

3.5.3 Recherche du domaine de prédominance de CANDELA

Lorsqu'il y a compensation d'émittance, les paramètres E_0 et $I = Q/\sqrt{2\pi}\sigma_l$ doivent vérifier l'équation 3.3. Celle-ci peut permettre de prévoir l'effet de la variation de ces paramètres sur la compensation d'émittance. En particulier, cette équation montre que pour augmenter la charge tout en restant dans des conditions de compensation d'émittance, il faut augmenter le champ accélérateur et/ou la durée d'impulsion. Les résultats des simulations présentés dans les paragraphes suivants, confirment qualitativement ces prédictions.

3.5.3.1 DÉPENDANCE VIS-À-VIS DE LA CHARGE

Pour le canon BNL, la phase ϕ_0 correspondant au minimum d'émittance diminue lorsqu'on augmente la charge. Pour CANDELA, celle-ci reste constante (égale à 35°), puisque même sans effet de charge d'espace, la phase optimale est déjà la phase minimum possible. Par contre la phase ϕ_{12} optimale dépend de la charge. En toute rigueur, pour chaque charge, il faut donc rechercher les phases optimales (ϕ_0 pour BNL et ϕ_{12} pour CANDELA). Comme cette procédure est assez longue, et comme la variation de ces phases avec la charge est lente, on peut se contenter des valeurs extrêmes, 35° et 40° pour ϕ_0 et 100° et 140° pour ϕ_{12} .

La figure 3.6 montre l'évolution de l'émittance en fonction de la charge pour CANDELA et BNL. Ces courbes montrent que CANDELA permet d'obtenir une émittance plus faible que BNL pour des charges comprises entre 0 et 1 nC environ⁹. Pour $Q < 0,5$ nC, cet avantage est supérieur à 25%.

3.5.3.2 DÉPENDANCE VIS-À-VIS DE LA DURÉE D'IMPULSION

Après avoir vérifié que la phase ϕ_0 donnant le minimum d'émittance ne dépendait à charge donnée que très peu de la durée d'impulsion, tant que celle-ci restait supérieure à 10 ps, on fait varier la durée d'impulsion pour une phase ϕ_0 figée valant 40° pour CANDELA

⁹les autres paramètres étant: $E_0 = 70$ MV/m, $\sigma_{u0} = 1,5$ mm, $T_l = 60$ ps.

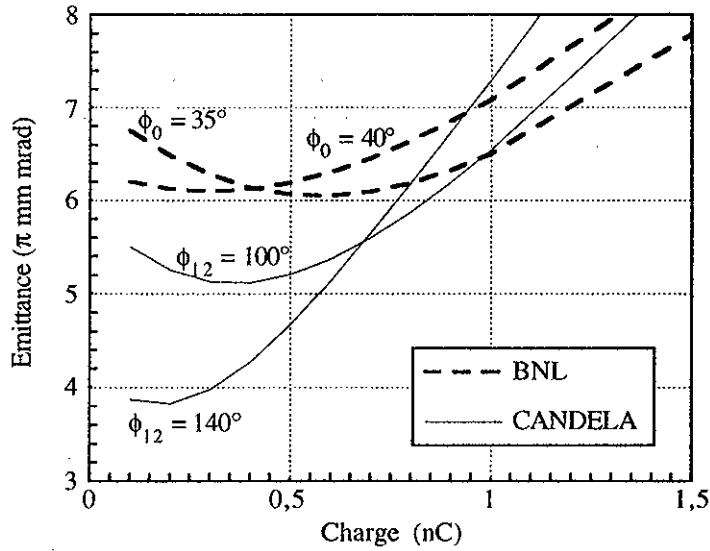


Figure 3.6: Comparaison de l'émittance du canon CANDELA et du canon BNL en fonction de la charge

et 45° pour BNL. Vu l'allure de la courbe 3.6, il suffit de faire varier la durée d'impulsion à charge nulle pour savoir en dessous de quelle durée, l'émittance du canon BNL devient plus faible que celle de CANDELA¹⁰.

La figure 3.7 montre la variation de l'émittance avec la durée obtenue avec PARMELA et avec la formule 2.35. Bien que l'accord entre PARMELA et le modèle analytique ne soit pas parfait, les deux approches donnent la même valeur de la durée minimale en dessous de laquelle l'émittance de CANDELA est supérieure à celle de BNL, à savoir 30 ps. Afin de vérifier cela, une nouvelle simulation en fonction de la charge a été faite pour cette durée. Comme attendu, CANDELA a bien dans ce cas, une émittance supérieure à BNL quelle que soit la charge.

Les résultats obtenus pour CANDELA sont légèrement pessimistes. En effet, la phase ϕ_{12} est gardée constante et égale à 180° . En toute rigueur, il faudrait pour chaque valeur de la durée d'impulsion, rechercher la phase ϕ_{12} optimale. Cependant, comme la dépendance de l'émittance avec ce paramètre est faible (gain possible inférieur à 10 %), ceci n'a pas été fait.

Ces simulations montrent aussi que plus la durée de l'impulsion est grande, plus le domaine de charges pour lequel CANDELA est prédominant est important.

¹⁰les autres paramètres étant $E_0 = 70$ MV/m, $\sigma_{u0} = 1,5$ mm, $Q = 0,2$ nC.

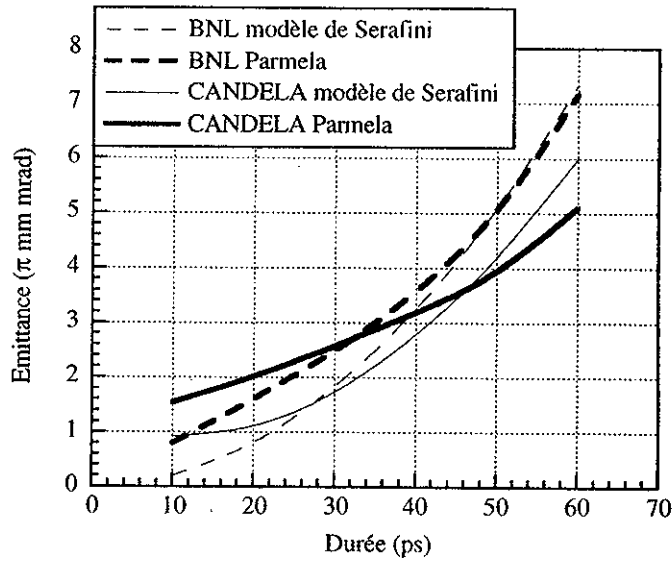


Figure 3.7: Comparaison de l'émittance du canon CANDELA et du canon BNL en fonction de la durée d'impulsion

3.5.3.3 DÉPENDANCE VIS-À-VIS DU CHAMP ACCÉLÉRATEUR

Les simulations précédentes faites à champ constant, montrent que pour 70 MV/m, on n'a pas trouvé de cas correspondant à un courant significatif (supérieur à quelques dizaines d'ampères), pour lequel l'émittance de CANDELA soit nettement inférieure à celle de BNL. Il est donc intéressant de voir si l'on peut faire mieux en augmentant le champ.

La phase ϕ_0 qui donne le minimum d'émittance dépend de ce champ et augmente en principe avec celui-ci. Pour 100 MV/m et pour des charges inférieures à 5 nC, ϕ_0 vaut 50° aussi bien pour CANDELA que pour BNL, et pour 130 MV/m et des charges inférieures à 15 nC, ϕ_0 vaut 55° pour les deux canons.

La figure 3.8 montre la dépendance de l'émittance en fonction de la charge pour 100 et 130 MV/m, les autres paramètres étant $\sigma_{u0} = 1,5$ mm, $T_l = 60$ ps et $\phi_{12} = 180^\circ$. On voit que l'effet observé à 70 MV/m se confirme et s'amplifie. CANDELA prédomine jusqu'à 5 nC pour 100 MV/m, et jusqu'à 13 nC pour 130 MV/m. Pour 130 MV/m et 3 nC, l'émittance de CANDELA est 30% plus petite que celle de BNL.

Comme le montre l'équation 3.3, l'augmentation du champ permet d'étendre considérablement le domaine de prédominance de CANDELA. Pour 100 MV/m, l'émittance produite par CANDELA reste inférieure de plus de 10 % à celle de BNL, pour des charges allant jusqu'à 4 nC, c'est-à-dire des courants crêtes inférieurs à 70 A. Pour 130 MV/m, ce domaine s'étend jusqu'à 9 nC et 150 A.

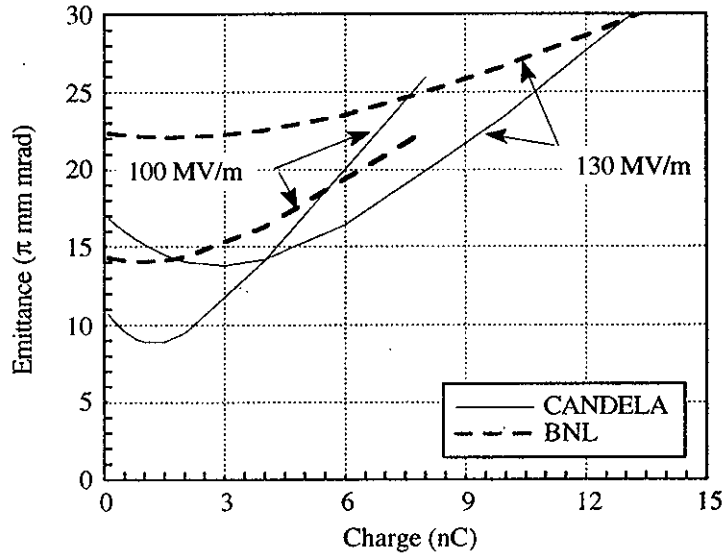


Figure 3.8: Comparaison de l'émittance du canon CANDELA et du canon BNL en fonction de la charge pour 100 et 130 MV/m

3.5.4 Conclusion sur les impulsions longues

Les simulations précédentes montrent que CANDELA conduit à des émittances plus faibles que BNL, pour des courants significatifs seulement si le champ accélérateur crête utilisé est supérieur à 100 MV/m. Elles valident donc la conception faite par Gao sur la base d'une formulation analytique.

Si l'on considère le cahier des charges défini précédemment, ces simulations confirment que celui-ci est très difficile à atteindre. Pour une charge de 5 nC, on obtient pour 100 MV/m, une émittance de 18 π mm mrad avec une impulsion de 60 ps. A 130 MV/m, l'émittance descend à 15 π mm mrad, c'est-à-dire encore assez loin des 3 π mm mrad visés.

3.6 Simulations en impulsions courtes

Alors que les simulations en impulsions longues avaient pour but de valider la conception de CANDELA, les simulations en impulsions courtes (0,5 ps), servent à caractériser les performances que l'on peut attendre de CANDELA avec son laser tel qu'il est. Comme il a déjà été dit, il est difficile d'explorer le domaine de variation de tous les paramètres, et certains choix ont donc été faits a priori.

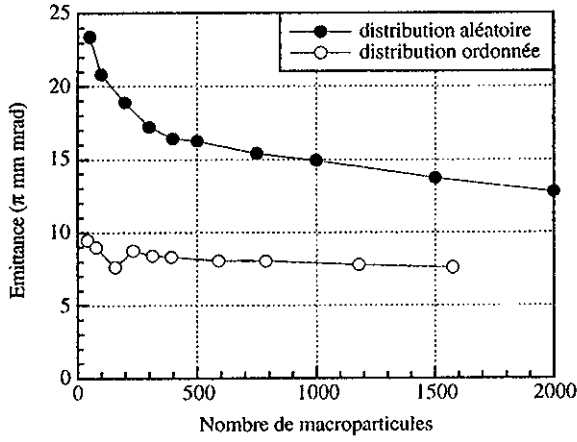
3.6.1 Choix du nombre de macro-particules

Le choix du nombre de macro-particules à utiliser pour la simulation est différent du choix fait pour les impulsions longues. Pour le déterminer, les cas représentatifs utilisés sont les suivants: canon CANDELA, $E_0 = 70$ MV/m, $\phi_0 = 45^\circ$, $\phi_{12} = 180^\circ$, $Q = 1$ nC, distribution transverse uniforme de rayon 3 mm (génération ordonnée) ou gaussienne de $\sigma_{u0} = 1,5$ mm tronquée à $\pm 2 \sigma_{u0}$ (génération aléatoire), distribution longitudinale gaussienne de $\sigma_l = 0,5$ ps tronquée à $\pm 2 \sigma_l$ (génération aléatoire) ou $\pm 2,5 \sigma_l$ (génération ordonnée), et canon BNL, $E_0 = 70$ MV/m, $Q = 2$ nC, distribution transverse uniforme de rayon 3 mm (génération ordonnée) ou gaussienne de $\sigma_{u0} = 1,5$ mm tronquée à $\pm 2 \sigma_{u0}$ (génération aléatoire), distribution longitudinale gaussienne de $\sigma_l = 0,5$ ps tronquée à $\pm 2 \sigma_l$ (génération aléatoire) ou $\pm 2,5 \sigma_l$ (génération ordonnée).

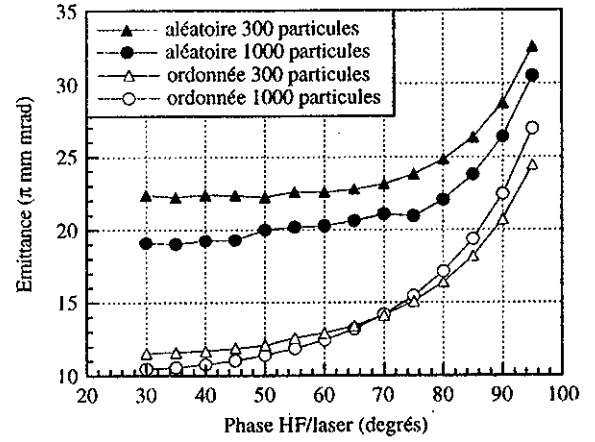
La figure 3.9(a) montre l'évolution de l'émittance en fonction du nombre de macro-particules pour le cas CANDELA, et la figure 3.9(b) montre l'évolution de l'émittance en fonction de la phase ϕ_0 pour 300 et 1000 particules pour le cas BNL. Contrairement aux résultats obtenus pour les impulsions longues, la courbe d'émittance en fonction de ϕ_0 au lieu d'être lisse présente dans le cas d'une distribution aléatoire, des sauts vers 50° et 70° , qui ne semblent pas d'origine physique. Lorsqu'on représente l'espace des traces transverses correspondant à $\phi_0 = 70^\circ$, on note l'apparition de deux macro-particules nettement détachées des autres (voir figure 3.9(c)). Ceci est la manifestation du bruit numérique introduit par la méthode de simulation de la charge d'espace. Deux particules générées trop proches l'une de l'autre par le tirage aléatoire, "s'entrechoquent" au cours de l'accélération et subissent alors une répulsion coulombienne très importante. Bien que le facteur d'écrantage dont il a été question précédemment serve à atténuer ce phénomène, celui-ci peut survenir de temps en temps et causer de graves erreurs dans le calcul de l'émittance qm. C'est la raison qui a poussé Gonichon à remplacer la génération aléatoire des particules par une génération ordonnée [440]. La figure 3.9(b) montre que les courbes en fonction de la phase sont alors beaucoup plus lisses, et la figure 3.9(a) montre que la convergence de l'émittance avec le nombre de macro-particules est beaucoup plus rapide, ce qui permet de choisir un nombre de macro-particules plus petit. Il faut tout de même se méfier et ne pas le prendre trop petit, car lorsqu'on regarde l'évolution des autres paramètres, comme par exemple la dispersion en énergie ou la durée d'impulsion, on s'aperçoit qu'en dessous de 500 particules, la distribution ordonnée peut conduire à des oscillations importantes (voir figure 3.9(d)). Ceci est particulièrement le cas lorsque le pas de calcul (DWT) est pris trop grand.

Finalement, on choisit d'utiliser la distribution de Gonichon et 600 macro-particules¹¹, ce qui correspond à un temps de calcul d'environ 25 minutes sur une station VAX/Alpha. Au cours de l'étude, il est ensuite apparu un problème dans les simulations de charges très élevées, proches du niveau de saturation présenté au chapitre 2, ou supérieures à celui-ci. En effet, dans ce cas la charge maximum extractible dépend fortement du nombre de macro-particules utilisées dans la simulation et de la charge initiale (équivalente à l'énergie laser dans le cas de l'expérience). La convergence en fonction du nombre de macro-particules est très lente, puisqu'elle n'intervient dans ce cas qu'au delà de 10000

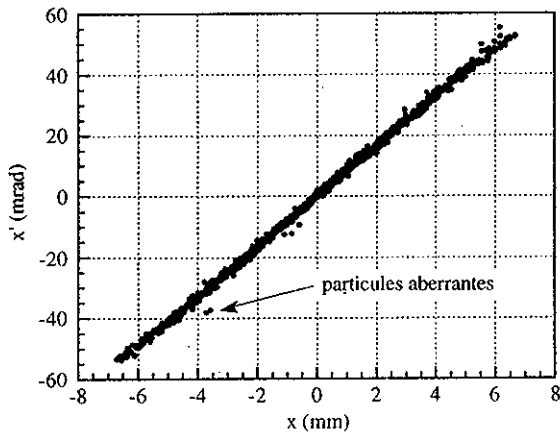
¹¹469 réellement générées.



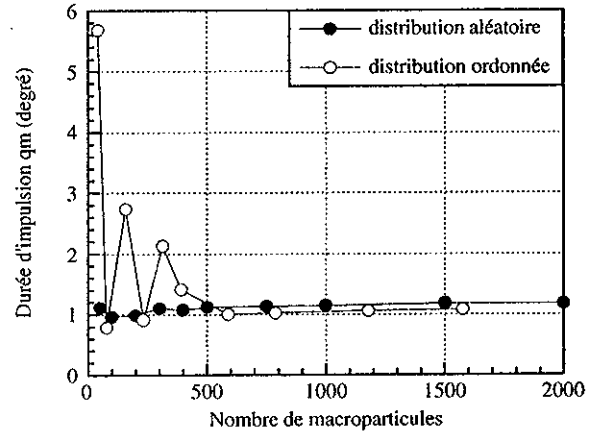
(a) *Emittance (CANDELA)*



(b) *Emittance en fonction de ϕ_0 (BNL)*



(c) *Espace des traces pour $\phi_0 = 70^\circ$ et 1000 particules*



(d) *Durée d'impulsion*

Figure 3.9: *Choix du nombre de macro-particules*

macro-particules. La dépendance en fonction de la charge initiale n'est pas très bien comprise. Des comparaisons avec d'autres codes sont en cours pour essayer de comprendre ce phénomène [651]. Du fait de ces constatations, la charge utilisée dans les simulations est prise nettement inférieure à la charge maximum extractible, ce qui est de toute façon favorable pour éviter l'allongement de la durée d'impulsion qui se produit inmanquablement lorsqu'on travaille près de la saturation.

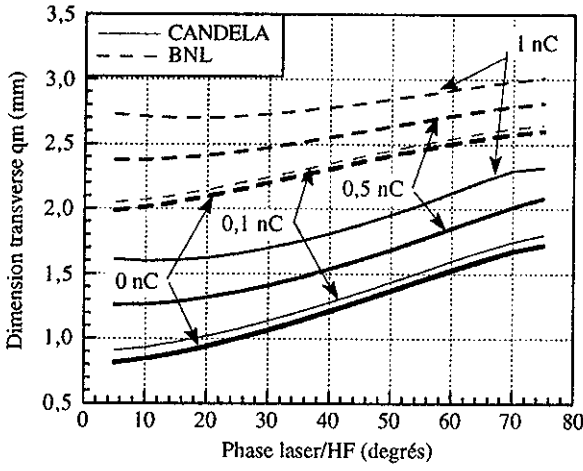
3.6.2 Résultat des simulations

Les simulations présentées ici se limitent à des impulsions gaussiennes très courtes ($\sigma_t = 0,5$ ps) tronquées à $\pm 2,5 \sigma_t$. La distribution transverse utilisée est uniforme, de rayon 3 mm, le champ crête est fixé à 70 MV/m. Pour CANDELA, le déphasage entre les deux cellules est figé à 180° , sauf mention contraire.

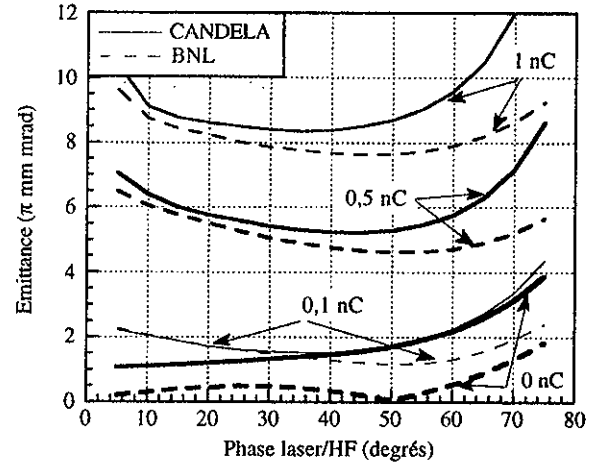
La figure 3.10 montre l'évolution des paramètres principaux (dimension transverse, émittance, durée d'impulsion, dispersion en énergie) en fonction de la phase laser/HF, pour CANDELA et BNL et pour plusieurs valeurs de charge. La figure 3.11 donne quant à elle l'évolution de l'énergie, qui ne dépend pas de la charge.

Les propriétés focalisantes de la cavité de CANDELA sont démontrées sur la figure 3.10(a), puisque en partant des mêmes conditions initiales, la canon CANDELA produit un faisceau environ 2 fois plus petit en sortie, et ce quelque soit la charge.

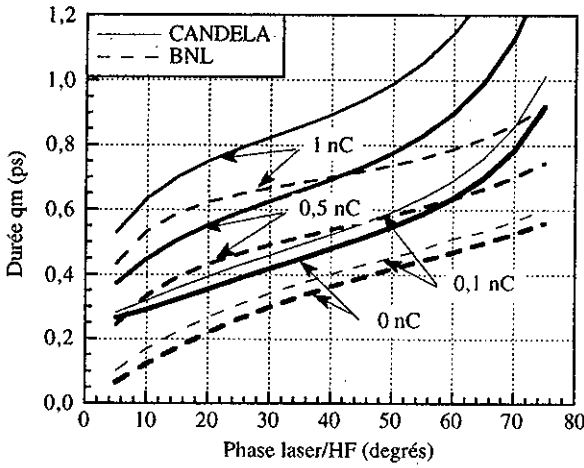
Contrairement à ce qui se passe pour les impulsions longues, la cavité CANDELA ne présente pas d'avantages en ce qui concerne l'émittance (voir figure 3.10(b)), puisque pour les impulsions courtes les conditions de compensation d'émittance ne peuvent être remplies. Ceci peut se déduire facilement à partir de l'équation 3.3 et des résultats obtenus précédemment pour les impulsions longues. En effet, les impulsions courtes considérées ici ont un rapport d'aspect 100 fois plus grand que celui des impulsions longues précédentes, ce qui correspond à une fonction $\xi(A) = (2,45 + 1,82A^{5/4} - 0,55A^{3/2})^{-1}$ six fois plus petite. Toutes choses égales par ailleurs, on ne peut donc d'après l'équation 3.3, envisager la compensation d'émittance que pour un courant 6 fois plus élevé que dans le cas des impulsions longues, ce qui correspond à une charge de seulement 40 pC, bien inférieure aux charges considérées ici. De plus pour les impulsions très courtes, les forces de charges d'espace ne sont plus linéaires et il apparaît alors clairement dans l'équation 3.2, qu'il n'est plus possible d'assurer les conditions de compensation, puisque la pente de champ requise dans ce cas est une fonction de r . La compensation d'émittance ne pouvant s'appliquer, les deux canons devraient donner des résultats similaires. L'émittance plus grande de CANDELA provient du fait que, pour un même champ crête, le champ effectif sur la cathode est 25% plus faible dans le cas de CANDELA, ce qui conduit à une émittance de charge d'espace plus élevée. Pour une charge nulle, on retrouve dans le cas de BNL, la forme de la courbe obtenue sur la figure 2.6. Par contre pour CANDELA, cette courbe qui représente en fait l'évolution de l'émittance HF, a une allure très différente. Ceci est dû à la contribution de l'émittance non-linéaire. Sur la figure 3.12 qui montre l'espace des phases (r, p_r) pour les deux canons, on voit nettement l'effet dû aux non-linéarités du champ HF dans le cas de CANDELA. Il est clair que si l'on veut diminuer cet effet, il faut réduire le diamètre du faisceau.



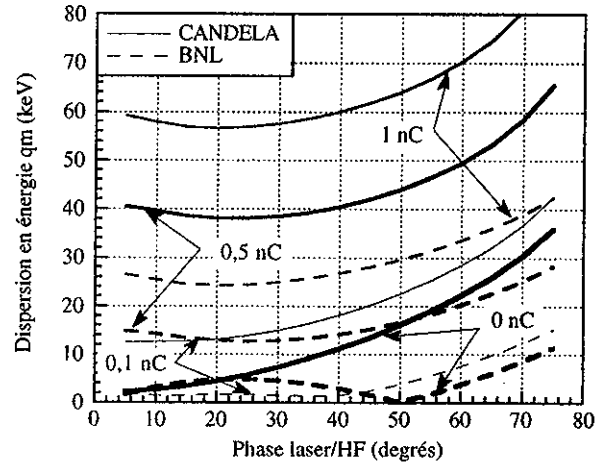
(a) *Dimension transverse*



(b) *Emittance*



(c) *Durée d'impulsion*



(d) *Dispersion en énergie*

Figure 3.10: *Evolution des paramètres en fonction de la phase laser/HF pour différentes charges*

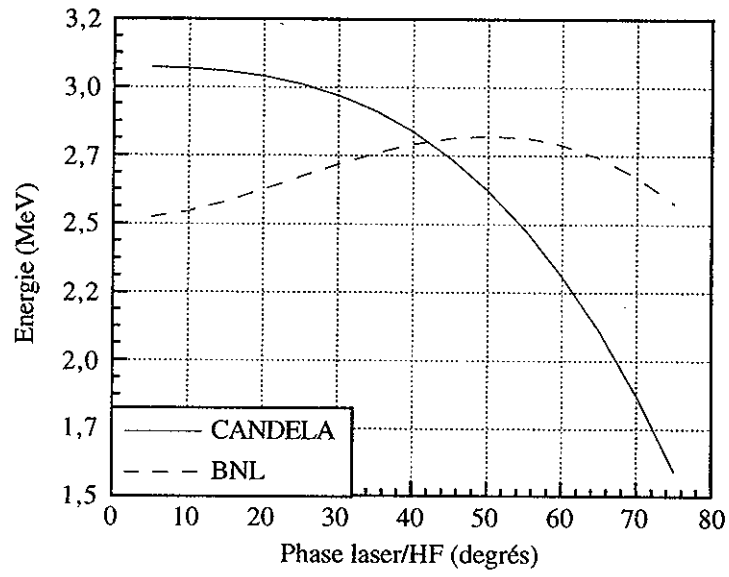


Figure 3.11: Variation de l'énergie en fonction de la phase laser/HF pour CANDELA et BNL

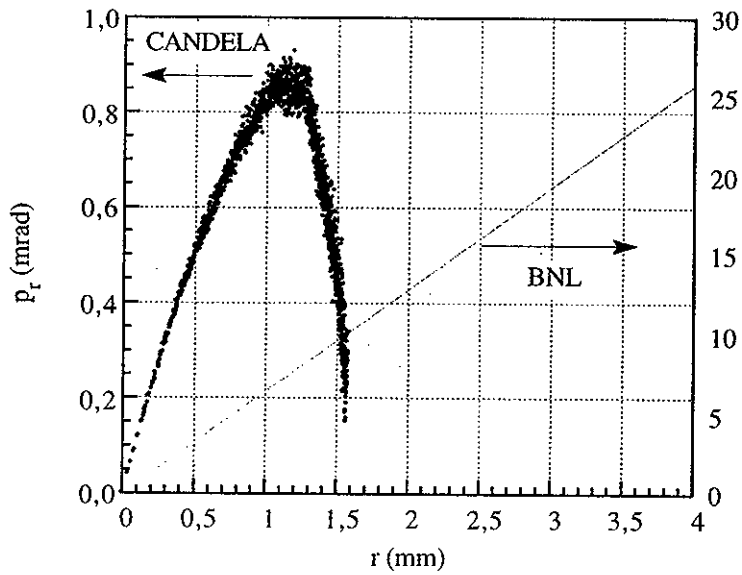


Figure 3.12: Espace des phases transverse pour CANDELA et BNL, pour une charge nulle

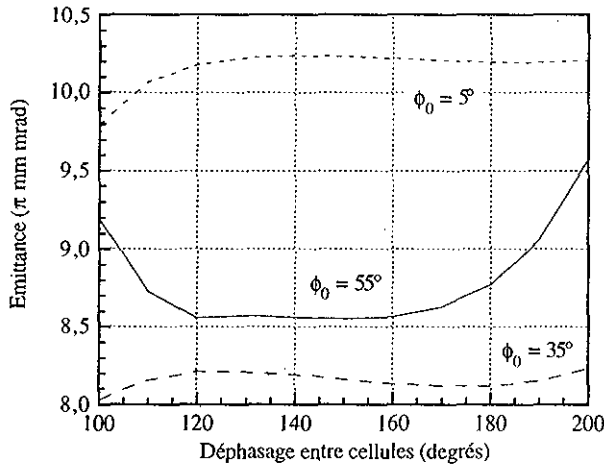
En ce concerne la durée d'impulsion, on voit sur la figure 3.10(c), que suivant la phase choisie et suivant la charge, on peut ou non comprimer le faisceau. Dans le cas du canon BNL et avec des charges faibles, il est possible d'obtenir un faisceau jusqu'à un facteur 5 fois plus court que l'impulsion laser. En partant d'une impulsion laser de 0,5 ps, on produit une impulsion d'électrons de 0,1 ps pour une charge de 100 pC. Ce domaine de paramètres est d'un grand intérêt pour les injecteurs des accélérateurs à base d'interaction laser/plasma [542, 543]. Le profil du champ accélérateur de CANDELA n'est pas aussi favorable. En effet les électrons de la tête du paquet voyant en général un champ accélérateur supérieur à ceux de la queue, il ne peut y avoir de compression d'impulsion. Les impulsions obtenues avec CANDELA sont donc en général 25% plus longues que celles obtenues avec BNL. En partant d'une impulsion laser de 0,5 ps, elles sont malgré tout très inférieures à 1 ps, même pour une charge de 1 nC. La remarque précédente sur le champ accélérateur appliqué à la tête et à la queue du paquet explique aussi pourquoi la dispersion en énergie produite avec CANDELA est supérieure à celle de BNL (voir figure 3.10(d)).

La figure 3.11 montre que l'énergie maximum obtenue avec CANDELA est supérieure à celle de BNL. Ceci est dû à la longueur supérieure de la première demi-cellule de CANDELA. Toutefois, si l'on choisit dans les deux cas, la phase qui minimise l'émittance, les énergies obtenues sont essentiellement identiques.

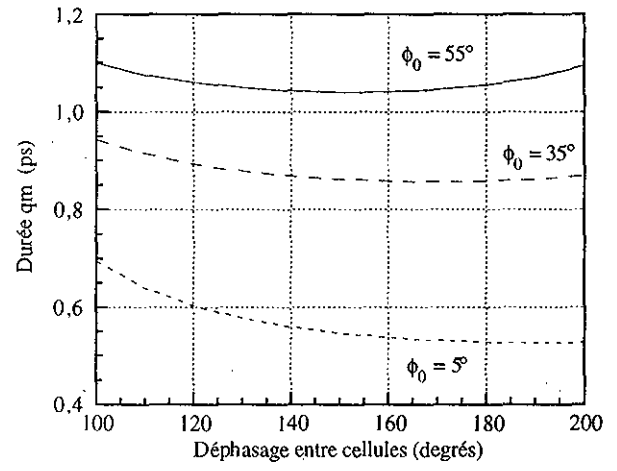
La figure 3.13 montre dans le cas de CANDELA l'évolution des paramètres principaux en fonction du déphasage entre les cellules, pour une charge de 1 nC et pour différentes valeurs de ϕ_0 . On peut constater que l'émittance et la durée d'impulsion ne dépendent que très peu de ce déphasage. Par contre le déphasage qui minimise la dispersion en énergie ne correspond généralement pas (sauf pour les très faibles valeurs de ϕ_0) au déphasage donnant l'énergie maximale. Le point de fonctionnement choisi sera donc différent suivant que l'on privilégie l'un ou l'autre de ces deux paramètres.

La figure 3.14 montre l'évolution des paramètres depuis la cathode jusqu'à la sortie du canon pour les cas correspondants à une charge de 1 nC, à $\phi_0 = 40^\circ$ et $\phi_{12} = 180^\circ$ pour CANDELA et $\phi_0 = 50^\circ$ pour BNL. A la sortie du canon, tous les paramètres (dimension transverse, émittance, longueur, dispersion en énergie) ont tendance à croître du fait de l'action des forces de charge d'espace mais aussi du fait de la différence de "temps de vol" due à la dispersion en énergie. Pour transporter le faisceau sur une distance assez longue (quelques mètres) sans l'accélérer, il faut utiliser au moins un solénoïde afin de combattre la divergence en sortie du canon. L'évolution des paramètres sur une distance de 2 m et pour un champ solénoïdal de 2280 Gauss s'étendant entre $z = 110$ mm et $z = 290$ mm, est présentée sur la figure 3.15 à titre d'exemple, pour les charges de 0,1 et 1 nC. Le champ solénoïdal utilisé ne correspond pas à une recherche d'un quelconque optimum, mais à une valeur qui permet de transporter le faisceau en gardant une dimension transverse raisonnable.

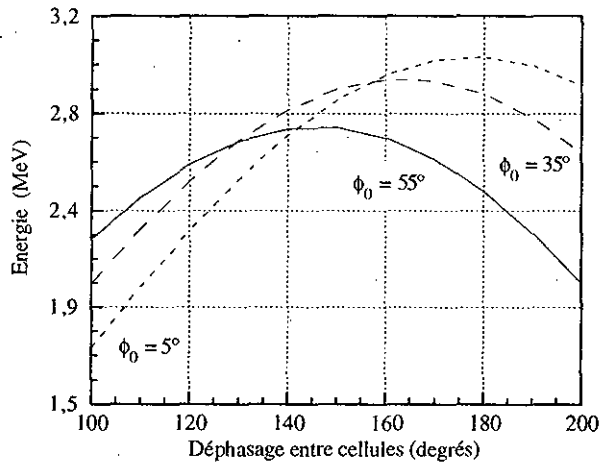
Si l'on veut optimiser les performances à un endroit donné de la ligne de transport de faisceau, il faut sans doute choisir des paramètres (ϕ_0 , ϕ_{12} , σ_I) différents de ceux choisis pour optimiser les performances en sortie du canon. Une telle optimisation demandent des simulations assez longues, puisque un seul jeu de paramètres demande plusieurs heures de temps de calcul.



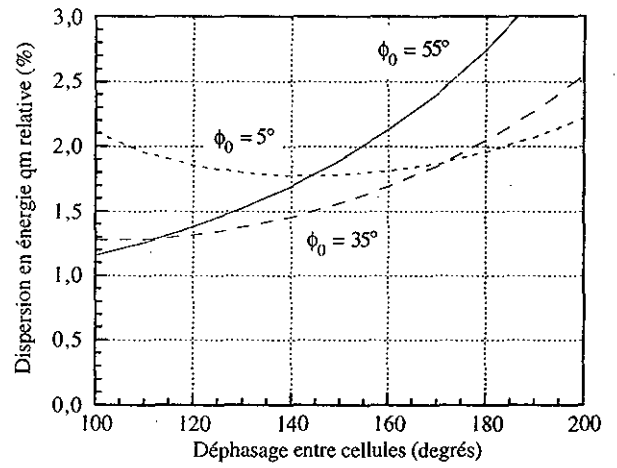
(a) *Emittance*



(b) *Durée d'impulsion*

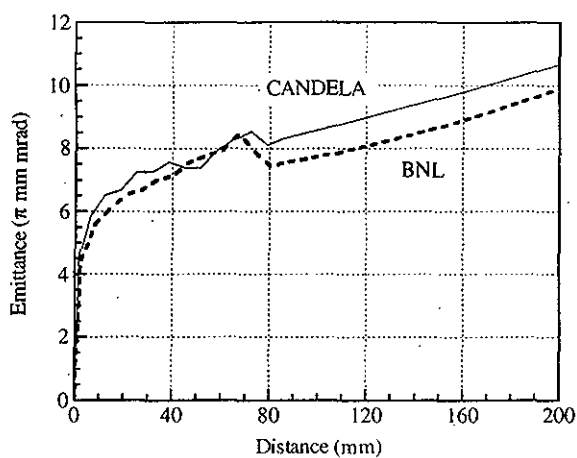


(c) *Energie*

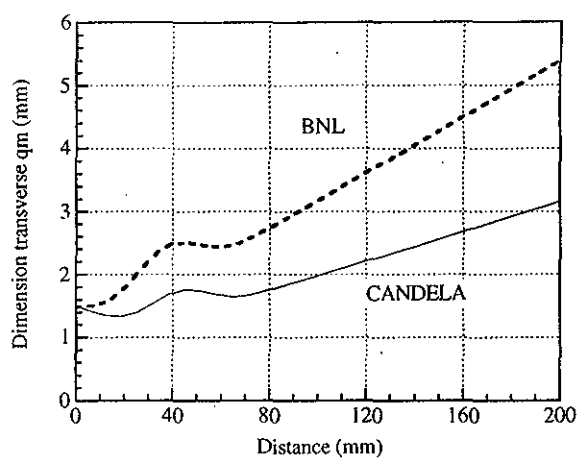


(d) *Dispersion en énergie*

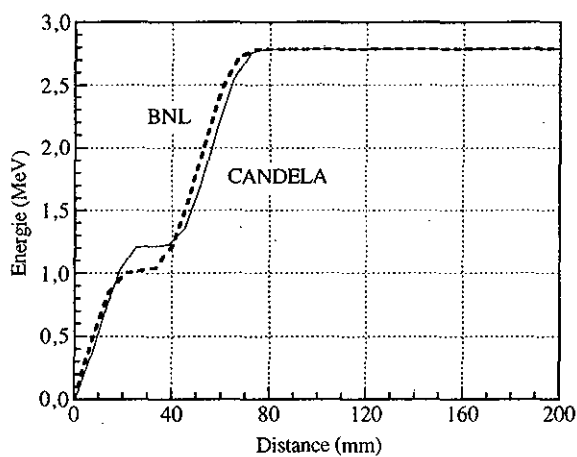
Figure 3.13: *Evolution des paramètres en fonction du déphasage entre les cellules pour CANDELA et pour une charge de 1 nC*



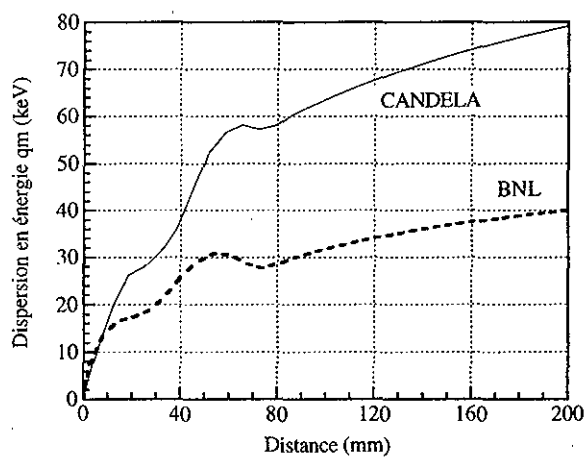
(a) *Emittance*



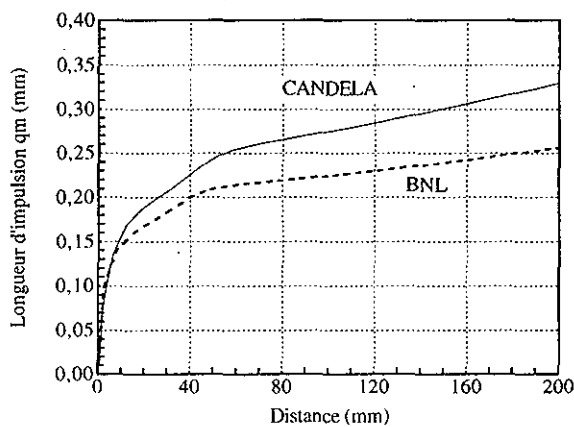
(b) *Dimension transverse*



(c) *Energie*

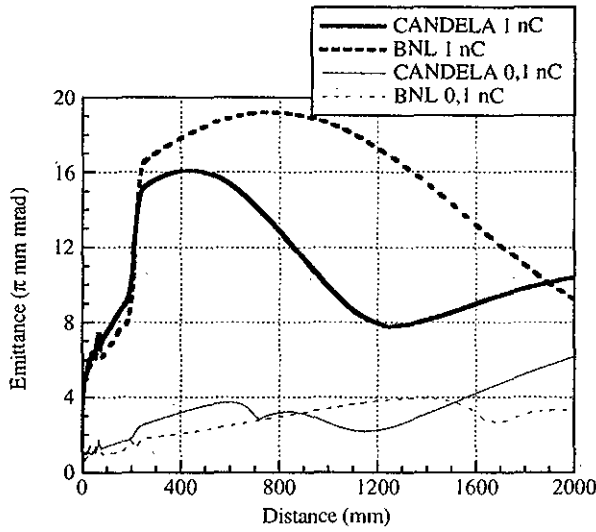


(d) *Dispersion en énergie*

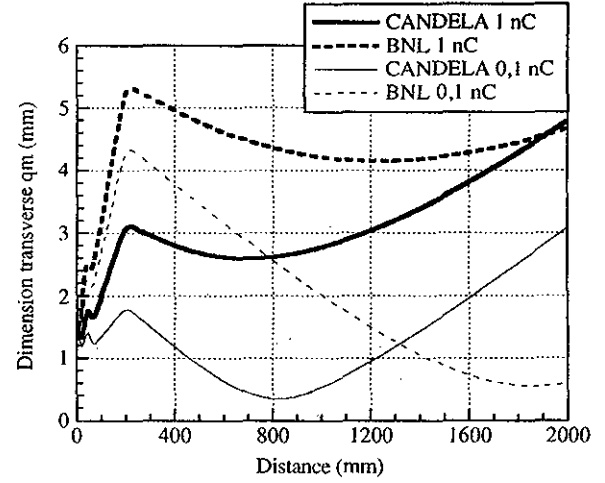


(e) *Longueur d'impulsion*

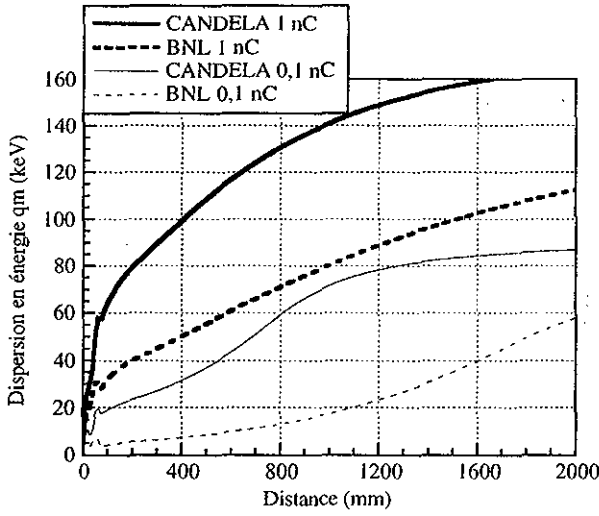
Figure 3.14: *Evolution des paramètres de CANDELA et BNL en fonction de z , pour une charge de 1 nC*



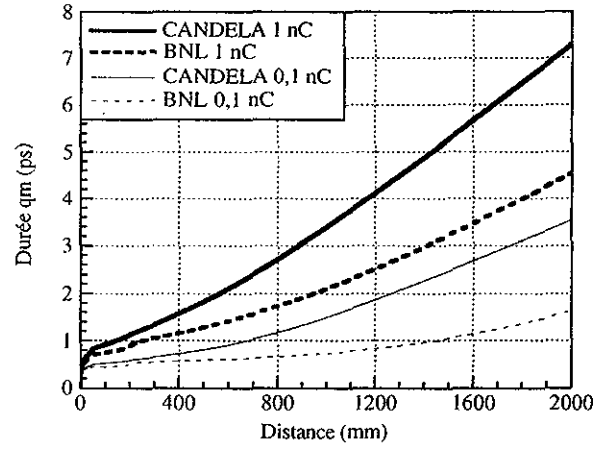
(a) *Emittance*



(b) *Dimension transverse*



(c) *Dispersion en énergie*



(d) *Durée*

Figure 3.15: Evolution des paramètres de CANDELA et BNL, en fonction de z pour des charges de 0,1 et 1 nC, avec un champ solénoïdal de 2280 Gauss

3.6.3 Conclusion sur les impulsions courtes

Pour ce qui concerne les impulsions très brèves, les simulations montrent que les performances de CANDELA ne sont pas supérieures à celles de la cavité de type BNL, ce qui est tout à fait conforme à la conception respective de ces deux canons, comme il a été mentionné dans la section 3.2. Les différences restent malgré tout minimales. Le seul avantage que conserve CANDELA reste une divergence en sortie du canon beaucoup plus faible.

Pour une charge de 1 nC, les simulations montrent que CANDELA peut fournir à partir d'une impulsion laser de 0,5 ps, une impulsion d'électrons de 0,9 ps, ayant une émittance de $8 \pi \text{ mm mrad}$ et une dispersion en énergie de 2,1 %, ce qui correspond à une brillance de $1,4 \cdot 10^{12} \text{ A/m}^2\text{rad}^2$. Pour une charge de 0,1 nC, la brillance obtenue est même 4 fois supérieure. Malheureusement, compte-tenu de l'énergie assez faible (3 MeV), ces performances se dégradent lorsqu'on transporte le faisceau, et il est donc certainement nécessaire comme cela est fait au CERN, à BNL et à UCLA d'accélérer le faisceau pour préserver ses qualités.

3.7 Conclusion

Les simulations effectuées sur les canons CANDELA et BNL montrent que ceux-ci sont performants chacun dans le domaine pour lequel il a été optimisé, à savoir CANDELA pour les impulsions longues et BNL pour les impulsions courtes, les différences de performances restant généralement inférieures à 20%.

Le projet CANDELA disposant d'un laser ultra-bref, et le domaine des impulsions d'électrons très courtes présentant un intérêt croissant, il est malgré tout très intéressant d'évaluer ses performances dans ce domaine sur le plan expérimental, dans la mesure où il n'existe pas d'autres projets de photo-injecteur en bande S, disposant d'un laser pouvant fournir des impulsions ultra-brèves.

Chapitre 4

Etude et réalisation de la cavité HF

Une idée sans exécution est un songe.

Louis de Rouvray, duc de St Simon (1675-1755)

Mémoires

Ce chapitre présente l'étude et la réalisation de la cavité du canon CANDELA, en s'attachant en particulier à argumenter les choix techniques faits au cours de celles-ci. Il décrit d'abord la cavité prototype destinée à déterminer précisément les cotes des cellules, puis la conception et la réalisation de la cavité définitive et de ses accessoires (cathode, plongeurs d'accord, boucles de mesures, système à vide,). Au lieu de présenter simplement la cavité telle qu'elle existe maintenant, on a choisi de mentionner les diverses étapes du processus de conception, les différentes solutions envisagées et les difficultés rencontrées.

4.1 Contour de la cavité

Le contour de la cavité HF qui permet d'obtenir le profil de champ montré sur la figure 3.1 est présenté sur la figure 4.1. Sans entrer dans le détail de la conception de ce contour, lequel est donné dans la référence [579], on peut faire quelques remarques générales pour expliquer les particularités de celui-ci :

- le petit "nez" côté cathode est destiné à produire le profil de champ accélérateur focalisant introduit au chapitre 3.
- l'autre "nez" de cette cellule permet d'obtenir une décroissance abrupte du champ axial. Celle-ci est nécessaire puisqu'on souhaite maintenir la focalisation sur la plus grande partie de la cellule. Le profil de ce "nez" est optimisé de façon à ne pas trop augmenter le champ maximum de surface.

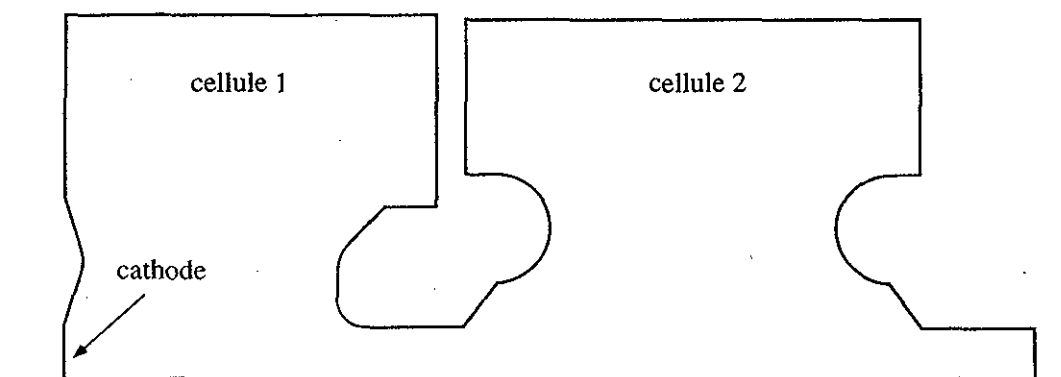


Figure 4.1: *Contour de la cavité HF (la cavité étant de révolution, seule la moitié supérieure est représentée)*

- le profil de champ axial dans la deuxième cellule étant plus conventionnel, on aurait pu se contenter d'une cavité sans "nez", ce qui eut été favorable pour garder un champ de surface minimal. Le fait de devoir assurer un très bon découplage entre les cellules, impose que le champ dans cette deuxième cellule ne "bave" pas trop. Ceci est donc réalisé à l'aide des "nez" qui font tomber le champ de manière plus abrupte. Une autre façon de voir les choses est de dire que la forme retenue permet d'avoir un "tube" de séparation entre cellules plus long (et donc un meilleur découplage) que dans le cas d'une cellule sans "nez" du type de celle utilisée pour le canon de Brookhaven [273] (voir figure 2.9). Le faible diamètre de l'orifice faisceau entre les deux cellules (10 mm) est aussi imposé par la nécessité du découplage.
- afin de diminuer l'effet "multipactor"¹ et d'améliorer l'impédance shunt, il est habituel de "casser" les angles vifs au sommet des cellules, la forme la plus efficace étant bien sûr la forme arrondie. Comme chaque cellule doit être alimentée en puissance, il faut prévoir un trou de couplage avec le guide d'onde. L'usinage d'une forme arrondie, avec un trou de couplage étant assez complexe, il a été choisi de conserver une forme simple, au détriment de l'impédance shunt, et du possible effet multipactor.

4.2 Cavité prototype

La précision fournie par les codes de calcul HF en 2 dimensions (2D) est suffisante pour déterminer précisément les cotes de cavités ayant la symétrie de révolution. Comme les cavités réelles doivent comporter des ouvertures (couplage HF, boucle de mesure, plongeur d'accord,...), leur simulation précise nécessite des codes de calcul en 3 dimensions (3D).

¹décharge résonnante pouvant se produire dans une cavité HF à certains niveaux de puissance.

Actuellement, les ordinateurs utilisés habituellement ne permettent pas une précision suffisante pour ces calculs en 3D. Avant de réaliser une cavité HF, on doit donc passer par une étape intermédiaire qui consiste à fabriquer une cavité prototype, appelée maquette "bas niveau", parce qu'elle n'est pas testée en puissance. Cette maquette permet en particulier de déterminer la taille du trou de couplage HF entre la cavité et le guide, et l'influence de ce trou sur la fréquence.

Les paragraphes suivants décrivent la conception et la réalisation mécanique de la maquette ainsi que les mesures HF faites sur celle-ci.

4.2.1 Conception et réalisation mécanique

Une maquette de cavité HF doit avoir les propriétés suivantes:

- être facilement montable et démontable pour permettre les reprises d'usinage.
- assurer une assez bonne reproductibilité des mesures HF. Ceci signifie en particulier que les contacts électriques et donc mécaniques entre les différentes pièces doivent être bons et qu'il doit être facile de garantir un serrage uniforme de ces pièces.
- entrer dans une enveloppe de coût modeste par rapport à celui de la réalisation de la cavité définitive.

A partir du profil théorique des cellules, des propriétés énoncées ci-dessus et de l'expérience de réalisations précédentes, comme par exemple le groupeur du LIL (LEP Injector Linac), on a abouti à la maquette présentée sur la figure 4.2. Celle-ci est constituée de trois "iris" et de deux "blocs cellules" cylindriques. Les iris s'emboîtent dans les blocs cellules et l'ensemble est serré par deux plaques maintenues par des tiges filetées.

Deux types d'iris côté cathode ont été réalisés: un iris plein et un iris comprenant un piège demi-onde dans lequel on introduit la cathode (voir paragraphe 4.3.2.2 les détails concernant la façon de loger la cathode dans la cavité). Ce deuxième iris, associé à une cathode que l'on peut déplacer, permet de mesurer l'influence de la position de la cathode sur la fréquence de la cavité.

L'alimentation en HF se fait par deux guides boulonnés sur les blocs cellules, dans lesquels on a percé une ouverture ou "trou de couplage" d'un diamètre initial de 10 mm. Le guide de la cellule 1 est en sifflet car celle-ci est trop petite pour accepter un guide standard. Le guide de la cellule 2 est en "S" pour dégager la bride du guide 1. La solution de sortir le guide 2 dans un autre plan (à 90 degrés par exemple) a été abandonnée car elle compliquait le réseau HF et rendait plus difficile l'implantation de tous les autres éléments (entrée laser, plongeurs d'accord, refroidissement) sur la cavité définitive. Le couplage des guides sur le grand côté, à la façon du canon de Brookhaven n'a pas été considéré ici, car il occupe plus d'espace et limite donc aussi les possibilités d'implantation des éléments annexes.

4.2.2 Mesures HF

Les mesures HF faites sur la cavité prototype ont permis de:

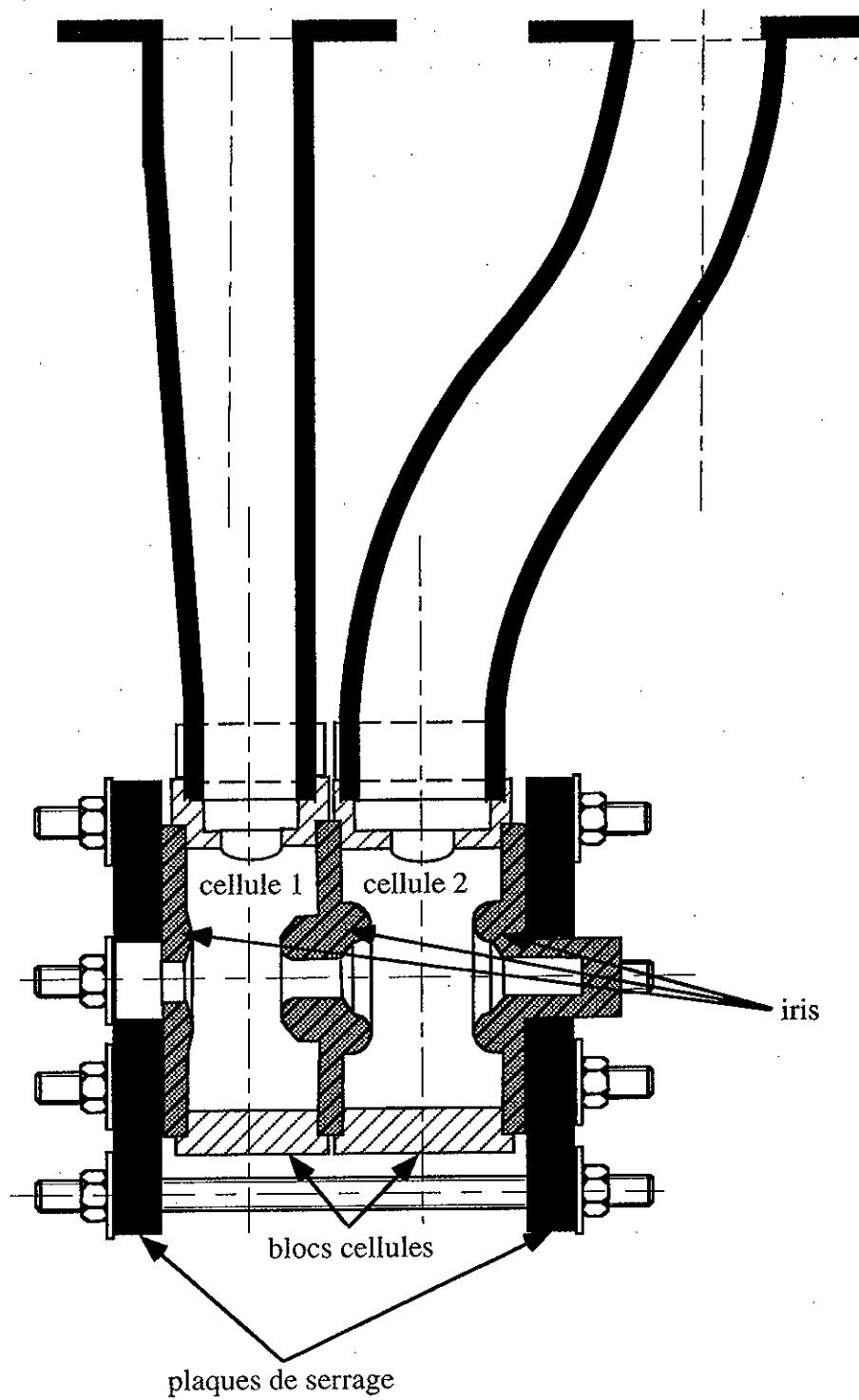


Figure 4.2: *Dessin de la cavité prototype*

- connaître les différents paramètres de la cavité (fréquence, facteur de qualité, impédance shunt, profil de champ électrique sur l'axe,...),
- déterminer la taille des trous de couplage, leur influence sur la fréquence et sur la position de l'axe électrique des cellules,
- connaître l'influence sur la fréquence des diverses ouvertures (entrée laser, boucles de mesure) et de la position de la cathode,
- déterminer la plage d'accord en fréquence accessible grâce aux plongeurs,
- connaître le couplage des boucles et le couplage entre les deux cellules.

L'ensemble des mesures ainsi que les méthodes utilisées sont décrites en détail dans les références [579, 593]. On se contentera ici de résumer dans le tableau 4.1 les résultats des dernières mesures faites sur la cavité comportant toutes les ouvertures nécessaires (couplage HF, entrée laser, plongeurs, boucles). Dans ce tableau, on donne aussi les valeurs obtenues par simulation grâce au programme 2D SUPERFISH [157], sauf pour le déplacement de l'axe électrique calculé avec le programme 3D MAFIA [160]. Il est à noter que la boucle utilisée pour déterminer le "couplage boucle" n'est pas la boucle définitive mais une boucle similaire utilisée normalement sur une autre cavité.

Tableau 4.1: Résultats des mesures sur la maquette

	Cellule 1		Cellule 2		Unité
	Simulation	Mesure	Simulation	Mesure	
Diamètre de cellule	67,12	67	66	65,9	mm
Fréquence	3000,050	2985,010	2999,420	2988,019	MHz
Facteur de qualité	11904	9788	11323	9517	
Impédance shunt	3,28	2,54	3,38	2,6	MΩ
Facteur de qualité correspondant	11904	9952	11323	9089	
r/Q	275,5	255,2	299	286,1	Ω
Déplacement axe électrique/axe mécanique	0,2	0,2	0,25	0,4	mm
Influence de la position de la cathode		2,1	-	-	MHz/mm
Couplage cellule/guide β_{hf}		1,1		1,17	
Couplage boucle		53,2		51,2	dB
Plage d'accord		1,8		1,5	MHz
Couplage entre cellules		47,5		47,5	dB

Parallèlement à ces mesures, des calculs numériques et analytiques ont été faits concernant en particulier le coefficient de couplage guide-cavité (β_{hf}) en fonction de la taille du trou et l'effet de ce trou de couplage sur la fréquence. Pour β_{hf} , les calculs numériques faits

avec MAFIA par Hanaki [592] et analytiques faits par Gao [590] donnent des résultats compatibles avec l'expérience. Pour la fréquence, des simulations ont été faites avec PRIAM par Thierry [600]. En 3D, la difficulté réside dans la simulation correcte de l'effet du guide d'onde. L'application de la méthode proposée par Kroll et Yu [12] qui devrait donner un résultat satisfaisant n'a pas été mise en oeuvre. Les calculs analytiques menés par Gao [591] donnent quant à eux de très bons résultats.

4.3 Cavité définitive

Une fois les paramètres principaux déterminés grâce à la cavité prototype, on peut se lancer dans la conception de la cavité définitive, en prenant en compte les contraintes nouvelles apportées par l'utilisation en puissance et la nécessité de l'ultra-vide. La façon de loger la cathode dans la cavité et les éléments annexes tels que les plongeurs d'accord en fréquence et les boucles de mesure sont aussi présentés dans les paragraphes suivants.

4.3.1 Conception mécanique: généralités

Les contraintes à prendre en compte lors de la conception et de la réalisation de la cavité HF définitive sont les suivantes:

- reproduction de la géométrie mise au point avec la maquette,
- utilisation d'un matériau ayant une très bonne conductivité électrique et un très faible taux de dégazage. On utilise généralement le cuivre OFHC²,
- état de surface compatible avec des forts champs électriques ($\simeq 100$ MV/m): rugosité q_m (R_a) de $0,1 \mu\text{m}$ sur les parties soumises aux champs les plus forts,
- nécessité de braser l'ensemble à haute température ($\simeq 900^\circ\text{C}$),
- pompage et étuvage permettant un excellent ultra-vide (de l'ordre de 10^{-10} Torr),
- circuit de refroidissement pour la régulation en température à $\pm 0,1^\circ\text{C}$,
- mise en place de la cathode qui doit pouvoir être portée à haute température (1200°C), qui doit pouvoir être changée facilement, et qui ne doit pas perturber le fonctionnement HF de la cavité,
- mise en place des hublots pour le laser, des boucles de mesure et des plongeurs,
- possibilité de supporter et d'aligner l'ensemble.

Toutes ces conditions sont décrites de façon un peu plus détaillée dans la référence [589]. La prise en compte de ces contraintes, parfois contradictoires, a nécessité certains compromis. Au cours du processus de conception, plusieurs solutions ont été étudiées parfois de façon assez détaillée pour être ensuite rejetées. Celles-ci sont décrites brièvement ci-dessous:

²Oxygen Free High Conductivity.

- la première solution envisagée consistait à garder une conception proche de celle de la maquette, c'est-à-dire utiliser des iris et des blocs cellule. Celle-ci a été abandonnée pour la raison suivante³: les deux ouvertures prévues pour pouvoir illuminer la cathode, devaient être telles que l'angle d'incidence du laser soit le plus proche possible de la normale pour limiter au maximum l'allongement du paquet d'électrons [602]. Pour minimiser la perturbation du champ HF amené par ces ouvertures, et en particulier pour ne pas favoriser le couplage HF entre les deux cellules, les ouvertures pour le laser devaient donc se situer au niveau du bloc cellule et non traverser l'iris central. Le plus petit angle possible est alors d'environ 54° , mais dans ce cas les ouvertures coupent l'interface entre l'iris et le bloc (voir figure 4.3). Ces deux pièces devant être brasées, ceci n'était pas acceptable.
- une solution plus élégante consiste à usiner l'iris central et les deux cellules dans le même bloc de cuivre, les deux autres iris étant ensuite brasés sur cette pièce principale. Cette solution utilisée par Brookhaven, n'est pas possible ici compte-tenu des formes complexes de l'iris central. En effet, dans ces conditions il est très difficile d'usiner l'iris en respectant les tolérances et l'état de surface demandés.
- la solution finalement retenue est une solution mixte dans laquelle la partie complexe de l'iris central est usinée séparément puis brasée sur le bloc constitué des deux cellules (voir figure 4.3). Les deux iris externes sont ensuite brasés sur cet ensemble.

Les études spécifiques concernant certains points particuliers sont développées dans les paragraphes suivants.

4.3.2 A propos de la cathode

La mise en place de la cathode dans la cavité constitue la principale difficulté de la conception d'une cavité de canon HF. C'est surtout ce qui la différencie de la conception d'une cavité accélératrice plus conventionnelle comme par exemple la cavité d'un groupeur. Les paragraphes suivants décrivent le choix de la cathode, la façon de l'implanter dans la cavité et les incidences sur la réalisation.

4.3.2.1 CHOIX DE LA CATHODE

Les considérations générales devant guider le choix d'une photocathode ayant déjà été abordées dans la section 2.4.7, on se contentera ici de préciser les raisons du choix fait

³Une fois le canon réalisé, des informations nouvelles ont montré que le raisonnement ayant amené à rejeter cette solution n'était pas correct. En effet, il est possible de compenser l'allongement de l'impulsion laser due à l'angle d'incidence par une rotation du front d'onde optique, qu'on peut faire grâce à un système similaire à celui utilisé à Argonne pour incurver le front d'onde [474]. De plus, des mesures faites, entre autres à UCLA [402], ont montré que le cuivre présentait un minimum de réflectivité et donc un maximum de rendement quantique pour un angle d'incidence de 70° . Plutôt que d'essayer de minimiser l'angle d'incidence, il aurait peut-être mieux valu choisir un angle plus grand permettant d'optimiser le rendement quantique, qui aurait sans doute permis de conserver la technique des iris et blocs cellule utilisée pour la maquette, et donc simplifier un peu la réalisation de la cavité.

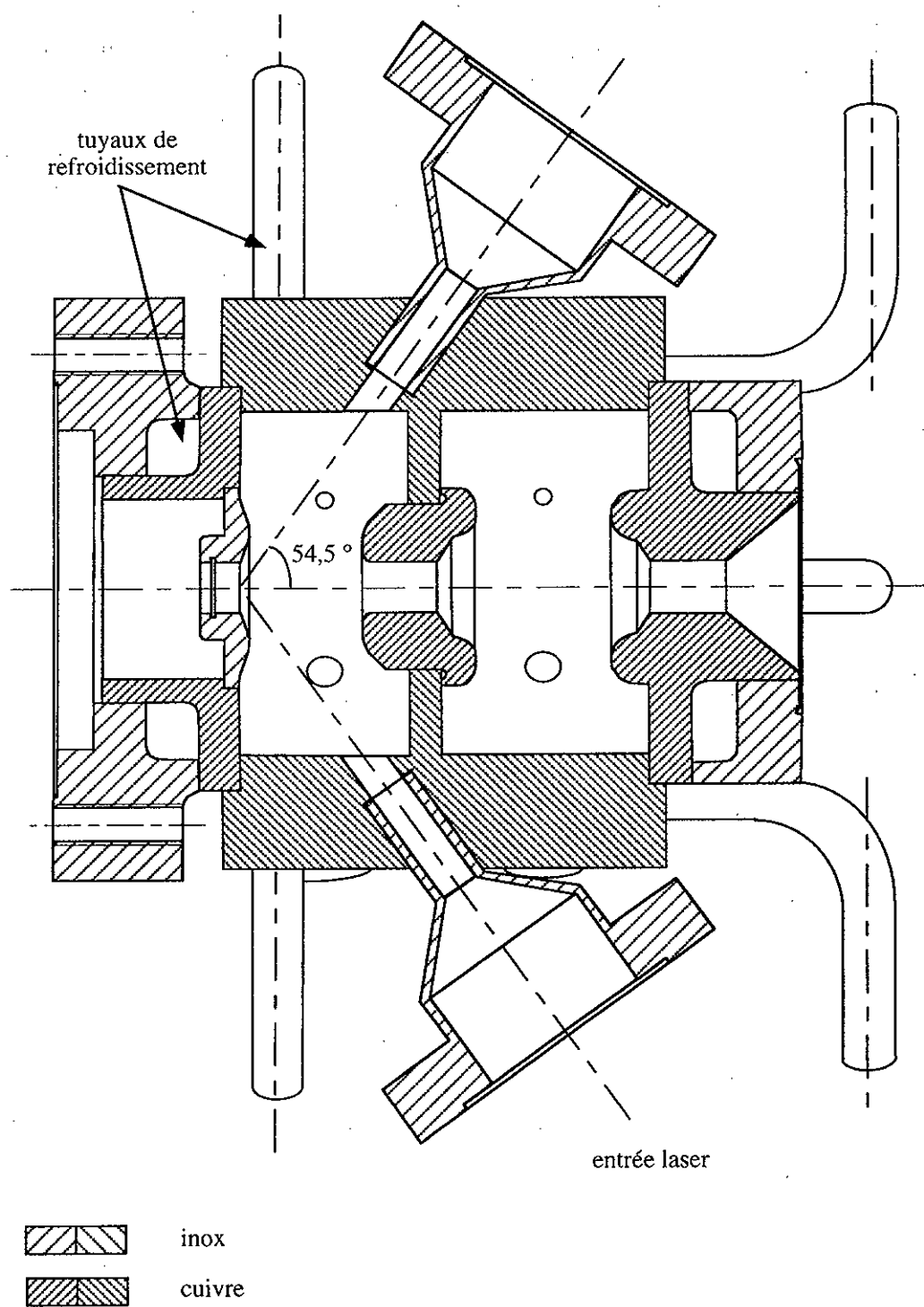


Figure 4.3: *Solution retenue pour le bloc cellule*

pour CANDELA.

Les photocathodes alcalines qui ont les meilleurs rendements quantiques, mais qui nécessitent une chambre de préparation ont été rejetées dès le départ pour des raisons de coût trop élevé, et de durée de vie trop brève. Les cathodes métalliques connues à l'époque du choix ayant des rendements quantiques très faibles, la préférence s'est rapidement portée sur les cathodes thermo-ioniques dites "imprégnées", formées d'une matrice de tungstène, imprégnée d'oxyde de baryum et de calcium. Ce type de cathode fournie par THOMSON, a été testée au LAL sur un canon continu, et son rendement quantique mesuré pour des impulsions picosecondes à une longueur d'onde de 266 nm [625], est de $3,5 \times 10^{-4}$. Elle a de plus l'avantage de pouvoir aussi fonctionner en thermo-émission, ce qui était particulièrement intéressant au début du projet car il n'était pas certain que nous pourrions disposer rapidement d'un laser.

Lorsqu'elle est neuve, cette cathode, représentée schématiquement sur la figure 4.5, doit être conditionnée, c'est-à-dire chauffée à 1200°C pendant quelques heures suivant une procédure bien précise décrite sur la figure 4.4. Lors de ce conditionnement initial, la cathode dégage de façon importante, et nécessite donc une vitesse de pompage suffisante. Comme la vitesse de pompage dans la cavité n'est pas très importante, ce premier conditionnement est effectué dans une enceinte séparée munie d'une pompe de vitesse 400 l/s. La cathode qui peut être remise à l'air sans dommages irréversibles, est ensuite montée dans la cavité. Il suffit alors de la chauffer à nouveau à 1200°C pour régénérer ses propriétés. Ensuite pour fonctionner correctement, elle nécessite un vide relativement bon ($< 10^{-8}$ Torr) [625].

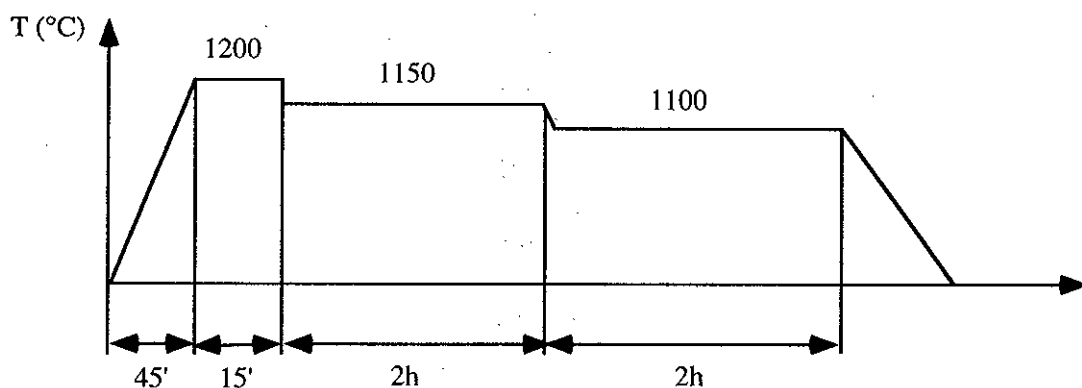


Figure 4.4: *Procédure de conditionnement initial de la cathode*

4.3.2.2 COMMENT IMPLANter LA CATHODE DANS LA CAVITÉ ?

Pour implanter la cathode dans la cavité, il existe essentiellement deux solutions détaillées dans la référence [589]:

- le piège demi-onde schématisé sur la figure A.1 de l'annexe D. La cathode et son support constituent l'âme d'une ligne coaxiale court-circuitée à la longueur $\lambda_{hf}/2$. Le court-circuit est ainsi ramené au niveau de la cathode et de ce fait le champ dans la cavité n'est pas perturbé. Cependant, il règne dans le piège un champ électrique qui est maximum au centre de celui-ci et peut atteindre jusqu'à 40% du champ sur la cathode (voir annexe D). Comme par ailleurs il est difficile de bien pomper cette région du piège, la probabilité d'avoir des claquages est importante.
- le ressort permettant le contact HF. Un ressort ou tout autre type de contact HF placé tout prêt de la surface de la cathode assure la continuité électrique entre celle-ci et les parois de la cavité (voir figure A.6). L'inconvénient de ce système pour une cathode qui doit être chauffée, est que le ressort constitue un pont thermique entre la cathode et la cavité.

4.3.2.3 SYSTÈME PIÈGE-RESSORT

La solution retenue pour implanter la cathode dans la cavité est une solution mixte entre les deux possibilités présentées plus haut, c'est-à-dire comprenant à la fois un ressort et un piège HF. La conception du contact par ressort s'inspire fortement de celle adoptée pour le canon HF thermo-ionique de SSRL qui utilise une cathode chauffée en permanence à 1000°C [385]. Celle-ci représentée schématiquement sur la figure 4.5 consiste à utiliser un ressort en tungstène pour établir le contact électrique entre la cathode et la cavité.

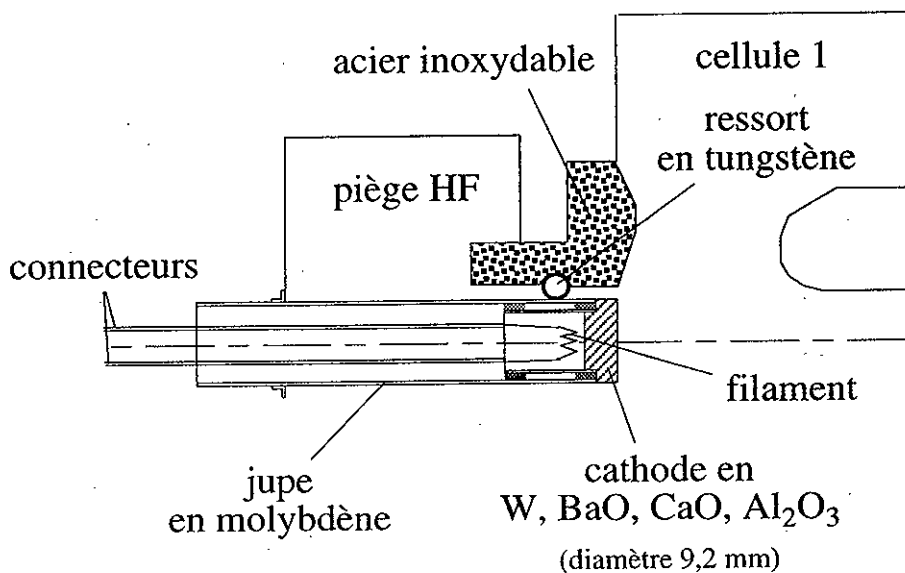


Figure 4.5: *Implantation de la cathode*

Le ressort n'étant pas forcément en contact parfait avec la cathode et les parois de

la cavité, il peut se produire des fuites HF vers le volume situé à l'arrière de la cathode. Afin d'éviter cela, celui-ci est choisi de telle façon qu'il constitue un piège HF. Le détail des calculs ayant conduit à la géométrie retenue pour ce piège, ainsi que le résultat des mesures HF faites pour valider ces calculs sont donnés dans l'annexe A. Cette solution a en outre l'avantage de permettre un fonctionnement sans ressort au cas où celui-ci créerait des problèmes insoupçonnés.

4.3.2.4 IRIS BI-MÉTAL

Afin de pouvoir chauffer la cathode avec une puissance raisonnable, la partie de la cavité en contact avec le ressort doit constituer une barrière thermique. Elle doit donc être faite d'un matériau fortement réfractaire. A SSRL, c'est la céramique (Al_2O_3) qui a été utilisée [385]. Celle-ci a certes une faible conductivité thermique, mais a l'inconvénient d'être aussi un isolant électrique. Elle doit donc être recouverte d'un film de cuivre d'épaisseur environ $10\text{ }\mu\text{m}$, afin de permettre aux courants HF de circuler⁴.

L'acier inoxydable a une conductivité thermique du même ordre que celle de la céramique mais par contre est meilleur conducteur électrique que cette dernière. Comme par ailleurs, il est plus facile à braser avec le cuivre que la céramique, il a logiquement été retenu. Comme sa conductivité électrique est quand même moins bonne que celle du cuivre (par un facteur 40), on peut se demander si sa présence dans la cavité ne va pas introduire trop de pertes, c'est-à-dire réduire le facteur de qualité et l'impédance shunt de la cavité: si tel est le cas, il faut procéder à un cuivrage. Un calcul analytique donné en annexe E, et des mesures HF sur la maquette ont finalement montré que la dégradation de Q due à l'inox était acceptable et qu'il n'était pas nécessaire de cuivrer l'iris.

La photo 4.6 montre l'iris bi-métal réalisé pour la cavité définitive. On y distingue aussi le ressort en tungstène.

4.3.3 Plongeurs d'accord et boucles de mesures

Le facteur de qualité des cellules étant de l'ordre de 10000, leur bande passante est d'environ 300 kHz. La fréquence de chaque cellule doit donc être ajustée de manière relativement précise. C'est par une succession d'usinage du diamètre des cellules et de mesures HF, qu'on parvient à obtenir la fréquence recherchée à une température donnée. La variation de fréquence en fonction du diamètre étant d'environ 80 MHz/mm, il faut donc maîtriser l'usinage du diamètre à $\pm 2\text{ }\mu\text{m}$. L'ouverture des trous de couplage modifiant aussi la fréquence, il est difficile d'obtenir simultanément la bonne fréquence et le bon couplage. Ceci incite à munir chaque cellule d'un plongeur d'accord⁵ qui permet de relaxer les contraintes d'usinage. De plus, le plongeur permet de compenser la variation éventuelle de fréquence qui peut survenir lors du brasage, et de réajuster la fréquence de la première cellule lorsque l'on change de cathode. En effet, la position de la cathode dans la cavité introduit une variation de fréquence de 2,1 MHz/mm. Comme les tolérances

⁴à 3 GHz, l'épaisseur de peau dans le cuivre est de $1,2\text{ }\mu\text{m}$.

⁵Un plongeur d'accord est constitué d'une tige métallique que l'on introduit plus ou moins dans la cellule. La modification du volume de celle-ci apportée par l'introduction du plongeur permet d'ajuster la fréquence.

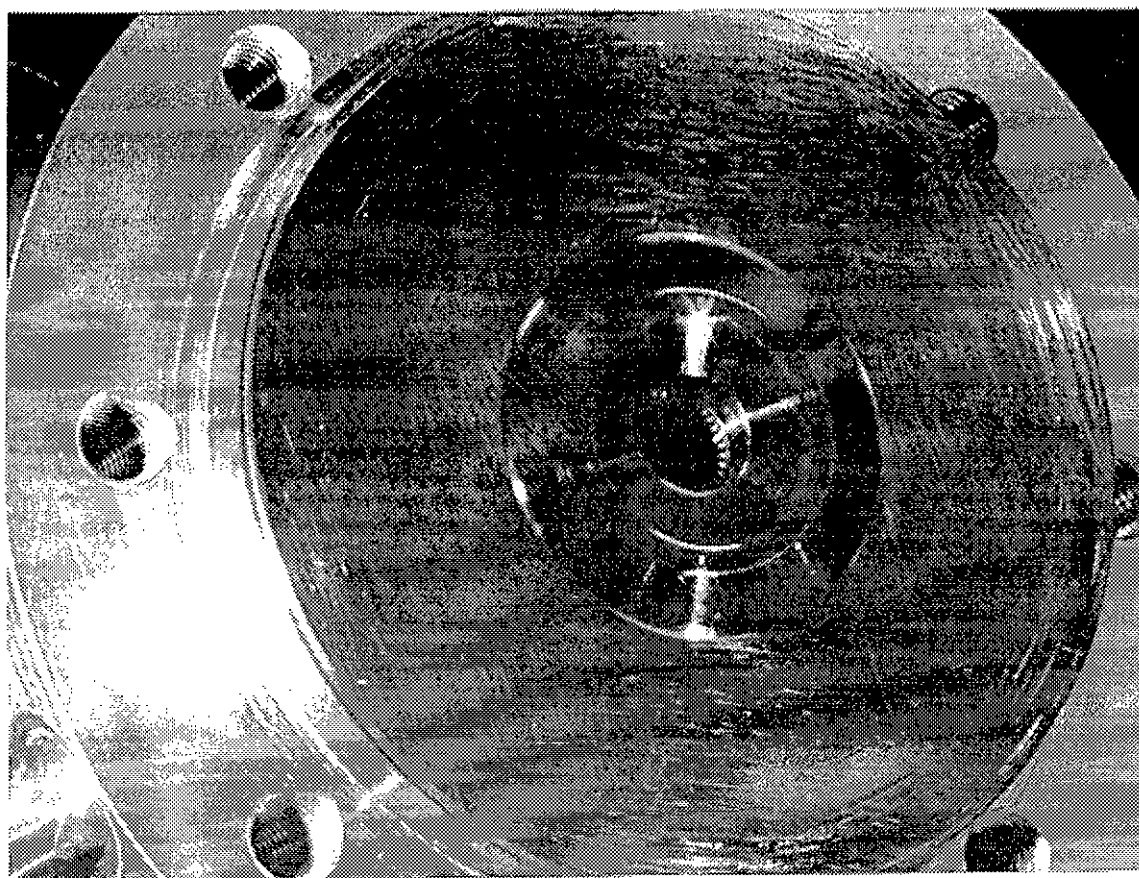


Figure 4.6: *Iris bi-métal*

d'usinage de la cathode sont de $\pm 50 \mu\text{m}$, le changement de cathode peut introduire une variation de fréquence de $\pm 100 \text{ kHz}$. La présence des plongeurs peut aussi permettre de changer si c'est nécessaire la température de régulation sans changer la fréquence du pilote HF, ou de rattraper un éventuel désaccord dû au "beam loading".

Les plongeurs utilisés montrés sur la figure 4.7, sont des translateurs sous vide du commerce. Pour jouer efficacement leur rôle, ces plongeurs ne doivent pas absorber de puissance HF. Comme ils sont assimilables à l'âme d'une ligne coaxiale, la condition de non absorption de puissance est réalisée en s'assurant de la présence d'un court-circuit à une distance égale à un nombre entier de demi-longueur d'onde. Ce court-circuit est réalisé ici par le contact coulissant situé juste après la bride (figure 4.7).

Les mesures HF faites sur la maquette ont montré que ces plongeurs permettaient d'accorder la fréquence avec une dynamique supérieure à 1,5 MHz.

Afin de connaître précisément le niveau de champ accélérateur dans la cavité, on dispose dans chaque cellule une boucle de mesure qui donne accès à la puissance réellement injectée dans la cavité. Ces boucles sont constituées d'une traversée coaxiale étanche de type SMA à laquelle on soude un fil en forme de boucle (voir figure 4.8). Le couplage

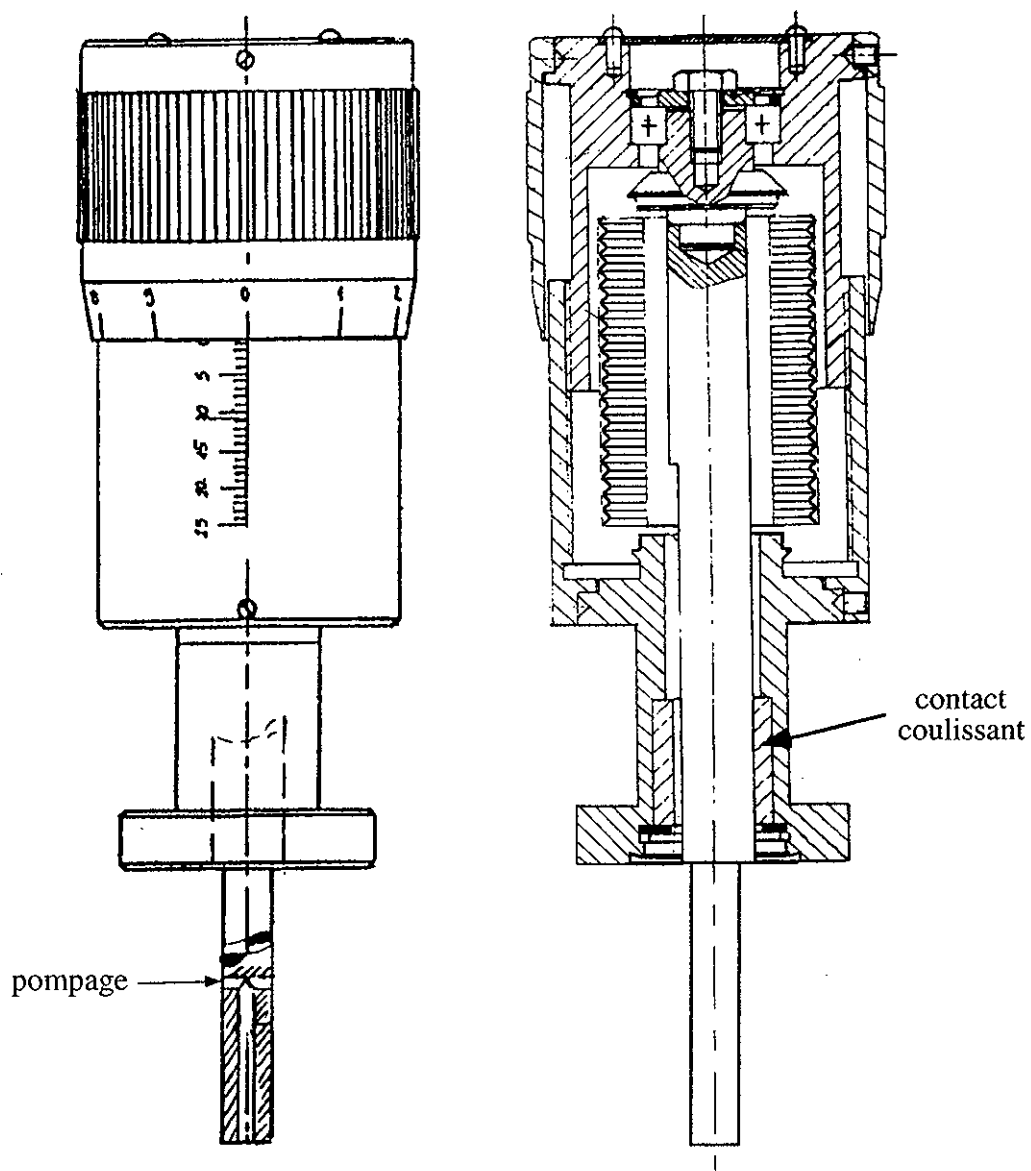


Figure 4.7: *Plongeurs MECA 2000*

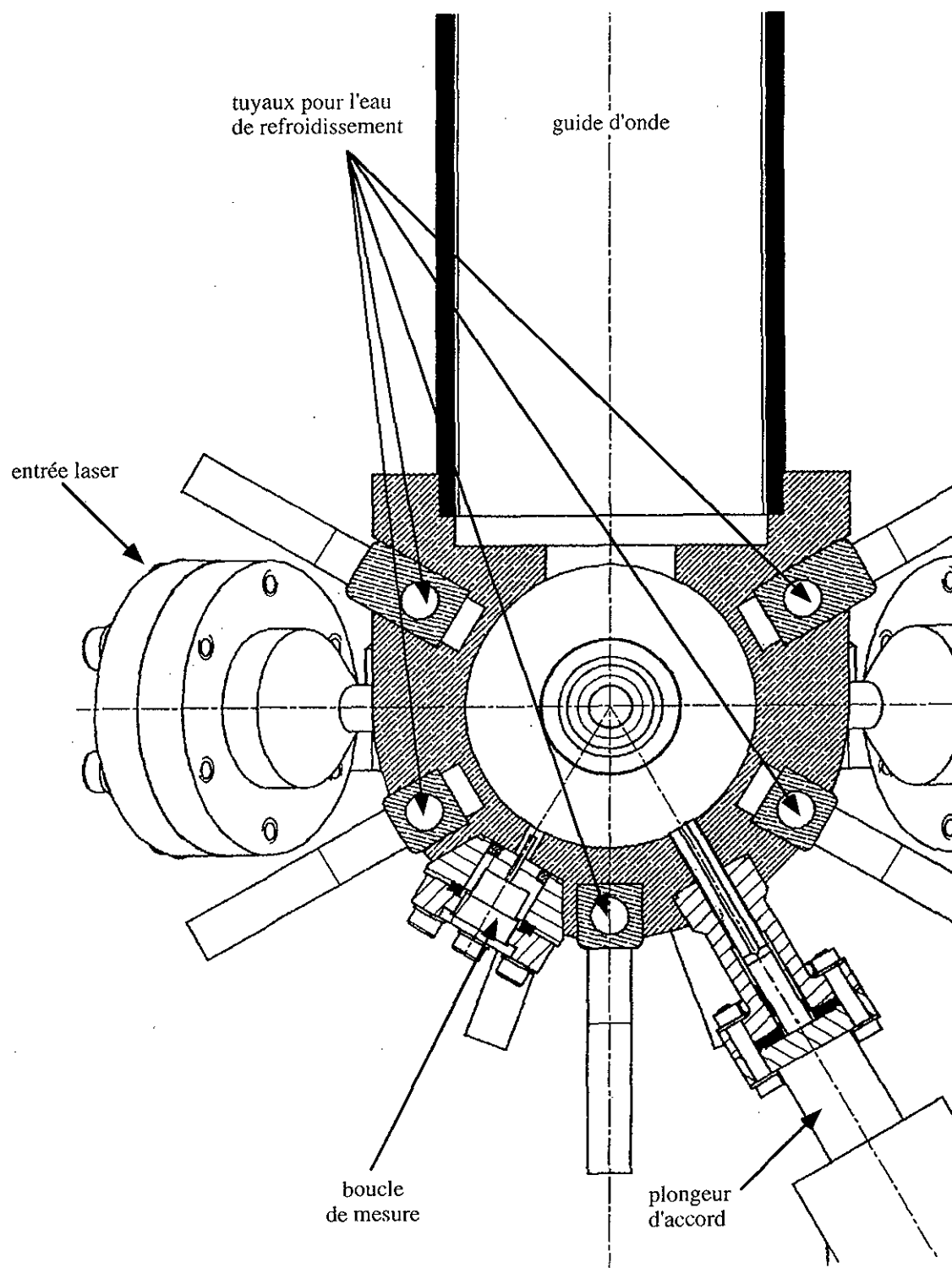


Figure 4.8: *Boucle HF*

Tableau 4.2: Paramètres HF de la cavité définitive

	Cellule 1		Cellule 2		Unité
	Simulation	Mesure	Simulation	Mesure	
Diamètre de cellule	67,12	66,830	66	65,565	mm
Longueur de cellule	33,25	33,25	51,75	51,75	mm
Fréquence	3000,050	2998,550	2999,420	2998,550	MHz
Facteur de qualité	11904	9114	11323	10373	
Impédance shunt	3,28	2,33	3,38	2,97	MΩ
Impédance shunt par unité de longueur	98,6	69,9	65,4	57,3	MΩ/m
r/Q	275,5	255,2	299	286,1	Ω
$E_0(\text{MV/m})/\sqrt{P(\text{MW})}$	78,2	65,9	61,8	57,9	
Champ surface max. / E_0	1,64		1,54		
Déplacement axe électrique/axe mécanique	0,2	0,2	0,25	0,4	mm
Influence de la position de la cathode		2,1	-	-	MHz/mm
Couplage cellule/guide β_{hf}		1,04		1,39	
Couplage boucle		66,85		72,3	dB
Plage d'accord		$\pm 1,5$		$\pm 1,2$	MHz
Couplage entre cellules		47,5		47,5	dB

dépend fortement de la surface de la boucle et de sa position par rapport à la paroi de la cavité. Deux boucles apparemment identiques n'ont donc pas forcément le même couplage. Les mesures faites sur la maquette ne l'ont pas été avec les boucles définitives, et il s'est donc avéré que le couplage maximal⁶ avec les boucles définitives donné dans le tableau 4.2, était légèrement trop faible. Ceci limite la précision des mesures de puissance.

4.3.4 Vide et système d'étuvage

Les photocathodes sont en général très sensibles aux conditions opératoires et en particulier au vide. Si le vide n'est pas suffisamment bon, la cathode est très vite polluée et sa durée de vie est donc limitée. Pour assurer un bon vide, il faut à la fois pomper efficacement et limiter le dégazage.

Pour pomper efficacement, il faut avoir la meilleure conductance possible entre le volume de la cavité et les pompes. Pour cela, il faut des trous aussi grands que possible. Malheureusement, compte-tenu des autres trous déjà mentionnés pour les boucles, les plongeurs et l'entrée laser, il est très difficile d'avoir des trous servant uniquement au pompage⁷. La technique qui consiste à avoir plusieurs petits orifices ne perturbant pas

⁶surface de la boucle perpendiculaire aux lignes de champ magnétiques.

⁷sur une version récente du canon de BNL [326], cette solution a été utilisée avec succès. Le trou de pompage est situé dans la deuxième cellule diamétralement opposé au trou de couplage HF, ce qui a

la HF et à mettre la cavité dans une enveloppe à vide n'a pas été envisagée à cause de la complexité engendrée par les hublots, les boucles et les plongeurs d'accord. La seule possibilité est donc de pomper par les trous de couplage HF. Un té de pompage est placé sur chaque guide alimentant la cavité. Les conductances entre cellule et pompe valent pour la cellule 1 (respectivement cellule 2), 16,7 l/s (20 l/s) (voir annexe F). On dispose sur chaque guide d'une pompe ionique de 50 l/s ce qui conduit à une vitesse de pompage effective de 12,5 l/s pour la cellule 1 et 14,3 l/s pour la cellule 2.

Le canon étant brasé sous vide à haute température (environ 900°C), il ressort "propre" du four. Afin de limiter le dégazage, nous avons donc pris soin de ne pas le laisser à l'air trop longtemps après sa sortie du four. Avant sa mise sous vide, il a été stocké sous atmosphère d'azote.

Malgré ces précautions, il est toujours souhaitable de pouvoir étuver à une température au moins supérieure à 100°C. Pour cela, on doit donc chauffer l'ensemble canon-pompes. Ceci est habituellement fait en utilisant des jaquettes chauffantes que l'on ajuste au mieux sur les composants. Cette technique est efficace mais onéreuse lorsque les pièces à étuver ont des formes assez complexes, ce qui est précisément le cas ici. De ce fait nous avons adopté pour l'étuvage du canon, un système de chauffage par 8 lampes infrarouges de puissance unitaire 400 W [596]. Celles-ci sont disposées des deux côtés du canon et l'ensemble est enveloppé de feuilles de papier d'aluminium qui servent à confiner la chaleur. Cette technique d'étuvage a en outre l'avantage de préserver l'accessibilité aux hublots laser et aux plongeurs d'accord. En effet, une fois l'étuvage terminé, les lampes sont facilement ôtées.

Si l'on admet un dégazage après étuvage de 10^{-12} mbar l/s/cm², le vide limite calculé dans le canon vaut 3×10^{-10} mbar (voir annexe F), ce qui est suffisant pour assurer une bonne durée de vie de la cathode.

4.3.5 Refroidissement

La fréquence de résonance de la cavité HF varie assez sensiblement avec la température (50 kHz/°C). Comme la bande passante est assez faible (environ 300 kHz), il est nécessaire de réguler la température. Pour une bonne stabilité en fréquence, on cherche à réguler à $\pm 0,1^\circ\text{C}$.

La puissance moyenne maximum que l'on peut perdre dans le canon se calcule à partir de la puissance crête maximum fournie par le klystron (environ 4 MW), de la durée d'impulsion utilisée ($\simeq 2 \mu\text{s}$) et de la fréquence de répétition (25 Hz). On obtient 200 W. Cette puissance est faible et est facilement évacuée par de l'eau en mouvement. SUPERFISH permet de calculer la répartition des pertes HF entre les différents parois des cavités. Ces pertes ont lieu essentiellement là où circulent des courants importants, c'est-à-dire à la surface des blocs cellules [589].

La circulation de l'eau de refroidissement se fait par l'intermédiaire de 5 canaux constitués de "boîtes" en cuivre évidées, brasées sur la cavité. Les deux iris extérieurs sont constitués d'une pièce en cuivre (côté intérieur de la cavité) et d'une pièce en inox (côté extérieur) brasées. Entre ces deux pièces, un conduit annulaire permet la circulation de

l'avantage de compenser la dissymétrie introduite par ce dernier.

l'eau. Au total, il y a donc 7 circuits d'eau de régulation. Ces différents circuits sont connectés en parallèle à l'extérieur du canon. Le système de régulation est décrit dans les références [597] et [598]. Celui-ci permet d'évacuer la puissance moyenne dissipée dans le canon. Pour s'assurer du bon fonctionnement du canon, il faut vérifier que l'apport de puissance instantanée pendant la macro-impulsion, ne conduit pas à un échauffement prohibitif de la surface de la cavité. Le calcul analytique donné en annexe G montre que cet échauffement est négligeable.

Aucune étude systématique de la qualité de la régulation de température n'a été faite à ce jour, mais durant le fonctionnement du canon en puissance, l'affichage de la moyenne des températures des sondes situées à l'entrée et à la sortie du circuit de régulation ne varie pas. Comme cet affichage montre le dixième de degré, on peut en déduire de façon grossière que la température est régulée à mieux que le dixième de degré. La température de fonctionnement choisie est de 31,4 degrés.

4.3.6 Réalisation mécanique et mesures HF

La prise en compte de toutes les contraintes décrites dans les paragraphes précédents a permis d'aboutir à la cavité représentée sur la vue écorchée 4.9. La photo 4.10 montre la cavité partiellement brasée sur laquelle on distingue en particulier le trou de couplage HF de la deuxième cellule. Le brasage de cette cavité, qui est complexe puisqu'il nécessite plusieurs passages au four, a été réalisé au CERN par Trincat et son équipe.

La photo 4.11 montre le canon terminé sur lequel les mesures HF finales ont été faites. Celles-ci sont résumées dans le tableau 4.2 où on peut les comparer aux paramètres calculés par SUPERFISH ou MAFIA. Il est important de noter que certaines des valeurs données dans le tableau 4.2 ne sont pas des mesures directes. L'impédance shunt par exemple n'a pas été remesurée, mais déduite des valeurs mesurées sur la maquette en tenant compte du fait que le rapport r/Q est constant. Le déplacement de l'axe électrique par rapport à l'axe mécanique, l'influence de position de la cathode sur la fréquence et le couplage entre cellules sont les valeurs mesurées sur la maquette.

4.3.7 Montage et étuvage

Un pré-montage de l'ensemble ultra-vide de CANDELA comprenant le canon muni d'une cathode en cuivre, le mesureur de courant "WCM" (voir paragraphe 6.3.2), la vanne de sortie, la chambre à l'arrière de la cathode, les tés de pompage et les fenêtres HF a été fait pour tester le système d'étuvage et mesurer le vide limité (voir photo 4.12).

Cet ensemble ultra-vide a été étuvé par la méthode décrite au paragraphe 4.3.4, pendant 2 semaines environ. Une température supérieure à 200°C a été atteinte. La figure 4.13 montre l'évolution de la température et de la pression en fonction du temps. On voit qu'après l'étuvage et une semaine de pompage ionique, la pression résiduelle mesurée par une jauge située après la vanne sur la sortie faisceau était égale à 3×10^{-10} mbar, ce qui signifie que la pression à l'intérieur du canon devait être légèrement inférieure à cette valeur, la cavité étant située entre les pompes et la jauge. Ce résultat est en bon accord avec le calcul mentionné dans l'annexe F.

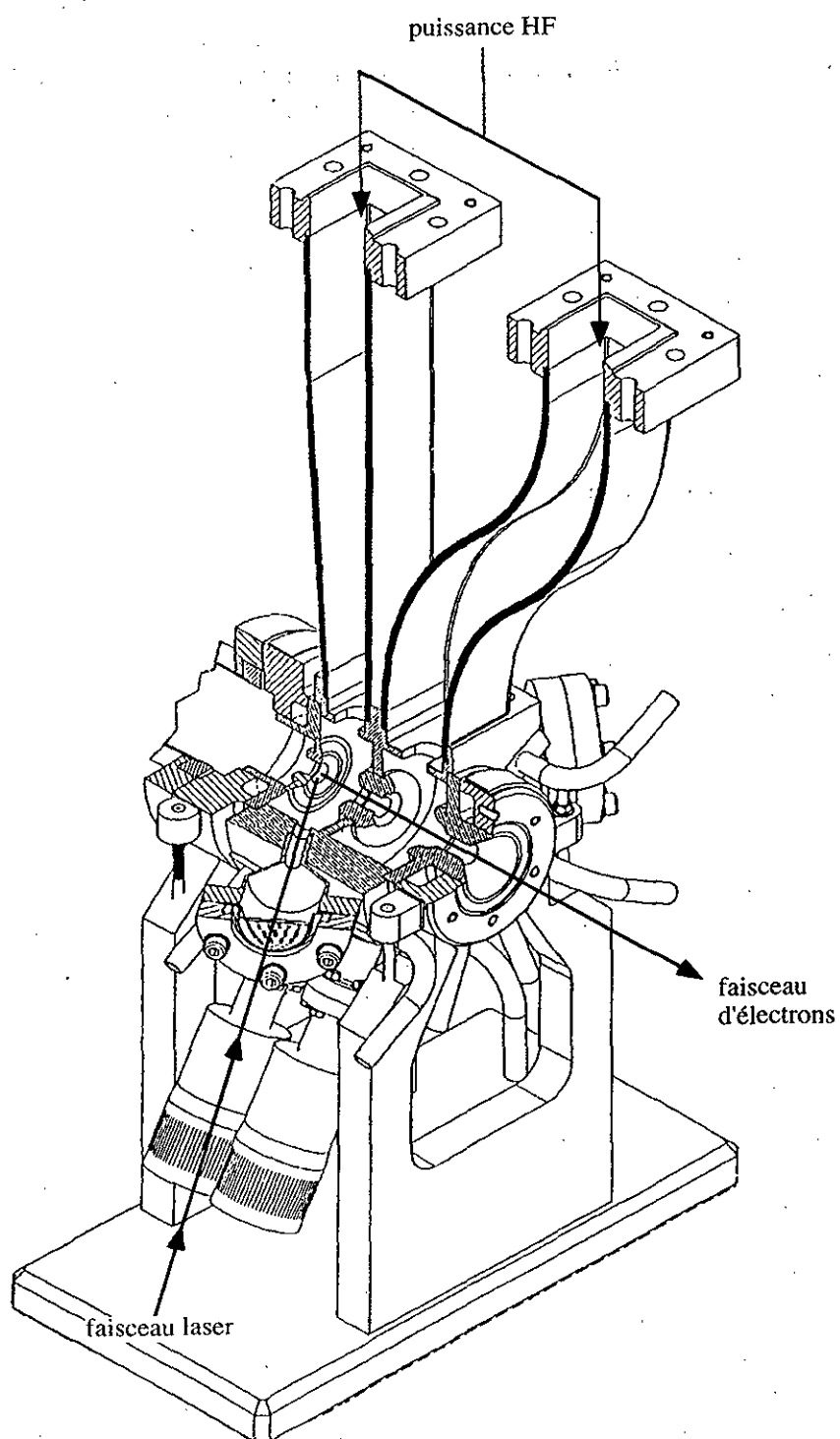


Figure 4.9: *Ecorché du canon CANDELA*



Figure 4.10: *Canon partiellement brasé*

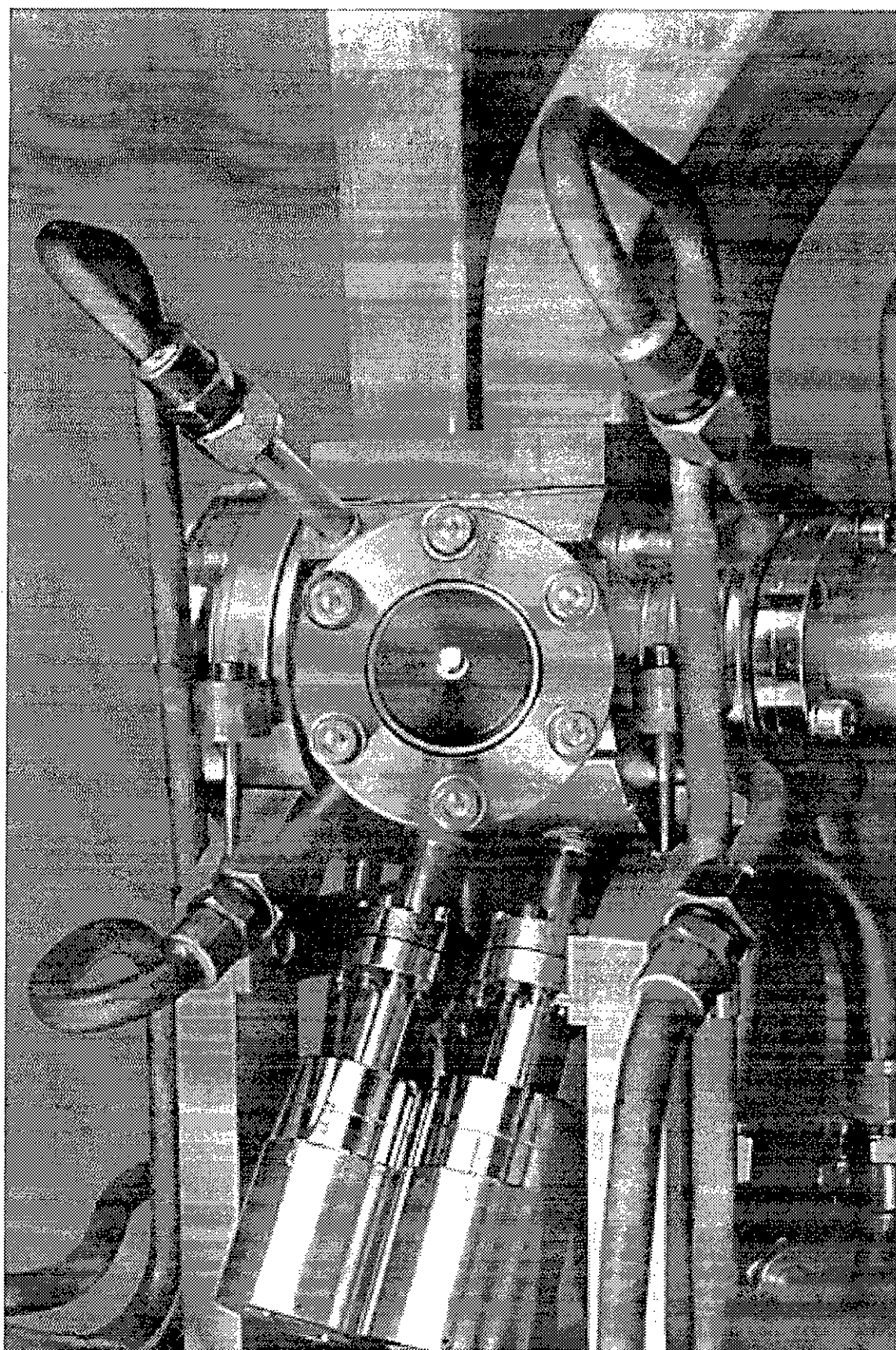


Figure 4.11: *Canon terminé*

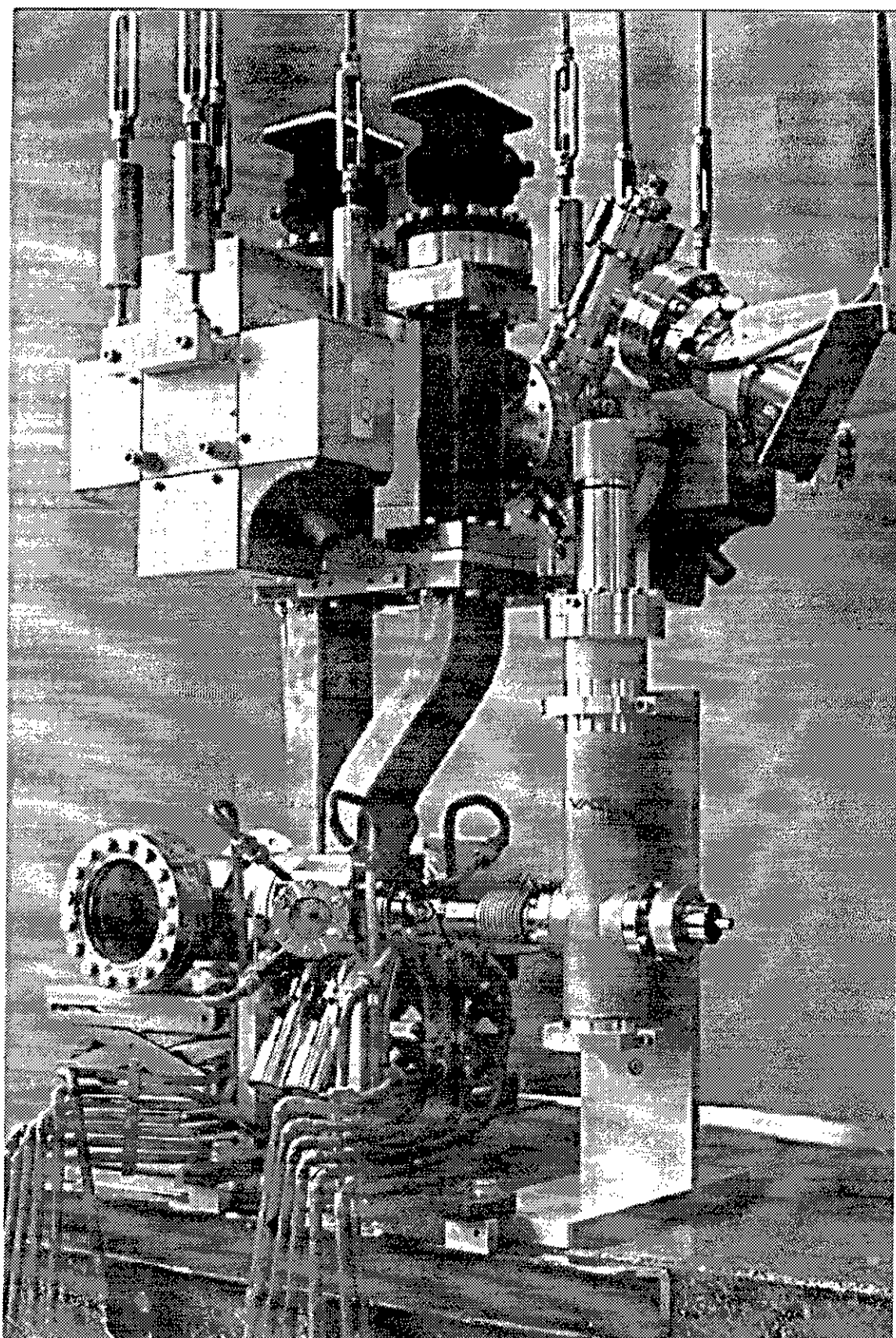


Figure 4.12: *Assemblage de l'ensemble ultra-vide*

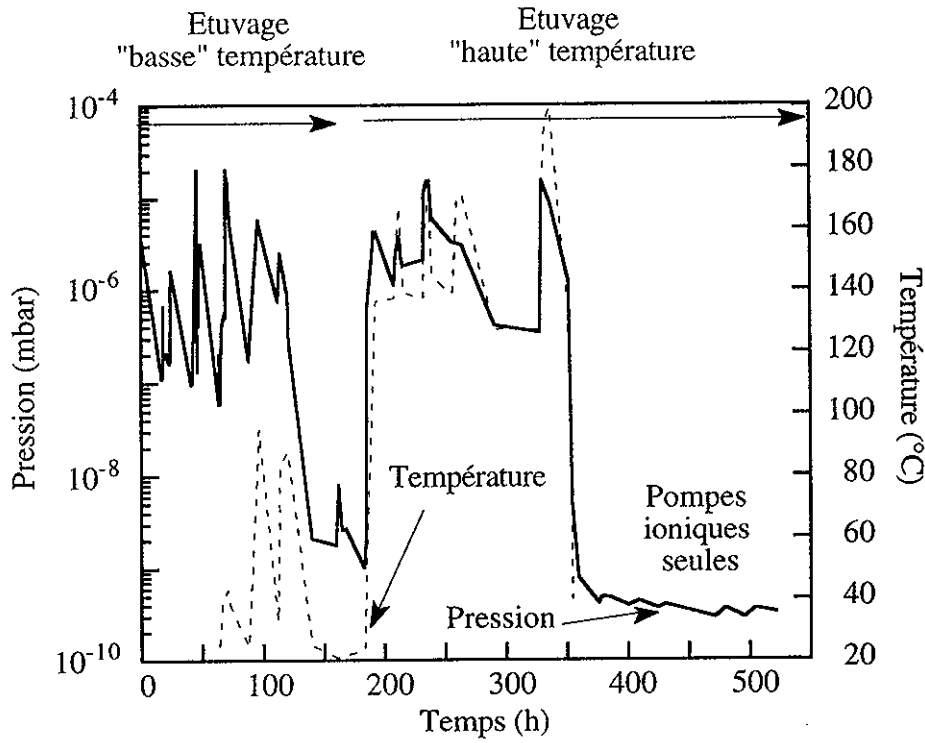


Figure 4.13: *Evolution de la température et de la pression durant l'étuvage*

Le canon a ensuite été démonté et installé à son emplacement définitif dans la salle NEPAL, pour être raccordé au réseau HF. Sans ré-étuvage, le vide au bout de quelques jours de pompage était meilleur que 10^{-9} mbar.

4.4 Conclusion

La cavité de CANDELA ainsi réalisée et testée à bas niveau de puissance HF, doit être testée en puissance pour vérifier le bon comportement des divers composants, en particulier, le système piège-ressort. Ces tests en puissance ainsi que les mesures de courant d'obscurité sont présentés dans le chapitre suivant.

Chapitre 5

Caractérisation expérimentale de CANDELA sans laser

*Rien ne vient à nous que falsifié
et altéré par nos sens.*

*Michel de Montaigne (1533-1592)
Essais, Au lecteur, II, 12*

Lorsqu'on utilise une cavité HF en puissance pour la première fois, il faut la "conditionner" pendant un certain temps, avant d'arriver au niveau de puissance maximale. En effet lorsqu'on introduit de la puissance HF dans une cavité neuve, celle-ci "réagit", c'est-à-dire qu'il se produit des claquages et des phénomènes d'émission résonnante appelés "multipactor". Pour un niveau de puissance donné, ces effets disparaissent petit à petit, et l'on peut alors augmenter la puissance injectée, jusqu'au moment où les claquages ne disparaissent plus avec le temps, on a atteint la puissance maximum que peut supporter la cavité. Ce chapitre décrit le conditionnement de la cavité de CANDELA, après avoir brièvement présenté la source de puissance utilisée. Il détaille ensuite les mesures faites sur le "courant d'obscurité", qui est le courant parasite émis en présence de champ électrique. Les caractéristiques principales de ce courant (intensité, énergie, dispersion en énergie, ...) ont été mesurées en fonction des paramètres HF (puissance, durée d'impulsion, déphasage entre cellules, ...). Chaque fois que cela est possible, les résultats obtenus sont comparés à des simulations afin de valider leur interprétation.

5.1 Source de puissance HF

5.1.1 Modulateur et klystron

La source de puissance utilisée pour CANDELA provient de l'Accélérateur Linéaire de Saclay (ALS). Le klystron est un TV2013 de THOMSON TTE qui d'après le catalogue, fournit une puissance crête de 4 MW. Le modulateur à tubes durs est décrit en détail dans la référence [642], et un schéma de principe est donné sur la figure 5.1. La haute tension est appliquée entre la cathode et l'anode du klystron par l'intermédiaire d'un transformateur d'impulsions. Le banc capacitif en série avec le primaire de ce transformateur est chargé par une alimentation haute tension de 40 kV (désignée ci-dessous sous le nom "alimentation 40 kV") [638], via une inductance de choc. Ce banc est ensuite déchargé pendant un temps très court par rapport à la constante de temps du circuit, grâce à un interrupteur constitué de deux tubes de type triode. La tension de grille qui sert à commander ces tubes triodes, est fournie par un autre transformateur dont le circuit primaire est aussi constitué d'un banc capacitif, d'une alimentation de haute tension de 20 kV (désignée sous le nom "alimentation 20 kV"), d'une inductance et d'un interrupteur à base d'un tube triode. La grille de ce dernier tube triode est elle-même commandée par une électronique de déclenchement ou "trigger" qui fournit une impulsion de 1500 V environ.

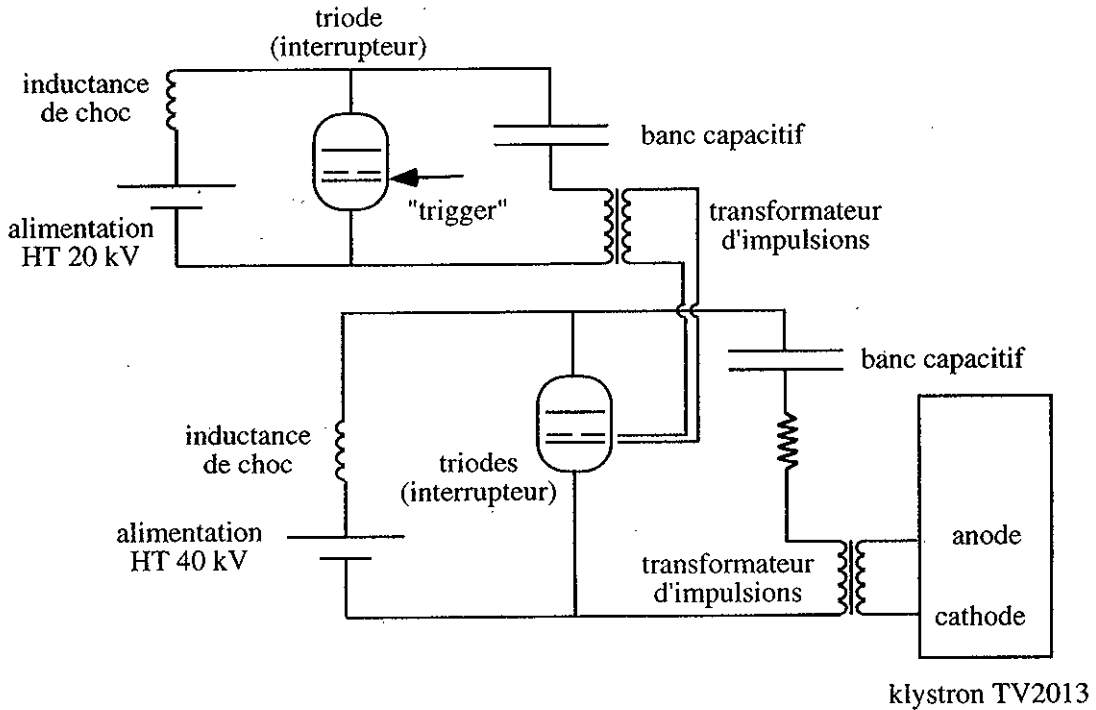
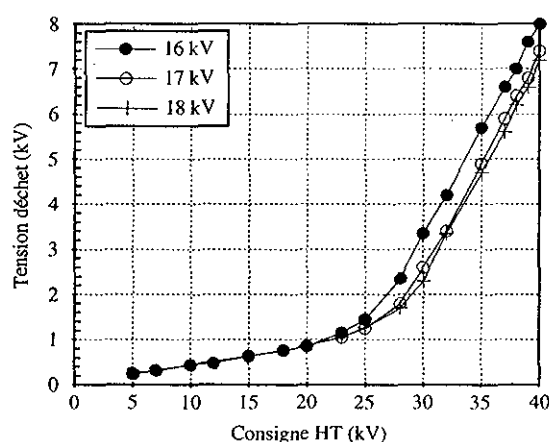
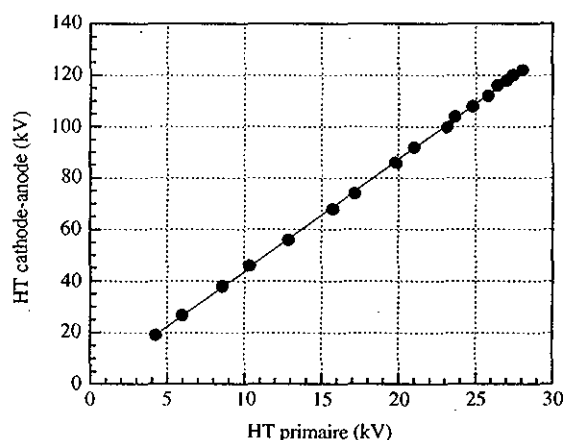


Figure 5.1: Schéma de principe du modulateur

Pour faire varier la puissance du klystron, on joue sur la tension de l'alimentation 40 kV ou tension de consigne. La tension réellement appliquée entre la cathode et l'anode du klystron est alors égale à la tension appliquée au primaire du transformateur d'impulsions (qui vaut 90% de la tension de consigne), diminuée de la tension de déchet des tubes triode servant d'interrupteur pour la décharge, multipliée par le rapport de transformation. La tension de déchet V_d n'est pas constante mais dépend de la tension de l'alimentation 40 kV. La figure 5.2(a) montre une mesure de cette tension de déchet en fonction de la tension de consigne, pour trois valeurs de tension de l'alimentation 20 kV.



(a) Tension de déchet



(b) Tension cathode-anode

Figure 5.2: Tensions caractéristiques du modulateur

La figure 5.2(b) donne la mesure de la tension cathode-anode en fonction de la tension au primaire du transformateur, égale à la tension appliquée diminuée de la tension de déchet. La pente de cette courbe donne le rapport de transformation réel qui vaut 4,36 (contre 4,6 donné par le constructeur).

Lors de l'utilisation en routine du modulateur, on n'a pas accès à la valeur de la tension cathode-anode du klystron, ni à celle de la tension réellement appliquée au primaire du transformateur. La plupart des courbes données ensuite sont donc présentées en fonction de la tension de consigne de l'alimentation 40 kV. Il existe cependant une relation simple entre la tension cathode-anode V_k réellement appliquée aux bornes du klystron, la tension de consigne V_c , et la tension de déchet V_d (qui est une fonction de V_c):

$$V_k = 4,36 (0,9 V_c - V_d) \quad (5.1)$$

La puissance HF nécessaire pour saturer l'entrée du klystron est d'environ 70 W. Celle-ci est fournie par un pré-amplificateur (klystron THOMSON TV2047), qui est lui-même alimenté par un pilote délivrant 1 W crête.

5.1.2 Réseau HF

La puissance fournie par le klystron est transportée jusqu'au canon par un réseau HF dont le schéma est donné sur la figure 5.3 [637]. En allant du klystron vers le canon, on peut distinguer les principaux composants suivants:

- un coupleur de mesure qui permet de connaître la puissance fournie par le klystron,
- un circulateur qui est nécessaire pour protéger le klystron de la puissance réfléchie par le canon en début et fin d'impulsion HF,
- un commutateur qui permet d'aiguiller la puissance soit vers le canon, soit vers le groupeur de l'accélérateur fort gradient de NEPAL, puisque le klystron sert aussi à alimenter cette cavité,
- un atténuateur formé de deux coupleurs 3 dB et d'un déphaseur qui permet de répartir la puissance entre les 2 cellules du canon suivant n'importe quel rapport compris entre $2,5 \times 10^{-3}$ et 1,
- un déphaseur qui permet d'ajuster la phase entre les deux cellules du canon,
- des coupleurs de mesures qui permettent de connaître la puissance incidente et réfléchie dans chaque cellule du canon,
- des fenêtres pour séparer le vide du canon, du réseau qui est sous une pression de 1,4 atmosphère d'azote.

Les spécifications générales concernant ces éléments sont rassemblées dans la référence [634], alors que les mesures HF de leurs caractéristiques HF (atténuation, taux d'onde stationnaire) sont données dans la référence [643].

5.1.3 Mesure de la puissance du klystron

Avant de conditionner le canon, il est important de connaître la puissance délivrée par le klystron, en fonction de la haute tension appliquée à ses bornes. Les mesures de puissance HF étant assez difficiles, il est préférable d'utiliser au moins deux méthodes pour faire la même mesure, afin de pouvoir recouper les résultats. On a donc fait une mesure avec un wattmètre de puissance crête et une mesure par calorimétrie.

5.1.3.1 MESURE AVEC LE WATTMÈTRE CRÊTE: MÉTHODE ET CALCUL D'ERREUR

Le wattmètre crête HP 8900D est spécifié par le constructeur pour un fonctionnement nominal avec des signaux à 100 Hz. La source de puissance HF travaillant à 25 Hz, il est nécessaire d'appliquer un facteur correctif de 1,09 aux valeurs lues sur le wattmètre [652]. La puissance crête du klystron P_k^w est donc donnée par:

$$P_k^w = 1,09 A P_{lue} \quad (5.2)$$

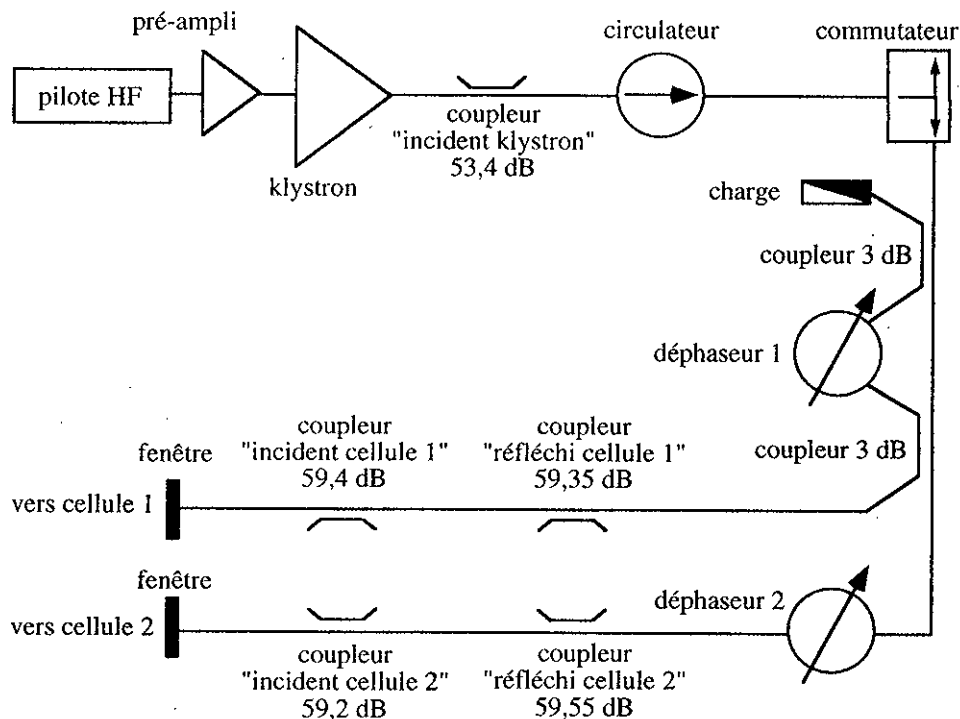


Figure 5.3: Réseau HF

où P_{lue} est la puissance lue sur le wattmètre et A est l'atténuation due au coupleur de mesure, au câble entre le coupleur et le panneau en salle de contrôle, et à l'atténuateur variable¹ muni de son câble de raccordement (0,4 dB).

L'erreur totale faite lors de cette mesure peut se décomposer en deux types d'erreur: les erreurs systématiques dues à la calibration du système de mesure et les erreurs aléatoires. Le premier type comprend les erreurs de mesure de l'atténuation du coupleur et de chaque câble, qui sont chacune estimées à $\pm 0,2$ dB, et l'erreur de calibration de la sonde du wattmètre fournie par le constructeur et valant $\pm 0,7$ dB. Le second type comprend la précision du wattmètre dans le mode utilisé ("compare") fournie par le constructeur et valant $\pm 0,25$ dB et l'erreur de lecture (superposition sur l'oscilloscope de la trace de référence et de la trace du signal à mesurer) égale à ± 1 % ou $\pm 0,04$ dB. L'erreur due à la désadaptation de la source est négligée. L'erreur totale exprimée en décibel s'écrit donc:

$$\epsilon(P_k^w) = \epsilon_{systématique} + \epsilon_{aléatoire} = \pm 0,78 \pm 0,25 \text{ dB} \quad (5.3)$$

¹utilisé pour limiter la puissance à l'entrée du wattmètre à 100 mW.

5.1.3.2 MESURE PAR CALORIMÉTRIE: MÉTHODE ET CALCUL D'ERREUR

La méthode calorimétrique consiste à mesurer l'élévation de température dans une charge à eau [633, 641]. La circulation d'eau dans la charge est réglée par l'intermédiaire d'une vanne et mesurée par un débitmètre à ludion dont le débit maximum est 60 l/h. Pour les mesures, le débit est fixé à 50 l/h. Deux sondes de température (thermistances) sont placées à l'entrée et à la sortie de la charge. L'ensemble charge à eau et sonde de sortie est entouré de feuilles d'aluminium afin de minimiser les pertes par rayonnement. La puissance crête s'obtient par la formule suivante:

$$P_k^c = \frac{\rho_0 c_0 D}{F \tau} (T_s - T_e) \quad (5.4)$$

où $\rho_0 = 996 \text{ kg/m}^3$ est la masse volumique de l'eau, $D = 50 \text{ l/h}$ le débit, $c_0 = 4,178 \text{ Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}$ la capacité calorifique de l'eau à 30 degrés, T_e et T_s la température de l'eau respectivement à l'entrée et à la sortie de la charge, F la fréquence de répétition (25 Hz), et τ la durée de la macro-impulsion (6,8 μs).

Si l'on suppose que les pertes par rayonnement et conduction sont négligeables, l'erreur relative sur la puissance crête s'écrit, en négligeant l'erreur sur la masse volumique et la chaleur spécifique de l'eau, ainsi que celle sur la fréquence de répétition de l'impulsion [641]:

$$\frac{\epsilon(P_k^c)}{P_k^c} = 2 \frac{\epsilon(T)}{(T_s - T_e)} + \frac{\epsilon(D)}{D} + \frac{\epsilon(\tau)}{\tau} \quad (5.5)$$

où $\epsilon(T)$ est la précision de la chaîne de mesure de température égale à $\pm 0,02^\circ\text{C}$, $\epsilon(D)$ est l'erreur sur le débit estimée à $\pm 2 \text{ l/h}$, et $\epsilon(\tau)$ est l'erreur sur la lecture de la durée de la macro-impulsion égale à $\pm 50 \text{ ns}$. Les mesures de débit et de durée d'impulsion n'étant faites qu'une seule fois, les erreurs associées sont des erreurs systématiques. L'erreur relative sur la puissance s'écrit donc:

$$\frac{\epsilon(P_k^c)}{P_k^c} = \epsilon_{\text{systématique}} + \epsilon_{\text{aléatoire}} = \pm 0,047 \pm \frac{0,04}{(T_s[^\circ\text{C}] - T_e[^\circ\text{C}])} \quad (5.6)$$

En l'absence de HF, les 2 sondes de température présentent un écart de $0,32^\circ\text{C}$ de sorte que la différence de température à prendre en compte s'écrit:

$$T_s - T_e = T_s(\text{lue}) - T_e(\text{lue}) + 0,32 \quad (5.7)$$

5.1.3.3 CONDITIONS EXPÉRIMENTALES

La comparaison entre les deux méthodes de mesure a été faite le 26/3/93 dans les conditions suivantes: le réseau HF utilisé est celui représenté sur la figure 5.3 à l'exception du déphaseur n°2 qui n'est pas présent. La charge à eau utilisée pour la mesure par calorimétrie est installée en bout de réseau HF, à la place de la cellule 2 du canon. Le signal pour la mesure avec le wattmètre est pris sur le coupleur situé juste avant. L'atténuateur de puissance est réglé de façon à envoyer toute la puissance du côté du réseau destiné à alimenter la cellule 2 du canon (potentiomètre du déphaseur réglé à 0,21

V)². Les atténuations des coupleurs et des câbles utilisés sont donnés dans le tableau 5.1. Celui-ci contient aussi les valeurs utilisées pour toutes les mesures postérieures à avril 93 et les valeurs de couplage des voies permettant de mesurer la puissance dans les cellules.

Tableau 5.1: Atténuation des coupleurs et des câbles (la valeur totale est décomposée en trois termes correspondants dans l'ordre au coupleur et aux deux bouts de câble utilisés)

Voie de mesure	Atténuation (dB)	
	26/3/93	après le 26/3/93
Incident klystron	71,60 = 53,40 + 17,80 + 0,4	71,60 = 53,40 + 17,80 + 0,4
Incident cellule 1	76,43 = 59,40 + 16,63 + 0,4	77,15 = 59,40 + 17,35 + 0,4
Réfléchi cellule 1	76,95 = 59,35 + 17,20 + 0,4	76,25 = 59,35 + 16,50 + 0,4
Boucle cellule 1	-	84,65 = 67,05 + 17,20 + 0,4
Incident cellule 2	76,85 = 59,20 + 17,25 + 0,4	76,23 = 59,20 + 16,63 + 0,4
Réfléchi cellule 2	77,20 = 59,55 + 17,25 + 0,4	77,20 = 59,55 + 17,25 + 0,4
Boucle cellule 2	-	90,15 = 72,70 + 17,25 + 0,4

Le 26/3/93, les mesures ont été faites en se limitant à une tension de consigne maximum de 36 kV, en raison d'un problème survenu sur l'alimentation 40 kV.

5.1.3.4 COMPARAISON DES RÉSULTATS OBTENUS PAR LES DEUX MÉTHODES

La figure 5.4 montre qu'il y a un bon accord entre les résultats obtenus avec les deux méthodes. Les barres d'erreur représentées correspondent aux erreurs aléatoires. Comme les erreurs systématiques de la méthode par calorimétrie sont beaucoup plus faibles que celles de la méthode avec le wattmètre, la bonne concordance des mesures permet de déduire que les erreurs systématiques associées au wattmètre sont très inférieures aux erreurs maxima données par le fabricant. Fort de ce bon accord, toutes les mesures de puissance nécessaires par la suite ont été faites avec le wattmètre de puissance crête.

5.1.3.5 REPRODUCTIBILITÉ DES MESURES

Lors du dégazage du canon et des différentes mesures faites sur le faisceau, nous avons souvent eu l'occasion de relever les valeurs de puissance mesurée avec le wattmètre en fonction de la haute tension appliquée. La figure 5.5 montre le résultat de ces différentes mesures faites au niveau du coupleur en sortie du klystron, en fonction de la tension de consigne. Le changement de pente observé pour une tension de consigne supérieur à 27 kV correspond à la brusque augmentation de la tension de déchet qui survient aussi au-delà de 27 kV (voir figure 5.2(a)). La dispersion des mesures est compatible avec les erreurs aléatoires. Ces différentes mesures ont été faites sur une période s'étalant sur plus de deux ans, durant laquelle les nécessités de la maintenance du modulateur ont entraîné

²la tension utilisée ici et dans tout le reste de cette thèse, correspond à la tension relue par le système de contrôle-commande. Elle diffère de la tension utilisée originellement car l'alimentation du potentiomètre a été changée pour la rendre compatible avec le convertisseur analogique-numérique.

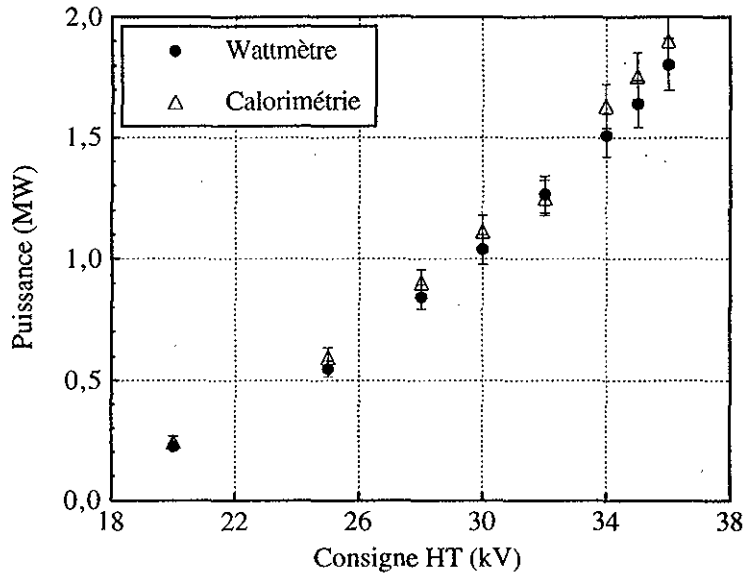


Figure 5.4: *Comparaison entre la puissance HF mesurée par calorimétrie et par le wattmètre*

des changements plus ou moins importants tels que par exemple le remplacement de l'alimentation 20 kV, ou encore des tubes triodes. Ces modifications ne sont évidemment pas sans incidence sur la dispersion des mesures.

La puissance maximum obtenue (3 MW) est significativement plus petite que la puissance annoncée par le constructeur pour ce klystron (4 MW). Ceci est sans doute dû à une erreur d'environ 0,5 dB sur la mesure de l'atténuation du coupleur en sortie du klystron et/ou des câbles associés, ou bien encore un mauvais fonctionnement du coupleur qui est assez ancien. En effet si l'on considère la puissance maximum mesurée sur le coupleur de la voie 1 (2,9 MW), et que l'on tient compte de l'atténuation du réseau entre celui-ci et le coupleur en sortie du klystron³, on obtient une puissance maximum supérieure à 3,5 MW qui est en bon accord avec la puissance que l'on peut déduire de la mesure du courant, de la tension et du rendement du klystron⁴ (voir figure 5.5).

5.1.4 Mise en oeuvre de l'atténuateur

Un déphaseur monté entre deux coupleurs 3 dB permet de répartir la puissance entre les deux voies du réseau HF (figure 5.3). L'ensemble ainsi constitué est appelé atténuateur.

³celle-ci mesurée à bas niveau [643] vaut au minimum 0,85 dB (0,65 dB pour l'atténuateur et 0,2 dB pour le circulateur).

⁴le fait que, pour des tensions inférieures à 30 kV, cette puissance soit très supérieure à la puissance mesurée avec le wattmètre, peut s'expliquer par le fait que la focalisation du klystron est constante et optimisée pour la puissance nominale. A faible tension, la focalisation n'est donc plus adéquate et le couplage de la puissance dans la cavité de sortie du klystron s'en trouve affecté.

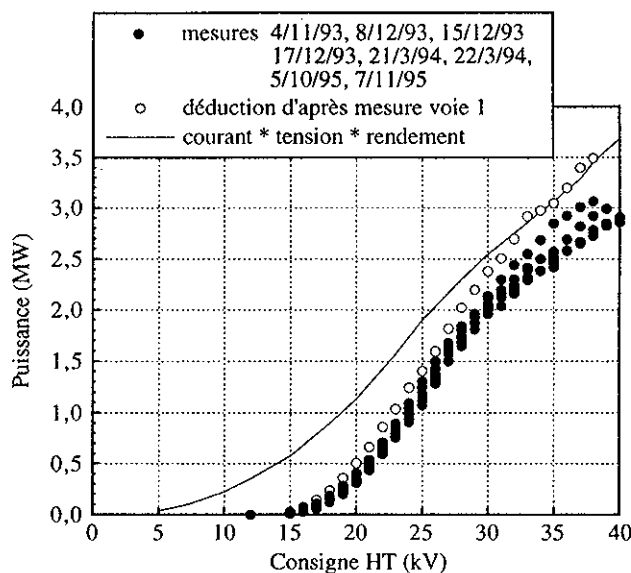


Figure 5.5: *Reproductibilité des mesures de puissance*

Afin de vérifier son comportement en puissance, des mesures ont été faites au niveau des coupleurs situés au bout de chaque voie. Pour une tension de consigne donnée, on fait varier la position du déphaseur relue par un potentiomètre, et on calcule le rapport entre la puissance incidente mesurée avec le coupleur situé à la sortie du klystron et la puissance mesurée sur le coupleur de chaque voie. La figure 5.6 montre l'atténuation ainsi obtenue. Ces mêmes mesures avaient été faites à bas niveau entre l'entrée de l'atténuateur et les coupleurs situés avant les cellules, en l'absence du déphaseur 2 [652]. Elles donnaient une atténuation minimale sur chaque voie égale à 0,65 dB. L'atténuation minimale de 0,4 dB mesurée en puissance sur la voie 1 est plus faible en raison de l'erreur d'environ 0,5 dB sur la mesure de puissance fournie par le coupleur en sortie du klystron⁵. L'atténuation minimale sur la voie 1 qui vaut 1,4 dB indique que le déphaseur n°2 qui n'était pas présent lors des mesures à bas niveau introduit une perte supplémentaire de 1 dB, qui est plus importante que l'atténuation mesurée à bas niveau [652] qui vaut en moyenne 0,2 dB avec des pics à 0,6 dB suivant la phase. Cette atténuation supplémentaire est présente seulement en fin d'impulsion et est donc certainement due à l'établissement d'une onde stationnaire dans les pièges HF du déphaseur.

Le point de fonctionnement habituel de CANDELA correspond à un même champ crête dans les deux cellules. D'après le tableau 4.2, les puissances P_1 et P_2 dans les cellules 1 et 2, sont alors telles que:

$$E_{01}[\text{MV/m}] = E_{02}[\text{MV/m}] = 65,9\sqrt{P_1[\text{MW}]} = 57,9\sqrt{P_2[\text{MW}]} \quad (5.8)$$

⁵0,4 dB (mesuré en puissance) \simeq 0,85 dB (mesuré à bas niveau) - 0,5 dB (erreur).

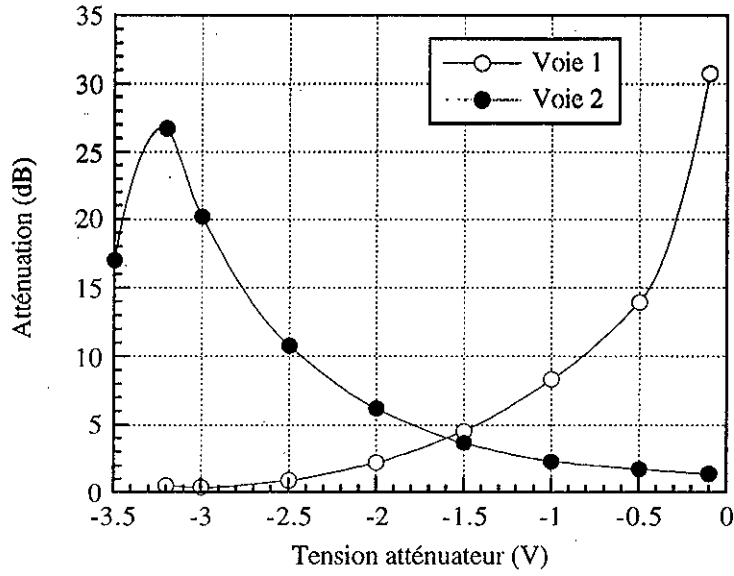


Figure 5.6: Atténuation sur les 2 voies en fonction de la tension de l'atténuateur

La différence entre les atténuations A_1 et A_2 des voies 1 et 2 vaut alors:

$$A_2[\text{dB}] - A_1[\text{dB}] = 20 \log \left(\frac{65,9}{57,9} \right) = -1,12 \text{ dB} \quad (5.9)$$

ce qui correspond d'après la courbe 5.6 à une tension d'atténuateur de -1,5 V.

Pour alimenter seulement la cellule 1, il faut en principe utiliser la position -3,2 V de l'atténuateur qui correspond à l'atténuation maximum de 26 dB sur la voie 2. Pour 1 MW de puissance totale, cela équivaut malgré tout à un champ crête résiduel dans la cellule 2 de 2,9 MV/m. On a parfois aussi utilisé la position -3 V de l'atténuateur (19 dB) qui donne pour 1 MW de puissance totale, un champ résiduel de 6,5 MV/m, dont il faut tenir compte lors des comparaisons avec les simulations, en particulier pour le spectre en énergie.

5.2 Le courant d'obscurité

Lors du conditionnement HF d'une cavité, il y a production d'un courant parasite dit "d'obscurité". Avant de rentrer dans le détail des mesures, il est bon de rappeler brièvement quelques notions sur ce phénomène, et d'introduire les méthodes de simulation utilisées pour tenter d'expliquer les résultats expérimentaux obtenus.

5.2.1 Qu'est-ce que le courant d'obscurité ?

Le courant d'obscurité est un sujet assez largement étudié par ceux qui conçoivent des accélérateurs à fort champ, et en particulier ceux qui étudient les futurs collisionneurs

linéaires de très haute énergie. Il est impossible ici de rentrer dans le détail et d'expliquer toutes les notions concernant ce phénomène plus complexe qu'il n'y paraît au premier abord, aussi se contentera-t-on de quelques rappels élémentaires.

Lorsqu'une paroi métallique est soumise à un champ électrique assez élevé, celui-ci abaisse la barrière de potentiel⁶ des électrons et diminue son "épaisseur". La probabilité d'émission des électrons augmente alors du fait de l'effet tunnel. Ce type d'émission appelée émission de champ, est à l'origine du courant d'obscurité, qui est donc le courant émis par les parois d'une cavité HF, capturé par l'onde électromagnétique et accéléré. Ce courant est gênant parce qu'il constitue un courant parasite qui voyage avec le faisceau principal, et parce qu'il charge la cavité et consomme donc inutilement de la puissance HF.

Le courant d'obscurité est renforcé par plusieurs phénomènes. Tout d'abord, la paroi d'une cavité HF est une surface plus ou moins propre et plus ou moins lisse. La présence d'impuretés ou de protusions métalliques crée des aspérités qui conduisent à un effet de renforcement local du champ électrique ou "effet de pointe", qui est caractérisé par un facteur multiplicatif du champ macroscopique appelé facteur de renforcement du champ et souvent noté β . Ensuite les électrons émis puis accélérés par le champ électrique peuvent aller percuter la paroi de la cavité à un autre endroit ou même revenir à leur point de départ. Suivant l'énergie qu'ils ont pu acquérir, ces électrons vont alors, soit produire des électrons secondaires avec un rendement pouvant être supérieur à 1, soit être rétrodiffusés, avec une énergie pouvant atteindre 100% de leur énergie d'impact. Lorsque les électrons reviennent sur leur point de départ ou retournent sur un point qu'ils ont déjà heurté, et lorsque certaines conditions d'énergie et de phase sont remplies, il peut y avoir apparition d'une multiplication divergente des électrons, appelée décharge résonnante ou encore "multipactor". Finalement, l'émission électronique est encore compliquée par des effets thermiques: lorsqu'une protusion commence à émettre, elle s'échauffe par effet Joule⁷, et peut être détruite avec production d'un plasma et apparition d'un claquage.

En 1928, Fowler et Nordheim ont calculé la densité de courant émise par une surface métallique en présence d'un champ électrique macroscopique constant [1]. A partir de là, on peut dériver l'expression de la charge émise par des protusions microscopiques situées sur une surface métallique soumise à un champ électrique alternatif [10]. Celle-ci vaut:

$$Q_{co}[C] = \frac{\kappa_0 \times 10^{4,52\phi^{-0,5}[\text{eV}]} A_e[\text{m}^2] t_e[\text{s}] (\beta E_s[\text{V/m}])^{2,5}}{\phi^{1,75}[\text{eV}]} \exp\left(-\frac{6,53 \times 10^9 \phi^{1,5}[\text{eV}]}{\beta E_s[\text{V/m}]}\right) \quad (5.10)$$

où $\kappa_0 = 5,7 \times 10^{-12}$, E_s est le champ de surface macroscopique crête, ϕ est le travail de sortie du métal considéré, β est le facteur de renforcement de champ local, A_e est la surface d'émission, et t_e la durée de l'émission.

Si l'on représente la courbe $\log_{10}(Q_{co}/E_s^{2,5})$ en fonction de E_s^{-1} , on obtient une droite

⁶énergie à fournir à un électron du niveau de Fermi pour l'éjecter dans le vide. En l'absence de champ électrique, cette énergie est égale au travail de sortie du métal (4,65 eV pour le cuivre).

⁷ce qui favorise d'ailleurs l'émission, puisque la température contribue à abaisser la barrière de potentiel.

dont la pente vaut:

$$\frac{d \left[\log_{10} \left(\frac{Q_{eo}[C]}{E_s^{2.5}[V/m]} \right) \right]}{d(E_s^{-1}[V/m])} = \frac{2,84 \times 10^9 \phi^{1.5}[eV]}{\beta} \quad (5.11)$$

Cette représentation appelée "courbe de Fowler-Nordheim" permet de déduire la valeur de β correspondant à une courbe expérimentale du courant d'obscurité en fonction du champ de surface.

5.2.2 Simulation du courant d'obscurité

De part sa nature à la fois microscopique (facteur de renforcement local) et macroscopique (capture et accélération des électrons), le courant d'obscurité est un phénomène complexe à simuler. Plusieurs auteurs ont travaillé sur ce sujet, ce qui a conduit à l'écriture de codes spécifiques, comme par exemple TW-TRAJ [159] qui a été utilisé ici. Ces codes permettent de suivre la trajectoire d'un électron émis à un endroit déterminé de la surface d'une cavité. Si cet électron rencontre la paroi, le code génère, le cas échéant, des électrons secondaires et les suit à leur tour. Ceci permet donc en principe d'estimer l'énergie d'électrons accélérés, de localiser les points de "multipactor", et de visualiser les parcours complexes d'un électron dans la cavité. Par contre, on ne peut pratiquement rien savoir sur la quantité d'électrons émis car celle-ci dépend beaucoup de l'état de la surface qu'il est difficile de modéliser. Cette limitation empêche aussi d'obtenir un spectre en énergie. TW-TRAJ peut cependant, pour un β donné, calculer la densité de courant le long de la paroi de la cavité, en s'appuyant sur la formule de Fowler-Nordheim et sur les valeurs du champ de surface.

Pour les aspects concernant le transport du courant d'obscurité, nous avons aussi essayé d'utiliser PARMELA, bien que ce code ne puisse pas simuler le courant d'obscurité dans la cavité puisqu'il ne peut accélérer que des faisceaux générés au niveau de la cathode. On peut toutefois tenter de représenter le courant d'obscurité par un faisceau photo-émis équivalent ayant une distribution longitudinale gaussienne dont le maximum correspond au maximum de champ sur la cathode, et ayant une durée égale à la demi-période HF. Cette méthode permet d'obtenir un faisceau dont l'intensité varie grossièrement exponentiellement avec le champ sur la cathode et simule donc le courant d'obscurité direct émis par celle-ci.

Comme de nombreuses mesures ont été faites en transportant le courant d'obscurité sur environ 2 m, il faut vérifier que cela ne fausse pas les résultats, du fait de la dépendance de la transmission avec l'énergie des particules. Pour vérifier cela, on simule avec PARMELA un faisceau idéal très bref (1 ps), qu'on accélère avec une cavité dont on varie le gradient. Pour chaque valeur de gradient, on obtient un faisceau ayant une énergie différente et une très faible dispersion en énergie, et il suffit alors de noter le rapport entre le nombre de particules au niveau où se fait la mesure et le nombre de particules issues du canon, pour reconstituer la transmission du système dans la plage en énergie intéressante (0 - 4 MeV). Cette courbe de transmission peut ensuite servir si nécessaire à corriger les spectres mesurés.

5.3 Performances du canon en puissance

5.3.1 Conditionnement HF

La procédure de conditionnement HF de la cavité de CANDELA faite avec une cathode en cuivre, s'est déroulée très rapidement, puisqu'en quelques heures la puissance maximum disponible a pu être injectée dans une seule cellule avec une durée d'impulsion de $4 \mu\text{s}$.

Le seul problème rencontré est venu du plongeur d'accord de la cellule 2. Celui-ci absorbait de la puissance et contrairement à sa vocation désaccordait la cellule. Ce problème non élucidé de façon certaine est probablement dû à un mauvais court-circuit HF au niveau du contact coulissant (voir section 4.3.3). Il a été résolu en remplaçant le plongeur variable par un plongeur fixe. Comme il n'est plus alors possible d'accorder directement la cellule 2, on adopte la procédure de réglage suivante: la cellule 2 est réglée en jouant sur la température de l'eau de régulation; une fois celle-ci fixée ($31,4^\circ\text{C}$), la cellule 1 est accordée grâce à son plongeur.

Après avoir remplacé la cathode en cuivre par la cathode imprégnée, il a fallu reconditionner la première cellule du canon. Ce deuxième conditionnement qui concernait essentiellement la cathode, puisqu'une remise à l'air ne remet pas fondamentalement en cause le conditionnement acquis précédemment, a été un peu plus difficile, probablement à cause du travail de sortie de cette nouvelle cathode qui est plus petit ($2,3 \text{ eV}$), et qui la rend donc plus "sensible" aux forts champs.

La figure 5.7 montrent les signaux HF correspondant à l'impulsion de puissance dans la cellule 1 obtenue grâce à la boucle de mesure et l'impulsion de puissance réfléchie obtenue sur le coupleur situé juste avant la fenêtre. Il est à noter que l'allure du signal de puissance réfléchie dépend légèrement des conditions expérimentales, en particulier du niveau de courant d'obscurité et de la température de la cathode. La cellule 1 est bien adaptée (puissance réfléchie nulle), pour les tensions de consigne supérieures à 30 kV , et pour la cathode fonctionnant sous le régime d'assistance thermique (voir section 6.3.5 la signification de ce type de fonctionnement). C'est le cas de la courbe présentée sur la figure 5.7.

5.3.2 Evolution du vide en présence de HF

Avant le début du conditionnement HF, le vide statique dans la cavité était de 2×10^{-9} mbar, pression lue sur la pompe ionique de la cellule 1. Cette pression supérieure d'un ordre de grandeur à la valeur minimum atteinte après étuvage (voir section 4.3.7), est due au fait que le canon n'a pas été étuvé après la remise à l'air consécutive à son installation. L'évolution du vide lors de la toute première montée en puissance⁸ avec la cathode en cuivre est montrée sur la figure 5.8. Ces valeurs de mesure correspondent à une moyenne des fluctuations observées sur quelques minutes. On peut noter la remontée de vide due au "multipactor" aux alentours de 17 kV .

Lors des montées en puissance faites les jours suivants, la pression était toujours inférieure à 2×10^{-8} mbar, pour les puissances correspondant à une tension de consigne supérieure à 25 kV .

⁸durée d'impulsion $4 \mu\text{s}$, atténuateur $-1,73 \text{ V}$, pas de déphaseur.

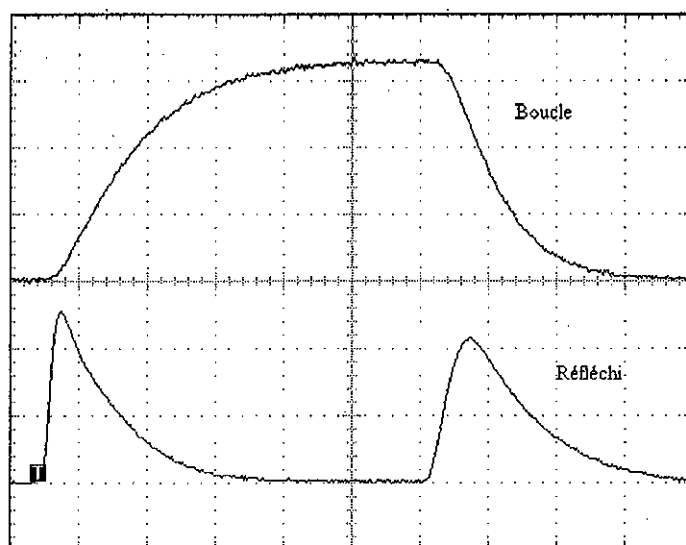


Figure 5.7: Puissance HF dans la cellule et puissance réfléchi (400 ns/carreau)

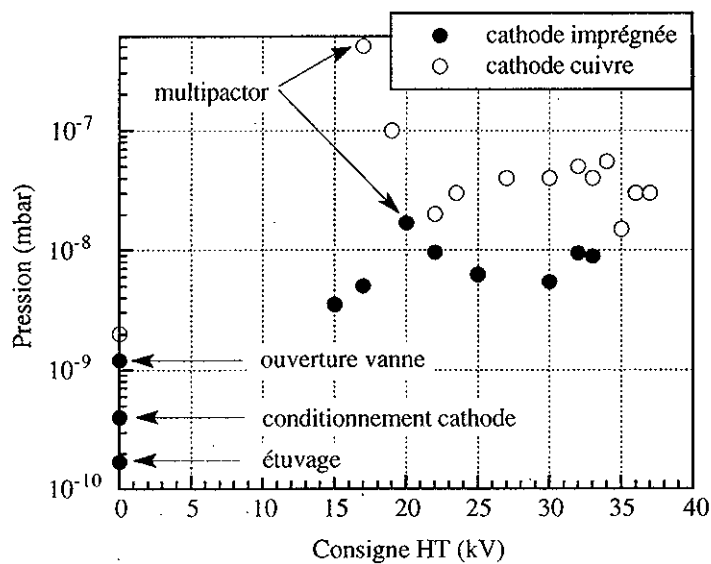


Figure 5.8: Evolution du vide lors du conditionnement HF

La cathode imprégnée nécessitant un excellent vide, le canon a été étuvé pendant trois jours à 130°C après son installation. Le vide mesuré avec une jauge de Penning située dans le sas entre la pompe ionique de la cellule 2 et le guide d'onde, est alors de $1,7 \times 10^{-10}$ mbar. La figure 5.8 montre l'évolution de ce vide après la préparation de la cathode (chauffage à 1100 °C environ, pendant environ 5 minutes), l'ouverture de la vanne séparant le vide du canon de celui de la ligne de transport qui n'est pas meilleur que quelques 10^{-8} mbar, et la première montée en HF⁹. On note là aussi l'influence du "multipactor" aux alentours de 20 kV. Pour les montées en HF suivantes, le vide reste de l'ordre de 2×10^{-9} mbar. Après plusieurs jours de pompage, le vide sans HF est inférieur à 10^{-10} mbar.

Les simulations avec TW-TRAJ donnent trois niveaux de champ pour lequel on peut rencontrer du "multipactor" [578]. Lorsque la puissance est répartie dans les deux cellules, ces trois niveaux de champs correspondent aux tensions de consigne 20, 22 et 40 kV. Ces simulations sont donc en bon accord avec les observations expérimentales.

5.3.3 Champs électriques crêtes après conditionnement

La figure 5.9(a) montre les valeurs de champs électriques atteintes sur l'axe lorsque la cellule 1 est alimentée seule¹⁰ et lorsque la puissance est répartie entre les deux cellules¹¹, le tout étant obtenu avec une cathode en cuivre. Dans ce dernier cas, le champ axial crête maximum vaut environ 65 MV/m, ce qui correspond pratiquement à la valeur spécifiée au début de l'étude (voir chapitre 3).

La figure 5.9(b) donne le champ axial, le champ sur la cathode et le champ maximum de surface, atteints dans la cellule 1 avec la cathode imprégnée¹². La conversion entre la puissance mesurée avec la boucle et les champs maxima est déduite de la mesure d'impédance shunt faite sur la maquette, les facteurs de conversion étant donnés dans le tableau 4.2.

Tableau 5.2: Champs maxima atteints en MV/m

	E_{01}	E_{s1}	E_c	E_{02}	E_{s2}
Cathode en cuivre	93,7	153,7	70,3	72,8	112,1
Cathode imprégnée	106,3	174,3	79,7	-	-

Les divers champs maxima atteints avec la cathode en cuivre et la cathode imprégnée¹³, qui ne sont pas limités par les claquages mais par la puissance disponible, sont résumés dans le tableau 5.2. La signification des notations est la suivante: E_{01} et E_{02} désignent les

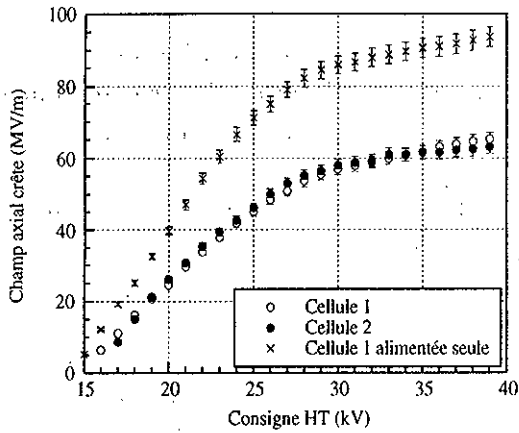
⁹durée d'impulsion 3 μ s, atténuateur -1,5 V, déphaseur -4,1 V.

¹⁰durée d'impulsion 2 μ s, atténuateur -3 V.

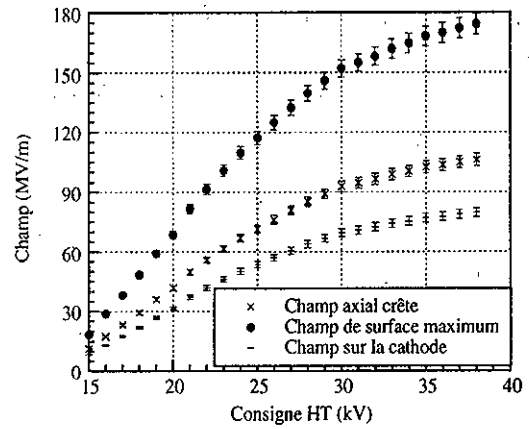
¹¹durée d'impulsion 3 μ s, atténuateur -1,48 V.

¹²durée d'impulsion 2 μ s, atténuateur -3,2 V.

¹³Il n'y a pas de valeurs de champs maxima dans la deuxième cellule avec la cathode imprégnée, car la boucle de mesure ayant fuit deux fois a été supprimée, et il n'est donc plus possible de connaître précisément le champ régnant dans cette cellule.



(a) Champs crêtes sur l'axe avec cathode en cuivre



(b) Champs crêtes dans la cellule 1 avec cathode imprégnée

Figure 5.9: Champs maxima atteints en fin du conditionnement HF

champs crêtes sur l'axe dans les cellules 1 et 2 respectivement, E_{s1} et E_{s2} , les champs de surface maxima et E_c le champ maximum sur la cathode. Alors que la puissance injectée dans la cellule est la même, les performances atteintes avec la cathode imprégnée sont légèrement supérieures à celles atteintes avec la cathode en cuivre. L'explication de cette différence est liée au "beam loading" de la cavité (voir section 5.4.3).

Les champs maxima atteints, qui sont comparables, voire supérieurs si l'on considère les champs sur la surface, à ceux obtenus au CERN [351] et à BNL [277], démontrent que le système de piège-ressort utilisé pour la cathode répond parfaitement au cahier des charges, contrairement au piège demi-onde replié, adopté initialement à Brookhaven et au CERN, qui avait conduit à des claquages importants [354], et nécessité des modifications pour le rendre opérationnel [337].

5.4 Mesure de la charge (courant d'obscurité)

Pour caractériser le courant d'obscurité, il faut en particulier mesurer la charge émise, en fonction des variables disponibles, à savoir la puissance HF, la durée d'impulsion et le déphasage entre les cellules. Avant de présenter les résultats des mesures, le moyen de diagnostic utilisé (cible de Faraday) et les conditions expérimentales sont décrits brièvement.

5.4.1 Cible de Faraday

Une cible de Faraday est un dispositif isolé électriquement qui arrête le faisceau d'électrons. Si on laisse écouler la charge ainsi accumulée à travers une résistance, on peut facilement mesurer le courant. La façon la plus sommaire de réaliser une cible de Faraday consiste à disposer un bloc métallique isolé de la masse sur la trajectoire du faisceau. Si les impulsions électroniques sont courtes ($< \text{quelques ns}$), un tel système

n'est pas convenable car n'étant pas adapté, on observe de nombreuses réflexions sur le signal. Comme la cible doit aussi servir à mesurer le courant photo-émis, elle doit être adaptée, c'est-à-dire avoir une impédance de $50\ \Omega$. La forme la plus traditionnellement utilisée est la forme coaxiale, dans laquelle l'âme isolée collecte le faisceau d'électrons. Celle-ci est usinée de façon à recapturer au mieux les électrons secondaires émis. En effet si les électrons secondaires émis quittent la cible, le courant mesuré est plus faible que le courant réel. Afin de simplifier la réalisation, aucune électrode de polarisation servant à éviter complètement ce problème, n'a été utilisée. Une simulation faite avec le code EGS4 [158] montre que même avec une surface d'impact plane, l'erreur due aux électrons secondaires est inférieure à quelques pourcents. La figure 5.10 montre la cible de Faraday 1 située en voie directe (voir figure 5.12) dont la description est détaillée dans la référence [613].

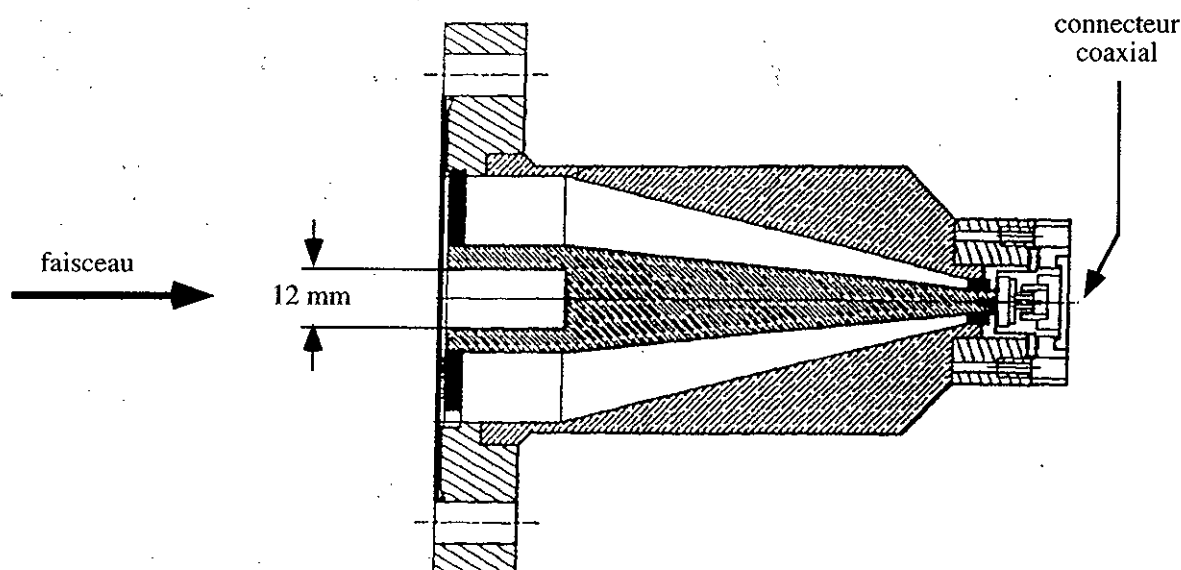


Figure 5.10: Cible de Faraday coaxiale

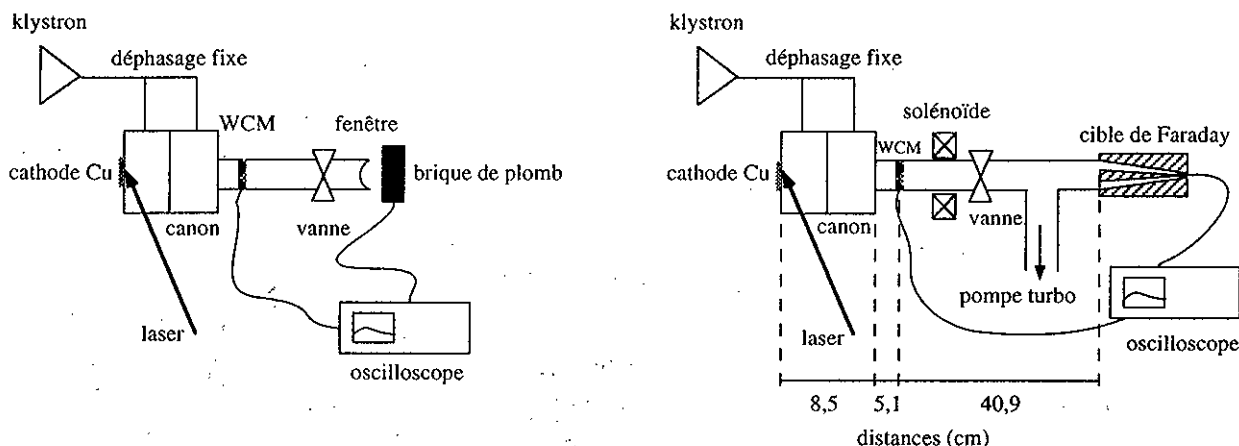
Le signal de la cible de Faraday est visualisé sur l'entrée $50\ \Omega$ d'un oscilloscope numérique TEKTRONIX TDS 520. La valeur de la charge est déduite directement de la valeur de l'intégrale du signal donnée par celui-ci. Le seuil de détection de ce système est de $20\ \text{pC}$, et il est donc parfois nécessaire d'utiliser un ou deux amplificateurs de gain 10. Un intégrateur a aussi été utilisé pour les expériences postérieures à février 95. Celui-ci donne une tension proportionnelle à la charge ($1,2\ \text{mV/pC}$) et peut donc détecter directement des charges de l'ordre du pC .

5.4.2 Conditions expérimentales

Les diverses mesures de courant d'obscurité ont été faites à différents moments et avec différentes dispositions des moyens de mesure décrits ci-dessus.

Lors du conditionnement HF et des toutes premières mesures de courant d'obscurité (mai - juillet 93), le dispositif utilisé comprenait seulement une brique de plomb isolée servant de cible de Faraday. Celle-ci était située en aval d'une fenêtre d'épaisseur $25\ \mu\text{m}$ (voir figure 5.11(a)).

Une fois terminée, la cible de Faraday coaxiale a été installée en remplacement de la fenêtre et de la brique de plomb. Cette deuxième configuration expérimentale (septembre - décembre 93), qui est aussi celle dans laquelle on a obtenu les premiers photo-électrons, est montrée sur la figure 5.11(b). Le solénoïde présent dans cette configuration n'a pu être utilisé qu'à partir de décembre.



(a) Mai-juillet 93

(b) Septembre-décembre 93

Figure 5.11: Dispositifs expérimentaux préliminaires

Les autres moyens de diagnostics (mesureurs d'énergie, de position, de durée d'impulsion, et de dimensions transverses) devant être installés, la configuration expérimentale a évolué à partir d'avril 94 vers la configuration définitive montrée sur la figure 5.12 et sur les photos 5.13 et 5.14. Jusqu'en juillet 95, l'écran Cerenkov n'était pas présent et la cible de Faraday 1 se situait donc juste derrière le dipôle. Pour donner une idée de l'échelle, on peut signaler que l'ensemble du canon et de la ligne d'analyse est installé sur un marbre optique de 3 mètres de long et 1,5 m de large, et que la distance entre la cathode et la cible de Faraday 1 est de 2 mètres.

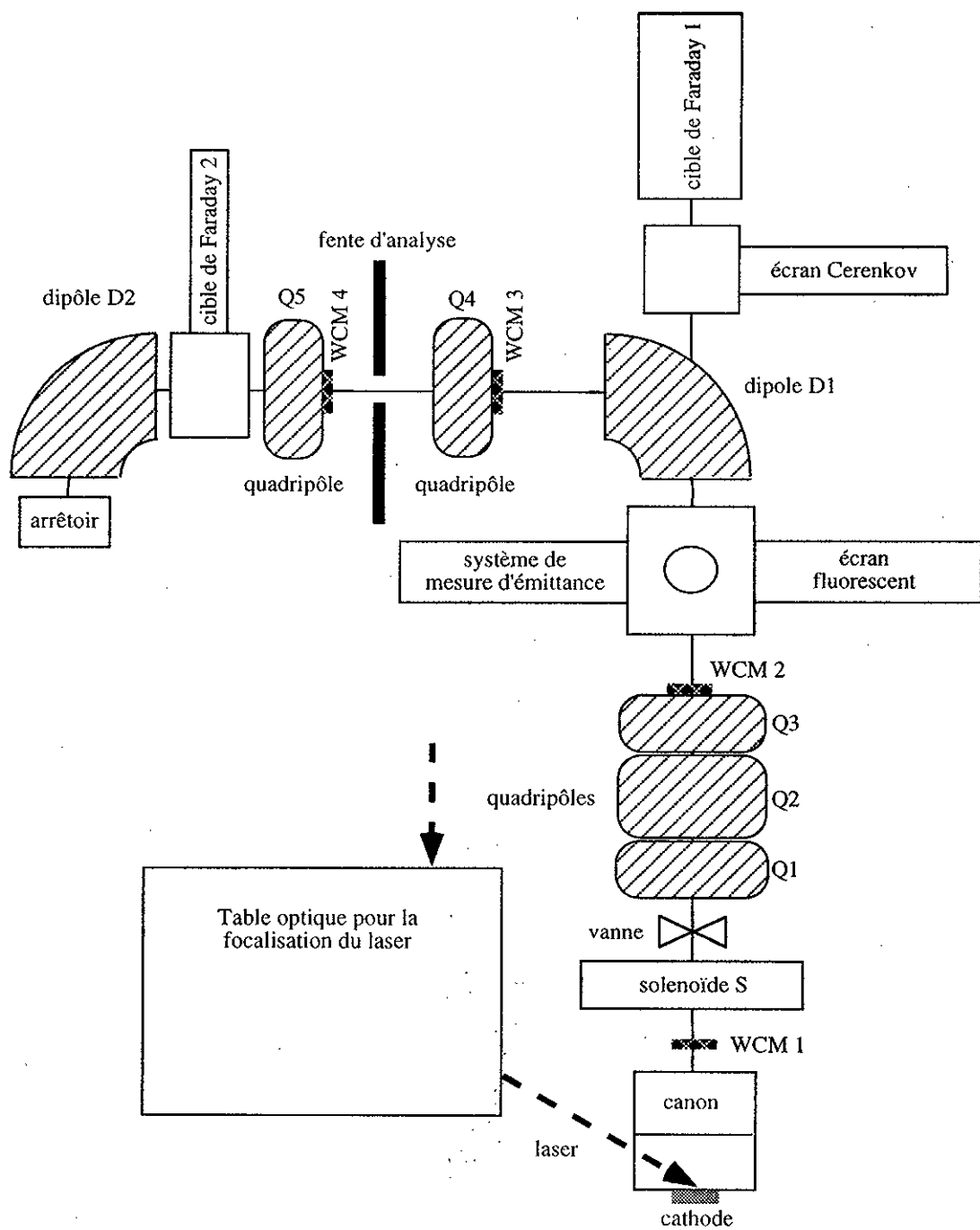


Figure 5.12: *Dispositif expérimental définitif*

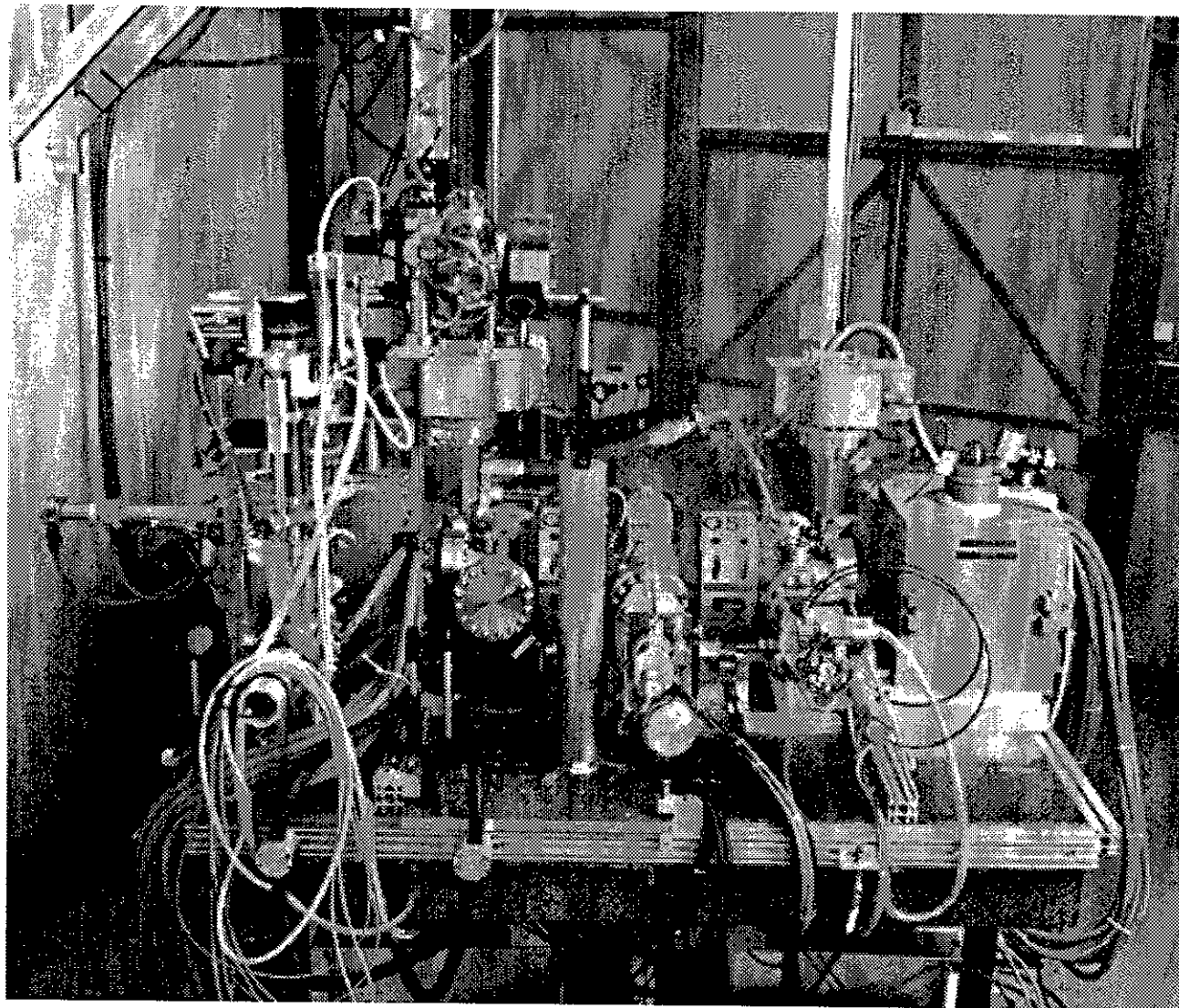


Figure 5.13: Photographie montrant une vue générale de la ligne d'analyse de faisceau

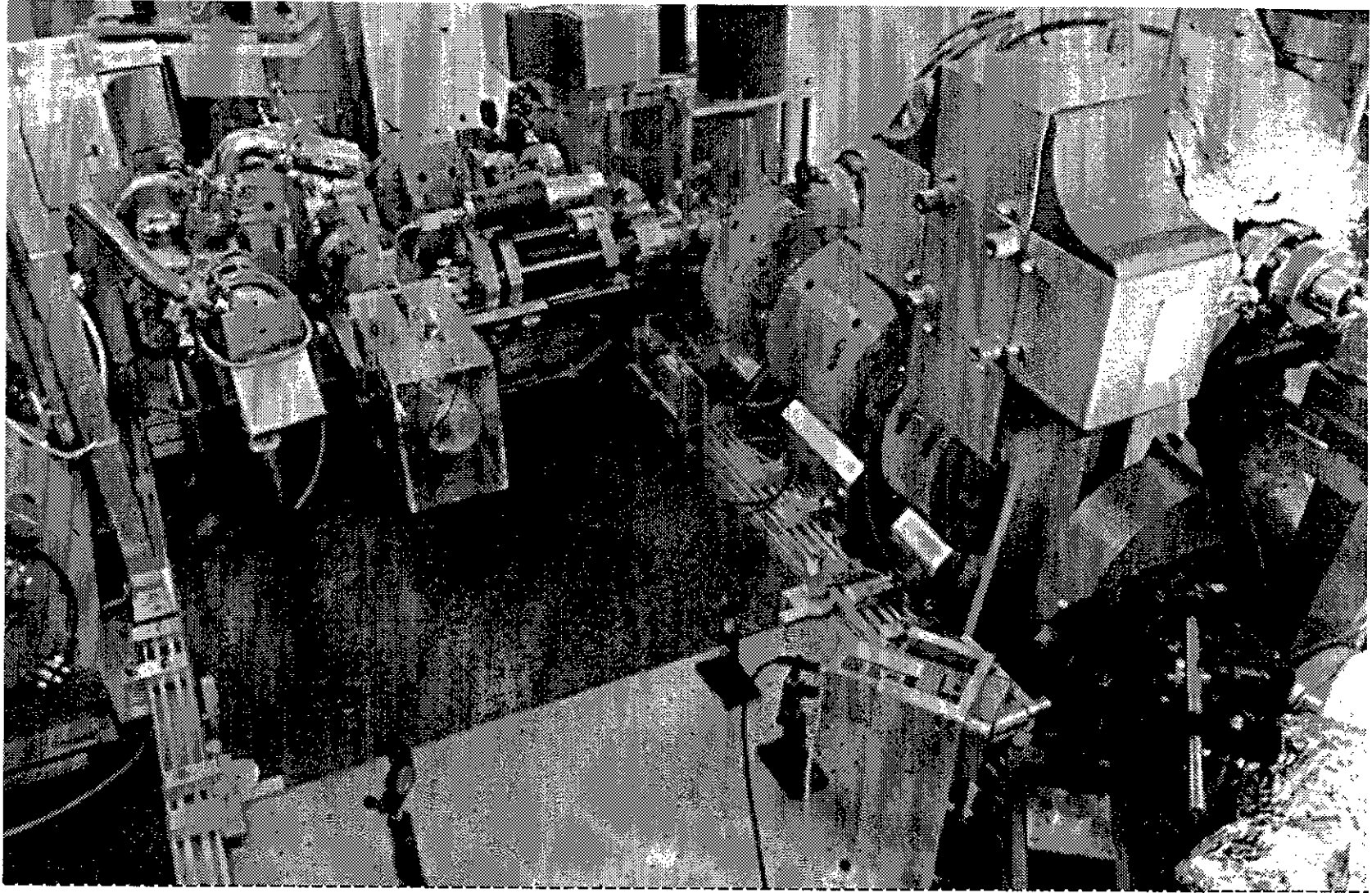


Figure 5.14: Photographie prise depuis le dessus du marbre montrant une vue rapprochée de la ligne d'analyse de faisceau

La conception de cette ligne d'analyse de faisceau ainsi que le choix des mesureurs sont développés dans les références [608, 610] et ne seront pas abordés ici. Les mesureurs non utilisés pour le courant d'obscurité seront décrits brièvement dans le chapitre 6. La conception des éléments magnétiques (solénoïde, dipôles, quadripôles), qui ont été dimensionnés pour une énergie maximale de 30 MeV en prévision du rajout éventuel d'une section accélératrice, est développée dans les références [630, 635], alors que les mesures magnétiques se trouvent dans les références [639, 640]. Le système de contrôle-commande servant à piloter à la fois ces éléments magnétiques, le modulateur, les divers mesureurs et le système de synchronisation général de la machine, repose sur le standard G64, et fonctionne sous le système d'exploitation OS9. L'architecture de ce système dont aucune description détaillée ne sera donnée ici, est décrite dans la référence [636].

5.4.3 Forme de l'impulsion et "beam loading"

La figure 5.15 montre un relevé du signal de la cible de Faraday correspondant au courant d'obscurité, pour une impulsion HF de $3,6 \mu s$. Afin de montrer l'évolution du courant d'obscurité durant l'impulsion HF, cette figure donne aussi le signal de la boucle HF dans la cellule 1. On note ainsi que le courant d'obscurité apparaît environ $0,4 \mu s$ après le début de l'impulsion HF, qu'il croît ensuite régulièrement jusqu'à atteindre son maximum au bout de $2,5 \mu s$ environ. Il se maintient ensuite et tombe à zéro en $0,4 \mu s$ lorsque l'impulsion est terminée. Au-delà de $2 \mu s$, la charge émise est donc une fonction linéaire de la durée d'impulsion.

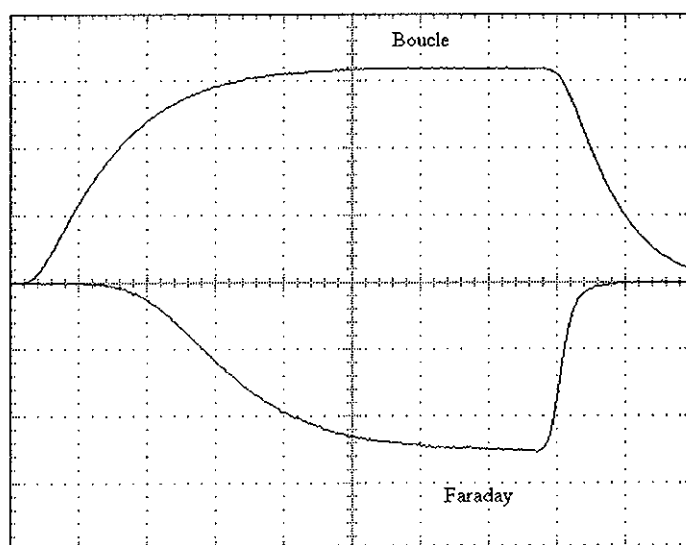
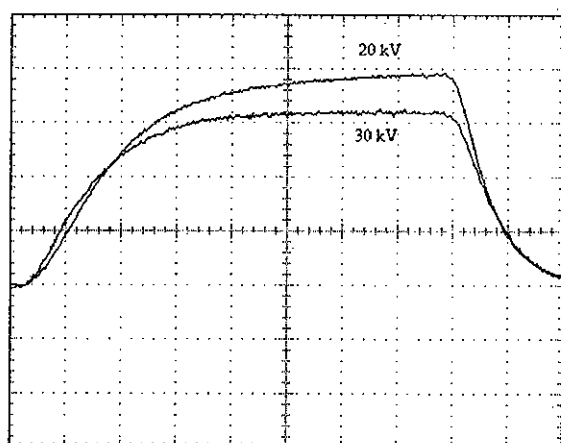


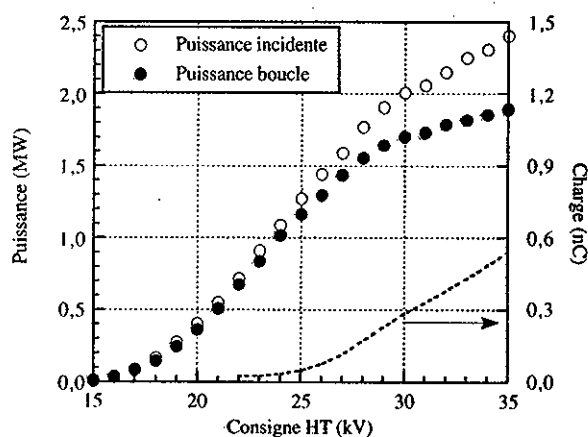
Figure 5.15: *Impulsion de courant d'obscurité (400 ns/carreau)*

La figure 5.16(a) montre la comparaison entre les signaux de boucle HF correspondant à une tension de consigne de 20 kV, pour laquelle le courant d'obscurité est inférieur au

seuil de détection, et une tension de 30 kV, pour laquelle la charge d'obscurité mesurée vaut environ 350 pC. On voit¹⁴ clairement qu'en l'absence de courant d'obscurité, la puissance continue à croître asymptotiquement durant toute l'impulsion vers sa valeur crête, alors qu'en présence du courant d'obscurité, la puissance est constante à partir de 1,6 μ s. Ceci traduit le "beam loading", c'est-à-dire le fait que le courant (celui qui est mesuré plus celui qui reste dans la cellule) absorbe de la puissance. Si le courant est plus important encore, on peut même observer une décroissance de la puissance en fin d'impulsion. Une autre manifestation de ce phénomène est montrée sur la figure 5.16(b), où l'on voit que la puissance incidente dans la cellule et la puissance mesurée avec la boucle commencent à différer avec l'apparition du courant d'obscurité.



(a) Signaux de boucle (400 ns/carreau)



(b) Puissance

Figure 5.16: Effets du "beam-loading" par le courant d'obscurité

A partir de cette mesure du "beam loading", on peut calculer grossièrement la charge présente dans la cavité, en écrivant que la puissance incidente manquante est égale à la puissance consommée par la charge contenue dans la cavité qu'on prend égale au produit de la tension d'accélération par le courant. On a donc la relation simple suivante:

$$Q_{\text{loading}} = \frac{(P_i - P_b) \tau}{U} \quad (5.12)$$

où τ est la largeur de l'impulsion, P_i est la puissance incidente, P_b la puissance réfléchie, U la tension produite par la cellule qui vaut $0,023 E_0$ pour la cellule 1 et $0,03 E_0$ pour la cellule 2¹⁵. Comme tous les électrons ne voient pas la tension d'accélération maximum, cette expression minimise la charge contenue dans la cavité.

¹⁴la légère différence sur la forme des signaux au début de l'impulsion est sans doute due à la non-linéarité de la diode de détection, puisque les signaux observés ne sont pas dans la même gamme d'amplitude.

¹⁵lorsque U est exprimée en MV/m et E_0 en MV/m.

Pour la mesure de décembre 93, avec la cathode en cuivre, ce calcul grossier donne une charge de 480 nC pour la cellule 1 à 91 MV/m (champ crête sur l'axe), et 300 nC pour la cellule 2 à 80 MV/m. En novembre 95 avec la cathode imprégnée, on obtient pour la cellule 1, 95 nC à 91 MV/m et 245 nC pour le champ maximum de 106 MV/m. Dans les deux cas, la charge extraite du canon est comparable et de l'ordre d'un nC. La charge importante qui reste dans la cavité correspond à des électrons arrachés des parois mais non capturés par l'onde HF. Pour un niveau de champ donné, il y a environ cinq fois plus de charge dans la cavité avec la cathode en cuivre que dans la cavité avec la cathode imprégnée. Ce rapport se retrouve aussi sur le courant mesuré à l'extérieur du canon.

Cette charge contenue dans les cellules constitue une limite au champ maximum qu'on peut atteindre. En effet, au-delà d'un certain niveau de champ, la puissance supplémentaire injectée dans la cavité sert à alimenter la charge qui apparaît du fait de l'émission de champ et du "multipactor". Du fait de la dépendance non-linéaire de cette charge avec le champ, le champ maximum atteint peut même décroître si l'on augmente encore la puissance, puisque la charge supplémentaire créée pendant le temps de montée charge encore plus la cavité et donc diminue le champ atteint. Ce type de limitation du gradient par "beam loading" a été observé en décembre 93 pour la cellule 2.

5.4.4 Mesures en fonction du champ de surface

5.4.4.1 CATHODE EN CUIVRE

La figure 5.17(a) montre les mesures de charge (intégrale du courant d'obscurité pendant la macro-impulsion valant ici $2 \mu\text{s}$) en fonction du champ de surface pour chaque cellule alimentée seule¹⁶. Pour la cellule 1, les mesures faites au début (30/6/93) n'ont pas la même allure que celles faites plus tard (17/12/93 et 1/6/94). On pourrait penser a priori qu'il s'agit d'un biais expérimental puisque ces mesures ont été faites dans les trois dispositions expérimentales décrites sur les figures 5.11(a), 5.11(b) et 5.12. Les conditions du 17/12/93 diffèrent principalement des conditions du 17/12/93 par l'absence de fenêtre et le rajout du solénoïde. Les conditions du 31/5/94 incluent en plus le transport magnétique.

Ce sont les dispositions expérimentales du 17/12/93 (figure 5.11(b)) qui sont les plus favorables pour collecter toute la charge émise (quelle que soit l'énergie), puisque la cible de Faraday est située assez près de la sortie du canon, qu'il n'y a pas de fenêtre qui la sépare de celui-ci, et que pour chaque valeur de la haute tension, le courant dans le solénoïde est optimisé pour focaliser le faisceau sur la cible. Partant de là, on peut faire le raisonnement suivant: les mesures du 17/12/93 et du 1/6/94 étant concordantes, on en conclut que la transmission de la ligne de transport magnétique est bonne dans toute la gamme d'énergie. Par conséquent les spectres en énergie mesurés dans les conditions de la figure 5.12 et présentés dans la section 5.5 sont fiables. Comme ceux-ci démontrent que pour des champs de surface supérieurs à 130 MV/m (tensions de consigne supérieures à 27 kV), il y a très peu d'électrons d'énergie inférieure à 1 MeV qui est la coupure

¹⁶30/6/93: atténuateur -3,23 V; 17/12/93: cellule 1, atténuateur -3 V, cellule 2, atténuateur -0,25 V; 1/6/94: atténuateur -2,993 V, déphaseur 1 V, courant dans les éléments magnétiques $S = 81 \text{ A}$, $Q1 = 1,6 \text{ A}$, $Q2 = -1 \text{ A}$, $Q3 = 1,2 \text{ A}$.

introduite par la fenêtre, on peut donc en conclure que pour des champs de surface supérieurs à 130 MV/m, tous les électrons émis traversent la fenêtre, et donc que les deux conditions expérimentales de la figure 5.11 sont équivalentes. Comme les différences sont observées pour des champs de surface supérieurs à 130 MV/m, il faut trouver une explication physique à celles-ci.

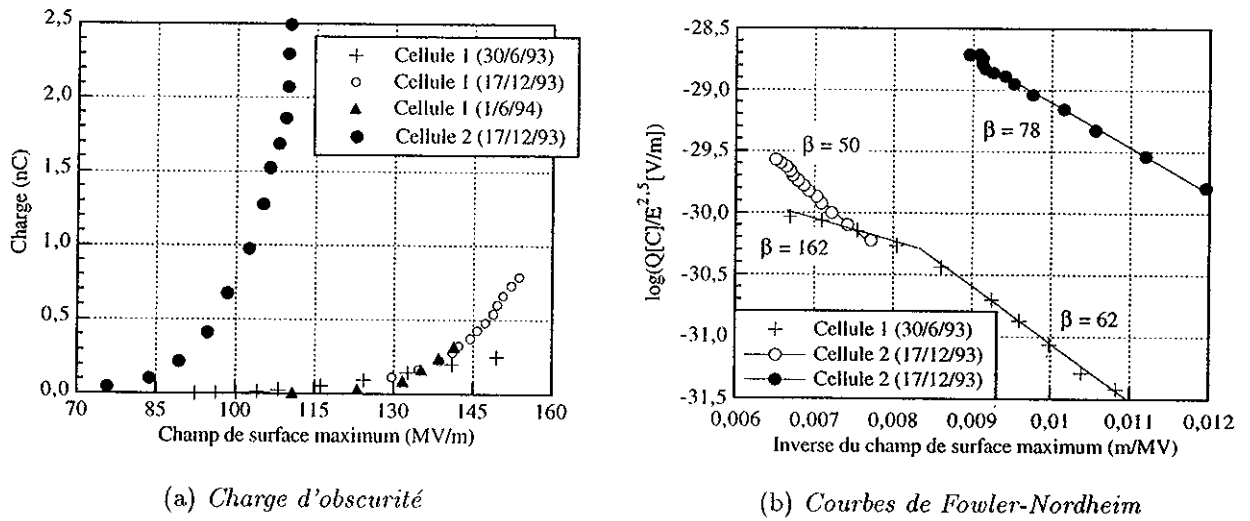


Figure 5.17: Cathode en cuivre: variation de la charge d'obscurité en fonction du champ appliqué, pour une macro-impulsion de 2 μ s

Ces différences sont mieux explicitées par la présentation des résultats sous la forme de Fowler-Nordheim. La figure 5.17(b) montre les courbes de Fowler-Nordheim correspondant aux mesures de la figure 5.17(a). On voit tout de suite que les résultats obtenus sur la cellule 1 le 30/6/93 ne suivent pas la loi d'émission de Fowler-Nordheim puisqu'il y a une cassure dans la pente de la courbe. Ce comportement a été maintes fois observé sur différents types de structures accélératrices [14, 351]. Dans la référence [14], Bienvenu avance que ceci est peut-être dû à un effet de charge d'espace: l'émission sur certains sites devenant tellement importante, elle diminue le champ électrique et s'oppose donc à l'émission de nouveaux électrons. Ce phénomène est comparable dans le principe à la charge limite qu'on peut extraire d'une photocathode présentée dans la section 2.4.5.

Si l'on suit cette interprétation, la différence entre les deux mesures faites sur la cellule 1 peut s'expliquer de la façon suivante: au début du conditionnement HF (30/6/93), la surface de la cellule présente des pointes fortement émettrices, qui lorsqu'on augmente le champ engendrent l'effet de charge d'espace décrit ci-dessus. Par contre, après plusieurs semaines de fonctionnement (17/12/93), les pointes les plus importantes ont été arrachées sous l'action du champ électrique. Les aspérités restantes sont moins pointues et l'émission n'atteint pas le régime de charge d'espace. La différence d'allure des courbes, est donc une manifestation du processus de conditionnement de la cellule.

Sur la figure 5.17(a) l'allure de la courbe obtenue pour la cellule 2 est significatif de la limitation du gradient par "beam loading" introduite plus haut.

Les courbes de Fowler-Nordheim mettent en jeu, comme il est habituel de le faire, le champ maximum de surface. On peut se demander si cette pratique qui se justifie dans les structures accélératrices classiques est valable pour la première cellule. En effet, les mesures de spectre présentées dans la section 5.5 montre que plus de 60 % du courant mesuré provient de la cathode. Celle-ci bien que ne voyant pas le champ maximum, a une position qui favorise la capture et l'accélération des électrons! Il semble donc plus logique dans ce cas particulier de tracer la courbe de Fowler-Nordheim en fonction du champ sur la cathode. L'allure de la courbe est exactement la même, mais les valeurs de β sont beaucoup plus élevées (voir tableau 5.3). Ceci signifie que la surface de la cathode est de moins bonne qualité que la surface de la cavité. Ceci est sans doute vrai car la cathode en cuivre étant provisoire, aucun soin particulier n'avait été pris pour son état de surface.

Tableau 5.3: Valeurs mesurées des facteurs β de renforcement de champ

	Cellule 1 cuivre 30/6/93	Cellule 1 cuivre 17/12/93	Cellule 1 imprégnée non régénérée	Cellule 1 imprégnée régénérée	Cellule 2
Cellule	62 et 162	50	43	50	78
Cathode	136 et 354	109	31	39	-

Les valeurs de β des cellules obtenues après conditionnement (entre 50 et 80) sont typiques des valeurs observées ailleurs qui varient entre 20 et 80 [10, 14]. Sur le premier canon HF du CTF, des valeurs plus élevées (114 et 170) avaient été obtenues, s'accompagnant d'un courant d'obscurité plus important (12 nC pour 2 μ s et 131 MV/m sur la surface) [351]. De même sur le canon de BNL, un β de 210 et une charge de 37,5 nC pour 2,5 μ s et 131 MV/m sont rapportés dans la référence [284]. Par rapport à CANDELA, ces valeurs beaucoup plus élevées du courant d'obscurité (environ un ordre de grandeur) ne sont pas totalement expliquées par les valeurs plus élevées de β traduisant un plus mauvais état de surface. Elles sont principalement dues au fait que le courant provenant essentiellement de la cathode, il ne faut pas comparer le courant émis à champs de surface égaux, mais à champs sur la cathode égaux. Pour un champ sur la cathode de 70 MV/m, correspondant à un champ de surface de 95 MV/m, la référence [351] donne une charge de 1,5 nC pour une impulsion de 2 μ s. Pour le même champ sur la cathode, correspondant à un champ de surface de 153 MV/m, la première cellule de CANDELA donne une charge de 0,8 nC, qui est certes plus faible mais du même ordre de grandeur. Toutefois, pour des champs crêtes sur l'axe égaux, CANDELA ayant des champs sur la cathode plus faible, le courant d'obscurité sera environ 10 fois plus faible sur CANDELA, ce qui constitue un avantage.

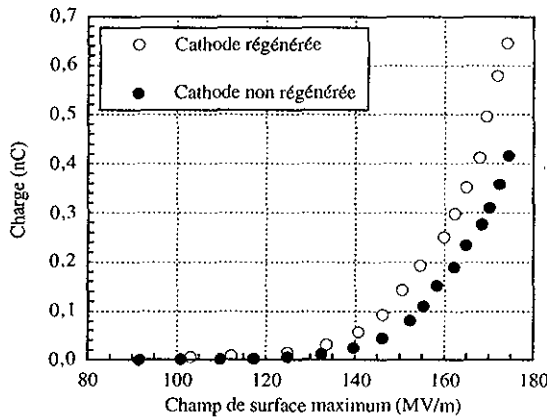
5.4.4.2 CATHODE IMPRÉGNÉE

La figure 5.18(a) montre les mesures similaires effectuées sur la première cellule avec la cathode imprégnée, dans les dispositions expérimentales¹⁷ de la figure 5.12. Les mesures

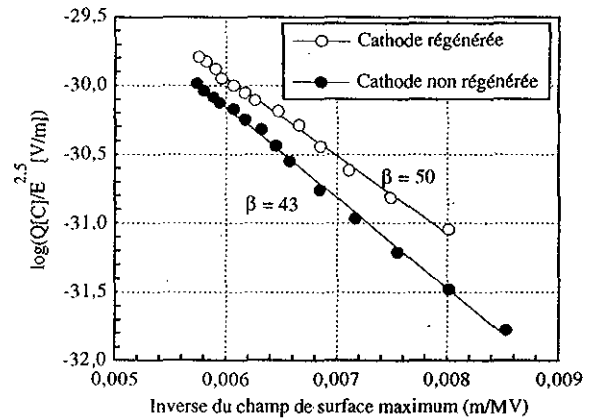
¹⁷durée d'impulsion 2 μ s, atténuateur -3,2 V, déphaseur 1 V, courant dans les éléments magnétiques S = 84 A, Q1 = 0,5 A, Q2 = -0,7 A, Q3 = 0,9 A.

ont été faites pour la cathode non régénérée à la température ambiante et pour la cathode régénérée avec assistance thermique, ce qui correspond aux conditions normales d'utilisation. Les résultats sont comparables et les valeurs du facteur de renforcement de champ sur la surface de la cellule sont identiques à celles déduites des mesures avec la cathode en cuivre. Les valeurs pour la cathode sont par contre beaucoup plus faibles qu'avec la cathode en cuivre¹⁸, ce qui signifie que cette cathode présente un meilleur état de surface. Ceci peut aussi expliquer partiellement, pourquoi le "beam loading" est plus faible dans le cas de la cathode imprégnée.

La charge totale obtenue pendant une macro-impulsion, de l'ordre d'un nC est comparable à la charge qu'on souhaite extraire avec le faisceau laser. Il faut cependant noter que durant une macro-impulsion de 2 μ s, il y a environ 6000 micro-impulsions dans le courant d'obscurité. La charge correspondant au faisceau laser étant contenue dans une seule impulsion, il y a donc en réalité trois à quatre ordres de grandeur d'écart entre les deux types de courant, lorsqu'on regarde à l'échelle de la nanoseconde.



(a) Charge d'obscurité



(b) Courbes de Fowler-Nordheim

Figure 5.18: Cathode imprégnée: variation de la charge d'obscurité en fonction du champ appliqué, pour une macro-impulsion de 2 μ s

5.4.5 Mesures en fonction du déphasage entre les cellules

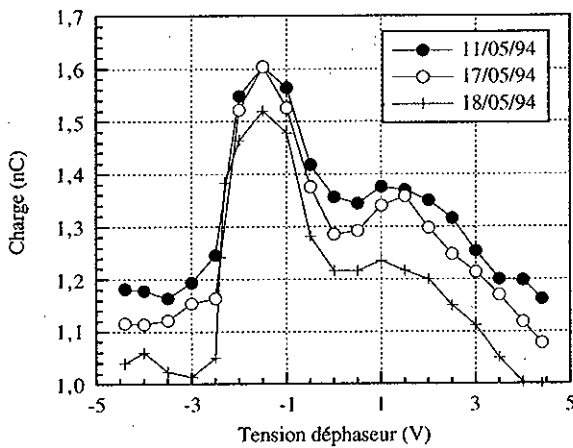
La figure 5.17(a) montre la charge mesurée sur chaque cellule alimentée seule. Lorsque les deux cellules sont alimentées, le courant d'obscurité total n'est pas égal à la somme des courants d'obscurité de chaque cellule. En effet, les électrons émis par la première cellule peuvent être soit accélérés, soit décélérés par la deuxième cellule suivant la valeur du déphasage de celle-ci. De plus certains électrons émis par la deuxième cellule peuvent être accélérés en direction de la première, qui suivant la phase, peut elle aussi les accélérer.

¹⁸la valeur du travail de sortie à utiliser dans l'équation de Fowler-Nordheim est égale à 2,3 eV dans ce cas.

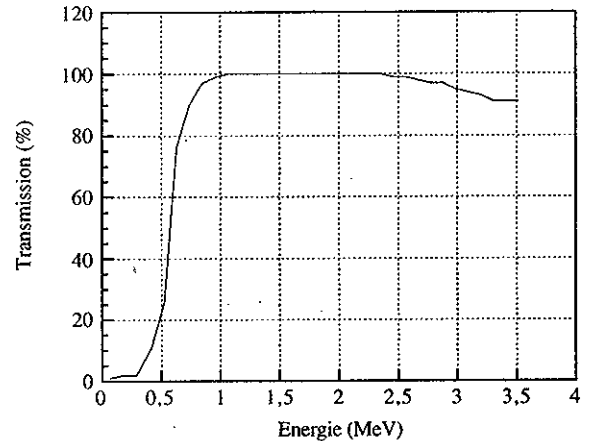
Ces électrons vont alors frapper la cathode avec une grande énergie, et entraîner à leur tour un courant d'obscurité par rétrodiffusion ou émission secondaire.

Le courant d'obscurité total est donc une fonction complexe du courant d'obscurité de chaque cellule, et il est difficile d'expliquer l'allure de la courbe obtenue. Trois mesures du courant d'obscurité total en fonction du déphasage sont présentées sur la figure 5.19(a). Celles-ci ont été réalisées dans les dispositions expérimentales de la figure 5.12 en maintenant une focalisation magnétique constante pour toutes les valeurs du déphasage¹⁹. La figure 5.19(b) montre la transmission de la ligne de transport magnétique simulée par PARMELA de la façon décrite dans la section 5.2.2. On constate que pour des énergies supérieures à 0,5 MeV, la transmission est quasiment totale. On peut donc affirmer que les variations du courant d'obscurité mesurées en fonction du déphasage, sont effectives et ne sont pas dues à un biais expérimental.

Le fait qu'entre les différentes mesures, le courant diminue montre que le canon continue à se former, même longtemps après la fin du conditionnement HF.



(a) Charge en fonction du déphasage



(b) Transmission

Figure 5.19: Charge totale mesurée sur la cible de Faraday en fonction de la tension du déphaseur et transmission de la ligne de transport simulée par PARMELA

5.4.6 Stabilité dans le temps

5.4.6.1 CATHODE EN CUIVRE

Les résultats de la figure 5.19(a) ayant montré que le courant d'obscurité avait tendance à diminuer avec le temps, il est intéressant de suivre la variation de celui-ci sur une période assez longue. Celle-ci est montrée sur la figure 5.20, sur une période de 180 minutes, tous

¹⁹durée d'impulsion 2,5 μ s, atténuateur -1,42 V, consigne HT 37 kV, ($E_{01} = 56,7$ MV/m, $E_{02} = 65$ MV/m), courant dans les éléments magnétiques S = 81 A, Q1 = 1,6 A, Q2 = -1 A, Q3 = 1,2 A.

les paramètres du canon étant constants²⁰. On peut remarquer que le courant d'obscurité, bien que présentant une légère tendance à la baisse ne suit pas une évolution régulière. En effet, des petits claquages peuvent provoquer l'apparition de nouvelles protusions et donc une augmentation soudaine du courant. Ces protusions sont ensuite érodées en s'accompagnant d'une diminution du courant.

Cependant, le courant d'obscurité semble "reproductible" d'un jour sur l'autre, comme le montre les valeurs mesurées pendant 30 minutes, le lendemain du relevé précédent (voir figure 5.20).

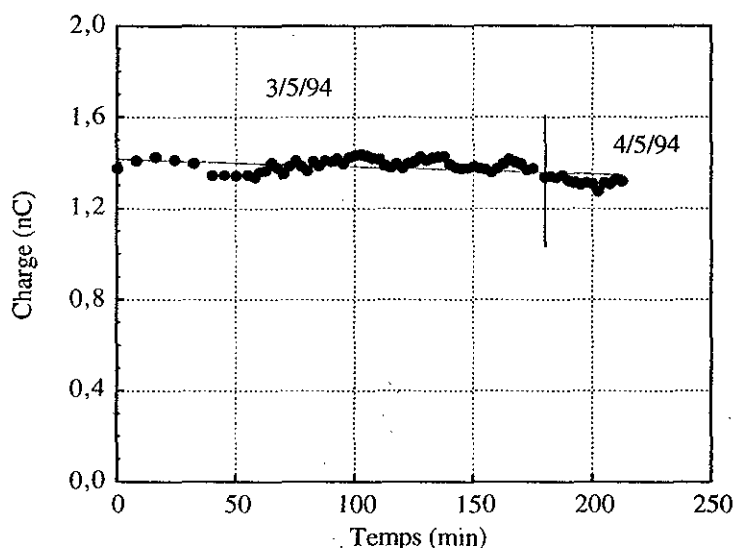


Figure 5.20: Variation du courant d'obscurité en fonction du temps pour une cathode en cuivre

5.4.6.2 CATHODE IMPRÉGNÉE

Pour la cathode imprégnée, la situation est un peu différente. En effet, comme celle-ci doit être régénérée périodiquement, on observe d'une fois sur l'autre de légères variations sur la valeur du courant d'obscurité. Aucune étude systématique n'a été faite pour expliquer l'origine de ces variations. Lorsqu'on fait travailler la cavité après régénération de la cathode, on observe une décroissance du courant avec le temps, mais celle-ci n'a pas non plus été étudiée en détail.

²⁰durée d'impulsion 2,5 μ s, atténuateur -1,42 V, consigne HT 37 kV ($E_{01} = 56,7$ MV/m, $E_{02} = 65$ MV/m), pas de déphaseur, courant dans les éléments magnétiques S = 81 A, Q1 = 1,6 A, Q2 = -1 A, Q3 = 1,2 A.

5.5 Mesure du spectre en énergie du courant d'obscurité

L'autre caractéristique importante du courant d'obscurité est son spectre en énergie. Avant de présenter les résultats concernant ces mesures, la méthode de mesure et le dispositif expérimental sont décrits.

5.5.1 Description de la méthode

On considère un aimant dipolaire secteur à 90° , de longueur L_d , produisant un champ magnétique tel qu'un électron d'énergie U_0 entre et sort sur l'orbite de référence (voir figure 5.21). Un électron ayant une énergie $U_0(1 + \delta)$ pénétrant avec une divergence nulle sur la trajectoire de référence de ce dipôle, se retrouve après un espace de glissement L_g , décalé par rapport à la référence de la quantité Δx qui vaut:

$$\Delta x = \left(L_g + \frac{2L_d}{\pi} \right) \delta \quad (5.13)$$

Cette équation montre que des électrons ayant des énergies différentes, ont après le dipôle des trajectoires différentes. Pour mesurer la dispersion en énergie, on dispose alors de deux méthodes différentes:

1. méthode de la fente fixe: on place après l'espace de glissement, une fente d'analyse fixe de largeur $2X$ centrée autour de la trajectoire de référence, qui ne laisse passer que les électrons ayant une trajectoire décalée d'une valeur Δx inférieure à X , c'est-à-dire ayant une dispersion en énergie relative δ inférieure en valeur absolue à $\Delta U_X = X(L_g + \frac{2L_d}{\pi})^{-1}$. Une cible de Faraday placée derrière la fente, permet alors de mesurer la charge ayant une énergie comprise entre $U_0(1 - \Delta U_X)$ et $U_0(1 + \Delta U_X)$. En variant l'énergie du dipôle par pas égaux à $2U_0\Delta U_X$, on peut donc reconstituer le spectre en énergie du faisceau incident avec une résolution égale à $2\Delta U_X$, si la dimension transverse du faisceau est inférieure à $2\Delta U_X$.
2. méthode de la fente mobile: on place après l'espace de glissement une fente d'analyse mobile de largeur $2X$, suivie d'une cible de Faraday. Si la dispersion en énergie du faisceau est inférieure à l'acceptance en énergie du dipôle et de l'espace de glissement notée ΔU_d , il suffit alors pour la mesurer de déplacer la fente suivant l'axe des x . L'acceptance ΔU_d limitée par la chambre à vide qui a une dimension transverse totale de $2A_d = 60$ mm, vaut²¹:

$$\Delta U_d = \pm \left(L_g + \frac{2L_d}{\pi} \right)^{-1} A_d = \pm 5\% \quad (5.14)$$

Le courant d'obscurité ayant une dispersion en énergie très supérieure à l'acceptance du dipôle, c'est la méthode de la fente fixe qui est utilisée.

²¹ $L_d = 0,223$ m, $L_g = 0,458$ m.

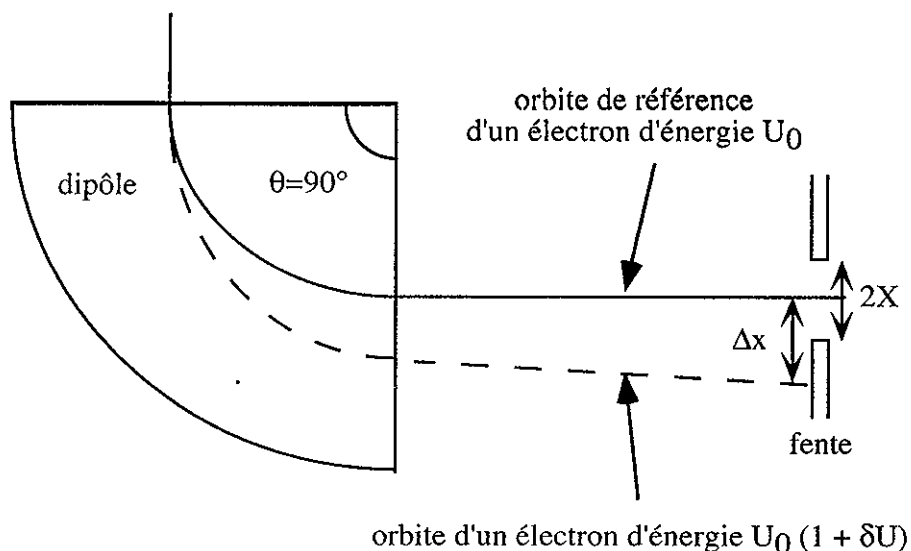


Figure 5.21: *Schéma de principe de la mesure de dispersion en énergie*

5.5.2 Conditions expérimentales

La fente d'analyse est constituée de deux mors mobiles en tungstène d'épaisseur 3 mm, suffisante pour stopper des électrons d'énergie inférieure à 5 MeV [614]. Les mors sont isolés, et jouent donc le rôle de cible de Faraday (non adaptée), permettant ainsi de mesurer le courant en dehors de la bande d'énergie sélectionnée (voir figure 5.22). Ceux-ci sont motorisés de façon indépendante, si bien qu'on peut choisir l'ouverture de la fente et déplacer celle-ci dans la chambre à vide. Derrière les mors, on loge une cible de Faraday coaxiale rétractable. L'implantation de ces éléments sur la ligne est montrée sur la figure 5.12. Malheureusement, la cible n'était pas disponible lors des mesures de spectre faites en mai 1994. Comme les mors sont isolés, on peut tout de même se débrouiller et l'on dispose alors de deux méthodes:

1. méthode de la "fente fermée": un des deux mors est inséré dans la chambre à vide de façon à arrêter la totalité du faisceau. Ceci revient à prendre une fente égale à l'acceptance ΔU_d , et permet de réaliser rapidement un spectre grossier.
2. méthode de la "fente ouverte": on mesure d'abord la charge reçue sur un mors quand celui-ci occulte toute la chambre, puis on ouvre une fente de quelques millimètres sur l'axe de la ligne de transport et on relève la charge collectée sur chaque mors. Par différence entre la charge collectée mors fermé et mors ouverts, on obtient le nombre d'électrons qui passent à travers la fente. Cette mesure est donc en principe équivalente à celle qu'on obtiendrait avec la cible de Faraday. Elle est toutefois moins précise puisque le résultat est obtenu par différence entre deux signaux faibles fluctuants légèrement dans le temps. La fente utilisée est choisie égale à 6 mm, ce

qui correspond à une résolution de $\pm 0,5 \%$.

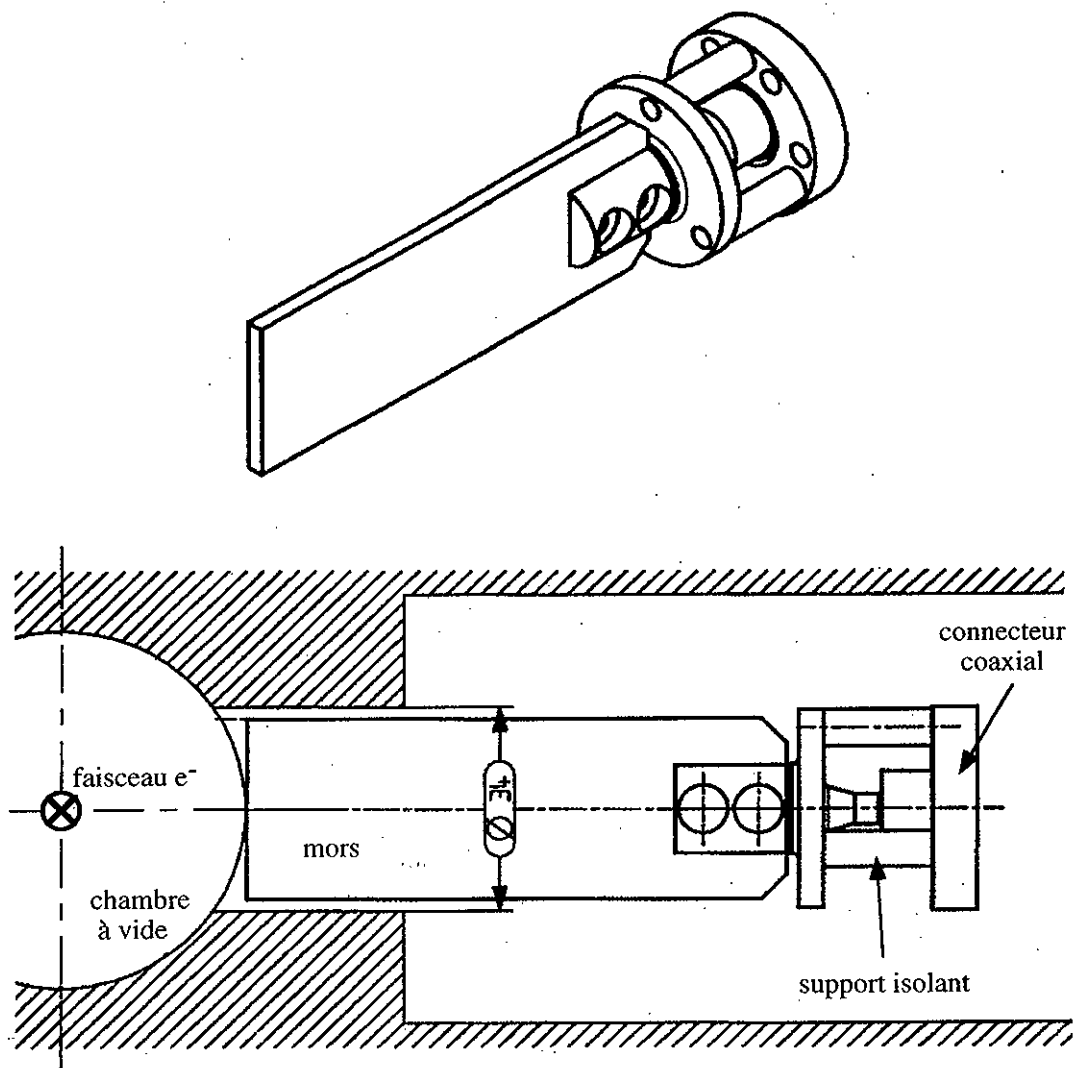


Figure 5.22: Détail du mors de la fente d'analyse

Avant d'arriver au dipôle le faisceau doit être transporté dans le canal magnétique constitué par le solénoïde et les trois quadripôles Q_1 , Q_2 et Q_3 (voir figure 5.12). On optimise alors la focalisation pour la partie haute énergie du spectre, et on maintient ensuite cette focalisation durant tout le balayage en énergie du dipôle. Comme pour les mesures de charge décrites précédemment, on vérifie avec PARMELA que la transmission du transport magnétique utilisé est bonne.

5.5.3 Cellule 1 alimentée seule

La figure 5.23(a) montre trois spectres correspondant à trois valeurs de la tension HT de consigne²². Ces spectres ont été obtenus avec la méthode de la "fente fermée".

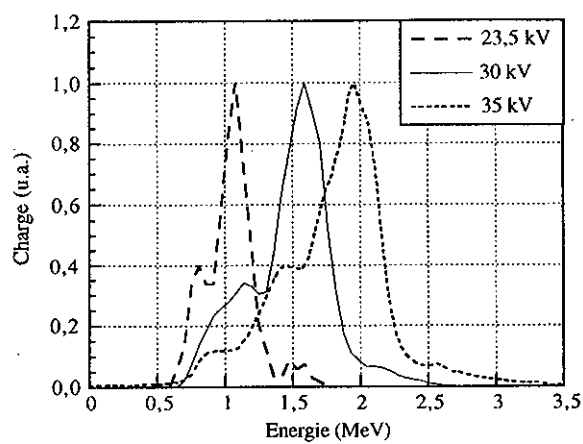
L'interprétation de la forme du spectre n'est pas évidente a priori. Pour essayer de comprendre, une simulation est faite avec PARMELA suivant la méthode décrite section 5.2.2. Le spectre ainsi obtenu est montré sur la figure 5.23(b). On note que le pic d'énergie maximum correspond au pic principal du spectre mesuré. Le tableau 5.4 indique que ceci est vrai aussi pour les autres valeurs de la tension de consigne HT. Il faut maintenant expliquer la queue à plus haute énergie observée sur le spectre mesuré. Son énergie étant nettement supérieure à l'énergie maximum que peut fournir le canon à ce niveau de puissance, il s'agit donc d'électrons ayant subi plus d'un passage dans la cellule. La figure 5.24(a) montre le résultat d'une simulation faite avec le code TW-TRAJ, sur laquelle on voit que des électrons émis par le nez sont accélérés en direction de la cathode. Certains de ces électrons sont alors rétrodiffusés et suivant les conditions de phase peuvent de nouveau être accélérés. L'énergie maximale acquise est alors égale à deux fois l'énergie des électrons directement émis par la cathode. Le tableau 5.4 montre que l'énergie maximum mesurée est bien inférieure à deux fois l'énergie du pic simulé. Le premier pic qui apparaît sur le spectre mesuré n'est pas très bien expliqué mais pourrait provenir d'électrons émis par le nez aval à une phase telle qu'ils n'ont pas acquis assez d'énergie pour atteindre la cathode, et qui sont alors accélérés vers la sortie du canon lorsque le champ change de signe.

Tableau 5.4: Comparaisons mesures-simulations du spectre en énergie

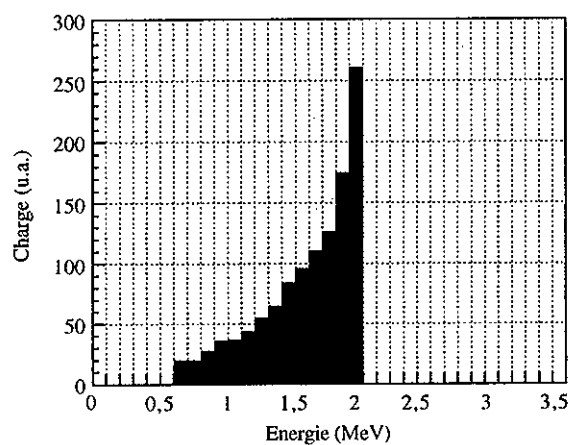
Consigne HT kV	Pic mesure	Pic simulation	Energie max. mesure	2 × Energie pic simulation
23,5	1,1	1,2	1,8	2,4
30	1,6	1,7	2,7	3,4
35	1,9	2,0	3,4	3,8

La figure 5.23(c) montre la comparaison entre les spectres mesurés avec la méthode de la "fente fermée" et ceux mesurés avec la méthode de la "fente ouverte". On peut voir comme on s'y attend, que la résolution supérieure de la méthode avec la "fente ouverte" permet de distinguer des détails dans le spectre qu'il fallait deviner sur celui obtenu "fente fermée". Il apparaît en particulier un autre pic vers 1,7 MeV pour lequel nous n'avons pas trouvé d'explication simple.

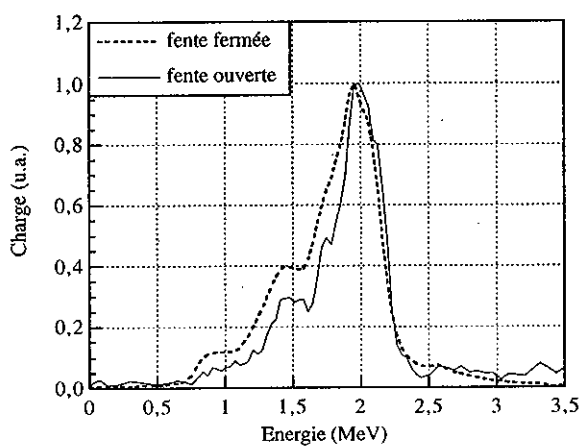
²²durée d'impulsion 2,5 μ s, atténuateur -3 V, consigne HT 23,5 kV \equiv 0,8 MW ($E_{01} = 59,2$ MV/m, $E_{02} = 6,1$ MV/m), 30 kV \equiv 1,48 MW ($E_{01} = 80,2$ MV/m, $E_{02} = 8,2$ MV/m), 35 kV \equiv 1,75 MW ($E_{01} = 87,2$ MV/m, $E_{02} = 9,5$ MV/m), déphaseur 1 V, courant dans les éléments magnétiques S = 81 A, Q1 = 1,6 A, Q2 = -1 A, Q3 = 1,2 A.



(a) Mesures



(b) Simulation pour 35 kV



(c) Comparaison des deux méthodes de mesure pour 35 kV

Figure 5.23: Spectre en énergie de la cellule 1

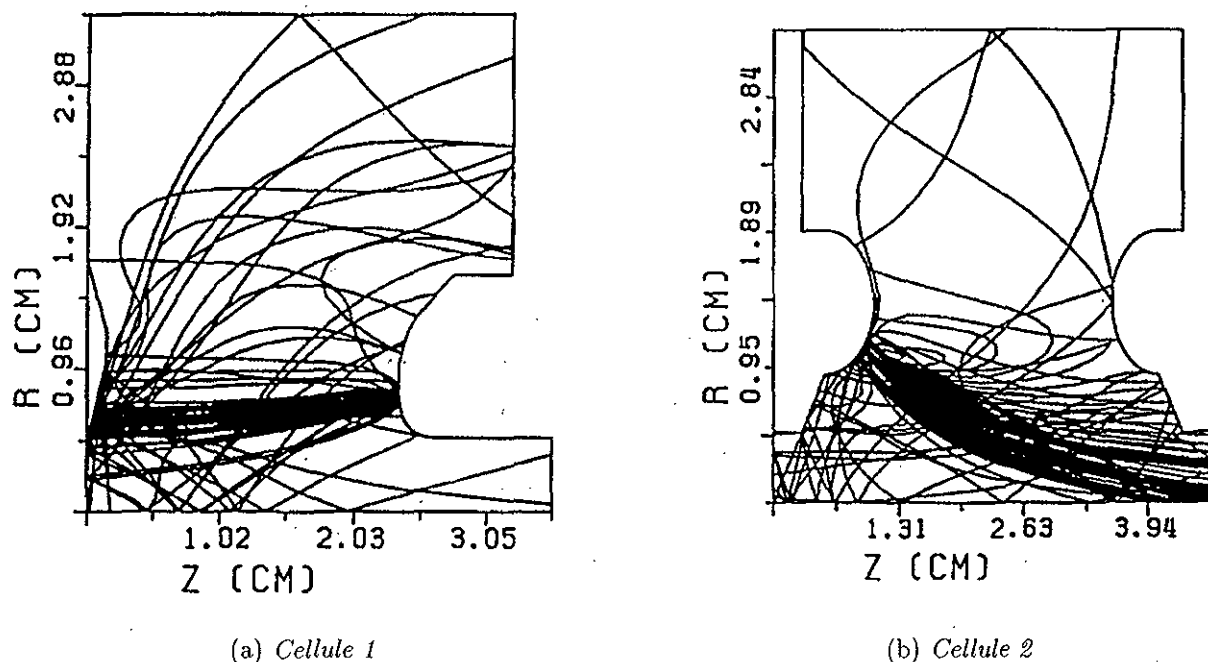


Figure 5.24: Simulations avec le code TW-TRAJ

5.5.4 Cellule 2 alimentée seule

La figure 5.25 montre les spectres "fente ouverte" et "fente fermée" mesurés lorsque la cellule 2 est alimentée seule²³. Pour cette cellule, on ne peut pas faire de simulations avec PARMELA. La figure 5.24(b) montre que les électrons émis par le nez amont de la cellule sont facilement capturés, et doivent donc correspondre au pic principal, les électrons de la queue à haute énergie étant émis par le nez aval, accélérés puis rétrodiffusés par le nez amont et accélérés à nouveau. Comme pour la cellule 1, le spectre "fente ouverte" montre plus de détails que le spectre "fente fermée".

5.5.5 Cellules 1 et 2 alimentées

De même que la charge, le spectre du courant d'obscurité dépend fortement du déphasage entre les cellules. La figure 5.26(a) montre trois spectres obtenus avec la méthode de la "fente fermée", pour trois valeurs du déphasage²⁴. La figure 5.26(b) montre deux spectres faits pour des valeurs de consigne HT différentes²⁵.

²³durée d'impulsion 2,5 μ s, atténuateur -0,3 V, consigne HT 36 kV ($E_{01} = 7,4$ MV/m, $E_{02} = 74$ MV/m), déphaseur 1 V, courant dans les éléments magnétiques S = 81 A, Q1 = 1,6 A, Q2 = -1 A, Q3 = 1,2 A.

²⁴durée d'impulsion 2,5 μ s, atténuateur -1,42 V, consigne HT 37 kV ($E_{01} = 56,7$ MV/m, $E_{02} = 65$ MV/m), courant dans les éléments magnétiques S = 81 A, Q1 = 1,6 A, Q2 = -1 A, Q3 = 1,2 A.

²⁵tension atténuateur -1,3 V, consigne HT 31 kV ($E_{01} = 47,5$ MV/m, $E_{02} = 60$ MV/m), courant dans les éléments magnétiques S = 83 A, Q1 = 1,5 A, Q2 = -1 A, Q3 = 1,4 A. Le spectre à 37 kV est le même que celui de la figure 5.26(a).

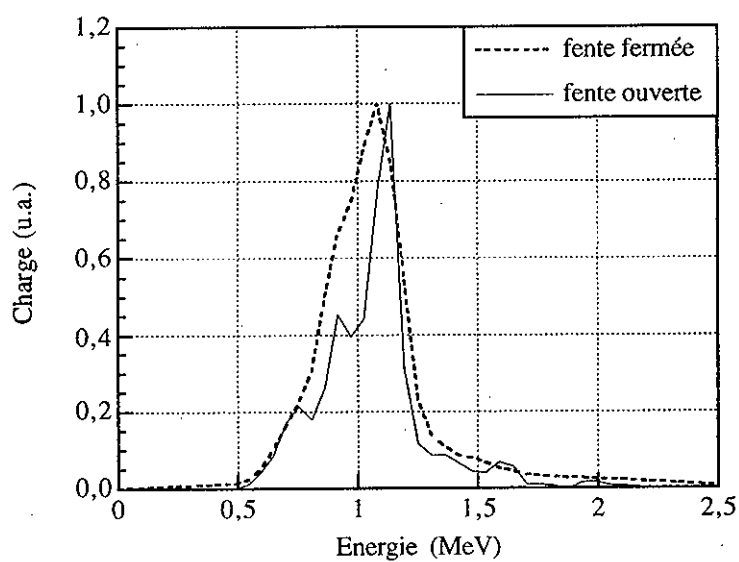
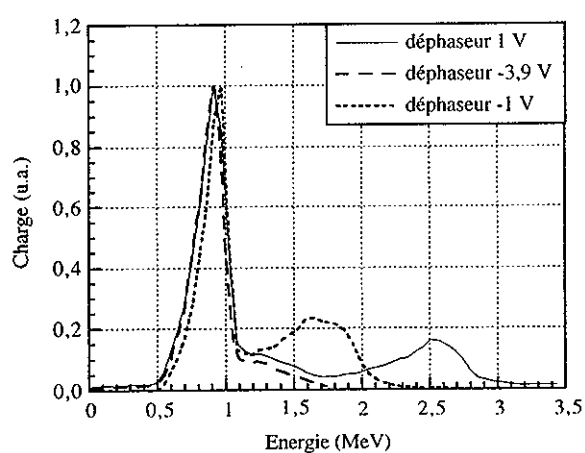
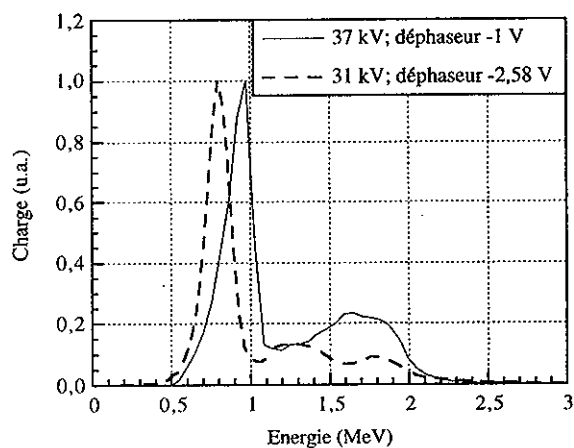


Figure 5.25: *Spectre en énergie de la cellule 2 alimentée seule*



(a)



(b)

Figure 5.26: *Spectre en énergie des deux cellules*

L'interprétation de ces spectres est encore plus difficile que pour une cellule seule. Le premier pic qui est aussi le plus important, ne dépend pas du déphasage, mais par contre dépend de la puissance. Il s'agit donc d'électrons émis par la deuxième cellule. Trois autres arguments soutiennent cette hypothèse: l'allure de ce pic est très proche du spectre de la cellule 2 mesurée seule (voir figure 5.25), sa largeur (environ 0,3 MeV) est la même que celle du pic de la cellule 2 seule, et la figure 5.17(a) montre que la charge produite par la cellule 2 étant très supérieure à celle produite par la cellule 1, le pic principal du spectre doit correspondre à des électrons émis par la cellule 2.

L'autre pic qui n'existe pas pour certaines valeurs de phase et dont l'énergie dépend de la phase, correspond probablement au pic principal de la première cellule. Par exemple pour la tension du déphaseur égale à 1 V, qui donne l'énergie maximum, les électrons du pic principal de la première cellule, qui d'après la figure 5.23(a) ont une énergie comprise entre 1 et 1,5 MeV pour un gradient équivalent aux conditions de la figure 5.26(a), arrivent à la bonne phase pour être complètement accélérés par la deuxième cellule. Ils acquièrent alors une énergie valant grossièrement la valeur du pic du spectre de la figure 5.25, soit entre 1 et 1,5 MeV, ce qui donne une énergie comprise entre 2 et 3 MeV, qui correspond bien au deuxième pic observé.

5.5.6 Etalonnage du déphaseur

Ces mesures de spectre en fonction du déphasage entre les cellules permettent "d'étalonner" le déphaseur, c'est-à-dire de trouver la correspondance entre la tension relue sur le potentiomètre et la phase ϕ_{12} utilisée pour les simulations avec PARMELA. En effet, les électrons étant relativistes à la sortie de la première cellule, le gain d'énergie dans la deuxième cellule, se calcule facilement et vaut:

$$\Delta U_2 = \frac{eE_0\lambda_{hf}}{4} \cos(\phi_1 + \frac{\pi}{2} + \phi_{12}) \quad (5.15)$$

où ϕ_1 est la phase²⁶ lorsque l'électron arrive dans la cellule 2. Le modèle de Kim a montré que lorsque l'énergie maximum est atteinte, $\phi_1 \simeq \pi/2$. Le gain d'énergie total est alors proportionnel à $\cos(\phi_{12} + \pi)$, et l'énergie maximum est atteinte pour $\phi_{12} = \pi$. La figure 5.27 montre la courbe expérimentale de l'énergie maximum²⁷ en fonction du déphasage, pour une tension d'atténuateur de -1,42 V. Cette courbe lissée par une fonction cosinusoidale permet de déduire²⁸ la relation entre ϕ_{12} et la tension du déphaseur notée V_{12}^d :

$$\phi_{12}[\text{degré}] = 145 + 41,9 V_{12}^d[\text{V}] \quad (5.16)$$

Les imperfections sur l'atténuateur introduisent aussi un léger déphasage dépendant de sa position. Celui-ci a été mesuré à bas niveau en l'absence du déphaseur [652]. En linéarisant les courbes mesurées, et en ajoutant une constante pour retrouver le déphasage de l'équation 5.16 pour une tension d'atténuateur V_{12}^a de -1,42 V, on obtient l'expression

²⁶définie par la relation 2.2.

²⁷consigne HT 37 kV.

²⁸en sachant d'après les mesures à bas niveau que 360° correspondent à 8,6 V.

générale du déphasage:

$$\phi_{12}[\text{degré}] = 198,1 + 41,9 V_{12}^d[\text{V}] + 5 V_{12}^a[\text{V}] \quad (5.17)$$

Vu la forme des spectres du courant d'obscurité, il est assez difficile de déterminer précisément l'énergie maximale, ce qui entache la relation 5.16 d'une certaine incertitude. La même mesure faite avec le faisceau de photo-électrons dont le spectre en énergie est mieux défini, devrait affiner la précision de cette calibration.

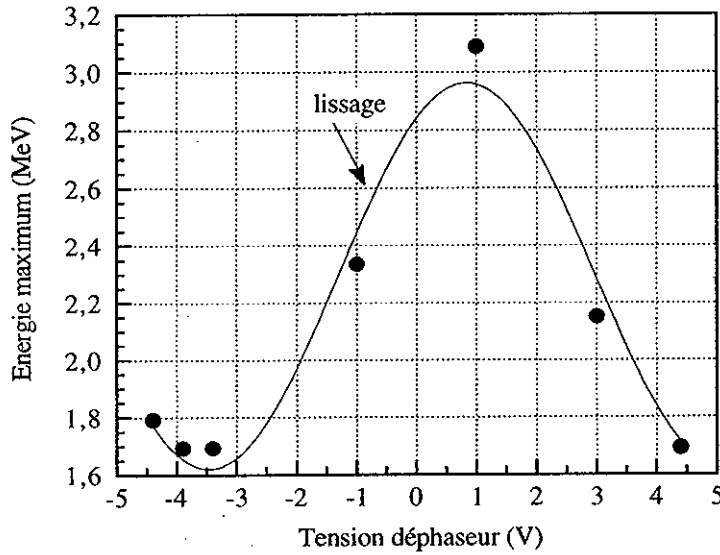


Figure 5.27: *Etalonnage du déphaseur*

5.6 Conclusion

L'expérimentation en puissance HF du canon CANDELA a démontré que la conception générale de la cavité présentée au chapitre 4 était correcte, puisque les performances visées ont été atteintes. Le vide résiduel et les champs électriques crêtes ont dépassé le cahier des charges. Les précautions prises lors de l'usinage et des manipulations successives ont permis de limiter le courant d'obscurité à un niveau plus faible que dans les autres canons à 3 GHz. La conception originale du système d'insertion de la cathode dans la cavité HF a parfaitement fonctionné, aussi bien au niveau HF (piège) qu'au niveau thermique (possibilité de porter la cathode à 1100°C). L'utilisation d'une cathode imprégnée dans une cavité fort gradient, qui constituait une première, n'a pas posé de problèmes particuliers. A ce stade, le canon CANDELA est prêt pour être testé en tant que photo-injecteur, et c'est ce qui fait l'objet du dernier chapitre.

Chapitre 6

Caractérisation expérimentale de CANDELA avec laser

Life is the art of drawing sufficient conclusions from insufficient premises.

Samuel Butler (1835-1902)
Notebooks

Les mesures sur le courant d'obscurité décrites dans le chapitre précédent ne font que caractériser le bruit de fond du canon CANDELA. Le faisceau réellement intéressant est bien entendu constitué d'électrons issus de la photo-émission. Après avoir décrit brièvement le laser utilisé, ce chapitre présente les premiers résultats expérimentaux obtenus avec une photocathode en cuivre et une photocathode imprégnée. Pour chaque type de mesure considéré, les moyens de diagnostics utilisés sont décrits. Tous ceux-ci n'étaient malheureusement pas complètement opérationnels au moment de rédiger cette thèse, et les mesures correspondantes sont donc soit préliminaires soit inexistantes.

6.1 Le laser saphir dopé titane

Le laser utilisé pour illuminer la photocathode est un laser dit "saphir dopé au titane", développé par l'Institut d'Optique Théorique et Appliquée (IOTA) d'Orsay [603]. Ceci distingue CANDELA des autres photo-injecteurs qui travaillent avec des lasers YAG ou YLF, à l'exception de celui du MIT, qui utilise aussi un laser "saphir dopé au titane"¹. L'avantage principal de ce type de laser dans le contexte d'un photo-injecteur est la possibilité de produire des impulsions de durée variable s'étendant de quelques centaines

¹choisi ultérieurement à celui de CANDELA.

de femtosecondes à une dizaine de picosecondes, alors que les lasers YAG ou YLF ont des impulsions de durée fixée comprise entre quelques picosecondes et quelques dizaines de picosecondes. Ceci a fait de CANDELA le premier photo-injecteur déclenché par un laser sub-picoseconde [585]. Ce laser a été choisi à un moment où, du fait de sa grande nouveauté, il n'existait pas de laser commerciaux de ce type. Il s'agit donc d'un prototype construit à partir de composants élémentaires. Cette situation explique les difficultés rencontrées au cours de sa mise au point et les modifications apportées au schéma initial.

Le système laser représenté schématiquement sur la figure 6.1, peut se décomposer en cinq éléments principaux: l'oscillateur, l'amplificateur, le générateur d'harmoniques, le système de transport optique jusqu'à la cathode et le système de synchronisation avec l'onde HF. Ceux-ci sont décrits brièvement dans les paragraphes suivants.

6.1.1 Oscillateur

L'oscillateur laser est constitué d'une cavité optique en "Z" comportant le milieu amplificateur $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ (alumine (Al_2O_3) dopée avec des ions Ti^{3+}), un système de deux prismes et une fente réglable. L'énergie de pompe du milieu est fournie par un laser à Argon ionisé continu délivrant une puissance de quelques watts.

En plus de ses qualités intrinsèques², le milieu amplificateur $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ possède l'avantage de constituer une lentille non-linéaire. Cette propriété permet de faire fonctionner l'oscillateur en régime impulsionnel dit de "blocage de modes", sans utiliser de systèmes actifs dans la cavité, comme par exemple un modulateur acousto-optique. Cette façon "naturelle" d'obtenir le blocage de modes démontrée pour la première fois en 1990 [122] est parfois appelée "blocage de modes magique" ou plus sérieusement "auto-blocage de modes" ou encore "blocage de modes par effet Kerr" du nom de l'effet de lentille non-linéaire mis en jeu. Ce phénomène comparable à celui utilisé dans le blocage de modes par absorbant saturable, repose sur le fait que le cristal de $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ ayant un indice dépendant de l'intensité lumineuse, est équivalent à une lentille convergente dont la distance focale dépend de l'intensité. La taille du faisceau dans la cavité est donc aussi une fonction de l'intensité. Si l'on dispose une fente à une position pour laquelle le diamètre du faisceau en régime femtoseconde est plus petit que dans le cas où le laser fonctionne en continu, on favorise l'existence du régime d'impulsions courtes.

Les prismes rajoutés dans la cavité servent à compenser la dispersion de vitesse de groupe introduite principalement par le cristal de $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$, laquelle dispersion a pour effet d'allonger l'impulsion. En clair, ceci signifie que les prismes permettent de faire fonctionner le laser dans un régime d'impulsions ultra-brèves limitées par la relation de Fourier.

Les fluctuations du niveau continu n'étant pas suffisantes pour amorcer le blocage de mode par effet Kerr, celui-ci ne démarre pas tout seul. Il faut donc introduire une perturbation dans la cavité, afin de générer un "pic de bruit" s'élevant suffisamment au-dessus du niveau continu, pour initier les effets non-linéaires et donc diminuer le diamètre

²large bande de fluorescence (650-1100 nm) qui permet l'amplification d'impulsions très brèves, grande fluence de saturation (1 Joule/cm^2).

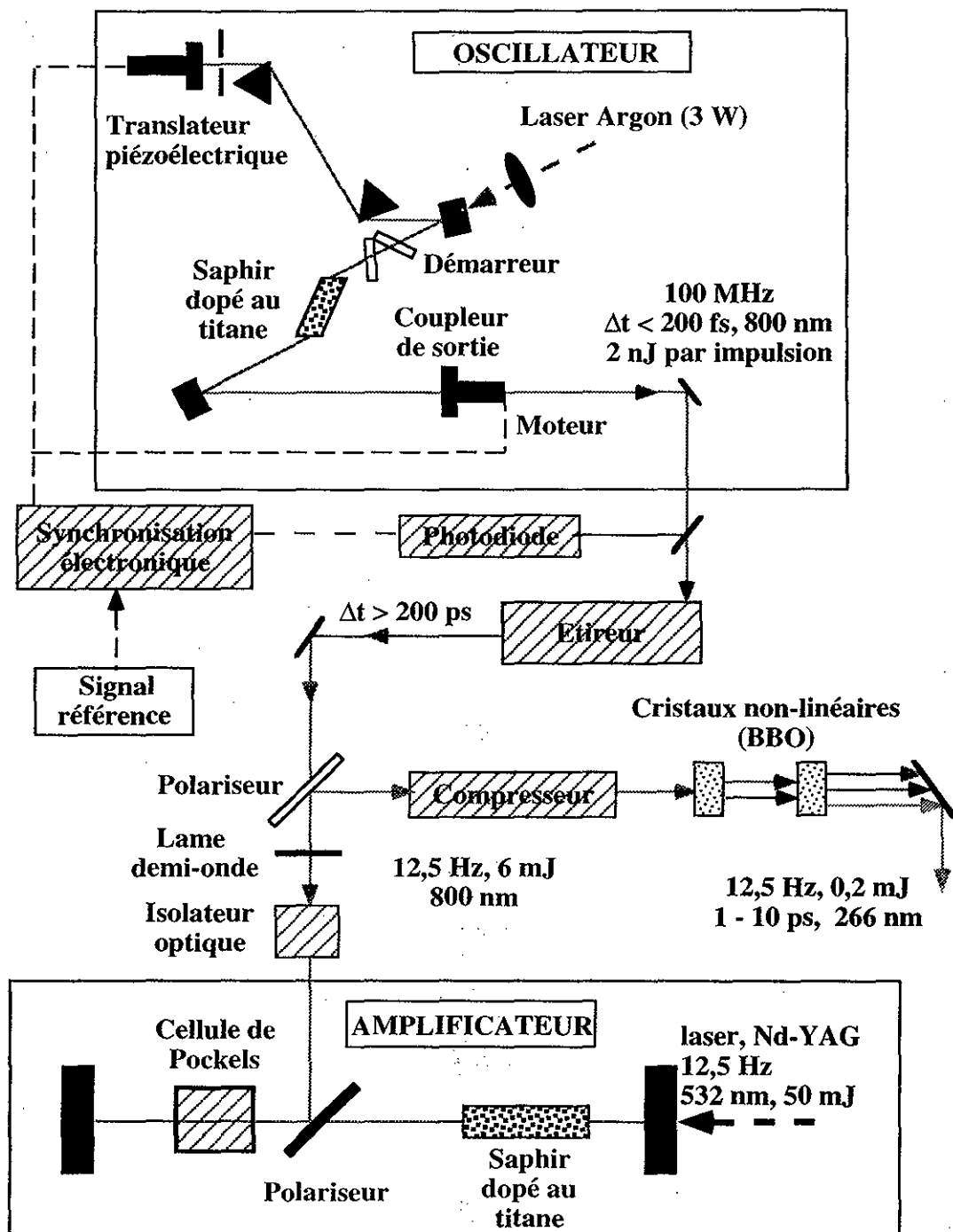


Figure 6.1: Schéma de principe du laser

du faisceau. A chaque passage, ce pic va se renforcer pour finir rapidement³ par absorber toute l'énergie disponible. Il y a plusieurs façons de générer cette perturbation. La plus simple est de frapper sur la table optique [122, 125], ce qui entraîne une vibration de la cavité, en général suffisante, pour démarrer le laser. Une méthode plus sérieuse consiste à faire vibrer l'un des miroirs de la cavité par l'intermédiaire d'un translateur piézo-électrique [127]. Cette méthode originellement utilisée sur CANDELA a ensuite été abandonnée car elle interférait avec la synchronisation avec l'onde HF (voir section 6.1.4). La méthode finalement retenue consiste à faire varier la longueur de la cavité grâce à une paire de lames de Brewster oscillantes [126]. Il suffit alors d'actionner ces lames pendant quelques secondes pour démarrer le laser de façon systématique et reproductible. Ensuite les lames étant stoppées, le laser continue de fonctionner en régime femtoseconde.

L'oscillateur laser ainsi constitué fournit un train continu d'impulsions de durée inférieure à 100 fs, de longueur d'onde infrarouge voisine de 800 nm, de quelques nanojoules d'énergie et espacées d'un intervalle de temps correspondant à un aller-retour dans la cavité, soit environ 10 ns. La figure 6.2 montre une trace d'autocorrélation typique, pour laquelle on obtient une impulsion de 100 fs à mi-hauteur en supposant un profil temporel gaussien.

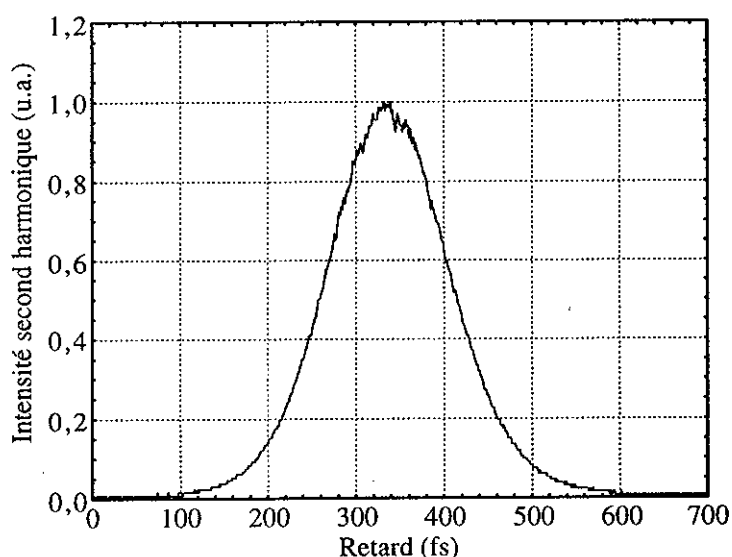


Figure 6.2: *Trace d'autocorrélation*

6.1.2 Amplificateur régénératif et génération d'harmoniques

Les rendements quantiques des photocathodes utilisées sont tels que l'énergie fournie par l'oscillateur est, entre 10^5 et 10^6 fois trop petite, et la longueur d'onde trois fois trop

³en une centaine de nanosecondes.

grande. Il faut donc amplifier et changer la longueur d'onde.

Comme on cherche à produire en sortie de l'amplificateur une énergie de l'ordre de quelques mJ, avec des impulsions subpicosecondes et des faisceaux ayant une dimension transverse de quelques mm, on est amené à manipuler des densités de puissance voisine de la centaine de GW/cm^2 , c'est-à-dire très supérieures au seuil de dommage des composants optiques conventionnels qui se situe autour de quelques GW/cm^2 . Il n'est donc pas possible d'amplifier directement le faisceau issu de l'oscillateur par simple utilisation d'une ou plusieurs cavités amplificatrices. Pour contourner ce problème, on utilise la technique dite "d'amplification à dérive de fréquence"[123, 124]: celle-ci consiste à allonger temporellement l'impulsion issue de l'oscillateur d'un facteur supérieur à 1000, à l'amplifier et à la recomprimer à nouveau, pour revenir à la durée initiale. Outre le fait qu'elle résout le problème de densité de puissance, cette technique a l'avantage de permettre assez facilement l'ajustement de la durée d'impulsion par un réglage adéquat au moment de la compression. L'allongement et la compression sont réalisés au moyen de réseaux de diffraction optique convenablement disposés.

L'amplificateur utilisé ici est un amplificateur régénératif multipassages. Celui-ci est constitué d'une cavité laser linéaire comprenant un cristal de $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ pompé par un laser Nd:YAG pulsé doublé en fréquence, et d'une cellule de Pockels permettant de sélectionner une impulsion issue de l'oscillateur, et de l'injecter dans l'amplificateur. Cette impulsion une fois piégée dans la cavité de l'amplificateur effectue plusieurs allers-retours dans celle-ci. Après 9 passages, elle a extrait toute l'énergie disponible dans le cristal, et peut donc être éjectée grâce à la cellule de Pockels. L'amplificateur fournit ainsi une impulsion unique répétée au maximum à 14 Hz, d'énergie maximum 6 mJ avant compression. Du fait du rendement des réseaux, cette impulsion a une énergie maximum de 2 mJ après compression.

Pour obtenir l'impulsion UV nécessaire pour éclairer la photocathode, il faut produire l'harmonique 3 de l'impulsion fondamentale infrarouge. Ceci se fait à l'aide de deux cristaux non-linéaires de BBO (BaB_2O_4). L'efficacité d'un tel système est de 40 % entre le premier et le deuxième harmonique et de 10 % entre le premier et le troisième. On obtient donc une impulsion d'énergie maximum $200 \mu\text{J}$ à 266 nm.

6.1.3 Transport du faisceau

Pour des raisons évidentes d'accessibilité pendant les expériences, le laser ne peut se trouver dans la même pièce que le canon. Il est donc installé dans une pièce adjacente et le faisceau doit être transporté sur une distance d'environ 25 m, par un système optique comprenant plusieurs miroirs et lentilles. Un synoptique de ce transport utilisé au moment des expériences préliminaires est donné sur la figure 6.3. Celui-ci est quelque peu simplifié par rapport au transport actuel aussi représenté sur la figure 6.3 qui comprend en plus un système de lentilles dont une est mobile pour ajuster la taille de la tache laser sur la cathode [606] et une caméra CCD destinée à visualiser la tache laser sur la cathode. Un système pour tourner le front d'onde afin de compenser l'effet de l'angle d'incidence sur la cathode [605, 617] est aussi prévu dans le système définitif.

Pour les toutes premières expériences de septembre 1993, les lentilles n'étaient pas

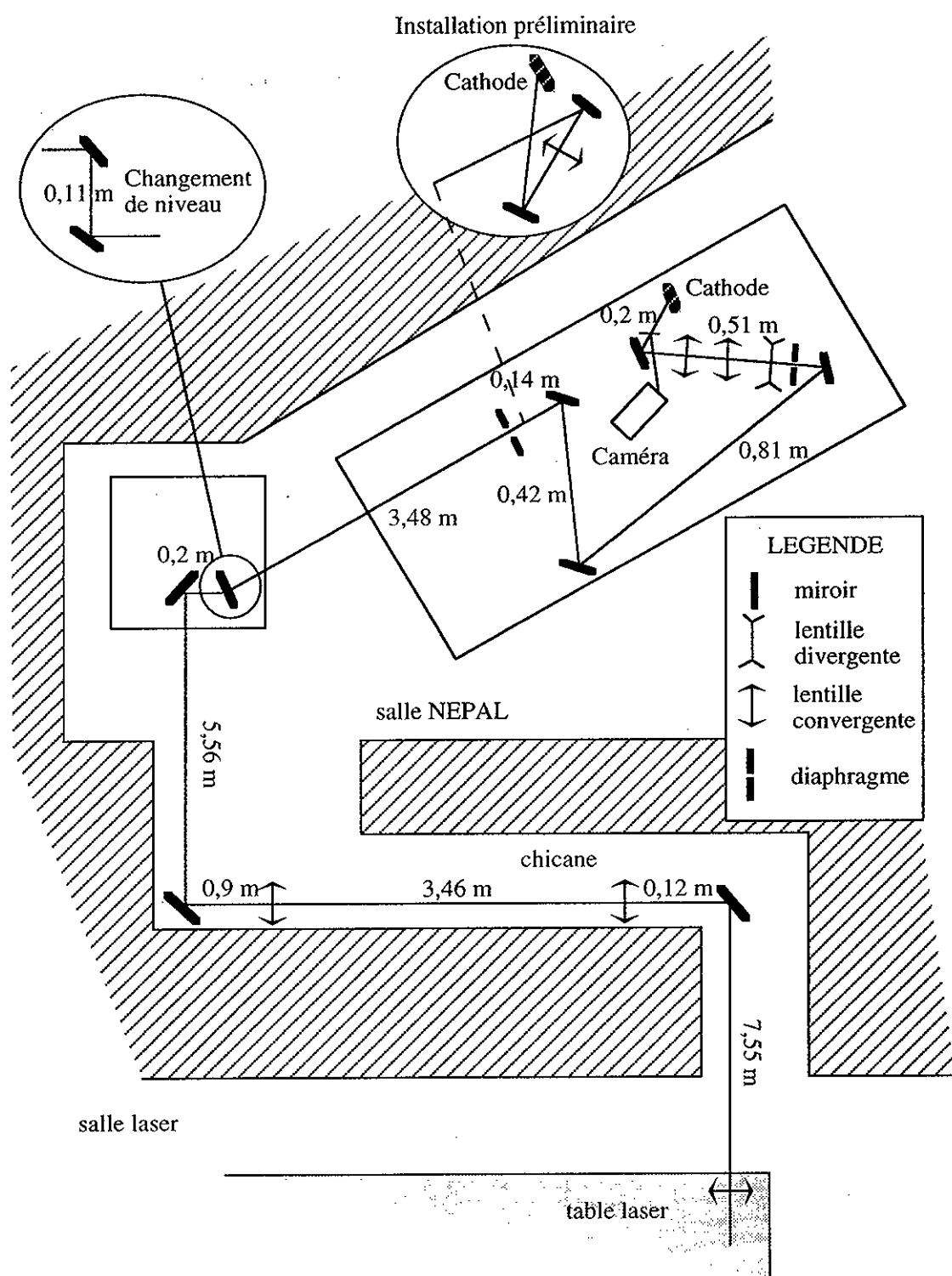


Figure 6.3: *Transport du faisceau laser*

traitées anti-reflet, et la transmission de la chaîne de transport était de 60 % (valeur mesurée). Si l'on tient compte en plus de la transmission de 83 % du hublot d'entrée en saphir (valeur du catalogue), la transmission totale entre la salle laser et la cathode est de 50 % pour le transport préliminaire. Pour les expériences ultérieures, les lentilles avaient été traitées, et la transmission totale était comprise entre 60 et 75%, hublot compris. Cette transmission peut varier légèrement du fait de la propreté des miroirs et doit donc être vérifiée régulièrement.

6.1.4 Synchronisation avec l'onde HF

L'impulsion laser doit illuminer la cathode au moment où le champ électrique est accélérateur. Cette condition minimale sur la phase relative laser/HF est nécessaire pour avoir des électrons émis et accélérés, mais n'est pas suffisante si l'on veut un faisceau de bonne qualité. En effet, on a montré dans le chapitre 2 qu'il existait une phase optimale qui permet de minimiser l'émittance. De plus comme l'énergie du faisceau dépend de la phase laser/HF, on doit limiter les fluctuations de cette phase si l'on veut limiter la dispersion relative en énergie d'une impulsion à l'autre. Si $\Delta U_0/U_0$ est la dispersion en énergie maximum que l'on peut tolérer, la fluctuation de phase autour de la phase optimale doit être telle que:

$$|\Delta\phi_0| \leq \frac{\Delta U_0}{U_0} (\gamma_f - 1) \left. \frac{d\gamma_f}{d\phi_0} \right|_{\phi_f=\pi/2} \quad (6.1)$$

D'après l'équation 2.11, cette contrainte sur la fluctuation de phase s'écrit:

$$|\Delta\phi_0| \leq \frac{\Delta U_0}{U_0} (n + 0,5)\pi \quad (6.2)$$

Pour $n = 1$ et une dispersion en énergie de 1 %, on doit donc avoir une fluctuation de phase inférieure à $1,3^\circ$ c'est-à-dire 1,2 ps à 3 GHz. Ce calcul montre que la synchronisation laser/HF doit être faite avec une précision de l'ordre de la picoseconde.

Le schéma du système permettant de réaliser cette synchronisation est donné sur la figure 6.4 [601]. Il comporte trois boucles d'asservissement. Les deux premières boucles servent à stabiliser l'oscillateur laser à la fréquence du quartz du pilote HF ($\simeq 100$ MHz) [604]. La phase du laser prélevée grâce à une photodiode est comparée à la phase du signal du quartz. Le signal d'erreur issu de cette comparaison sert à commander un translateur piézo-électrique qui supporte l'un des miroirs de la cavité de l'oscillateur. L'action sur ce translateur permet de changer la longueur de la cavité et donc de modifier la fréquence de l'oscillateur laser. Toutefois l'excursion maximum de ce translateur ($5 \mu\text{m}$) ne permet pas de compenser des dérives lentes, par exemple d'origine thermique. Celles-ci sont prises en charge par la deuxième boucle d'asservissement qui elle, agit sur le deuxième miroir de la cavité par l'intermédiaire d'un moteur à courant continu. Ces deux premières boucles permettent donc d'asservir la phase de l'oscillateur laser avec le quartz du pilote HF. Par contre, elles ne peuvent rien contre les fluctuations de phases générées dans le reste de la chaîne laser (y compris le transport du faisceau) et dans le reste de la chaîne HF (klystron et réseau HF). Ces fluctuations essentiellement lentes et d'origine thermique sont prises

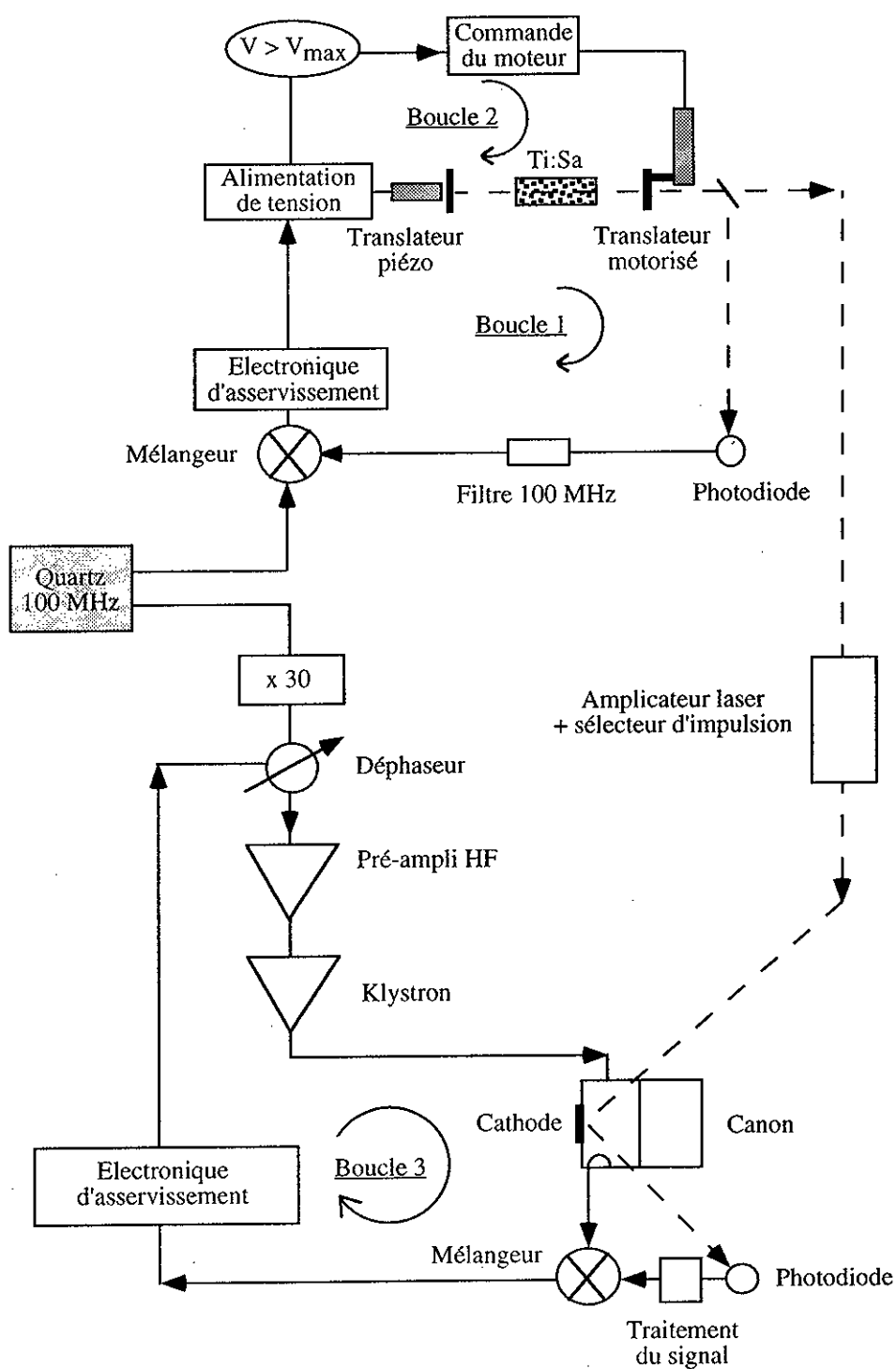


Figure 6.4: *Système de synchronisation HF/laser*

en charge par la troisième boucle d'asservissement⁴, dans laquelle la phase du laser est prélevée par une photodiode située tout près du canon et comparée avec la phase HF provenant de la boucle de mesure de la première cellule. Le signal d'erreur sert alors à piloter un déphaseur HF bas niveau situé à la sortie du pilote.

Le système utilisé lors des expériences rapportées ici est quelque peu différent du système qui vient juste d'être décrit, puisqu'il ne comporte pas encore la troisième boucle d'asservissement. Pour les toutes premières expériences avec la cathode en cuivre, il ne comportait pas non plus la deuxième boucle d'asservissement car le premier translateur piézo-électrique utilisé pour la première boucle avait une dynamique de 30 μm suffisante pour compenser sur quelques heures, les variations thermiques lentes. Ce premier translateur piézo-électrique servait aussi à démarrer le laser, et il a été remplacé⁵ lorsqu'on est passé au démarrage par lames de Brewster oscillantes introduit précédemment.

Aucune étude systématique des fluctuations de phase produites par ce système n'a été faite jusqu'à présent. La qualité de l'asservissement dépend essentiellement de la plage de fréquence sur laquelle l'électronique peut maintenir un gain de boucle supérieur à 1. Pour la première configuration utilisée, cette fréquence valait au plus 46 Hz et la fluctuation de phase correspondante estimée d'après la valeur qm du signal d'erreur envoyé sur le piézo était d'environ 40 ps qm. Avec la configuration définitive, la plage des fréquences corrigées a été élargie jusqu'à 1 kHz et la fluctuation de phase est ainsi réduite à 3 ps qm. Cette fluctuation résiduelle est principalement due à la circulation de l'eau de refroidissement du laser Argon qui excite le premier mode propre de la table dont la fréquence est 500 Hz. Pour améliorer la situation, il faudrait amortir cette fréquence à l'aide de masselotes correctement placées dans la table ou bien isoler l'oscillateur en le plaçant sur un support amortissant.

6.2 Conditions expérimentales

Les résultats expérimentaux présentés ci-après ont été obtenus lors de cinq campagnes de mesures réalisées dans des conditions sensiblement différentes qui sont résumées dans le tableau 6.1.

L'instrumentation ne s'étant mise en place que petit à petit, les mesures effectuées jusqu'à présent ne sont pas complètes. D'autres facteurs ont aussi retardés l'avancement du travail expérimental comme par exemple de nombreuses pannes sur le laser et la source de puissance, la non disponibilité de la dernière boucle d'asservissement de phase et de certaines parties du contrôle-commande, et le retard dans la livraison de certains équipements.

Les mesures présentées en détail concernent donc principalement la charge en fonction des différents paramètres qui peuvent influencer sur elle. Les autres types de mesures (énergie, émittance, durée d'impulsion) seront seulement évoqués brièvement.

⁴cette boucle est plus complexe que les deux autres puisqu'il faut faire une comparaison de phase non plus à partir d'un train continu d'impulsions comme pour les deux premières boucles, mais à partir d'une impulsion unique.

⁵car il présentait une fréquence de résonance trop basse qui limitait la bande passante d'asservissement.

Tableau 6.1: Conditions expérimentales lors des différentes campagnes

	N° 1	N° 2	N° 3	N° 4	N° 5
	09/93	11/93	07/94	12/94-2/95	9/95-12/95
Cathode	Cu	Cu	Cu	Imprégnée	Imprégnée
Conditions expérimentales de la figure	5.11(b)	5.11(b)	5.12	5.12	5.12
Déphaseur entre les cellules	non	non	oui	oui	oui
Transmission transport optique	50%	$\simeq 75\%$	$\simeq 60\%$	$\simeq 60\%$	$\simeq 60\%$
Fluctuation de phase HF/laser qm (ps)	$\simeq 40$	$\simeq 40$	$>>100$	$\simeq 3$	$\simeq 3$

6.3 Mesures de la charge du courant photo-émis

6.3.1 Cibles de Faraday

Les cibles de Faraday utilisées ont déjà été présentées section 5.4.1. A la différence des impulsions de courant d'obscurité, les impulsions de photo-électrons sont beaucoup plus brèves que le temps de réponse de l'ensemble constitué par la cible de Faraday, les quelques 40 m de câble coaxial et l'oscilloscope utilisé. Le signal observé est donc beaucoup plus large que le signal réel. La bande passante de la cible de Faraday 1 a été mesurée par réflectométrie et vaut environ 3 GHz [653]. C'est donc généralement la bande passante de l'oscilloscope qui limite le système de mesure. Nous avons utilisé 3 oscilloscopes TEKTRONIX différents: TDS520 (numérique de bande passante 500 MHz), 2467 (analogique de bande passante 500 MHz) et 7104 (analogique de bande passante 1 GHz). Les signaux observés ont la même allure plus ou moins triangulaire avec quelques rebondissements dus à des désadaptations probablement induites par les connecteurs. La charge est donc égale à l'intégrale de l'impulsion observée à l'oscilloscope, divisée par 50 Ω . L'impulsion étant assimilée à un triangle, l'intégrale est prise égale au produit de la hauteur par la largeur à mi-hauteur. Dans toutes les expériences faites avant février 95, les mesures de charge ont été faites avec cette méthode et consistaient donc à relever la valeur maximum de l'impulsion (la largeur étant constante et ne dépendant que de l'oscilloscope utilisé). Du fait du faible taux de répétition des signaux (12,5 Hz) et des instabilités souvent importantes au début, les mesures de charge par cette méthode ne sont pas d'une grande précision. Celle-ci est grossièrement estimée à 20 ou 30 %.

Après février 1995, nous avons pu disposer d'un intégrateur et les mesures sont devenues plus précises. En effet, il s'agit maintenant d'observer à l'oscilloscope un signal de quelques μ s dont l'amplitude constante représente la charge avec un facteur de conversion égal à 1,2 mV/pC. Pour s'affranchir des fluctuations, on peut utiliser la fonction moyennage de l'oscilloscope numérique. Avec cette méthode la précision des mesures est de l'ordre de 10%. Les erreurs proviennent principalement de l'incertitude sur la calibration

de l'intégrateur⁶ et surtout des fluctuations rapides du courant d'obscurité⁷.

6.3.2 "Wall current monitors"

Les "wall current monitors" (WCM) sont des mesureurs de charge utilisés classiquement sur les accélérateurs pour mesurer les impulsions courtes (voir par exemple [607]). Leur principe est simple. Lorsqu'il circule dans la chambre à vide métallique, le faisceau induit dans celle-ci un courant en sens opposé. Si l'on a une interruption dans la continuité de la chambre (grâce à une céramique isolante), on peut facilement mesurer ce courant en le dérivant dans des résistances régulièrement réparties qui court-circuitent cette interruption de la chambre. Grâce aux quatre sorties du signal situées dans les plans horizontaux et verticaux, on peut aussi mesurer la position du faisceau.

Les signaux issus du WCM sont filtrés pour ne garder que la composante à 500 MHz. Après détection, ces signaux filtrés sont envoyés sur l'oscilloscope, ou intégrés, mis en forme et numérisés pour être affichés sur une console ou stockés dans un fichier (voir figure 6.5). Pour les signaux trop faibles, on peut rajouter un amplificateur. La chaîne de mesure des signaux WCM est étalonnée à l'aide du générateur d'impulsions courtes "Picosecond 4050 Armexel". Les courbes d'étalonnage que l'on peut lisser pour avoir une relation analytique entre la tension lue et la charge faisceau sont données dans la référence [584].

La précision des mesures de charge avec les WCM est du même ordre que celle obtenue avec la cible de Faraday et l'intégrateur, soit environ 10%. La précision des mesures de position dépend à la fois de l'électronique de traitement (équilibrage des voies) et de la précision du positionnement des WCM par rapport à une référence mécanique. La conception mécanique est telle que les WCM ne sont pas solidaires d'une référence telle que les quadripôles par exemple. Leur position est donc mal connue. Une fois l'installation terminée, une mesure de position relative de chaque WCM situé dans un quadripôle, par rapport aux quatre pôles a été réalisée avec des cales d'épaisseur calibrées. La position du faisceau dans la ligne de transport n'étant toutefois pas critique pour les mesures présentées ici, on ne s'est pas préoccupé d'estimer la précision obtenue avec les WCM.

6.3.3 Mesures en fonction de la phase HF/laser

Les électrons produits par la photocathode lorsqu'elle est soumise à une impulsion laser ne peuvent être accélérés jusqu'à la sortie du canon que pour certaines valeurs de la phase ϕ_0 . A l'aide d'un déphaseur HF bas niveau, on peut faire varier la phase du signal HF à l'entrée du klystron et donc aussi à sa sortie. Puisque la longueur du transport laser n'est pas modifiée, la variation de phase HF ainsi introduite produit une variation de la phase relative laser/HF. On mesure ensuite le courant extrait du canon en fonction de ce déphasage.

⁶celle-ci a été faite en utilisant un générateur d'impulsions courtes ("Picosecond 4050 Armexel") capable de délivrer des impulsions gaussiennes de 60 ps.

⁷l'intégrateur faisant l'intégrale du courant d'obscurité et du courant photo-émis, la charge photo-émise est toujours déduite d'une différence entre le signal avec et sans laser.

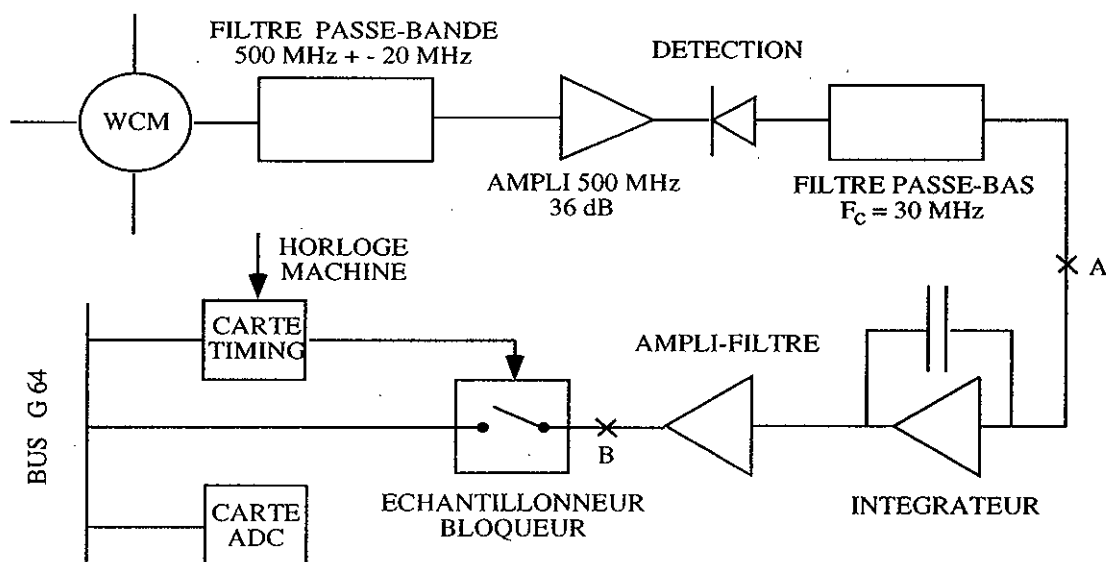


Figure 6.5: Schéma de l'électronique de mesure des signaux du WCM

Cette mesure a été faite plusieurs fois au cours des différentes campagnes d'expérience, et trois exemples typiques sont présentés sur la figure 6.6.

La figure 6.6(a) montre les résultats obtenus le 24/9/93⁸ avec la cathode en cuivre, les mesures étant faites avec le WCM situé juste à la sortie du canon.

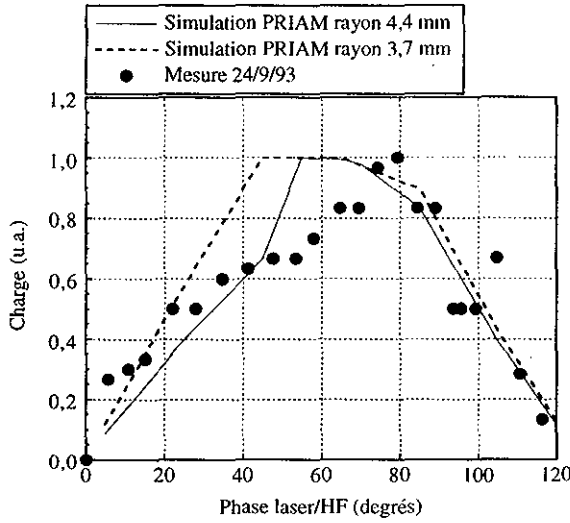
La plage d'acceptance obtenue voisine de 120° est bien celle attendue (voir par exemple les mesures faites sur d'autres canons [206, 306, 338]). L'allure de la courbe est quelque peu différente de celle obtenue au CERN [338] qui, dans des conditions voisines⁹, présente un plateau d'une cinquantaine de degrés. Elle se rapproche par contre de celle obtenue à Brookhaven [306]¹⁰. Pour essayer de comprendre l'origine de ces désaccords, quelques simulations ont été faites avec PRIAM¹¹. Celles-ci tendent à montrer que cette différence est peut-être due à la dimension transverse du faisceau. En effet lorsque cette dimension augmente pour se rapprocher de l'ouverture de la cavité, la courbe simulée ressemble à la courbe mesurée (voir figure 6.6(a)). Dans le cas du CERN, la tache laser était petite devant la dimension de l'iris, ce qui va dans le sens d'un plateau plus étendu. Brookhaven

⁸atténuateur -1,5 V, consigne HT 31 kV ($E_{01} = E_{02} = 60$ MV/m), pas de déphaseur, énergie laser sur la cathode $50 \mu\text{J}$, laser subpicoseconde, charge maximum environ 50 pC.

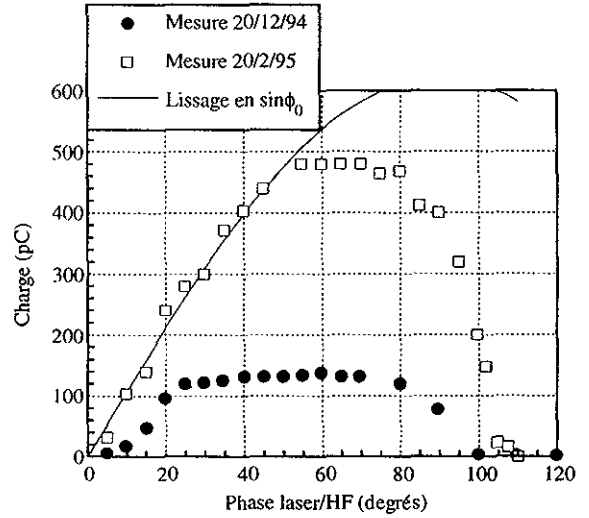
⁹cathode en cuivre, $E_0 = 70$ MV/m, charge 1 nC.

¹⁰cathode en cuivre, $E_0 = 110$ MV/m, charge 0,7 nC.

¹¹PARMELA n'est pas adapté à ce type de simulation, car la phase devant varier sur une grande plage, la particule de référence est perdue pour certaines valeurs de la phase. Cette situation, qui n'a bien sûr rien de physique, est liée à la façon dont est écrit le programme.



(a) Cathode en cuivre



(b) Cathode imprégnée

Figure 6.6: Acceptance en phase

explique lui l'allure de sa courbe par l'augmentation du rendement quantique avec le champ accélérateur, du fait de l'effet Schottky¹² [306, 305]. Cette explication pourrait s'appliquer à CANDELA puisqu'un tel effet a aussi été observé [585]¹³. Pour trouver l'explication juste, il aurait fallu pouvoir connaître précisément la taille du spot laser, ce qui n'était pas possible au moment de ces mesures.

La figure 6.6(b) montre deux mesures faites au niveau de la cible de Faraday, les 20/12/94¹⁴ et 20/2/95¹⁵ avec la cathode imprégnée. L'allure de ces deux courbes diffère assez sensiblement. Celle du 20/12/94 présente un plateau d'une cinquantaine de degrés comparable à celui observé sur la courbe du CERN, alors que celle du 20/2/95 présente un plateau d'à peine une trentaine de degrés. Dans ce dernier cas, l'explication avancée précédemment sur la taille du faisceau ne s'applique pas, car d'autres mesures ont montré que celle-ci était de l'ordre du millimètre, c'est-à-dire assez nettement inférieure à l'ouverture de la cavité. L'explication faisant intervenir l'effet Schottky ne s'applique pas non plus, car la cathode ayant un travail de sortie très nettement inférieur à l'énergie des photons, l'abaissement de ce travail dû au champ accélérateur a un effet négligeable sur le rendement. L'explication de l'allure des courbes de la figure 6.6(b) est liée à la charge maximum

¹²abaissement du travail de sortie dû au champ accélérateur.

¹³les résultats présentés dans cette référence concernant cet effet sont sans doute optimistes, car l'absence de la troisième boucle d'asservissement de phase rendait cette mesure délicate.

¹⁴atténuateur -3 V, consigne HT 25 kV ($E_{01} = 75,1$ MV/m, $E_{02} = 7,4$ MV/m), déphaseur 2,58 V, énergie laser sur la cathode 7 μ J, laser subpicoseconde, courant dans les éléments magnétiques $S = 81$ A, $Q1 = 0,6$ A, $Q2 = -0,5$ A, $Q3 = 1$ A.

¹⁵atténuateur -3 V, consigne HT 25 kV ($E_{01} = 75,1$ MV/m, $E_{02} = 7,4$ MV/m), déphaseur 2,58 V, énergie laser sur la cathode 52 μ J, laser subpicoseconde, courant dans les éléments magnétiques $S = 81$ A, $Q1 = 1$ A, $Q2 = -0,7$ A, $Q3 = 0,7$ A.

qu'on peut extraire d'une cathode soumise à un champ accélérateur, phénomène introduit au chapitre 2, et dont l'évidence expérimentale est présentée dans la section suivante. Pour les petites valeurs de ϕ_0 , le champ accélérateur $E_0 \sin \phi_0$ est faible et la charge extraite est limitée par celui-ci. Lorsque ϕ_0 devient suffisamment grand, le champ ne limite plus l'émission et la charge extraite ne dépend plus que de l'énergie laser utilisée. La courbe du 20/12/94 correspond à une faible énergie laser, et la charge émise n'est pas limitée par le champ accélérateur sauf pour les très faibles valeurs de ϕ_0 : on est donc en présence d'un plateau. La courbe du 20/2/95 correspondant elle, à une énergie laser plus importante, la charge émise est limitée par le champ accélérateur pour des phases inférieures à 60° , et le plateau est alors réduit à 30° . Le lissage de la courbe expérimentale par une fonction sinusoïdale pour $\phi_0 < 60^\circ$ confirme cette explication. Au delà de 80° , les électrons n'ont pas le temps d'être suffisamment accélérés avant de rencontrer la phase décélératrice du champ et ils sont alors facilement perdus, expliquant la décroissance abrupte de la charge pour les phases élevées. Le même type de courbes a aussi été obtenu à Los Alamos [206].

La définition de la phase relative HF/laser utilisée sur la figure 6.6 correspond à la définition de ϕ_0 du modèle de Kim. Expérimentalement, il est difficile de faire une mesure de phase absolue. Les mesures de charge en fonction de la phase sont donc faites par rapport à une phase relative (qui est tout simplement la relecture de la position du déphaseur) et sont ensuite ajustées au mieux sur les courbes simulées par translation, ou compte-tenu de la forme des courbes, par symétrie par rapport au point central, ce qui revient à inverser le signe du déphasage. Cette ambiguïté sur le signe de la phase HF/laser ne pourra être levée que lorsque la boucle d'asservissement de phase faite pour compenser les dérives lentes fonctionnera, ce qui permettra d'effectuer une mesure fiable de l'énergie en fonction de la phase, et après comparaison avec la simulation, d'étalonner celle-ci.

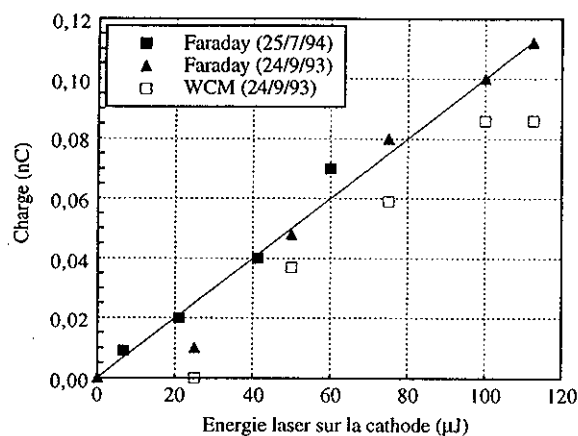
6.3.4 Mesures en fonction de l'énergie laser: rendement quantique

La mesure de la charge extraite en fonction de l'énergie laser permet de savoir si l'on fonctionne dans le régime linéaire, ou s'il y a saturation. Dans le cas linéaire, elle donne accès au rendement quantique effectif défini comme le nombre d'électrons accélérés par photon incident.

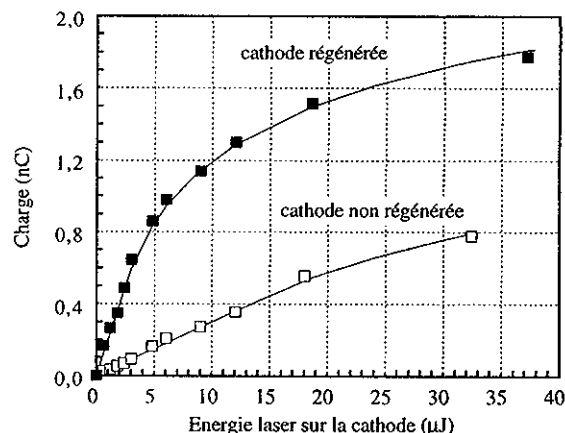
6.3.4.1 CATHODE EN CUIVRE

La figure 6.7(a) montre la charge obtenue¹⁶ avec la cathode en cuivre mesurée soit avec la cible de Faraday, soit avec une des voies du WCM situé juste derrière le canon. La méthode adoptée pour cette mesure est la suivante: pour la première valeur de l'énergie laser considérée, on recherche la phase laser/HF donnant la charge maximum, et le signal le plus stable. D'après la figure 6.6 et compte-tenu de la remarque sur le signe de la phase HF/laser expérimentale faite précédemment, celle-ci est sans doute comprise entre 40° et 80° . Cette phase est ensuite conservée pour les mesures aux autres valeurs de l'énergie.

¹⁶24/9/93: atténuateur -1,5 V, consigne HT 30 kV ($E_{01} = E_{02} = 57,7$ MV/m); 25/7/94: atténuateur -3 V, consigne HT 35 kV ($E_{01} = 92$ MV/m, $E_{02} = 9$ MV/m), déphaseur 2,58 V, laser subpicoseconde, courant dans les éléments magnétiques $S = 81$ A, $Q1 = 0,4$ A, $Q2 = -0,6$ A, $Q3 = 0,7$ A.



(a) Cathode en cuivre



(b) Cathode imprégnée

Figure 6.7: Charge collectée en fonction de l'énergie laser

La figure 6.7(a) montre qu'il n'y a pas de saturation dans la plage d'énergie accessible. La pente de la courbe obtenue par un lissage des données mesurées avec la cible de Faraday, donne le rendement quantique effectif de la photocathode, qui vaut¹⁷ $4,66 \times 10^{-6}$ ce qui est à comparer avec les valeurs du rendement du cuivre mesuré par d'autres auteurs comme par exemple celle donnée dans la référence [362] qui vaut $2,2 \times 10^{-6}$, ou celle de la référence [280] qui vaut 6×10^{-5} . Les photons du laser à 266 nm ont une énergie de 4,66 eV à comparer au travail de sortie du cuivre qui est de 4,65 eV. Le rendement quantique du cuivre sous flux laser à 266 nm dépend donc fortement des conditions expérimentales comme la propreté de la surface ou la présence d'un champ accélérateur plus ou moins fort qui peuvent modifier légèrement le travail de sortie, et donc le rendement quantique.

La dispersion des points de mesures sur les courbes de la figure 6.7(a) peut s'expliquer par les conditions difficiles dans lesquelles ces mesures ont été faites. Les difficultés provenaient essentiellement de la méthode de mesure avec l'oscilloscope pour les signaux de la cible de Faraday, rendue encore plus difficile par l'instabilité du signal due en grande partie à la fluctuation importante de la phase HF/laser. En effet la fenêtre d'acceptance en phase¹⁸ étant d'environ 120° , et la fluctuation de phase environ 40 ps qm ($\simeq 40^\circ$), certaines impulsions sont en dehors de l'acceptance ou au bord de celle-ci, et il y a donc perte partielle ou totale de particules, c'est-à-dire variation d'amplitude du signal.

Pour le WCM, la courbe semble ne pas passer par zéro. Ceci vient du fait que les valeurs mesurées correspondent à la limite de sensibilité de l'électronique, plage dans laquelle on doit utiliser la partie non-linéaire de la courbe d'étalonnage ce qui n'est pas favorable pour une bonne précision des mesures. Le signal retenu pour le WCM correspond à la lecture d'une voie seulement sur les quatre disponibles, et ceci peut aussi expliquer (si le faisceau n'est pas centré) pourquoi celui-ci donne des charges légèrement inférieures

¹⁷exprimé en unités pratiques de charge par énergie laser, ce rendement vaut 1 pC/ μ J.

¹⁸plage de valeurs du déphasage laser/HF pour laquelle les impulsions sont effectivement accélérées.

à celles obtenues par la cible de Faraday.

Compte-tenu de ces différentes remarques, on peut estimer que la cohérence entre les deux mesureurs est relativement bonne. D'autres mesures faites plus tard ont confirmé cela.

6.3.4.2 CATHODE IMPRÉGNÉE

Les mêmes mesures effectuées avec la cathode imprégnée dans les conditions expérimentales de la figure 5.12 avec la cible de Faraday et l'intégrateur¹⁹, sont présentées sur la figure 6.7(b), à la fois pour la cathode dite "non régénérée", c'est-à-dire ayant passée quelques heures dans la cavité à la température ambiante et sous un vide de quelques 10^{-10} mbar, et pour la cathode dite "régénérée" c'est-à-dire ayant subi la procédure de régénération in situ. Celle-ci décrite dans la référence [625] consiste à chauffer la cathode en dessous du seuil de thermo-émission franche (aux alentours de 800°C)²⁰ pendant cinq minutes et d'attendre ensuite qu'elle redescende à la température ambiante pendant 15 minutes.

Contrairement aux résultats obtenus pour la cathode en cuivre, on observe ici une saturation. Le rendement quantique effectif (à 266 nm) est déduit de la pente de la partie linéaire et vaut $9,7 \times 10^{-4}$ pour la cathode régénérée et $1,4 \times 10^{-4}$ pour la cathode non régénérée. Ces rendements sont légèrement supérieurs à ceux obtenus dans la référence [625]²¹, mais ceci peut s'expliquer par le fait que la composition stœchiométrique de la cathode utilisée sur CANDELA est légèrement différente²². Cet argument est confirmé par le rendement de $6,9 \times 10^{-4}$ mesuré sur une cathode imprégnée de même composition stœchiométrique que celle de CANDELA mais provenant de l'INP de Novosibirsk [628].

La saturation observée à énergie plus élevée est due à la charge d'espace suivant un processus qui a déjà été expliqué dans la section 2.4.5 et dont les calculs correspondants sont développés dans l'annexe B. En utilisant ce modèle théorique, on peut lisser la courbe expérimentale et en déduire la valeur de la taille du faisceau sur la cathode. Pour cela, il faut connaître la valeur du champ accélérateur E_0 et la valeur de la phase HF/laser ϕ_0 . Comme celle-ci n'est pas connue avec précision, on la prend égale à 45° . Cette hypothèse étant faite, le meilleur lissage de la courbe de la figure 6.7(b) est obtenu pour une distribution gaussienne de largeur qm 0,4 mm tronquée à $\pm 3\sigma$. La même distribution lisse aussi bien les courbes avant et après régénération qui ont été faites dans les mêmes conditions de focalisation du laser. La dimension transverse du faisceau laser déduite par cette méthode est tout à fait compatible avec l'observation visuelle du spot laser. Pour valider complètement ce modèle, il faudrait refaire ces mesures en connaissant tous les paramètres.

Comme prévu par le modèle, on a vérifié que la saturation ne dépend pas de la durée d'impulsions entre 0,5 et 10 ps.

¹⁹atténuateur -3 V, consigne HT 25 kV ($E_{01} = 75,1$ MV/m, $E_{02} = 7,4$ MV/m), déphaseur 2,58 V, laser subpicoseconde, courant dans les éléments magnétiques $S = 81$ A, $Q1 = 1$ A, $Q2 = -0,7$ A, $Q3 = 0,7$ A.

²⁰ceci correspond dans le canon à une puissance de chauffage de 25 W, à comparer aux 56 W nécessaires à porter la cathode à 1200°C pendant quelques minutes pour la conditionner après toute remise à l'air.

²¹cathode non régénérée: $3,6 \times 10^{-5}$, cathode régénérée: $3,5 \times 10^{-4}$.

²²(4 BaO, 1 CaO, 1 Al_2O_3) ici contre (5 BaO, 3 CaO, 2 Al_2O_3) dans la référence [625].

6.3.5 Durée de vie

La "durée de vie" caractérise l'évolution de l'émission de la cathode dans le temps, tous les autres paramètres étant égaux par ailleurs. Cette notion n'est importante que pour les cathodes très sensibles aux conditions de vide, puisque c'est le gaz résiduel de la cavité qui contamine peu à peu la surface de la cathode, ce qui a pour effet de diminuer le rendement de photo-émission et par conséquent la charge émise.

Pour la cathode en cuivre, aucun effet de ce type n'a été observé. Par contre, la figure 6.8 montre l'évolution de la charge émise par la cathode imprégnée, en fonction du temps. L'origine du temps correspond à une régénération de la cathode, qui est ensuite laissée à la température ambiante de la cavité. On voit que dans ce cas, la durée de vie²³ est d'environ 2 heures. Dans la référence [625], il avait été montré que si l'on chauffait légèrement la cathode (autour d'une centaine de degrés), la durée de vie était considérablement augmentée. La figure 6.8 montre que ceci est encore vrai ici, puisque la durée de vie en présence "d'assistance thermique"²⁴ est d'environ une douzaine d'heures. La température correspondante n'est pas facilement mesurable, mais elle se situe bien en dessous du seuil d'émission thermo-ionique franche²⁵.

Les résultats obtenus semblent conformes à ceux de la référence [625]. Il faudrait cependant confirmer cela en faisant des mesures sur un temps plus long, ce qui ne sera possible facilement que lorsque la troisième boucle d'asservissement sera disponible.

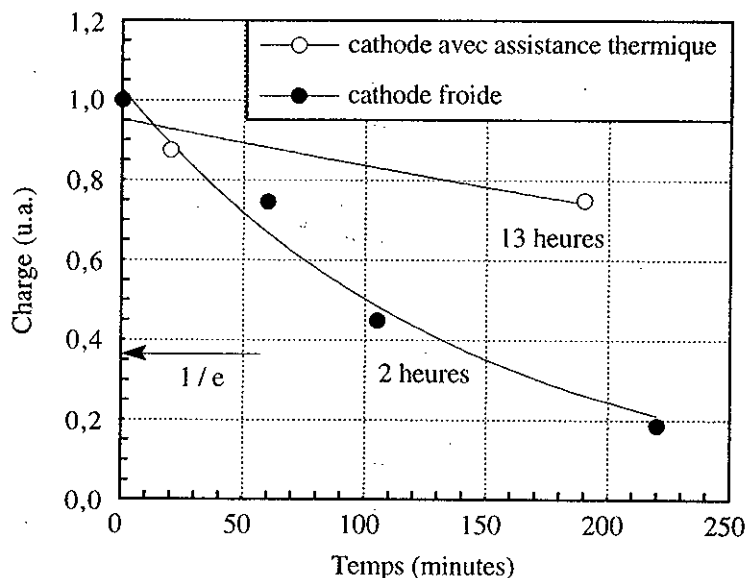


Figure 6.8: *Durée de vie de la cathode imprégnée*

²³définie comme étant le temps au bout duquel la charge a décru d'un facteur e .

²⁴puissance de chauffage égale à 6 W.

²⁵le niveau choisi correspond à une augmentation du courant émis (obscurité + thermo-ionique) supérieur à quelques % seulement par rapport à celui émis à la température de la cavité.

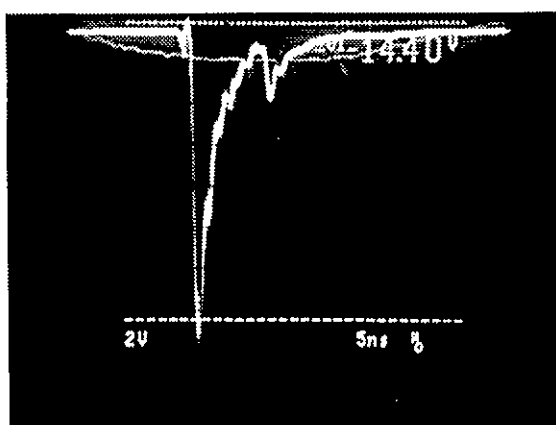
Nous n'avons pas fait d'études systématiques pour vérifier l'influence de paramètres tels que le niveau de champ sur la durée de vie. Par contre, nous avons pu constater plusieurs fois, que suite à un claquage, le rendement quantique peut chuter brusquement, et qu'il est donc nécessaire d'être prudent lorsqu'on monte la puissance HF dans la cavité.

6.3.6 Stabilité en amplitude

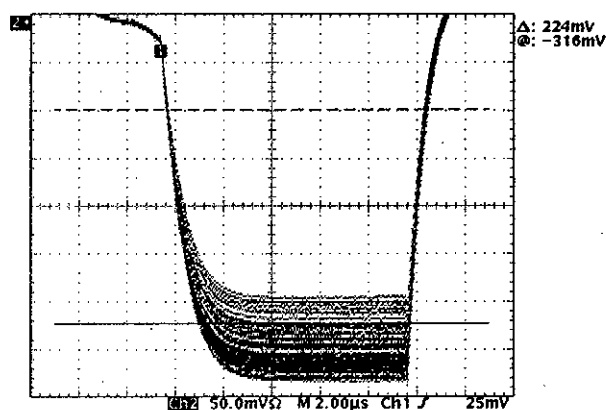
Aucune mesure systématique de la stabilité en amplitude n'a été effectuée. Celle-ci dépend de nombreux facteurs parmi lesquels les plus importants sont la stabilité en amplitude du laser qui est généralement meilleure que 10 %, les fluctuations de phase du laser par rapport à la HF, la phase ϕ_0 à laquelle on travaille, le niveau de saturation de la cathode, la stabilité en position transverse du laser, la qualité du profil transverse du laser, etc ...

La figure 6.9 montre deux oscillogrammes permettant d'estimer de façon visuelle la stabilité en amplitude. L'oscillogramme 6.9(a) est une photo (pause pendant 6 secondes) du signal de photocourant détecté par la cible de Faraday, et correspond donc à la superposition d'environ 70 impulsions issues de la cathode imprégnée. Pour cette photo, l'énergie laser au niveau de la cathode était d'environ 110 μJ , la charge extraite de 0,6 nC ce qui correspond à une saturation d'environ 80% de la surface éclairée. La stabilité obtenue est d'environ $\pm 5\%$.

L'oscillogramme 6.9(b) montre une acquisition de la tension de l'intégrateur effectuée pendant cinq secondes (60 impulsions). Dans ce cas, le laser dont l'énergie est égale à quelques μJ illumine toute la cathode, et la charge extraite vaut 280 pC. On est dans le régime de fonctionnement parfaitement linéaire et la stabilité obtenue vaut $\pm 15\%$.



(a) Cathode saturée



(b) Cathode non saturée

Figure 6.9: Stabilité de la charge

6.3.7 Mesure en fonction de la polarisation du laser

Lorsque le faisceau laser illumine la cathode sous une incidence oblique, le rendement quantique dépend de la polarisation du laser. En effet la composante du champ électrique du laser, perpendiculaire à la surface de la cathode contribue à abaisser la barrière de potentiel et donc à augmenter le rendement quantique. Comme dans le cas d'une incidence oblique, cette composante dépend de la polarisation, on doit logiquement observer un effet de l'angle de polarisation sur le rendement quantique.

La figure 6.10 montre cette dépendance, qui est bien celle attendue (voir par exemple [409]). La dispersion des points de mesure est due à l'absence de la boucle d'asservissement qui oblige à reprendre assez souvent la phase manuellement.

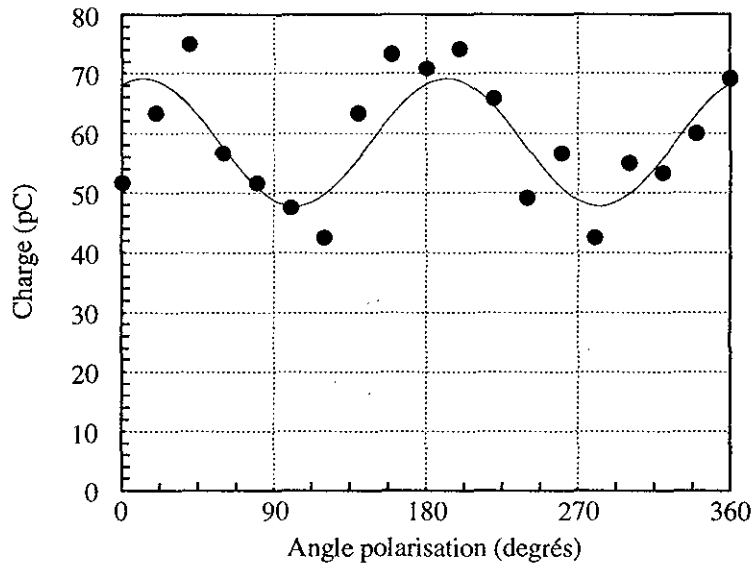


Figure 6.10: Charge en fonction de la polarisation

6.4 Observation de l'émission intense

Etant donné que pour les expériences faites avec la cathode en cuivre, on ne disposait pas de mesure précise de la taille du faisceau laser sur la cathode, nous avons voulu être sûr que celui-ci été bien focalisé sur la cathode et n'était pas partiellement écranté par le trou d'accès dans la cavité. En cherchant donc à mieux focaliser le faisceau laser, un phénomène nouveau est apparu. On a en effet observé sur la cible de Faraday un signal très intense (voir figure 6.11) correspondant à une charge de plusieurs nC. Contrairement aux signaux observés précédemment, la durée de l'impulsion ne correspondait plus à la bande passante du système de mesure, mais valait environ 50 ns à la base.

Cette observation est sans doute la confirmation d'un phénomène observé pour la première fois dans un canon HF à Brookhaven [284, 303] et très récemment à Argonne

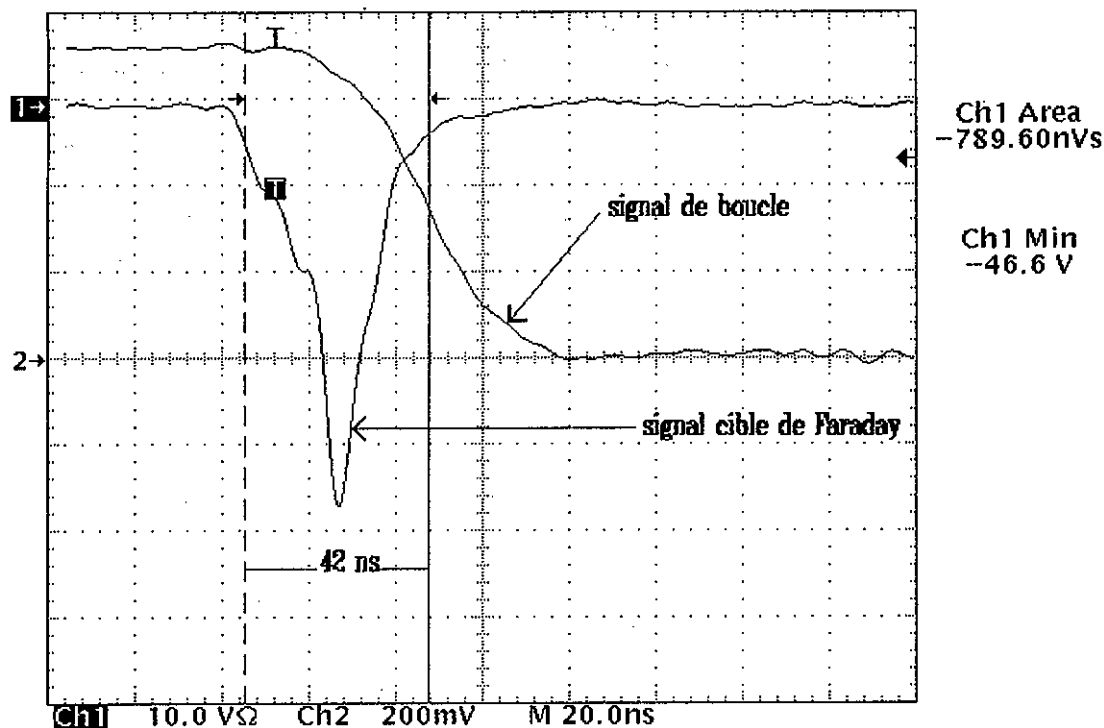


Figure 6.11: Signaux correspondant à l'émission intense

[470], et appelé par Wang et al. "émission intense". Celle-ci dont le comportement est similaire à celui de "l'émission électronique explosive"²⁶ apparaît au-delà d'un certain seuil de densité de puissance du laser.

Les courbes de la figure 6.12 montrent l'évolution de la charge et de la durée d'impulsion en fonction de l'énergie laser, la taille de la tache laser étant constante²⁷. Pour une énergie laser inférieure à $60 \mu\text{J}$, la charge mesurée est proportionnelle à l'énergie avec une pente de $1 \text{ pC}/\mu\text{J}$ identique à celle de la figure 6.7(a), et la durée d'impulsion observée correspond à la résolution du système. Il s'agit clairement de photo-émission classique. Pour une énergie laser supérieure à $60 \mu\text{J}$, la charge émise augmente brutalement pour atteindre 35 nC , et la durée d'impulsion passe à 50 ns . L'impulsion obtenue est très stable et très reproductible.

Même si les conditions expérimentales étaient trop difficiles pour faire des mesures

²⁶l'émission de champ sur une protusion conduit à l'échauffement de celle-ci, ce qui augmente encore le courant produit. Celui-ci peut alors dépasser une valeur critique, qui entraîne l'explosion de la protusion ce qui produit un plasma, qui agit ensuite comme une source d'électrons.

²⁷atténuateur -3 V , consigne HT 35 kV ($E_{01} = 90 \text{ MV/m}$, $E_{02} = 9 \text{ MV/m}$), déphaseur $2,58 \text{ V}$, laser subpicoseconde, courant dans les éléments magnétiques: $S = 81 \text{ A}$, $Q1 = 0,4 \text{ A}$, $Q2 = -0,6 \text{ A}$, $Q3 = 0,7 \text{ A}$.

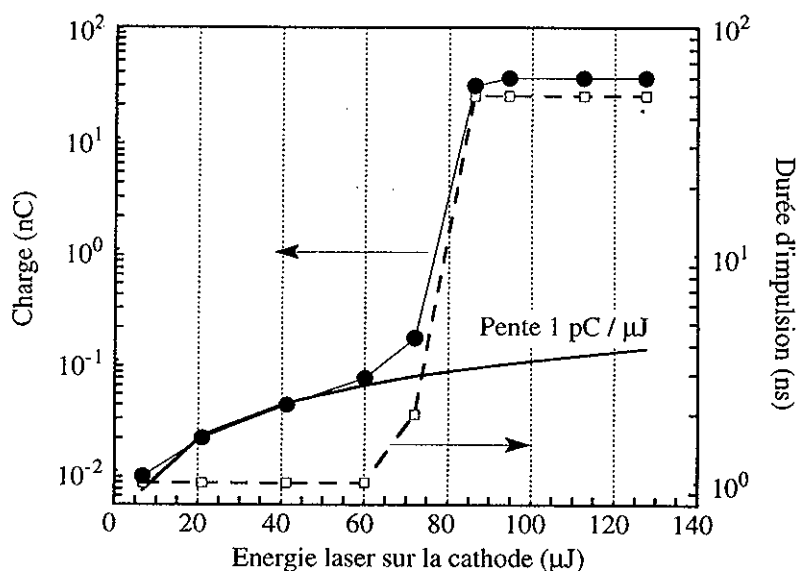


Figure 6.12: Charge et durée d'impulsion en fonction du champ accélérateur

propres²⁸, on a pu vérifier que si l'impulsion laser était allongée, l'émission intense disparaissait, et que si on augmentait le diamètre de la tache laser, le niveau d'énergie laser qui conduisait à l'émission intense était modifié. Ces observations corroborent le fait que l'émission intense apparaît au delà d'un seuil en densité de puissance laser.

Les caractéristiques de ce phénomène d'émission intense observées à Brookhaven sont les suivantes: seuil d'apparition en densité de puissance 1 GW/cm^2 , charge détectée importante ($\simeq 50 \text{ nC}$), durée de l'impulsion très supérieure à la durée de l'impulsion de photo-émission ($\simeq 60 \text{ ns}$), montée de l'impulsion lente et descente abrupte. Toutes ces caractéristiques ont aussi été vues ou mesurées sur CANDELA à l'exception de la valeur du seuil d'apparition du phénomène, qui n'a pu être mesurée précisément. Toutefois, pour une impulsion laser comprise entre 0,5 et 1 ps, et une énergie de seuil de $60 \mu\text{J}$, on a une puissance valant entre 0,06 et 0,12 GW. Pour un rayon de tache laser compris entre 1 et 2 mm, on obtient des densités de puissance variant entre 0,5 et 4 GW/cm^2 . L'ordre de grandeur est donc correct. D'autres caractéristiques non observables sur CANDELA, ont aussi été étudiées à Brookhaven, comme par exemple le retard entre le début de l'émission intense et l'arrivée du laser sur la cathode qui vaut quelques nanosecondes, la dégradation de l'état de surface de la cathode avec comme conséquence l'augmentation par un facteur 15 du courant d'obscurité correspondant à une augmentation du facteur de renforcement de champ de 30%. Aucune mesure de courant d'obscurité n'a malheureusement été faite après l'observation de l'émission intense. La photo 6.13 montre par contre l'état de la cathode qui est beaucoup moins endommagée que celle de BNL. Ceci peut toutefois s'expliquer par le fait que le fonctionnement en condition d'émission intense n'a

²⁸en raison de l'absence de synchronisation HF/laser due à une panne.

été maintenu que quelques heures.

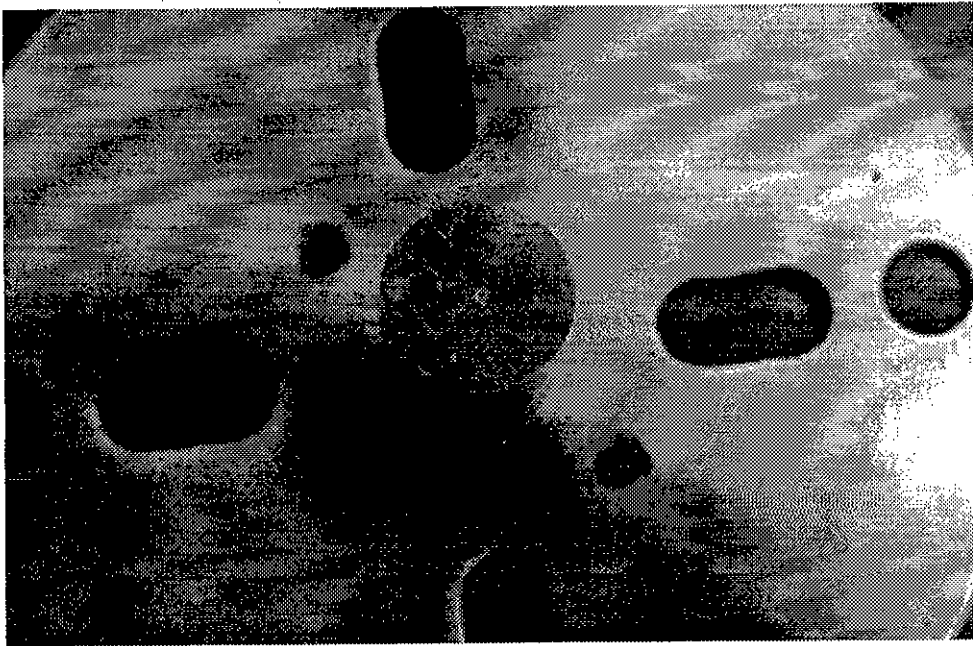


Figure 6.13: *Photo de la cathode après fonctionnement dans le régime d'émission intense*

L'explication exacte de ce phénomène d'émission intense n'est pas donnée dans la référence [303]. Il est seulement mentionné que son comportement se rapproche de l'émission explosive, et que ses caractéristiques semblent soutenir la création d'un plasma qui émet ensuite pendant environ 50 ns.

Même si Wang et al. mentionnent des applications possibles de cette émission intense compte-tenu de son intensité relativement importante, il s'agit pour nous d'un phénomène qui limite la charge que l'on peut produire par émission photo-électrique pure à partir d'une cathode en cuivre. Ceci nous a donc poussé à abandonner cette cathode pour se tourner vers la cathode imprégnée qui permet d'obtenir des charges plus significatives.

6.5 Mesure du spectre en énergie

Pour mesurer le spectre en énergie des photo-électrons, on utilise le dispositif et la méthode décrits pour le courant d'obscurité, section 5.5.1. Cependant, pour effectuer une bonne mesure, il faut en plus qu'il n'y ait pas de dérive de phase. En effet, la mesure de l'énergie prenant en général plusieurs dizaines de minutes²⁹, il faut être sûr que pendant cet intervalle, la phase n'a pas varié, puisque l'énergie dépend directement et assez significativement de celle-ci. Comme la troisième boucle d'asservissement n'était pas

²⁹celle-ci n'est pas automatisée pour le moment.

en place, nous n'avons pas fait d'études systématiques du spectre en énergie. Quelques mesures ont tout de même été faites et un exemple obtenu avec la méthode de la fente ouverte³⁰ est présenté sur la figure 6.15³¹. La dispersion en énergie assez importante (environ 20%) obtenue provient à la fois de l'effet des forces de charge d'espace durant le transport à faible énergie, et de l'effet HF provenant de l'angle d'incidence oblique ($54,5^\circ$) du faisceau laser sur la cathode, qui introduit une corrélation entre la position des photons sur la cathode et leur temps d'arrivée (voir figure 6.14). Pour comprendre l'importance relative de ces deux effets, il est utile d'essayer de simuler ces conditions expérimentales. Malheureusement, la corrélation due à l'angle d'incidence ne respecte pas la symétrie de révolution et n'est donc pas simulable directement avec PARMELA. On peut toutefois essayer de représenter cet effet en simulant trois paquets d'électrons correspondant à trois phases ϕ_0 différentes représentant l'étalement en phase dû à l'angle d'incidence (voir figure 6.14). Le spectre que l'on cherche est alors obtenu en juxtaposant les spectres correspondant à une portion transverse différente pour chaque paquet (voir figure 6.14). Cette technique suppose que les forces radiales de charge d'espace ne contribuent pas à la dispersion en énergie, ce qui est légitime compte-tenu du caractère laminaire du faisceau. La figure 6.15 montre le résultat d'une simulation faite suivant cette méthode, en ajustant les paramètres disponibles (taille du faisceau non connue précisément et phase des trois faisceaux simulés) pour reproduire au mieux le spectre mesuré³². Le spectre du "paquet central" correspondant donc à une impulsion laser identique à celle utilisée dans l'expérience mais arrivant perpendiculairement à la cathode, permet d'estimer quel est la part de la dispersion en énergie due aux forces de charge d'espace.

6.6 Mesure de dimensions transverses

Pour visualiser le faisceau et mesurer ses dimensions transverses, on utilise une céramique d'épaisseur 1 mm dopée avec 0,5 % d'ions chrome [363], faisant un angle de 45° par rapport au faisceau. Les photons de fluorescence émis par la céramique sont visualisés grâce à une caméra CCD, située perpendiculairement à l'axe faisceau. L'image de cette caméra est analysée grâce au logiciel BEAMVIEW [162] développé pour les faisceaux laser. Compte-tenu de la vitesse d'acquisition, celui-ci ne permet pas de voir toutes les impulsions mais par contre cette méthode donne le profil et les dimensions transverses d'une impulsion unique.

La résolution de ce système de mesure est déterminée par plusieurs facteurs parmi lesquels les plus importants sont: l'épaisseur de la céramique³³ qui est généralement le facteur dominant, la grosseur de grains, le flou de l'image résultant de la diffusion des

³⁰fente ouverte à ± 20 mm, ce qui correspond à une résolution de ± 3 %.

³¹atténuateur -3 V, consigne HT 25 kV ($E_{01} = 75,1$ MV/m, $E_{02} = 7,4$ MV/m), déphaseur 2,58 V, énergie laser $7,5 \mu\text{J}$, laser subpicoseconde, charge 0,15 nC, courant dans les éléments magnétiques $S = 81$ A, $Q1 = 0,6$ A, $Q2 = -0,5$ A, $Q3 = 1$ A.

³²les paramètres utilisés dans la simulation sont $\sigma_u = 1$ mm, distribution gaussienne tronquée à ± 3 σ_u , $\phi_0 = 10^\circ, 25^\circ$ et 40° .

³³les électrons traversant la céramique induisent la fluorescence sur une longueur égale à $\sqrt{2}$ fois l'épaisseur du fait de l'inclinaison à 45° , ce qui détermine la dimension minimum que l'on peut mesurer.

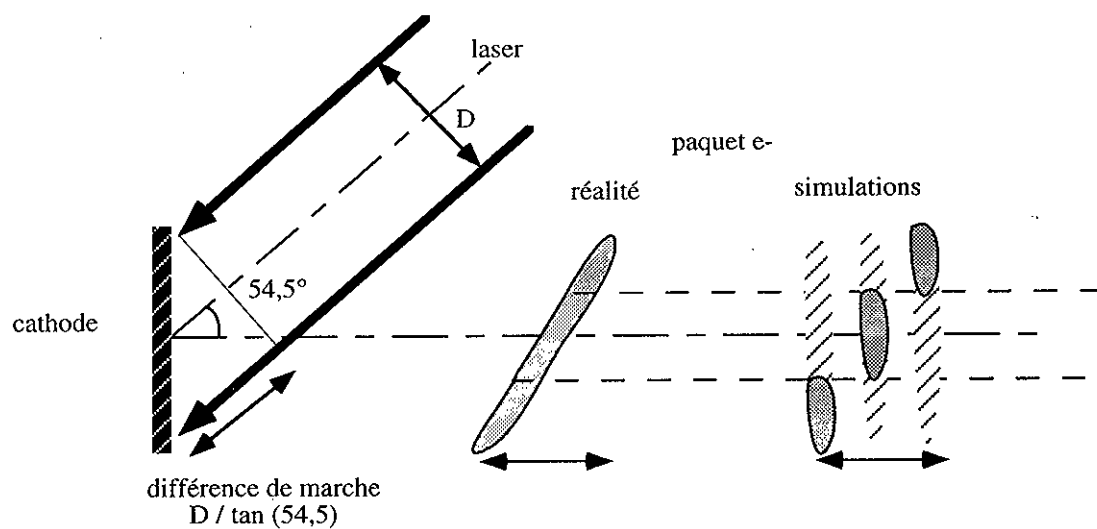


Figure 6.14: *Incidence oblique sur la cathode*

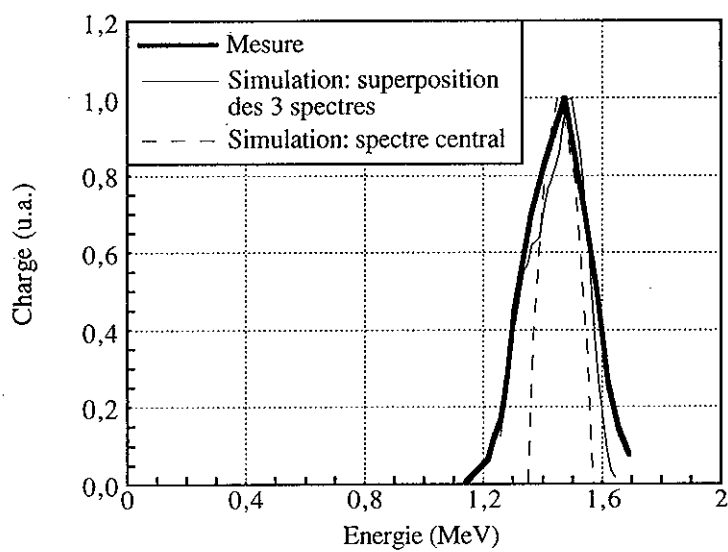


Figure 6.15: *Spectre en énergie du faisceau de photo-électrons mesuré et simulé*

électrons et des photons dans la céramique, la profondeur de champ du système optique, la taille des "pixels" de la caméra, la taille des "pixels numériques" de la carte d'acquisition.

La précision est donnée par la qualité de l'étalonnage fait avec une grille de dimension connue dessinée sur la céramique, par les défauts de linéarité de la céramique, du CCD et du convertisseur analogique numérique de la carte d'acquisition.

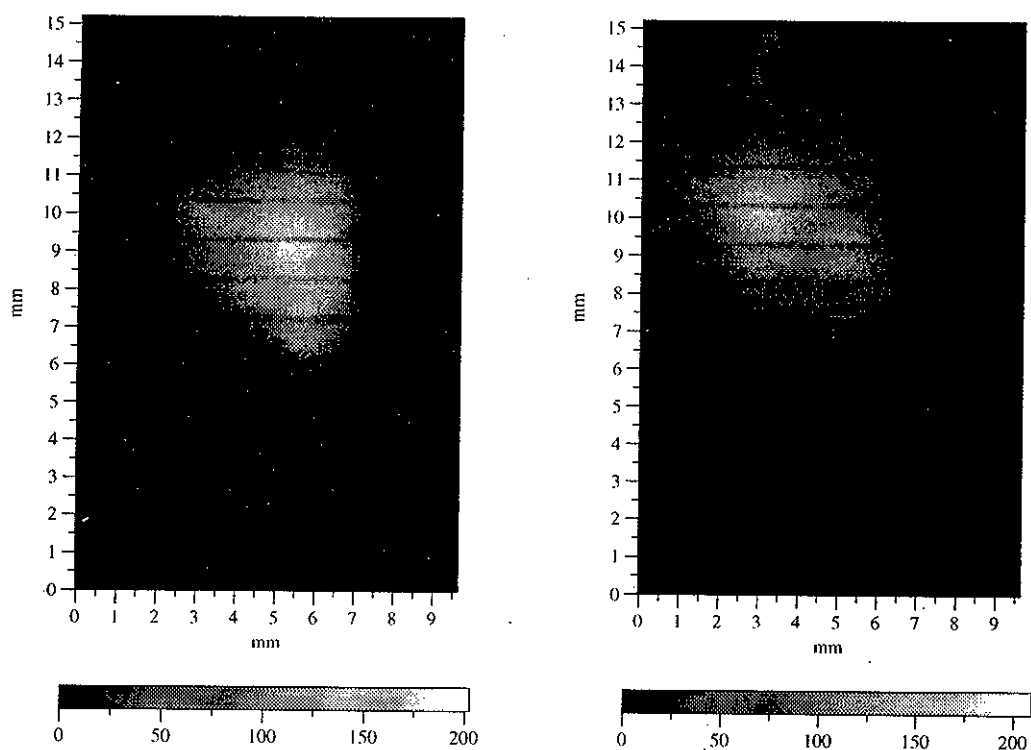
La céramique utilisée lors des expériences décrites faisant 1 mm d'épaisseur ne permet donc pas de mesurer des faisceaux de taille inférieure à 1,5 mm. Ceci est évidemment insuffisant pour caractériser un faisceau de faible émittance, mais cette épaisseur a été choisie pour être sûr d'avoir assez d'intensité lumineuse, même à faible charge. La céramique sera ensuite remplacée par une autre de plus faible épaisseur (150 μm) ou par une couche de phosphore déposée sur de l'aluminium. Avec cette dernière technique, BNL a obtenu une résolution globale de 45 μm [322].

La figure 6.16(a) montre à titre d'exemple une image de la tache induite par le faisceau de photo-électrons sur la céramique, duquel on a soustrait par un traitement numérique la contribution du courant d'obscurité qui est donnée sur la figure 6.16(b). Les traits verticaux que l'on distingue correspondent à une série de gravures de 50 μm faites dans la céramique avec un faisceau laser et espacées de 1 mm. La figure 6.16(c) donne une visualisation 3D de la figure 6.16(a) représentative de la densité d'électrons dans le plan transverse.

6.7 Mesure d'émittance

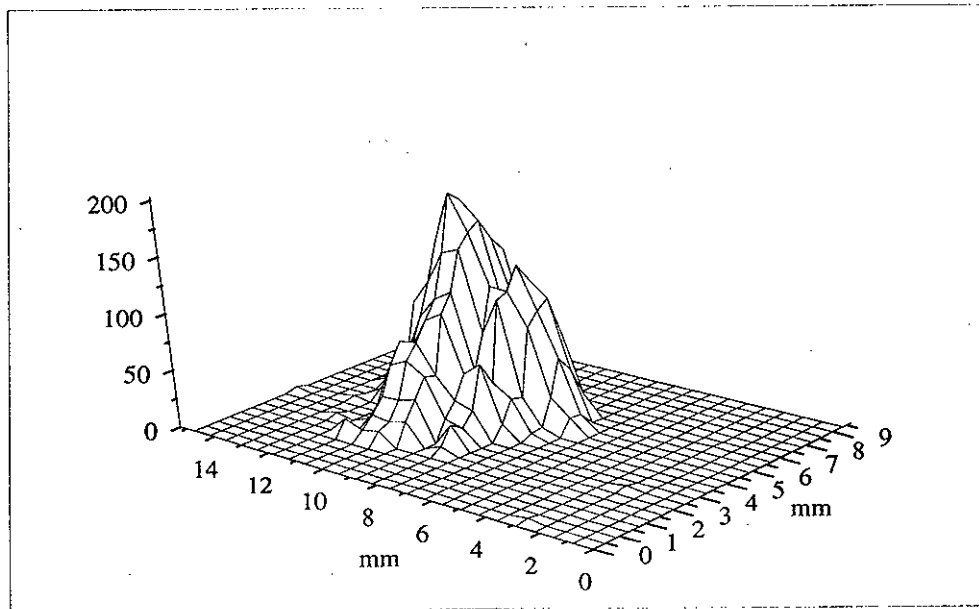
Les méthodes traditionnellement utilisées pour mesurer l'émittance d'un faisceau [7], peuvent se diviser en deux catégories: les méthodes qui s'appuient sur la connaissance de la matrice de transport (méthode des 3 gradients, des 3 positions ou des 3 énergies) et ne peuvent pas donner l'émittance d'une seule impulsion, et les méthodes directes qui sont valables pour une seule impulsion d'un faisceau de basse énergie (méthode de la poivrière, des fentes, ...). Même si la méthode des trois gradients qui ne nécessitent qu'un mesureur de taille transverse et un logiciel d'analyse est facile à mettre en oeuvre [609], on a choisi de développer aussi la méthode des fentes car elle donne accès à la valeur de l'émittance pour une seule impulsion. Une autre raison qui justifie ce choix est que la méthode des trois gradients conduit à des résultats erronés lorsque la charge d'espace joue un rôle dominant dans le transport du faisceau, ce qui est précisément le cas ici [618]. Même s'il est possible d'améliorer la méthode en intégrant l'influence de la charge d'espace [8], celle-ci demeure délicate pour les faisceaux brefs.

Le système pour la méthode des fentes est constitué d'une plaque d'inox d'épaisseur 2,2 mm comprenant deux séries de sept fentes de 0,1 mm de large réalisées par électro-érosion et espacées d'un mm (voir photo 6.17), et d'une céramique de 0,15 mm d'épaisseur située à 2 cm des fentes (voir figure 6.18). Les deux séries de fentes perpendiculaires entre elles permettent de faire une mesure dans l'un ou l'autre des plans transverses.



(a) *Photo-électrons*

(b) *Courant d'obscurité*



(c) *Photo-électrons*

Figure 6.16: *Visualisation du faisceau sur la céramique*

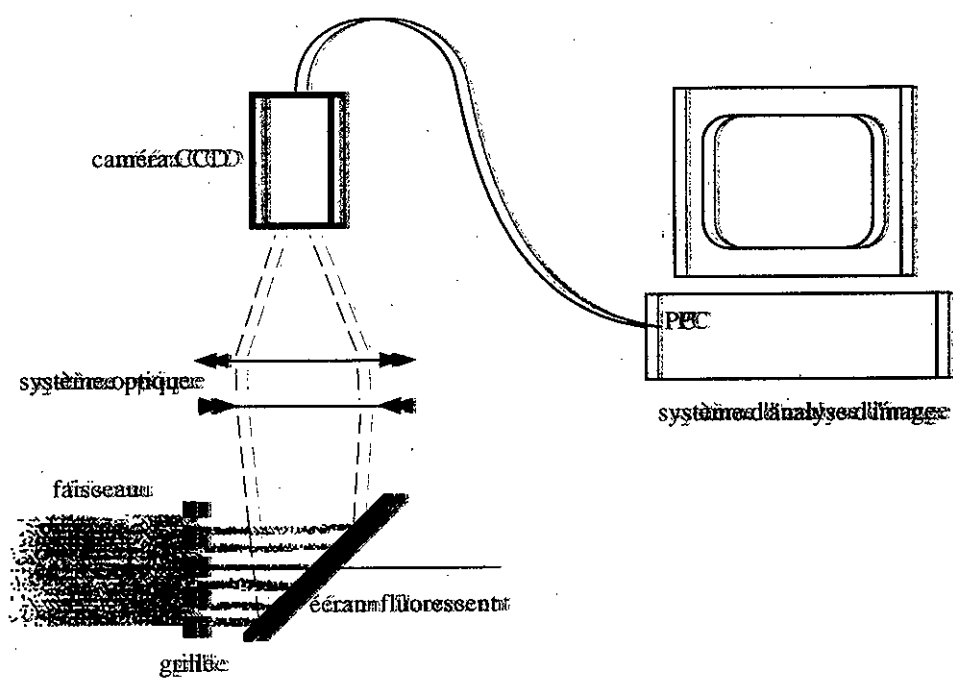
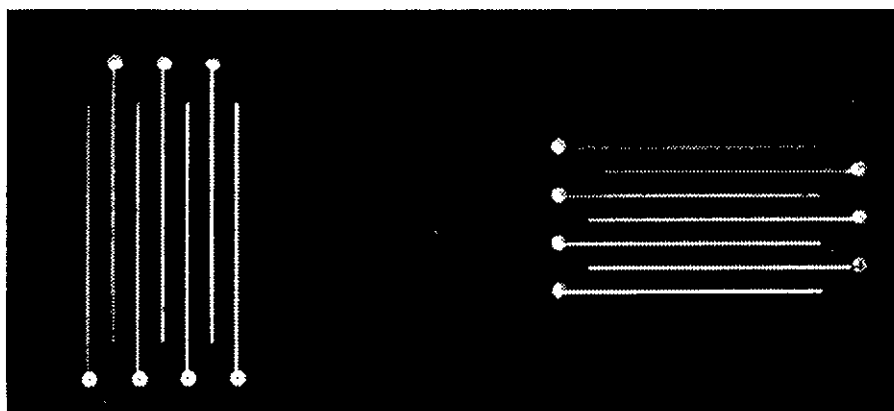
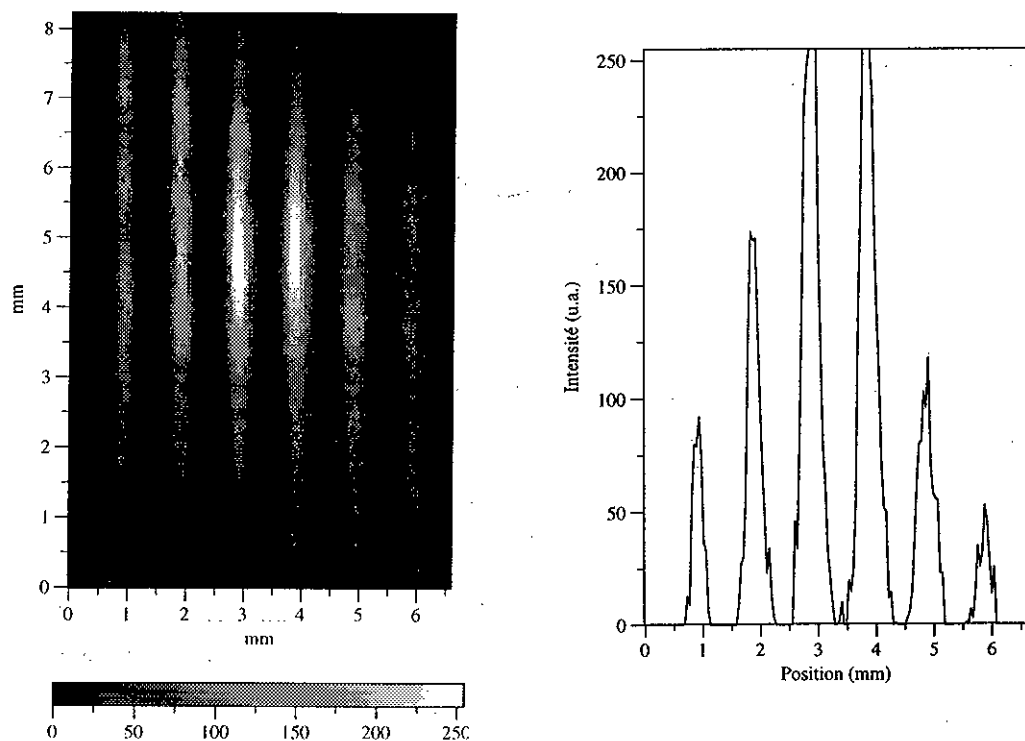


Figure 6.1.83 : Système pour la mesure de l'émission

Le faisceau intense dont l'évolution dynamique est dominée par la charge d'espace, est transformé par le passage à travers la plaque à fentes, en un petit nombre de faisceaux dominés par la dynamique à une particule. L'image de ces fentes sur la céramique visualisée par une caméra CCD permet d'obtenir la divergence des particules en fonction de leur position transverse et donc de reconstituer l'image du faisceau dans l'espace des traces. Le calcul de l'émittance q_m est alors immédiat [619].

Le détail de la conception de ce système inspiré de celui mis en oeuvre à UCLA [402] est donné dans la référence [614]. Une évaluation précise de la résolution et de la précision des mesures obtenues n'a pas encore été faite. Une version préliminaire du logiciel d'analyse a permis d'obtenir quelques valeurs d'émittance [619].

La figure 6.19 montre une image obtenue pour une impulsion de charge 0,4 nC, et le profil de densité correspondant. L'analyse de cette image faite avec la version préliminaire du logiciel [654] mentionnée ci-dessus permet de reconstituer l'espace des phases montré sur la figure 6.20.



(a) Image du faisceau après passage au travers des fentes verticales

(b) Profil de densité

Figure 6.19: Image obtenue avec le mesureur d'émittance et profils correspondants

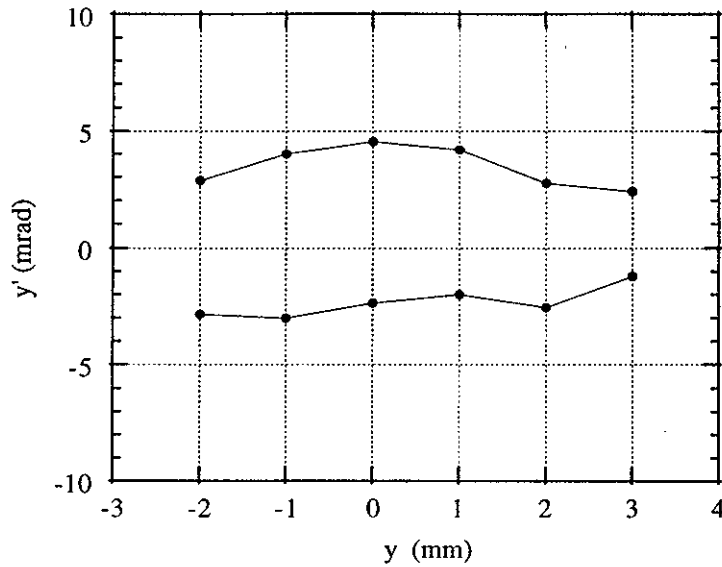


Figure 6.20: *Reconstitution de l'espace des phases d'après la figure 6.19*

6.8 Mesure de durée d'impulsion

La durée d'impulsion du laser pouvant varier entre 0,5 et 15 ps, le système de mesure de durée de l'impulsion électronique doit en principe couvrir aussi cette plage. L'appareil utilisé habituellement pour mesurer les durées d'impulsions est une caméra à balayage de fente. Celle-ci reçoit une impulsion lumineuse, qu'elle transforme en impulsion électronique grâce à une photocathode. Les électrons sont accélérés tout en étant défléchis par une paire d'électrodes auxquelles on applique une rampe de tension ayant un front de montée très rapide. La dispersion temporelle des électrons est ainsi transformée en dispersion spatiale que l'on sait aisément mesurer. Les caméras les plus performantes permettent une résolution de 0,2 ps [15] qui serait donc suffisante pour couvrir a priori la plage accessible par CANDELA. Malheureusement le coût d'un tel instrument est très élevé, et la caméra ARP acquise, a une résolution seulement un peu inférieure à 2 ps³⁴, qui est malgré tout suffisante tant que l'on accélère pas les électrons à la sortie du canon, puisque les simulations présentées au chapitre 3 ont montré que pour une charge significative le paquet s'allongeait sensiblement lors du transport à basse énergie. Les photons nécessaires pour illuminer la caméra sont produits par rayonnement Cerenkov³⁵ sur un saphir de 300 μm d'épaisseur, et transportés jusqu'à la salle laser où se trouve la caméra. Les détails de la conception de ce système sont donnés dans les références [365, 614, 617]. Le détail des différents facteurs limitant la résolution et déterminant la précision est donné dans la

³⁴la résolution dépend de la longueur d'onde: celle-ci vaut 1,5 ps à 800 nm, 2 ps à 400 nm et 3,5 ps à 266 nm [655].

³⁵le rayonnement de transition ne fournit pas un flux de photons suffisants [615].

référence [365]. Dans notre cas, la résolution est essentiellement dominée par la résolution de la caméra.

Des mesures préliminaires ont été faites en octobre 95, mais celles-ci se sont avérées difficiles du fait du faible nombre de photons Cerenkov transmis jusqu'à la caméra. En effet, compte-tenu de la longueur du transport de ces photons (environ 30 m) et de la dimension limitée des composants optiques de cette ligne (diamètre inférieur à 70 mm), l'acceptance du système de transport est très faible, et la taille maximale du spot de lumière Cerenkov que l'on peut focaliser sur la fente de la caméra, est d'environ 1 mm. Ceci signifie qu'il faut réaliser au niveau du saphir une dimension du faisceau d'électrons de cet ordre. Le réglage expérimental de la focalisation magnétique pour obtenir ces conditions s'est avéré difficile, du fait qu'il n'y avait pas de possibilité d'observer la dimension et le déplacement transverse (qui provient du fait que le faisceau ne passe pas parfaitement au centre des éléments magnétiques) du faisceau, sur une dimension assez grande. Afin de remédier à ce problème, une céramique de visualisation du faisceau sera rajoutée au même endroit que le saphir, et l'on pourra donc choisir de regarder alternativement la taille du faisceau grâce à une caméra CCD et la durée avec la caméra à balayage de fente.

Si l'on voulait mesurer des durées inférieures à 2 ps, il faudrait utiliser d'autres méthodes. Celles-ci ne sont ni nombreuses, ni courantes puisque très peu d'accélérateurs produisent des impulsions aussi courtes ([49] à [56]). Plusieurs possibilités ont été envisagées pour CANDELA mais aucune n'a été mise en oeuvre jusqu'à présent: la méthode assez classique utilisant une cavité HF déflexrice suivant un principe assez similaire à celui de la caméra à balayage de fente mais appliqué directement aux électrons à mesurer, nécessitent un équipement lourd et coûteux (cavité et puissance HF). La limite de résolution que l'on peut atteindre dépend des conditions expérimentales (puissance HF, longueur du bras de levier, ...) mais pour des paramètres raisonnables, il est difficile de descendre en dessous de la picoseconde [611]. Une méthode originale a été étudiée: celle-ci appelée corrélateur Compton ou Thomson et développée dans l'annexe H, consiste à utiliser le laser femtoseconde pour "scanner" le faisceau d'électrons. Cette méthode qui, de façon indépendante, a été imaginée et mise en oeuvre à SLAC à 45 GeV, est très difficile à basse énergie car le signal est très faible. Finalement, la solution probablement la plus prometteuse consisterait sans doute à mesurer le spectre cohérent du rayonnement Cerenkov. Celle-ci qui a été étudiée au Japon [54] et aux Etats-Unis [56], donne en effet des résultats d'autant meilleurs que l'impulsion est courte.

6.9 Conclusion

La caractérisation expérimentale des performances d'un photo-injecteur nécessite une instrumentation poussée. Celle-ci n'étant malheureusement pas totalement disponible, le photo-injecteur CANDELA n'a pu être caractérisé complètement. Le travail effectué a seulement permis de valider l'utilisation des cathodes imprégnées dont le rendement quantique ($\simeq 10^{-3}$) et la "durée de vie" (> 12 h) sont suffisants pour des applications qui nécessitent des charges modérées (< 5 nC) et un petit nombre de micro-impulsions (< 10). L'autre acquis de CANDELA est la démonstration que la technologie des lasers $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ est adéquate pour les photo-injecteurs. En effet, une fois résolus les problèmes de

jeunesse de ce laser prototype, celui-ci a donné entière satisfaction. Les mesures à venir (émittance, durée d'impulsion) devront permettre de vérifier les performances ultimes qu'il est possible d'atteindre avec des impulsions laser très brèves.

Chapitre 7

Conclusion

La bêtise consiste à vouloir conclure.

Flaubert (1821-1880)
Carnets

Inventés il y a dix ans, les photo-injecteurs ont connu un développement rapide puisqu'une dizaine sont en fonctionnement dans le monde et une vingtaine en construction ou en étude. Les laboratoires les plus avancés comme Los Alamos, Brookhaven et le CERN en sont même à leur troisième voire quatrième prototype. Les expériences déjà faites ont prouvé que les photo-injecteurs étaient capables de délivrer des faisceaux de très grande brillance et ont permis d'obtenir des résultats importants comme le laser à électrons libres dans l'UV avec un linac à Los Alamos [47] et la génération de 80 MW de puissance à 30 GHz au CERN [341].

Parallèlement à ces progrès technologiques et expérimentaux, la théorie et les modèles analytiques sont parvenus à une maturité telle que l'évolution de l'ensemble des paramètres caractérisant un faisceau émis par un photo-injecteur est décrit par un modèle analytique initié par Kim [445] et développé par Serafini [538, 544]. Ces descriptions théoriques permettent de mieux comprendre les mécanismes essentiels qui entrent en jeu dans la dynamique des faisceaux brillants et en particulier les conditions qui permettent de réduire l'émittance. La méthode la plus efficace pour cela, imaginée par Carlsten [198] et explicitée par Serafini [544], utilise un solénoïde qui en focalisant le faisceau permet de compenser l'accroissement linéaire d'émittance. Une technique similaire, mais utilisant la focalisation HF a été imaginée par Gao [569] et mise en oeuvre dans le canon étudié ici. Celle-ci s'avère efficace pour les impulsions longues (supérieures à $\lambda_{hf}/9$). Bien que les simulations faites avec PARMELA valident l'approche analytique développée à l'origine, cette méthode n'a pas pu être testée expérimentalement puisque le laser utilisé produit des impulsions brèves.

La mise en oeuvre de cette méthode de réduction d'émittance nécessite des cavités de forme plus complexe que celles utilisées habituellement. De plus la nécessité de minimiser la dispersion en énergie a compliqué encore l'étude puisque les deux cellules du canon doivent être découplées pour pouvoir être alimentées séparément et déphasées l'une par rapport à l'autre. Le choix d'une photocathode imprégnée, habituellement utilisée comme cathode thermo-ionique a aussi contribué à la difficulté de la réalisation de la cavité, si bien qu'une façon originale d'insérer la cathode a dû être mise au point. Malgré ces difficultés, la cavité HF a rempli parfaitement son cahier des charges, puisqu'un gradient de 65 MV/m a été atteint en fonctionnement normal avec les deux cellules alimentées, et qu'un gradient maximal de 106 MV/m a été obtenu dans la première cellule alimentée seule. Le vide résiduel en l'absence de HF, qui est de l'ordre de 10^{-10} mbar, est tout à fait compatible avec le fonctionnement de la photocathode. Finalement, le courant d'obscurité, dont une analyse détaillée a été faite est plus faible que celui du canon de type BNL du fait d'une géométrie favorisant moins la capture des électrons.

Le laser saphir dopé au titane délivrant des impulsions de durée inférieure à la picoseconde avec une énergie maximum de 200 μ J en UV, est synchronisé avec le signal HF avec une fluctuation de phase inférieure à 3 ps qm. Bien que la boucle d'asservissement lente ne soit pas encore terminée, les mesures qui ont été faites ont démontré que ce type de laser, utilisé pour la première fois sur un photo-injecteur était bien approprié. La cathode imprégnée qui avait été caractérisée auparavant dans un canon continu avec un champ accélérateur maximum de 3 MV/m, a donné de très bons résultats dans le canon HF. Sa tenue aux champs électriques élevés, son rendement quantique proche de 10^{-3} et sa durée de vie d'une dizaine d'heures que l'on peut régénérer en 20 minutes, confirment ou améliorent les performances obtenues précédemment. Ces expériences qui sont les premières avec ce type de cathode dans un canon à 3 GHz, montrent que celle-ci est tout à fait intéressante pour des applications nécessitant des faisceaux de charge de quelques nC, comprenant au plus quelques impulsions.

La caractérisation d'un faisceau brillant de façon complète qui passe bien sûr par la mesure de la durée d'impulsion et de l'émittance, nécessite une instrumentation poussée difficile à mettre en oeuvre. Les moyens limités consacrés à cet aspect n'ont malheureusement pas permis d'obtenir des mesures autres que préliminaires. Un travail important reste donc à faire pour caractériser complètement CANDELA et comparer ses performances aux simulations, en particulier dans le domaine des impulsions très brèves, qui est très peu étudié expérimentalement ailleurs, faute d'accélérateurs capables de produire de tels faisceaux. Les mesures préliminaires ainsi que les simulations montrent d'ores et déjà, que la caractérisation complète et précise d'un photo-injecteur à basse énergie est extrêmement difficile. L'émittance, la dispersion en énergie et la durée d'impulsion évoluent très rapidement à la sortie du canon, et lorsqu'on essaye de les mesurer, on s'aperçoit vite que l'on étudie non plus le photo-injecteur, mais le transport de faisceau. Pour pallier cette difficulté, il est sain de rajouter après le canon, une structure accélératrice pour amener l'énergie des électrons au-dessus de 20 MeV.

Comme le montre l'organisation récente d'un workshop intitulé "Microbunches"¹, les applications de faisceaux d'électrons intenses de durée très brèves ne cessent de croître,

¹Long Island, Septembre 95.

de même que les projets de construction de petites machines destinées à ces applications. Parmi ces applications, on peut citer la génération des radiations cohérentes intenses dans le domaine infrarouge lointain et l'étude des phénomènes ultra-brefs en physique et chimie. Les accélérateurs produisant des impulsions inférieures à 1 ou 2 ps peuvent se compter sur les doigts d'une main. On peut citer le canon HF thermo-ionique de SSRL qui à l'aide d'un compresseur magnétique a produit des impulsions de 50 pC et 50 fs (1 kA) [556], et l'accélérateur linéaire de l'Université de Tokyo, qui avec un système de groupeurs et un compresseur magnétique a produit des impulsions de 150 pC et 600 fs (250 A) [55]. L'ajout d'un compresseur magnétique sur le photo-injecteur de Los Alamos lui permettra de fournir des impulsions de 3 nC et de 700 fs (4,3 kA) [188]. A côté de ces machines produisant des impulsions ultra-brèves se développent des installations capables de délivrer des impulsions inférieures à quelques ps, comme par exemple les photo-injecteurs de BNL [306]² et UCLA [400] qui fonctionnent déjà ou le photo-injecteur de Fermilab développé dans le cadre du projet TTF [416], ou encore les photo-injecteurs en construction à BNL et en projet à Orsay [58] pour la radiolyse chimique.

Indépendamment des applications pour les grandes machines comme les collisionneurs linéaires, les photo-injecteurs délivrant des faisceaux brillants et de durée brèves ont donc un avenir dans des laboratoires plus modestes servant des utilisateurs venus de communautés diverses.

Pour être tout à fait efficace dans un tel contexte, un effort important doit encore être fait pour améliorer les performances en terme de fiabilité, reproductibilité des paramètres, facilité d'opération. Les paramètres tels que la stabilité en amplitude, en phase et position doivent être améliorés. Ceux-ci ne peut se faire qu'au prix d'un effort technologique important qui porte en majeure partie sur le laser. La nécessité de la connaissance précise des paramètres impose aussi des développements importants sur les mesureurs afin de mieux cerner les limites de ceux utilisés actuellement pour les améliorer ou bien pour en concevoir de mieux adaptés.

Ces efforts doivent être faits et maintenus si l'on veut un jour disposer d'injecteurs à la hauteur des besoins de toutes les applications possibles.

²une impulsion de 1 ps et 0,4 nC a été mesurée récemment à 52 MeV.

Annexe A

Principaux résultats des modèles de Kim et Serafini

*Je commente, j'éclaire les anciens ouvrages;
je n'en compose pas de nouveaux. J'ai la foi
dans les Anciens et je les aime.*

Confucius (551-479 av. J.C.)

Cette annexe est un compendium des formules des modèles de Kim et Serafini. Pour les formules les plus utiles, on donne entre accolades une expression en unités pratiques définies dans la liste des symboles rappelés ci-dessous.

A.1 Liste des notations

1. Constantes fondamentales

- c : vitesse de la lumière
- e : charge élémentaire
- m_0 : masse de l'électron au repos
- $I_A = \frac{4\pi\epsilon_0 m_0 c^3}{e} = 17 \text{ kA}$: courant d'Alfvén
- ϵ_0 : permittivité du vide
- μ_0 : perméabilité du vide
- $Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}$: impédance du vide
- j : nombre imaginaire pur

2. Paramètres géométriques

- z : coordonnée longitudinale le long de l'axe du canon ayant pour origine la cathode
- z_f : abscisse correspondant à la sortie du canon
- r : coordonnée radiale
- θ : coordonnée azimuthale

3. Paramètres laser

- σ_l : durée qm
- T_l : durée totale dans le cas d'une impulsion uniforme
- σ_{u0} : dimension transverse qm
- R_0 : rayon dans le cas d'une impulsion uniforme

4. Paramètres du faisceau d'électrons

- ϕ_0 : phase de la particule centrale du paquet lorsqu'elle quitte la cathode
- $\phi = \omega t - kz + \phi_0$: phase courante
- ϕ_∞ : phase asymptotique
- σ_u : dimension transverse qm ($u = x$ ou y)
- R_u : rayon transverse dans le cas d'une distribution transverse
- σ_z : dimension longitudinale qm
- σ_b : durée qm
- τ_{mh} : durée à mi-hauteur
- $A = \frac{\sigma_u}{c\sigma_b} = \frac{R_u}{c\tau_{mh}}$: rapport d'aspect
- σ_w : divergence qm ($u = x$ ou y)
- p_r : moment transverse
- $\epsilon_{u,n,qm}$: émittance normalisée qm ($u = x$ ou y)
- Q : charge
- $I = \frac{Q}{\sqrt{2\pi}\sigma_b}$: courant
- $I = \frac{Q}{\tau_{mh}}$: courant dans le cas d'une distribution uniforme
- γ : facteur de Lorentz
- U : énergie cinétique
- σ_U : dispersion en énergie qm

5. Paramètres HF

- n : nombre de cellules du canon
- f : fréquence
- λ_{hf} : longueur d'onde
- $k = \frac{2\pi}{\lambda_{hf}}$: vecteur d'onde
- $\omega = ck$: pulsation
- E_0 : maximum du champ électrique accélérateur sur l'axe
- $E_z(z, r, t)$: champ électrique longitudinal dans la cavité à l'abscisse z , au rayon r et au temps t .
- a_i : coefficient de Fourier dans la décomposition du champ accélérateur (normalisation au champ crête)
- $E_r(z, r, t)$: champ électrique radial
- $B_\theta(z, r, t)$: champ magnétique azimuthal
- $\alpha = eE_0(2m_0c^2k)^{-1}$
- $\alpha' = \alpha a_1$
- $\mu = \sum_{i=1}^{\infty} a_i$
- $\mu' = \mu a_1^{-1}$
- $\eta = \sum_{i=1}^{\infty} (a_{i-1}^2 + a_{i+1}^2 - 2a_{i-1}a_{i+1} \cos(2\phi_f)); (a_0 \equiv 0)$
- $\eta' = \eta a_1^{-2}$

6. Unités pratiques

- champ électrique: mégavolt par mètre (MV/m)
- dimension transverse et longitudinale: millimètre (mm)
- divergence: milliradian (mrad)
- durée: picoseconde (ps)
- charge: nanocoulomb (nC)
- courant: Ampère (A)
- émittance: π millimètre-milliradian (π mm mrad)
- énergie: méga électron-volt (MeV)
- dispersion en énergie: kilo électron-volt (keV)

A.2 Modèle de Kim

1. Phase et énergie à la sortie du canon

- Phase: $\phi_f = \phi_\infty = \phi_0 + (2\alpha \sin \phi_0)^{-1}$
- Phase optimale (énergie maximum, émittance minimum): $\phi_f = \frac{\pi}{2}$
- Énergie: $\gamma_f = 1 + \alpha[(n + 0,5)\pi \sin \phi_f + \cos \phi_f]$
- Dispersion en énergie qm due aux forces HF: $\sigma_U = \frac{1}{2}eE_0c\sigma_l = \{0,15 E_0\sigma_l\}$

2. Dimensions transverse et longitudinale, divergence, moment transverse à la sortie du canon

- Dimension transverse: $\sigma_u = \sigma_{u0}$
- Divergence: $\sigma_{u'} = \frac{1}{\gamma_f}\alpha k\sigma_u = \left\{ \frac{E_0\sigma_u}{\gamma_f} \right\}$
- Moment transverse dû aux forces HF: $p_r^{hf} = \alpha k r \sin \phi_f$
- Durée: $\sigma_b = \sigma_l$
- Facteur de compression longitudinal: $\frac{\Delta\phi_\infty}{\Delta\phi_0} = 1 - \frac{\cos \phi_0}{2\alpha \sin^2 \phi_0}$

3. Emittances

(a) Distributions transverse et longitudinale gaussiennes

- Emittance due aux forces HF:

$$\epsilon_{u,n,qm}^{hf} = \frac{1}{\sqrt{2}}\alpha c^2 k^3 \sigma_{u0}^2 \sigma_l^2 = \{2,73 \times 10^{-11} E_0 f^2 \sigma_{u0}^2 \sigma_l^2\}$$

- Emittance due aux forces de charge d'espace ($0,1 \leq A \leq 6$):

$$\epsilon_{u,n,qm}^{ce} = \frac{\pi}{4} \frac{1}{\alpha k \sin \phi_0} \frac{I}{I_A} \frac{1}{3A + 5} = \left\{ 3,76 \times 10^3 \frac{Q}{\sin \phi_0 E_0 (2\sigma_{u0} + \sigma_l)} \right\}$$

(b) Distributions transverse et longitudinale uniformes

- Emittance due aux forces HF:

$$\epsilon_{u,n,qm}^{hf} = \frac{1}{4\sqrt{6!}}\alpha c^2 k^3 R_0^2 T_l^2 = \{3,6 \times 10^{-13} E_0 f^2 R_0^2 T_l^2\}$$

- Emittance due aux forces de charge d'espace ($0,2 \leq A \leq 6$):

$$\epsilon_{u,n,qm}^{ce} = \frac{\pi}{4} \frac{1}{\alpha k \sin \phi_0} \frac{I}{I_A} \frac{0,028}{\sqrt{A}} = \left\{ 724 \frac{Q}{\sin \phi_0 E_0 \sqrt{R_0 T_l}} \right\}$$

A.3 Modèle de Serafini

1. Phase et énergie à la sortie du canon

- Phase: $\phi_f = \phi_\infty = \phi_0 + (2\mu\alpha \sin \phi_f)^{-1} + (10(\mu\alpha)^2 \sin^2 \phi_f)^{-1}$
- Energie: $\gamma_f = 1 + \alpha'[(n + 0,5)\pi \sin \phi_f + \cos \phi_f]$

2. Dimensions transverse et longitudinale, divergence, moment transverse à la sortie d'un canon à 1,5 cellules

- Dimension transverse due aux forces HF et de charge d'espace ($0 < A < 6$):

$$\sigma_u = \sigma_{u0} \left[1 + (\mu' + \mu_{ce}) \left(1 - \frac{(1 + \alpha' \cos \phi_f) \ln \gamma_f}{\gamma_f - 1} \right) \right]$$

où

$$\mu_{ce} = \frac{Z_0 I}{8\alpha' k \mu E_0 \sigma_{u0}^2 \sin \phi_0} \left[\frac{1}{2,45 + 1,82A^{5/4} - 0,55A^{3/2}} \right]$$

- Divergence due aux forces HF et de charge d'espace:

$$\sigma_{u'} = \frac{\alpha' k \sigma_{u0}}{\gamma_f} \left[(\bar{p}_r + \Psi k^2 c^2 \sigma_l^2) \sin \phi_f + \mu_{ce} \right]$$

où

$$\Psi = \frac{\alpha'^2}{578}(\eta'^2 + 8,3 \mu'^2) - \frac{\alpha'}{34}(\eta'^2 + 5 \mu'^2) - \frac{\mu'}{11}(6,3 + 0,15 \eta' + \mu')$$

et

$$\begin{aligned} \bar{p}_r = & \mu' \left[1 + \mu' - \frac{2\mu' \ln(1 + 0,5\pi\alpha' \sin \phi_f)}{\pi\alpha' \sin \phi_f} \right] \\ & - \left[\frac{(1 - \alpha'^2(4!)^{-2})\eta' \log(\gamma_f - \alpha' \cos \phi_f)}{8 \sin^2 \phi_f} \right] \\ & \times \left[1 + \mu' - \frac{\mu' \ln[(1 + 0,5\pi\alpha' \sin \phi_f)(\gamma_f - \alpha' \cos \phi_f)^{1/3}]}{\pi\alpha' \sin \phi_f} \right] \end{aligned}$$

- Moment transverse dû aux forces HF:

$$\begin{aligned} p_r^{hf} = & \alpha \sin \phi_f \\ & \times \left[a_1 k r + \sum_{i \geq 3} a_i \sum_{N=1}^{\nu \leq i} \frac{(i^2 - 1)^{N-1}}{4^N N!^2 (N+1)} \left[(i^2 - 1)(kr)^{2N+1} + 4N(N+1)(kr)^{2N-1} \right] \right] \end{aligned}$$

3. Emittances

- Emittance due aux forces HF linéaires pour des distributions transverse et longitudinale gaussiennes (calcul tenant compte de la variation de dimension transverse le long du canon):

$$\begin{aligned}\epsilon_{u,n,qm}^{hf} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \alpha' c^2 k^3 \sigma_{u0}^2 \sigma_l^2 \\ &\times \left[\left(\frac{\alpha'}{9} \right)^2 [0,72 \mu' - \mu'(\eta' - 5 \mu')] - \frac{\alpha'}{29} (\eta'^2 + 18 \mu'^2) \right. \\ &\quad \left. + 1,3 \mu' \left(\frac{1}{2} - \mu' - \frac{\eta'}{11} \right) - 0,54 \right]\end{aligned}$$

- Emittance due aux forces HF linéaires et non-linéaires limitées à l'ordre 3 (calcul supposant la dimension transverse constante):

$$\epsilon_{u,n,qm}^{hf,nl} = \sqrt{(\epsilon_{u1}^{hf})^2 + (\epsilon_{u3}^{hf})^2 + (\epsilon_{u13}^{hf})^2}$$

où

- (a) distributions transverse et longitudinale gaussiennes

$$\epsilon_{u1}^{hf} = \frac{a_1 + a_3}{\sqrt{2}} \alpha c^2 k^3 \sigma_{u0}^2 \sigma_l^2$$

$$\epsilon_{u3}^{hf} = 2\sqrt{2} a_3 \alpha k^3 \sigma_{u0}^4 \sqrt{1 - k^2 c^2 \sigma_l^2 + \frac{7}{4} k^4 c^4 \sigma_l^4}$$

$$\epsilon_{u13}^{hf} = 2\sqrt{a_3(a_1 + a_3)} \alpha c^2 k^4 \sigma_{u0}^3 \sigma_l^2$$

- (b) distributions transverse et longitudinale uniformes

$$\epsilon_{u1}^{hf} = \frac{a_1 + a_3}{48\sqrt{5}} \alpha c^2 k^3 R_0^2 T_l^2$$

$$\epsilon_{u3}^{hf} = \frac{a_3 \alpha k^3 R_0^4}{12\sqrt{2}} \sqrt{1 - \frac{k^2 c^2 T_l^2}{12} + \frac{41}{2880} k^4 c^4 T_l^4}$$

$$\epsilon_{u13}^{hf} = \frac{1}{24\sqrt{15}} \sqrt{a_3(a_1 + a_3)} \alpha c^2 k^4 R_0^3 T_l^2$$

- (c) distributions transverse gaussienne et longitudinale uniforme

$$\epsilon_{u1}^{hf} = \frac{a_1 + a_3}{12\sqrt{5}} \alpha c^2 k^3 \sigma_{u0}^2 T_l^2$$

$$\epsilon_{u3}^{hf} = 2\sqrt{2} a_3 \alpha k^3 \sigma_{u0}^4 \sqrt{1 - \frac{k^2 c^2 T_l^2}{12} + \frac{17}{2880} k^4 c^4 T_l^4}$$

$$\epsilon_{u13}^{hf} = \frac{1}{3\sqrt{10}} \sqrt{a_3(a_1 + a_3)} \alpha c^2 k^4 \sigma_{u0}^3 T_l^2$$

- Emittance due aux forces de charges d'espace linéaires et non-linéaires

$$\epsilon_{u,n,qm}^{ce,nl})_f = \sqrt{(\epsilon_{u1}^{ce})^2 + (\epsilon_{u3}^{ce})^2 + (\epsilon_{u13}^{ce})^2}$$

où

- (a) distribution transverse et longitudinale uniforme

$$\epsilon_{u1}^{ce} = \frac{\pi}{16\sqrt{5}\alpha k \sin \phi_0} \frac{Q}{I_A} \frac{c^3 T_l^2}{R_0^3}$$

$$\epsilon_{u3}^{ce} = \frac{3\pi}{512\alpha k \sin \phi_0} \frac{Q}{I_A} \frac{c}{R_0}$$

$$\epsilon_{u13}^{ce} = \frac{j\pi\sqrt{3}}{32\sqrt{2}\alpha k \sin \phi_0} \frac{Q}{I_A} \frac{c^3 T_l^2}{R_0^3}$$

- (b) distribution transverse optimale (parabolique inversée et tronquée) et distribution longitudinale uniforme

$$\epsilon_{u1}^{ce} = \frac{\pi}{15\sqrt{5}\alpha k \sin \phi_0} \frac{Q}{I_A} \frac{c^2 T_l}{R_0^2}$$

$$\epsilon_{u3}^{ce} = \frac{\pi\sqrt{89}}{512\alpha k \sin \phi_0} \frac{Q}{I_A} \frac{c^3 T_l^2}{R_0^3}$$

$$\epsilon_{u13}^{ce} = \frac{\pi}{20\sqrt{3}\alpha k \sin \phi_0} \frac{Q}{I_A} \frac{c^{\frac{5}{2}} T_l^{\frac{3}{2}}}{R_0^{\frac{5}{2}}}$$

Annexe B

Charge émise en fonction de l'énergie laser

*Quand il s'agit d'écrire des sottises,
il serait vraiment trop facile d'écrire un gros livre.*

*Gaston Bachelard (1884-1962)
La psychanalyse du feu, Introduction III*

Cette annexe présente le détail des calculs de la charge extraite d'une photocathode située dans un champ accélérateur E_{acc} , en fonction de l'énergie laser. Ceux-ci sont effectués pour deux types de distribution transverse de l'impulsion laser et prennent en compte l'effet de saturation due à la charge d'espace.

B.1 Cas d'une distribution uniforme

Soit un faisceau laser de longueur d'onde λ_l , d'énergie totale W_l^u ayant une distribution transverse uniforme. Sa fonction de densité d'énergie $\mathcal{W}^u(r)$ est constante et vaut:

$$\mathcal{W}^u(r) = \frac{W_l^u}{\pi R_0^2} \quad (\text{B.1})$$

où R_0 est le rayon du faisceau.

Soit η le rendement quantique de la cathode et θ la charge émise par unité d'énergie qui vaut $\theta = \eta e \lambda_l (hc)^{-1}$. Lorsque $W_l^u < W_l^{us} = \pi R_0^2 \epsilon_0 E_{acc} \theta^{-1}$, la charge totale émise est proportionnelle à l'énergie laser et vaut simplement $Q = \theta W_l^u$.

Un raisonnement simple à partir de la loi de Gauss montre par contre que lorsque $W_l^u > W_l^{us}$, le champ propre créé par la charge extraite annule le champ accélérateur. Il

y a alors saturation et la charge émise ne dépend plus de l'énergie laser et vaut:

$$Q_{max}^u = \theta W_l^{us} = \pi R_0^2 \epsilon_0 E_{acc} \quad (B.2)$$

B.2 Cas d'une distribution gaussienne

Soit maintenant un faisceau laser d'énergie totale W_l^g ayant une distribution transverse gaussienne tronquée à $\pm n\sigma_r$. La fonction de densité d'énergie $\mathcal{W}^g(r)$ s'écrit:

$$\mathcal{W}^g(r) = \frac{W_l^g}{2\pi\sigma_r^2(1 - e^{-n^2/2})} \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma_r^2}\right) \quad (B.3)$$

Lorsque $W_l^g < W_l^{gs} = 2\pi\sigma_r^2(1 - e^{-n^2/2})\epsilon_0 E_{acc}\theta^{-1}$, la charge émise est proportionnelle à l'énergie laser et vaut:

$$Q = \theta \int_0^{n\sigma_r} 2\pi\mathcal{W}^g(r)rdr = \theta W_l^g \quad (B.4)$$

A nouveau, un raisonnement à partir de la loi de Gauss montre que lorsque la densité de charge au centre de la cathode est supérieure à $\epsilon_0 E_{acc}$ (c'est-à-dire lorsque $W_l^g > W_l^{gs}$), il y a saturation au centre de la photocathode. Par contre sur le bord, l'émission continue d'être linéaire. Hartman et al. ont traité ce calcul pour une distribution gaussienne non tronquée [407], et nous le reprenons ici dans le cas d'une distribution tronquée. La saturation se produit partout où la densité de charge $\theta\mathcal{W}^g(r)$ est supérieure à $\epsilon_0 E_{acc}$, c'est-à-dire sur un cercle de rayon r_s égal à:

$$r_s = \sigma_r \sqrt{2 \ln \left(\frac{W_l^g}{W_l^{gs}} \right)} \quad (B.5)$$

La charge totale émise est alors la somme de la charge émise dans la zone de saturation et de la charge émise dans la zone non saturée:

$$\begin{aligned} Q &= \pi r_s^2 \epsilon_0 E_{acc} + \theta \int_{r_s}^{n\sigma_r} 2\pi\mathcal{W}^g(r)rdr \\ &= \frac{\theta W_l^{gs}}{1 - e^{-n^2/2}} \ln \left(\frac{W_l^g}{W_l^{gs}} \right) + \frac{\theta}{1 - e^{-n^2/2}} (W_l^{gs} - W_l^g e^{-n^2/2}) \\ &= \frac{\theta}{1 - e^{-n^2/2}} [W_l^{gs}(1 + \ln \left(\frac{W_l^g}{W_l^{gs}} \right)) - W_l^g e^{-n^2/2}] \end{aligned} \quad (B.6)$$

Ceci est valable tant que r_s est inférieur à $n\sigma_r$, ce qui équivaut à $W_l^g < W_l^{gts} = e^{n^2/2} W_l^{gs}$. Pour $W_l^g > W_l^{gts}$, la cathode est totalement saturée et la charge n'augmente plus avec l'énergie laser. On a atteint la charge maximum qui vaut, en remplaçant W_l^g par W_l^{gts} dans l'expression B.6:

$$Q_{max}^g = \frac{\theta}{1 - e^{-n^2/2}} [W_l^{gs}(1 + \ln(e^{n^2/2})) - W_l^{gs}] = \frac{n^2\theta}{2(1 - e^{-n^2/2})} W_l^{gs} = n^2\pi\sigma_r^2\epsilon_0 E_{acc} \quad (B.7)$$

B.3 Comparaison des deux cas

On considère une impulsion laser ayant une distribution uniforme d'énergie W_l^u et de rayon R_0 , et une impulsion ayant une distribution gaussienne d'énergie $W_l^g = W_l^u$ et telle que $n\sigma_r = R_0$.

Dans ce cas la charge maximum extraite est égale dans les deux cas, et les seuils en énergie W_l^{gs} et W_l^{gts} s'expriment en fonction du seuil W_l^{us} par les relations suivantes:

$$W_l^{gs} = \frac{2(1 - e^{-n^2/2})}{n^2} W_l^{us} \quad (\text{B.8})$$

$$W_l^{gts} = \frac{2(e^{n^2/2} - 1)}{n^2} W_l^{us} \quad (\text{B.9})$$

La figure B.1 montre l'allure de l'évolution de la charge émise en fonction de l'énergie laser, pour une distribution uniforme et une distribution gaussienne tronquée à $\pm 2\sigma_r$ et $\pm 3\sigma_r$.

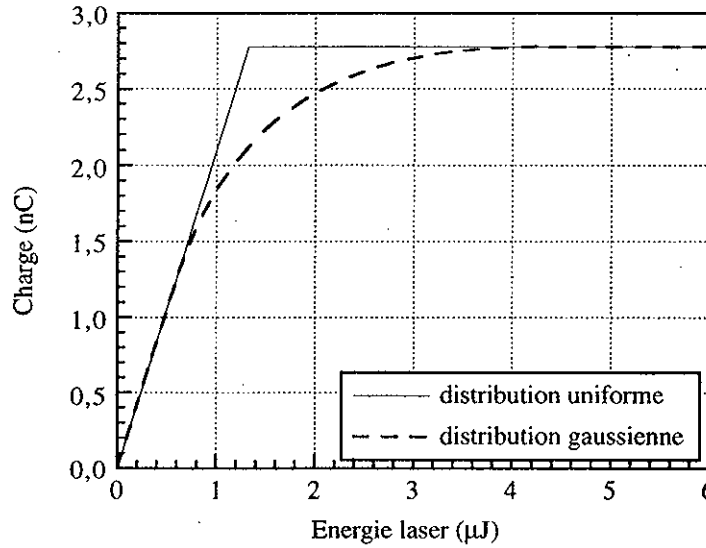


Figure B.1: Comparaison de la charge extraite en fonction de l'énergie laser pour une distribution gaussienne et une distribution uniforme

Pour obtenir une charge donnée, il faut, compte-tenu du phénomène de saturation, plus d'énergie laser pour une distribution gaussienne que pour une distribution uniforme. En particulier pour extraire la charge maximum, il faut 3,19 fois plus d'énergie avec une distribution gaussienne tronquée à $\pm 2\sigma_r$ et 19,8 fois plus dans le cas d'une distribution tronquée à $\pm 3\sigma_r$.

Annexe C

Exemples de fichiers d'entrée et sortie de PARMELA

Trouver d'abord, chercher après.

*Jean Cocteau (1889-1963)
Journal d'un inconnu*

Les fichiers d'entrée et sortie PARMELA donnés ci-dessous correspondent au cas CANDELA, impulsion brève et charge 1 nC présenté sur la figure 3.15.

C.1 Fichier d'entrée

```
title
candela etude paquets courts 1 nc cas optimum avec solenoide
run /irun=1 /ip=1 /freq=3000. /Zo=0. /Wo=2.e-12 /itype=1
output 0
output 6
zlimit 2.
input 11 /np=600 /sigt=0.5 /tmax=1. /sigr=.6 /rmax=.3
      /w0=2.e-12 /dwo=0. /dwt=0.5 /vv10=1 / vv11=2 /vv12 = 3 /vv13= 5
foclal 11.0 29.0 0.1 181. 14. 1
sol
cell /l=3.325 /aper=0.5 /iout=1 /phio=0. /Eo=70. /nc=1 /dwt=0.5 /sym=-1
cfield 1
CANDELAnew
cell /l=5.175 /aper=0.5 /iout=1 /phio=180. /Eo=70. /nc=2 /dwt=0.5 /sym=-1
```



```

cfield 2
CANDELA2new
drift /l=0.5 /aper=0.5 /iout=1
drift /l=200. /aper=3. /iout=1
zout
scheff /beami=-0.625e10 /nprog=2 /point=-1.7
start /wto=40. /dwt=0.5 /nsteps=1000 /nsc=1 /nout=50
continue /dwt=5. /nsteps=500000 /nsc=1 /nout=5 /dz=0.
end

```

C.2 Fichier de sortie

candela etude paquets courts 1 nc cas optimum avec solenoide

```

"PARMELA Orsay implementation " Version 5.00/ALPHA
Compilation ---> for/noop
Date and time of this run:      22/ 2/1996 17:28: 3

```

```

run no. =                      1

print option =                  1
rf frequency =                  3000.00    MHz
wavelength =                    9.99      cm
z0 =                           0.000E+00 cm
reference particle energy =      2.000E-12 MeV
linac type =                     1

```

output 0

output 6

zlimit 2.

```

input 11 /np=600 /sigt=0.5 /tmax=1. /sigr=.6 /rmax=.3
        /w0=2.e-12 /dwo=0. /dwt=0.5 /vv10=1 / vv11=2 /vv12 = 3 /vv13= 5
input type                      11
Generating 600. particles from a photocathode 470 really active particles
Quiet start with Hammersley sequence
sigma of laser pulse =          0.500      psec
sigma of laser pulse =          0.540      degrees
tmax of laser pulse = +- 2.5 sigma =      1.25      psec
rmax of photocathode =          0.300      cm

```

mean electron energy at cathode = 2.000E-12 MeV.
 sigma of energy spread at cathode = 0.000E+00 MeV
 integration step size = 0.500 degrees
 clock offset for earliest particle = 1.50 degrees
 bit reversal base for x = 1
 bit reversal base for y = 2
 bit reversal base for phi = 3
 bit reversal base for W0 = 5

emittance summary for generated particles:

 phase = 0.00 degrees, 470. active particles zrp = 0.0000 cm
 xrms = 0.1486 gbxrms = 0.00 xgbxav = 0.00 xemit = 0.00 mm-mrad
 yrms = 0.1496 gbyrms = 0.00 ygbyav = 0.00 yemit = 0.00 < 0.00>
 zmin = 0.00 zmax = 0.00 zemit = 1.677E-13
 zav = -0.55872E-07 +- 0.38748E-07 gav = 1.0000 +- 0.00000E+00
 bav = 0.27978E-05 +- 0.00000E+00 gbav = 0.27978E-05 +- 0.40194E-13

sol

zmin = 11.0 cm
 zmax = 29.0 cm
 scaling factor = 14.0
 Z= 0.11000E+02 CHP. MAG.= 0.00000E+00
 Z= 0.11100E+02 CHP. MAG.= 0.47740E+00
 Z= 0.11200E+02 CHP. MAG.= 0.83720E+00
 Z= 0.11300E+02 CHP. MAG.= 0.11382E+01
 Z= 0.11400E+02 CHP. MAG.= 0.14392E+01
 Z= 0.11500E+02 CHP. MAG.= 0.17990E+01

....etc

Z= 0.28400E+02 CHP. MAG.= 0.22792E+01
 Z= 0.28500E+02 CHP. MAG.= 0.18088E+01
 Z= 0.28600E+02 CHP. MAG.= 0.14462E+01
 Z= 0.28700E+02 CHP. MAG.= 0.11382E+01
 Z= 0.28800E+02 CHP. MAG.= 0.82880E+00
 Z= 0.28900E+02 CHP. MAG.= 0.46760E+00
 Z= 0.29000E+02 CHP. MAG.= 0.00000E+00

foclal 11.0 29.0 0.1 181. 14. 1

cell /l=3.325 /aper=0.5 /iout=1 /phio=0. /Eo=70. /nc=1 /dwt=0.5 /sym=-1
 element no. [ne] = 1

```

element type [ntype(ne)] =          7
element length [el(1,ne)] =        3.325    cm
z coord at downstream end [zloc(ne)] = 3.325    cm
radial aperture at exit [el(2,ne)] = 0.5000    cm
output at end of element [el(3,ne)] =      1
phase of cell [phi0] =             0.000E+00 degrees
average axial electric field [el(5,ne)] 70.0    MV/m
cell no. [nc] =                    1
max step size [dwtmax] =            0.500    degrees
axial static magnetic field =        0.000E+00 gauss
cell symmetry [el(8,ne)] =          -1.00
half cell, with zero field at exit
cell type =                        1
cell frequency =                   3.000E+03 MHz
"half-cell" length =               3.33    cm

```

CANDELA1new

```

cfield 1
cell /l=5.175 /aper=0.5 /iout=1 /phio=180. /Eo=70. /nc=2 /dwt=0.5 /sym=-1
element no. [ne] =                  2
element type [ntype(ne)] =          7
element length [el(1,ne)] =         5.175    cm
z coord at downstream end [zloc(ne)] = 8.500    cm
radial aperture at exit [el(2,ne)] = 0.5000    cm
output at end of element [el(3,ne)] =      1
phase of cell [phi0] =              180.    degrees
average axial electric field [el(5,ne)] 70.0    MV/m
cell no. [nc] =                     2
max step size [dwtmax] =            0.500    degrees
axial static magnetic field =        0.000E+00 gauss
cell symmetry [el(8,ne)] =          -1.00
half cell, with zero field at exit
cell type =                        1
cell frequency =                   3.000E+03 MHz
"half-cell" length =               5.18    cm

```

CANDELA2new

```

cfield 2
drift /l=0.5 /aper=0.5 /iout=1
element no. [ne] =                  3
element type [ntype(ne)] =          1
element length [el(1,ne)] =         0.5000    cm

```

z coord at downstream end [zloc(ne)] = 9.000 cm
radial aperture at exit [el(2,ne)] = 0.5000 cm
output at end of element [el(3,ne)] = 1

drift /l=200. /aper=3. /iout=1
element no. [ne] = 4
element type [ntype(ne)] = 1
element length [el(1,ne)] = 200.0 cm
z coord at downstream end [zloc(ne)] = 209.0 cm
radial aperture at exit [el(2,ne)] = 3.000 cm
output at end of element [el(3,ne)] = 1

zout

n	z1 cm	element	z2 cm	dz cm	Bz(z2,r=0.) Gauss	phase degrees
1	0.0	cell	3.3	3.33	0.00	0.000
2	3.3	cell	8.5	5.18	0.00	180.000
3	8.5	drift	9.0	0.50	0.00	
4	9.0	drift	209.0	200.00	0.00	

scheff /beami=-0.625e10 /nprog=2 /point=-1.7
Space charge subroutine number 2
point to point space charge calculation
q = 1.330E+07 electrons per superparticle
no. of electrons in bunch = 6.250E+09
include images in the plane z = 0
particle size factor = 1.70

start /wto=40. /dwt=0.5 /nsteps=1000 /nsc=1 /nout=50
starting phase = 38.5 degrees
integration step size = 0.500 degrees
no. of steps in integration = 1000
call SCHEFF every 1 step(s)
call OUTPUT every 50 step(s)

ne	np	ref phase deg	zr cm	zr-zmin deg	zmax-zr deg	Wr MeV	Wmin MeV	Wmax MeV
0	469	65.0(65.)	0.2	0.0	0.0	0.073	0.058	0.080
0	469	90.0(90.)	0.6	0.1	0.0	0.322	0.284	0.343
0	469	115.0(115.)	1.2	0.1	0.0	0.686	0.628	0.721
0	469	140.0(140.)	1.9	0.1	0.0	1.035	0.963	1.081
0	469	165.0(165.)	2.5	0.1	0.0	1.214	1.147	1.263
0	469	190.0(190.)	3.2	0.1	0.0	1.225	1.154	1.282

1	469	194.9(195.)	3.3	1.5	2.8	1.224	1.152	1.283
0	469	215.0(215.)	3.9	0.1	0.0	1.238	1.157	1.304
0	469	240.0(240.)	4.5	0.1	0.0	1.374	1.270	1.453
0	469	265.0(265.)	5.2	0.1	0.0	1.726	1.601	1.818
0	469	290.0(290.)	5.9	0.1	0.0	2.183	2.048	2.282
0	469	315.0(315.)	6.6	0.1	0.0	2.575	2.439	2.677
0	469	340.0(340.)	7.2	0.1	0.0	2.780	2.651	2.882
0	469	365.0(5.)	7.9	0.1	0.0	2.811	2.683	2.915
2	469	385.9(26.)	8.5	1.7	3.2	2.806	2.674	2.914
0	469	390.0(30.)	8.6	0.1	0.0	2.806	2.674	2.915
3	469	404.1(44.)	9.0	1.7	3.2	2.806	2.673	2.917
0	469	415.0(55.)	9.3	0.1	0.0	2.806	2.672	2.919
0	469	440.0(80.)	10.0	0.1	0.0	2.806	2.670	2.922
0	469	465.0(105.)	10.7	0.1	0.0	2.806	2.668	2.925
0	469	490.0(130.)	11.4	0.1	0.0	2.806	2.666	2.929
0	469	515.0(155.)	12.0	0.1	0.0	2.806	2.664	2.931
0	469	540.0(180.)	12.7	0.1	0.1	2.806	2.662	2.934

continue /dwt=5. /nsteps=500000 /nsc=1 /nout=5 /dz=0.

0	469	580.0(220.)	13.8	0.1	0.1	2.806	2.658	2.938
0	469	605.0(245.)	14.5	0.1	0.1	2.806	2.656	2.941
0	469	630.0(270.)	15.2	0.1	0.1	2.806	2.654	2.943
0	469	655.0(295.)	15.9	0.1	0.1	2.806	2.653	2.945
0	469	680.0(320.)	16.6	0.1	0.1	2.806	2.651	2.948
0	469	705.0(345.)	17.3	0.1	0.1	2.806	2.649	2.950

....etc....

0	469	7605.0(45.)	206.5	0.6	0.4	2.806	2.418	3.125
0	469	7630.0(70.)	207.2	0.6	0.4	2.806	2.418	3.125
0	469	7655.0(95.)	207.9	0.6	0.4	2.806	2.418	3.125
0	469	7680.0(120.)	208.6	0.6	0.4	2.806	2.417	3.125
0	469	7705.0(145.)	209.2	0.6	0.4	2.806	2.417	3.126
4	469	7696.2(136.)	209.0	13.6	21.6	2.806	2.417	3.125

fraction lost in element 1 = 0.00213 average energy = 0.08522 MeV

fraction good at end of calculation = 0.99787 average energy = 2.79499 MeV

units mm-mrad unnormalized emittance

Emittances are calculated in double precision

nel	part	part	rms,n	emax,n	emax,n	rms,n	emax,n	emax,n	bg
no.	in	out	x	x,90%	x,100%	y	y,90%	y,100%	
Emittance not calculated np = 0 < 50 in element 0									
1	470	469	2.243	10.288	67.486	2.319	10.301	22.731	3.2457
2	470	469	1.269	5.783	43.622	1.344	6.498	12.925	6.4135
3	470	469	1.283	5.797	44.083	1.360	6.573	13.124	6.4135
4	470	469	1.886	8.176	44.314	1.849	7.902	39.207	6.4135

phase = 65.00 degrees, 469. active particles zrp = 0.1724 cm									
xrms = 0.1477 gbxrms = 5.93 xgbxav = -0.74 xemit = 4.61 mm-mrad									
yrms = 0.1487 gbyrms = 5.93 ygbyav = -0.76 yemit = 4.50 < 4.56>									
zmin = 0.15 zmax = 0.19 zemit = 1.605E-04									
zav = 0.16533 +- 0.71258E-02 gav = 1.1317 +- 0.74490E-02									
bav = 0.46790 +- 0.10961E-01 gbav = 0.52958 +- 0.15897E-01									

phase = 90.00 degrees, 469. active particles zrp = 0.6313 cm									
xrms = 0.1418 gbxrms = 17.70 xgbxav = -2.44 xemit = 5.77 mm-mrad									
yrms = 0.1427 gbyrms = 17.92 ygbyav = -2.49 yemit = 5.93 < 5.85>									
zmin = 0.58 zmax = 0.66 zemit = 3.662E-04									
zav = 0.61575 +- 0.13493E-01 gav = 1.6064 +- 0.22446E-01									
bav = 0.78244 +- 0.68992E-02 gbav = 1.2571 +- 0.28664E-01									

phase = 115.00 degrees, 469. active particles zrp = 1.2270 cm									
xrms = 0.1354 gbxrms = 15.98 xgbxav = -2.07 xemit = 6.42 mm-mrad									
yrms = 0.1362 gbyrms = 16.24 ygbyav = -2.11 yemit = 6.60 < 6.51>									
zmin = 1.17 zmax = 1.26 zemit = 8.417E-04									
zav = 1.2080 +- 0.16890E-01 gav = 2.3088 +- 0.38288E-01									
bav = 0.90124 +- 0.34396E-02 gbav = 2.0809 +- 0.42467E-01									

phase = 140.00 degrees, 469. active particles zrp = 1.8708 cm									
xrms = 0.1336 gbxrms = 7.45 xgbxav = 0.74 xemit = 6.60 mm-mrad									
yrms = 0.1343 gbyrms = 7.39 ygbyav = 0.72 yemit = 6.78 < 6.69>									
zmin = 1.80 zmax = 1.91 zemit = 1.390E-03									
zav = 1.8504 +- 0.18695E-01 gav = 2.9880 +- 0.51322E-01									
bav = 0.94228 +- 0.20344E-02 gbav = 2.8156 +- 0.54453E-01									

phase = 165.00 degrees, 469. active particles zrp = 2.5309 cm									
xrms = 0.1399 gbxrms = 56.22 xgbxav = 7.83 xemit = 7.13 mm-mrad									
yrms = 0.1406 gbyrms = 56.28 ygbyav = 7.88 yemit = 7.35 < 7.24>									
zmin = 2.46 zmax = 2.57 zemit = 2.264E-03									
zav = 2.5097 +- 0.19879E-01 gav = 3.3523 +- 0.54780E-01									
bav = 0.95443 +- 0.15209E-02 gbav = 3.1997 +- 0.57389E-01									

...etc...

phase = 7630.00 degrees, 469. active particles zrp = 207.1836 cm
xrms = 0.4974 gbxrms = 17.42 xgbxav = 8.58 xemit = 12.10 mm-mrad
yrms = 0.4941 gbyrms = 17.31 ygbyav = 8.47 yemit = 11.86 < 11.98>
zmin = 206.60 zmax = 207.55 zemit = 2.896E-02
zav = 207.12 +- 0.22765 gav = 6.4696 +- 0.32399
bav = 0.98789 +- 0.12383E-02 gbav= 6.3916 +- 0.32797

phase = 7655.00 degrees, 469. active particles zrp = 207.8693 cm
xrms = 0.4992 gbxrms = 17.45 xgbxav = 8.63 xemit = 12.11 mm-mrad
yrms = 0.4959 gbyrms = 17.34 ygbyav = 8.52 yemit = 11.87 < 11.99>
zmin = 207.28 zmax = 208.24 zemit = 2.914E-02
zav = 207.81 +- 0.22851 gav = 6.4696 +- 0.32413
bav = 0.98789 +- 0.12388E-02 gbav= 6.3916 +- 0.32812

phase = 7680.00 degrees, 469. active particles zrp = 208.5549 cm
xrms = 0.5011 gbxrms = 17.48 xgbxav = 8.68 xemit = 12.12 mm-mrad
yrms = 0.4977 gbyrms = 17.37 ygbyav = 8.56 yemit = 11.88 < 12.00>
zmin = 207.97 zmax = 208.93 zemit = 2.931E-02
zav = 208.49 +- 0.22937 gav = 6.4696 +- 0.32427
bav = 0.98789 +- 0.12394E-02 gbav= 6.3917 +- 0.32826

phase = 7705.00 degrees, 469. active particles zrp = 209.2406 cm
xrms = 0.5029 gbxrms = 17.51 xgbxav = 8.72 xemit = 12.13 mm-mrad
yrms = 0.4996 gbyrms = 17.40 ygbyav = 8.61 yemit = 11.89 < 12.01>
zmin = 208.65 zmax = 209.62 zemit = 2.949E-02
zav = 209.18 +- 0.23023 gav = 6.4696 +- 0.32441
bav = 0.98789 +- 0.12399E-02 gbav= 6.3917 +- 0.32840

phase = 7720.00 degrees, 469. active particles zrp = 209.6520 cm
xrms = 0.5040 gbxrms = 17.53 xgbxav = 8.75 xemit = 12.14 mm-mrad
yrms = 0.5007 gbyrms = 17.42 ygbyav = 8.64 yemit = 11.90 < 12.02>
zmin = 209.06 zmax = 210.03 zemit = 2.959E-02
zav = 209.59 +- 0.23075 gav = 6.4697 +- 0.32449
bav = 0.98789 +- 0.12402E-02 gbav= 6.3917 +- 0.32848

Statistique sur ce run

ELAPSED: 0 03:34:37.56 CPU: 1:15:17.11 BUFIO: 777 DIRIO: 3022 FAULTS: 44

Annexe D

Calcul du système piège HF/ressort autour de la cathode

*En toutes les entreprises justes et légitimes,
le temps, l'action même, le secours du ciel,
ouvrent d'ordinaire mille voies, et découvrent
mille facilités qu'on attendait pas.*

*Louis XIV (1638-1715)
Mémoires historiques et instructions
pour le Dauphin son fils, Première partie,
livre premier, année 1661*

Cette annexe détaille le calcul du système piège HF/ressort utilisé pour le positionnement de la cathode dans la cavité HF. Le modèle utilisé au moment de la conception de ce système [594] s'est révélé incomplet au moment des premières mesures [595]. Plutôt que d'ignorer ce problème, on a choisi de suivre une démarche chronologique et donc de présenter le modèle incorrect avant d'en venir au modèle corrigé.

D.1 Définition d'un piège HF

Un "piège HF" est un dispositif destiné à minimiser les perturbations HF introduites dans un guide ou une cavité par des systèmes tels que pistons, boucles de couplage, courts-circuits mobiles, etc... Un piège HF est donc constitué d'un volume résonnant qui n'extraie pas de puissance HF au volume principal considéré (guide ou cavité). Ceci s'exprime aussi en écrivant que l'impédance du système perturbant vue depuis le système principal doit être nulle ou encore en disant que le facteur de qualité de la cavité principale n'est pratiquement pas dégradé en présence du piège HF.

D.2 La ligne demi-onde

Pour loger une cathode dans une cavité HF, le piège le plus simple généralement utilisé est une ligne demi-onde. C'est la solution adoptée à Stanford/Duke [164] et à Pékin [373]. Dans cette solution, la cathode constitue l'âme centrale d'une ligne coaxiale de longueur égale à un nombre entier de demi-longueurs d'onde du champ HF existant dans la cavité seule (figure A.1). L'impédance de cette ligne coaxiale court-circuitée, ramenée au niveau de la cavité s'écrit, si l'on néglige les pertes:

$$Z = jZ_c \tan(kl) \quad (D.1)$$

où $Z_c = 60 \ln(r_{ext}/r_{int})$ est l'impédance caractéristique de la ligne, l sa longueur, k le nombre d'onde et r_{ext} et r_{int} les rayons extérieur et intérieur de la ligne. La figure A.2 montre le module de cette impédance en fonction de l pour $r_{int} = 4,6$ mm, $r_{ext} = 5$ mm et une longueur d'onde $\lambda_{hf} = 100$ mm. Il est nul pour $l = n\lambda_{hf}/2$ avec n entier. Pour $n = 1$, on obtient un piège demi-onde: le court-circuit est ramené au niveau de la cavité. Pour $l = n\lambda_{hf}/4$ avec n entier impair, l'impédance est infinie: le court-circuit est transformé en circuit ouvert. On extrait alors de la puissance de la cavité. On peut aussi confirmer cela avec SUPERFISH [157]. Soit une cavité "camembert" de rayon 3,83 cm et de hauteur 1,5 cm dont les paramètres HF sont donnés dans le tableau A.1. On place une cathode de rayon 4,6 mm au centre de celle-ci. Les résultats obtenus avec une ligne quart d'onde et une ligne demi-onde de rayon extérieur 5 mm sont présentés dans le tableau A.1 et sur les figures A.3 et A.4.

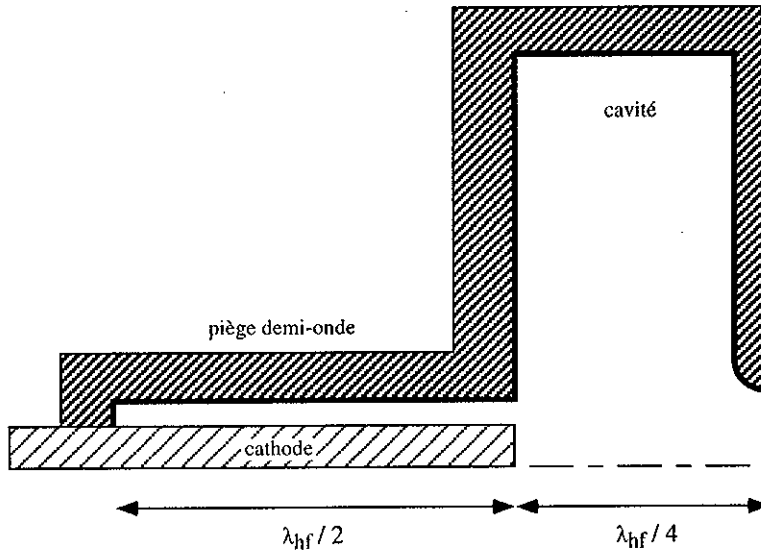


Figure D.1: *Piège demi-onde*

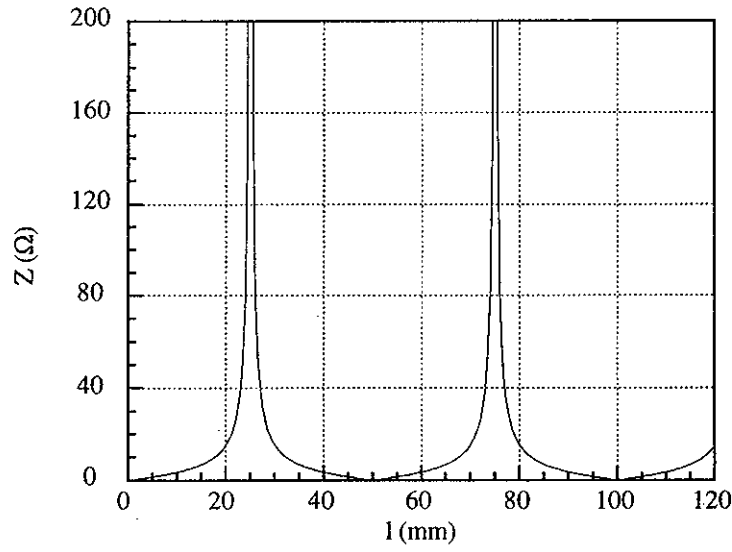


Figure D.2: Impédance d'une ligne coaxiale court-circuitée

Tableau D.1: Paramètres HF des différents pièges étudiés

Cas étudié	Fréquence MHz	Q	$P_{\text{piège}}/P_{\text{total}}$ %	$\hat{E}_{\text{piège}}/\hat{E}_{\text{axe}}$	Position E_{max} cm
Cavité seule	2995,846	8991	0	0	-
Piège $\lambda_{hf}/4$	2958,634	612	97,6	5,4	0,3
	3016,976	1074	92,3	7,9	0,3
Piège $\lambda_{hf}/2$	1493,463	291	100	9,3	0,4
	2996,060	8903	1	0,16	2,9
CERN	885,135	1626	100	11	0,1
	2998,365	8477	6,7	0,39	2,3
CERN modifié	891,494	1575	100	15,7	0,1
	2997,771	8678	4,1	0,19	2,5
$R = 0$	2995,968	8974	0,17	0,026	0,1
$R = \infty, l_1 \simeq \lambda_{hf}/4$	6177,187	5875	100	7,3	1,8
	2996,728	8980	0,1	0,32	0,1
$R = \infty, l_1 \simeq \lambda_{hf}/2$	2985,095	6277	76,2	3,3	0,3
	3002,769	7364	47,3	3	0,3

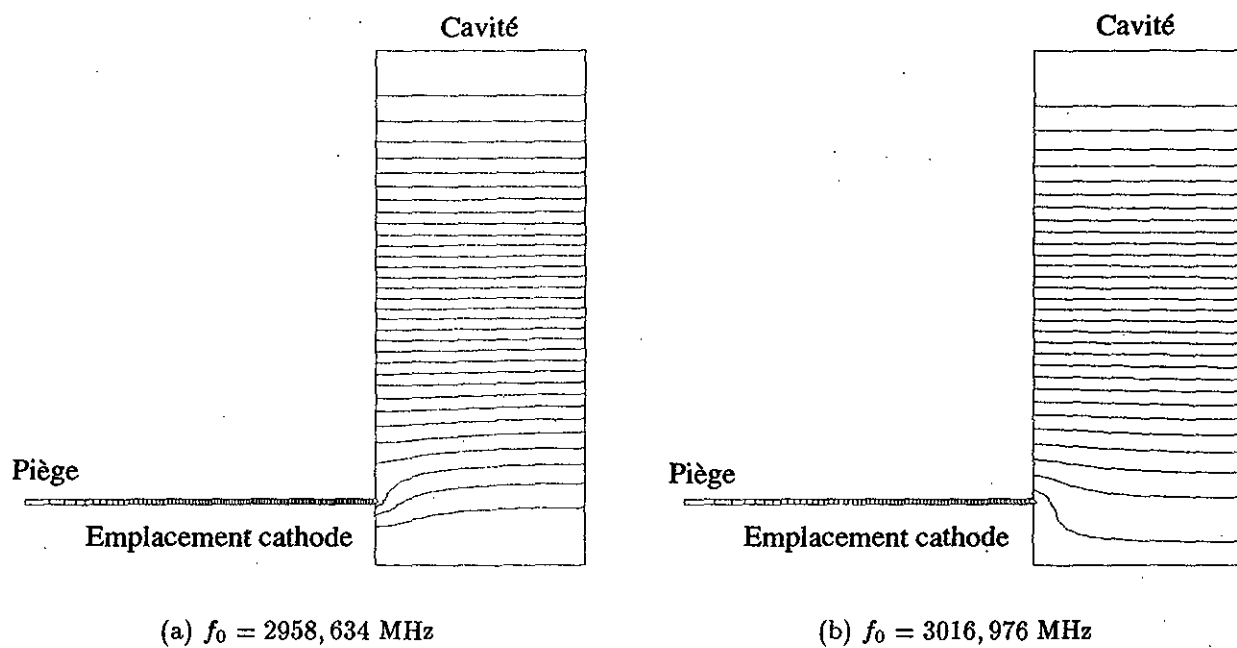


Figure D.3: Simulation avec SUPERFISH d'une ligne quart d'onde

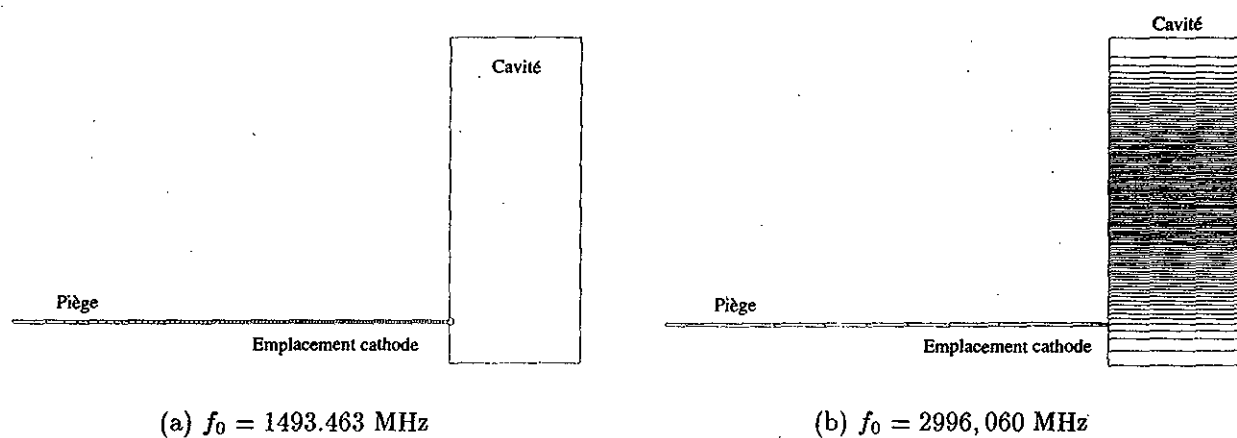


Figure D.4: Simulation avec SUPERFISH d'une ligne demi-onde

La ligne coaxiale et la cavité forment un système de 2 cavités couplées. Lorsque le couplage est très faible (ligne demi-onde), on excite soit la ligne coaxiale, soit la cavité. Lorsque le couplage est important (ligne quart d'onde), on observe 2 modes (0 et π) dont les fréquences sont proches, et la puissance est principalement dissipée dans la ligne. Ces simulations démontrent clairement la notion de piège demi-onde.

Le piège demi-onde présente certains désavantages. Au milieu du piège il règne un champ électrique assez élevé: avec les paramètres considérés, ce champ est égal à 16% du champ maximum existant sur l'axe de la cavité. Comme pour le canon HF on recherche un champ élevé, typiquement 100 MV/m, ceci correspond à un champ dans le piège de 16 MV/m, ou encore une tension de 6,4 kV sur 0,4 mm. Comme le piège constitue un volume particulièrement difficile à pomper (rapport surface/volume important, faible conductance), le vide ne peut y être excellent. La présence d'un fort champ dans une telle région constitue donc un risque de claquage important. A plus faible champ ce piège est aussi propice à l'établissement d'effets multipactor. Si on augmente l'espace entre les deux conducteurs de la ligne coaxiale, on améliore les conditions de pompage mais on ne diminue pas significativement le champ.

De plus, à 3 GHz, la longueur d'une ligne demi-onde (5 cm) peut être gênante du fait de certaines contraintes d'encombrement. On peut alors la replier (voir figure A.5(a)). C'est ce qui a été fait à BNL [313] et au CERN [337]. Pour la cavité du CERN, le champ maximum dans le piège donné par SUPERFISH est de 39 % du champ maximum sur l'axe. Ce champ plus élevé que dans le cas d'une ligne demi-onde dépliée est seulement dû au fait que la cathode fait 12 mm de rayon au lieu de 4,6 mm dans l'exemple précédent et n'est pas lié au fait d'avoir replié la ligne. L'expérimentation avec une telle cavité a montré que lorsqu'on vise des champs de 100 MV/m dans la cavité, des claquages importants se produisaient dans le piège [351]. Pour remédier à ce problème, une autre forme de piège a été adoptée pour les canons suivants (figure A.5(b)). Celui-ci permet de réduire le champ maximum dans le piège à 19 % du champ maximum sur l'axe. Voir tableau A.1 les résultats concernant ces deux derniers pièges.

Lorsqu'on utilise des champs élevés, ces pièges demi-onde ne sont pas totalement satisfaisants. Au CERN, il a d'ailleurs été rajouté un ressort tout près de la surface de la photocathode [337]. Celui-ci court-circuite la HF et rend donc en principe le piège inutile. L'adjonction de ce ressort a nettement réduit les problèmes de claquage.

D.3 Le ressort et son piège

L'autre solution utilisée pour loger une cathode dans une cavité est celle du ressort, mise en oeuvre par exemple à SSRL [385] (voir figure A.6). Comme la cathode est portée à très haute température ($> 1000^\circ\text{C}$), le ressort ne peut pas être situé dans le plan de la cathode: il doit se trouver légèrement en retrait. D'après les indications fournies par SSRL [656], on positionne le ressort à 4 mm de la surface de la cathode. L'impédance de la "mini" ligne ainsi constituée est très faible (1,3 Ω). Le tableau A.1 donne les résultats obtenus avec SUPERFISH, dans l'hypothèse où le contact au niveau du ressort est considéré comme parfait. Dans ce cas, le volume situé à l'arrière de la cathode peut être absolument quelconque.

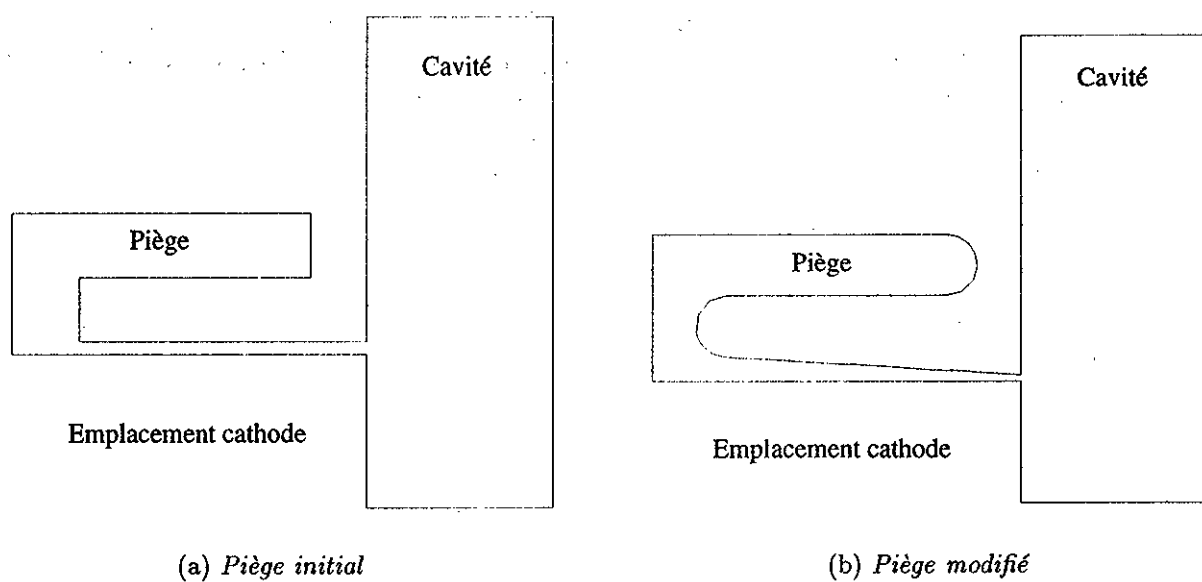


Figure D.5: *Piège demi-onde replié*

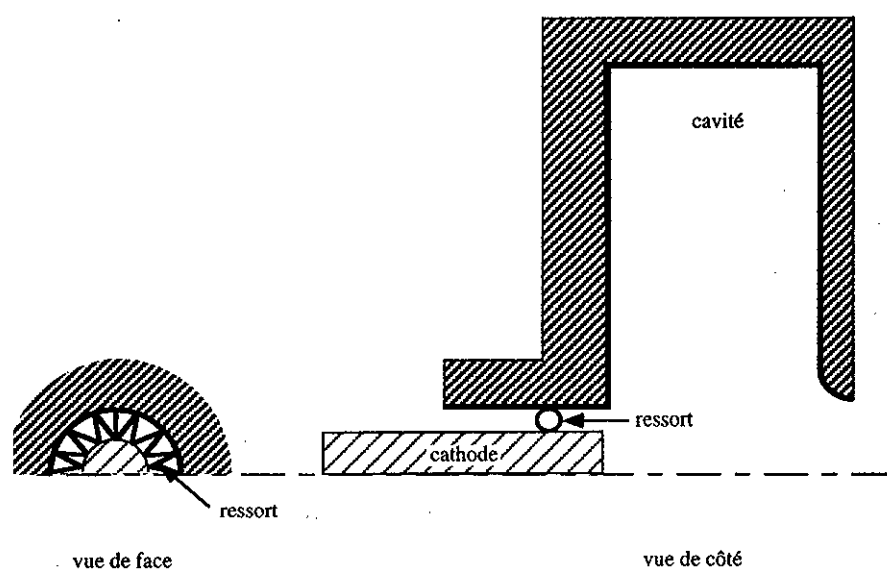


Figure D.6: *Montage avec ressort*

Dans la réalité, le contact au niveau du ressort n'est pas parfait, c'est-à-dire qu'il présente une certaine résistance appelée R , et conduit donc à des fuites HF vers le volume situé à l'arrière de la cathode. Celui-ci ne peut alors plus être quelconque, mais doit constituer un piège. Pour cela, on rajoute à l'arrière du ressort, une ligne coaxiale court-circuitée de longueur l_1 . Afin de ne pas reproduire les problèmes rencontrés précédemment avec le piège demi-onde, on utilise une ligne coaxiale ayant un rayon extérieur assez grand. Comme pour des raisons mécaniques, le ressort ne peut pas être situé exactement au niveau du changement de rayon, on fait précéder la ligne de grand rayon par un petit morceau de ligne de faible rayon. Voir figure A.7, le schéma de ce système et les notations utilisées. Si l'on néglige les pertes, l'impédance d'entrée d'un tel système vaut:

$$Z = \frac{Z_{eq} + jZ_{2c} \tan(kl''_2)}{1 + j\frac{Z_{eq}}{Z_{2c}} \tan(kl''_2)} \quad (D.2)$$

où

$$\frac{1}{Z_{eq}} = \frac{1 - \frac{Z_{1c}}{Z_{2c}} \tan(kl_1) \tan(kl'_2)}{j(Z_{1c} \tan(kl_1) + Z_{2c} \tan(kl'_2))} + \frac{1}{R} \quad (D.3)$$

avec $Z_{1c,2c} = 60 \ln(r_{1,2}/r_{int})$.

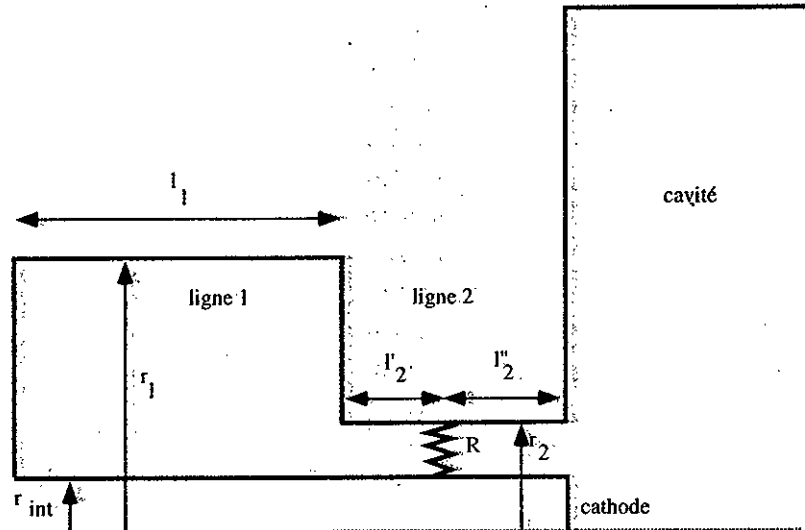


Figure D.7: *Système piège/ressort*

Les paramètres suivants sont fixés: $l'_2 = l''_2 = 4$ mm, $r_1 = 17,5$ mm et $r_2 = 5$ mm. La figure A.8 montre la variation du module de cette impédance avec l_1 et R . Pour $R=0$ (contact parfait), l'impédance est indépendante de l_1 ; on retrouve la valeur calculée précédemment: $1,3 \Omega$. La figure A.9 montre le cas correspondant à l'absence de ressort (R infinie).

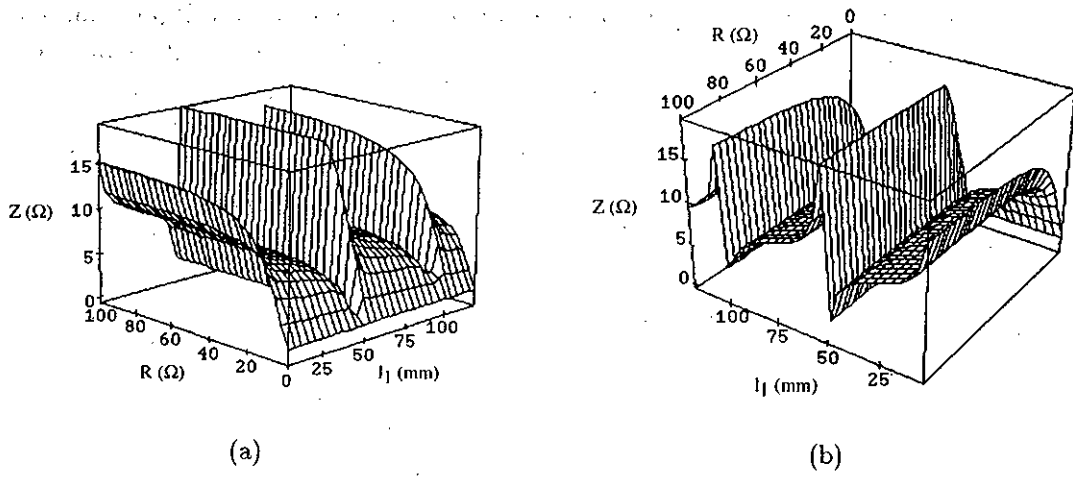


Figure D.8: Variation de l'impédance en fonction de l_1 et R

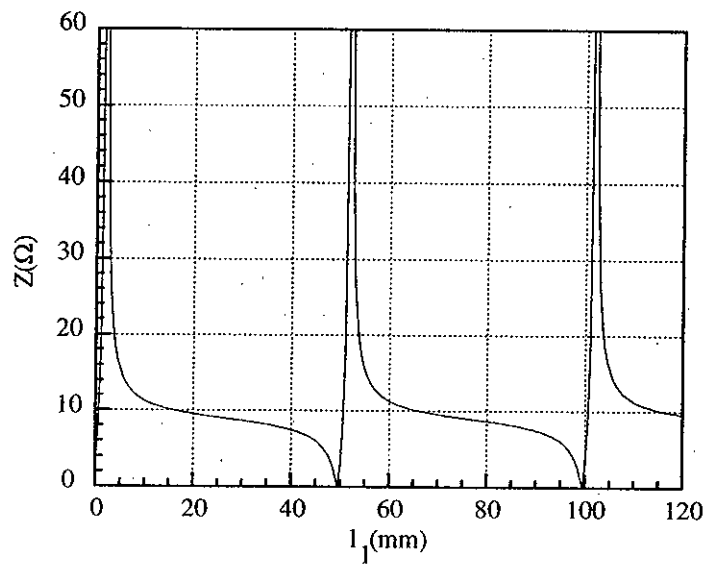


Figure D.9: Variation de l'impédance en fonction de l_1 pour R infinie

On voit que dans ce cas l'impédance s'annule pour une valeur de l_1 très proche de $\lambda_{hf}/2$. Malencontreusement, elle devient aussi infinie pour une valeur très proche de $\lambda_{hf}/2$. Compte tenu de l'imperfection du modèle utilisé, il est dangereux d'essayer de choisir la valeur de l_1 qui annule l'impédance. On risquerait de se retrouver avec une impédance infinie ce qui est précisément ce qu'on veut éviter. Il vaut mieux choisir une longueur l_1 proche de $\lambda_{hf}/4$ pour laquelle l'impédance n'est pas nulle mais faible. La figure A.10 montre la variation de l'impédance en fonction de R pour $l_1 \simeq \lambda_{hf}/4$. On voit que même pour une résistance élevée (mauvais contact) l'impédance reste modeste.

Une étude avec SUPERFISH (correspondant au cas R infinie) confirme ces résultats. La figure A.11 montre la variation du facteur de qualité Q en fonction de l_1 . Lorsque Q diminue, cela signifie qu'une partie de la puissance est extraite par le piège. Le tableau A.1 donne les résultats obtenus pour $l_1 \simeq \lambda_{hf}/2$ et $l_1 \simeq \lambda_{hf}/4$, et la figure A.12 montre les résultats obtenus pour $l_1 \simeq \lambda_{hf}/4$. Pour $l_1 \simeq \lambda_{hf}/2$, la cavité coaxiale située à l'arrière du ressort et la cavité camembert constituent un système de cavités fortement couplées. Au contraire, pour $l_1 \simeq \lambda_{hf}/4$, la cavité coaxiale à l'arrière du ressort et la cavité principale constituent un système de cavités découplées qui peuvent donc osciller séparément. La fréquence de la cavité coaxiale ($\simeq 6000$ MHz) correspond bien à la fréquence fondamentale d'une cavité coaxiale de longueur 2,5 cm. Ce système constitue un piège et c'est celui qui est retenu pour CANDELA. La géométrie de la figure A.12 qui correspond à celle réellement utilisée, est légèrement différente de celle de la figure A.7. Des arrondis ont été rajoutés afin de limiter le champ sur les parois du piège et la gorge pour le ressort a été introduite.

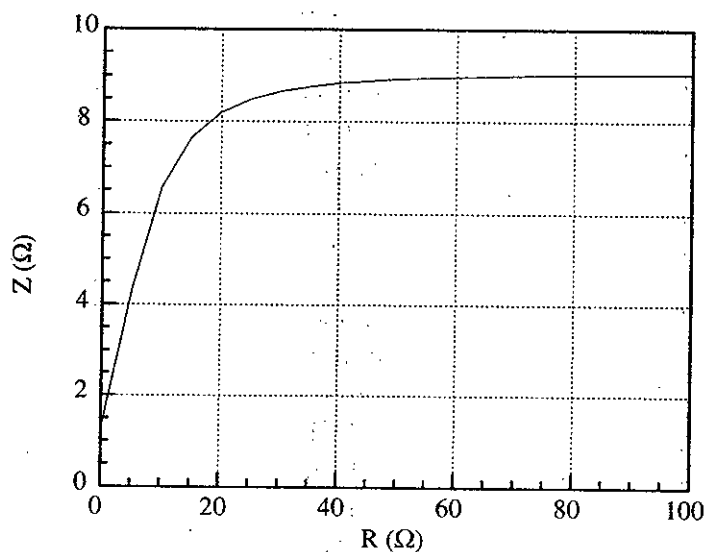


Figure D.10: Variation de l'impédance en fonction de R pour $l_1 = \lambda_{hf}/4$

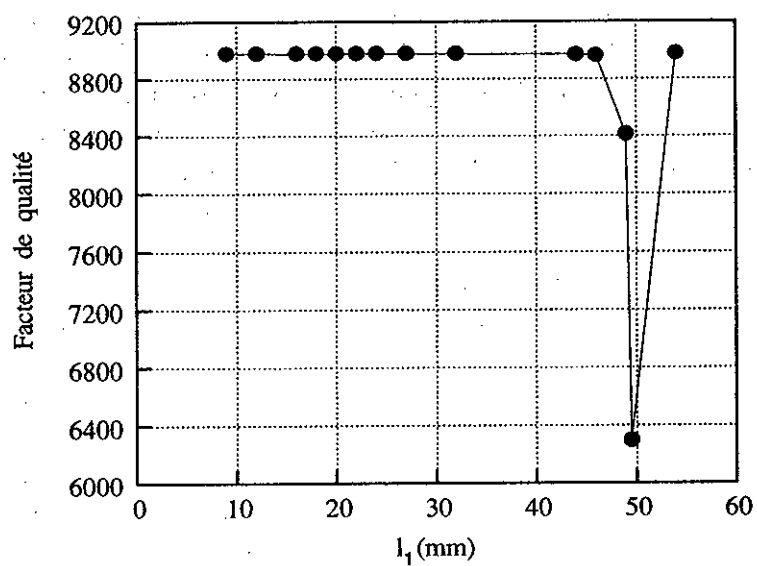


Figure D.11: Variation du facteur de qualité en fonction de l_1

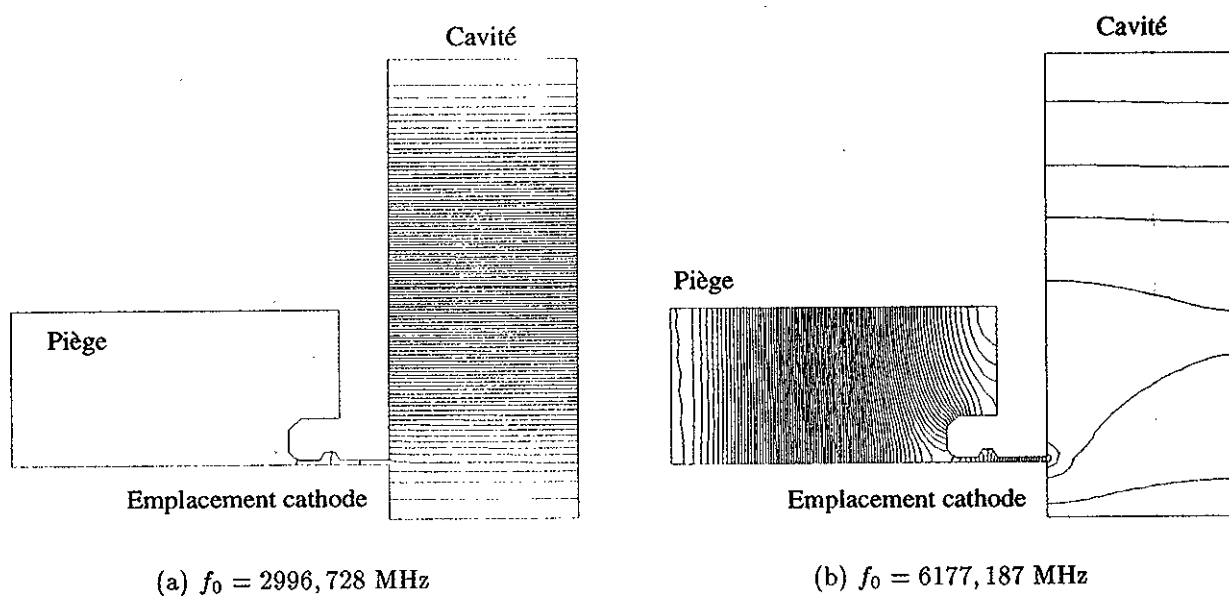


Figure D.12: Simulation du piège avec SUPERFISH pour $l_1 \simeq \lambda_{hf}/4$

Le champ dans le piège est encore important (voir tableau A.1); cependant à la différence du piège demi-onde simple, le maximum de champ ne se situe pas au centre du piège mais à l'entrée de celui-ci. L'étude faite avec SUPERFISH confirme que, comme le montre la figure A.9, le choix de l_1 n'est pas critique puisqu'autour de $\lambda_{hf}/4$ l'impédance varie peu avec l_1 . Pour $l_1 \simeq \lambda_{hf}/4$ et R infinie, l'impédance ne dépend pas non plus du rayon extérieur de la ligne r_1 . Ceci est aussi confirmé par SUPERFISH. Ces remarques indiquent que la forme de piège choisie est peu sensible aux faibles variations des dimensions et qu'il s'agit donc d'une conception "robuste".

Afin de pouvoir pomper le piège, des orifices sont ménagés dans la partie arrière de celui-ci. Ces orifices de forme oblongues sont disposés dans la direction des lignes de courant afin de ne pas perturber l'efficacité du piège.

Etant en contact avec la cathode chauffée en haute température, le ressort doit être fabriqué dans un matériau à très haut point de fusion. Le tungstène a été choisi. Le ressort est fabriqué à partir d'un fil de tungstène de diamètre 0,25 mm, enroulé sur un axe. Le diamètre du ressort est de 1,52 mm et sa longueur de 33,6 mm. Le premier ressort fabriqué comprenait 84 spires.

D.4 Mesures HF avec le système piège/ressort

Une mesure HF de la première cellule du canon, incorporant le système piège/ressort a été faite sur le canon définitif non encore brasé. Contrairement au résultat attendu, le facteur de qualité Q_0 valait 5000 alors que des facteurs de qualité supérieurs à 10000 avaient été mesurés sur la maquette avec un piège demi-onde.

Sans ressort, on a mesuré un Q_0 de 9670 ce qui signifie donc que le piège calculé fonctionne correctement et que le ressort introduit une perturbation non prévue par le modèle décrit précédemment.

A la lumière de ces résultats expérimentaux, le modèle a donc dû être revu.

D.5 Nouveau modèle du système piège/ressort

Le ressort modélisé simplement par une résistance a en fait de par sa forme une inductance non négligeable. Dans le modèle précédent, on rajoute donc à la résistance, une inductance en série, c'est-à-dire qu'on remplace R par $R + jkLc$ dans l'équation A.3.

La figure A.13 montre la variation du module de l'impédance Z en fonction de R et Lc . La figure A.14 montre que pour une faible valeur de R (typiquement $\leq 10 \Omega$), on observe un pic pour une certaine valeur de Lc . Ce pic est d'autant plus élevé et étroit que la résistance est faible. Le ressort étant métallique et le contact étant assez bon, on a effectivement une résistance faible. Si l'inductance du ressort est telle qu'elle corresponde au pic, cela explique les mesures de Q_0 faites.

Le pic correspond à $Lc = 159 \text{ H mm/s}$, c'est-à-dire à $L = 5,3 \cdot 10^{-10} \text{ H}$. L'inductance d'un solénoïde de longueur h , de rayon R_c et ayant n spires est donnée par:

$$L = \mu_0 n^2 \pi R_c^2 h \quad (\text{D.4})$$

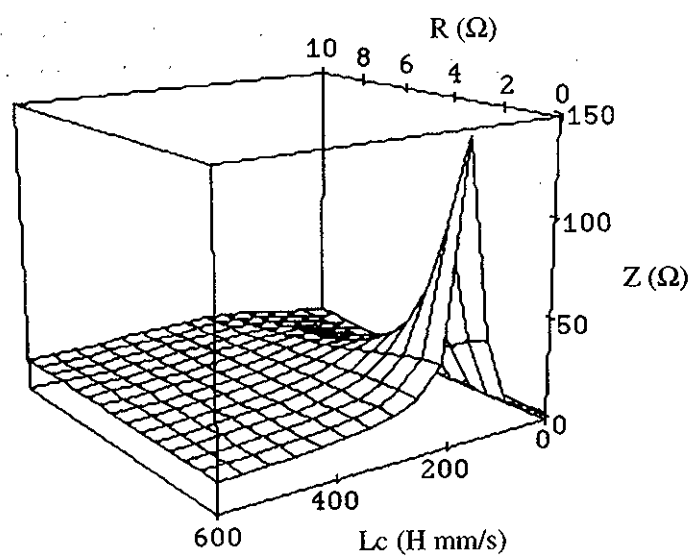


Figure D.13: Variation de l'impédance en fonction de R et de L_c

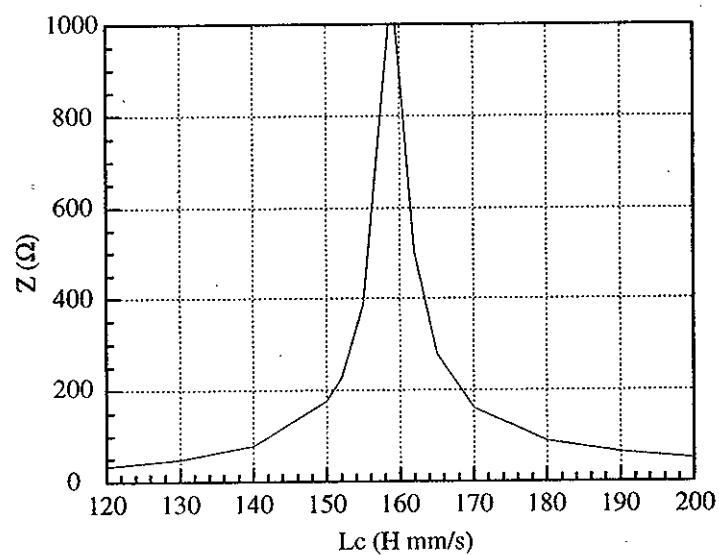


Figure D.14: Variation de l'impédance en fonction de L_c pour $R = 0,1 \Omega$

Pour le ressort utilisé décrit plus haut, on obtient $L = 5,4 \cdot 10^{-10}$ H. Il eut été difficile de faire mieux!

Si l'on diminue le nombre de spires du ressort par 2, on réduit par 4 l'inductance et l'on s'éloigne du pic. Ceci a été fait et les mesures ont confirmé la validité de cette analyse. Le Q_0 mesuré avec ce nouveau ressort est de 8570.

D.6 Conclusion

Le système piège/ressort étudié pour le positionnement de la cathode dans la cavité HF, offre le maximum de sécurité quant à son utilisation. Si le contact au niveau du ressort est bon, la HF est court-circuitée près de la surface de la cathode. Si le contact au niveau du ressort est défectueux pour diverses raisons, la HF peut se propager dans le volume situé à l'arrière de la cathode, mais comme celui-ci constitue un piège HF, ces fuites ne perturbent pas le fonctionnement normal de la cavité. Le système est tel, qu'il peut même fonctionner sans ressort du tout.

Les mesures HF à bas niveau ont confirmé ces résultats (une fois l'inductance du ressort proprement choisie) et l'utilisation en puissance de la cavité décrite dans la section 5.3.1 a démontré que contrairement à ce qui avait été le cas pour les canons de Brookhaven et du CERN, il n'y a pas eu de problèmes particuliers de claquages au niveau du piège ou du ressort.

Annexe E

Calcul du facteur de qualité d'une cavité à iris bi-métal

*Les détails, comme chacun le sait,
conduisent à la vertu et au bonheur; les généralités sont,
au point de vue intellectuel, des maux inévitables.*

*Aldous Huxley (1894-1963)
Le meilleur des mondes*

Cette annexe détaille le calcul du facteur de qualité d'une cavité de type "camembert" dont l'une des parois est constituée de deux types de métaux différents.

E.1 Description de la cavité

Soit une cavité HF dite "camembert", en cuivre, de rayon R et de longueur h , dont un des iris comprend en son centre un disque d'acier inoxydable de rayon R_d (voir figure E.1).

E.2 Expression du facteur de qualité d'une cavité "camembert" bi-métal

Le facteur de qualité Q d'une cavité HF est défini par:

$$Q = \omega \frac{W}{P} \quad (\text{E.1})$$

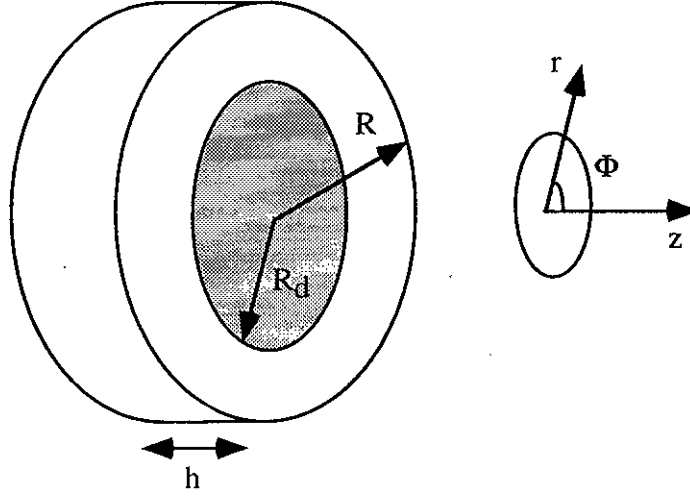


Figure E.1: *Cavité camembert à iris bi-métal*

où ω est la pulsation HF, W l'énergie moyenne stockée dans la cavité et P la puissance moyenne dissipée dans les parois. Lorsque la cavité est sous vide, W et P s'expriment en fonction du champ magnétique complexe H du mode considéré par:

$$W = \frac{1}{2} \int \int \int_V \mu_0 H H^* dv \quad (\text{E.2})$$

$$P = \frac{1}{2} \int \int_S R_s H H^* ds \quad (\text{E.3})$$

où V et S représentent respectivement le volume et la surface de la cavité, μ_0 la permittivité du vide, R_s la résistance superficielle exprimée par:

$$R_s = \frac{1}{\sigma_s \delta_s} \quad (\text{E.4})$$

où σ_s est la conductivité du métal de la cavité, et δ_s l'épaisseur de peau qui s'écrit:

$$\delta_s = \sqrt{\frac{2}{\mu_0 \omega \sigma_s}} \quad (\text{E.5})$$

Dans le cas d'une cavité bi-métal, R_s n'est pas une constante sur toute la surface.

La pulsation HF et le champ magnétique d'une cavité camembert travaillant en mode fondamental TM_{010} s'expriment de façon analytique. La pulsation vaut:

$$\omega = \frac{c \xi_{01}}{R} \quad (\text{E.6})$$

où c la vitesse de la lumière et ξ_{01} la première racine de la fonction de Bessel J_0 . En coordonnées cylindriques, dont le repère est défini sur la figure E.1, le champ magnétique H s'exprime par:

$$H_r = H_z = 0 \quad (\text{E.7})$$

$$H_\Phi(r) = -j \frac{B_0}{\eta} J'_0 \left(\frac{\xi_{01} r}{R} \right) \quad (\text{E.8})$$

où B_0 est une constante de normalisation, η l'impédance du vide et j le nombre complexe imaginaire.

E.2.1 Calcul de l'énergie stockée

L'énergie stockée ne dépend pas du matériau de la cavité. En remplaçant H par sa valeur dans l'expression E.2, et en intégrant on obtient:

$$W = \frac{\pi \mu_0 B_0^2 h}{\eta^2} I(R) \quad (\text{E.9})$$

où $I(u)$ est l'intégrale définie par:

$$I(u) = \int_0^u J_0'^2 \left(\frac{\xi_{01} r}{R} \right) r dr \quad (\text{E.10})$$

En remarquant que $J'_0(x) = -J_1(x)$, on reconnaît en $I(u)$ l'intégrale de Lommel qui vaut:

$$I(u) = \frac{u^2}{2} J_1'^2 \left(\frac{\xi_{01} u}{R} \right) + \frac{1}{2} \left(u^2 - \frac{R^2}{\xi_{01}^2} \right) J_1^2 \left(\frac{\xi_{01} u}{R} \right) \quad (\text{E.11})$$

Comme on a:

$$J_1'(u) = -\frac{J_1(u)}{u} + J_0(u) \quad (\text{E.12})$$

on en déduit:

$$I(u) = \frac{u^2}{2} \left[J_0^2 \left(\frac{\xi_{01} u}{R} \right) + J_1^2 \left(\frac{\xi_{01} u}{R} \right) \right] - \frac{Ru}{\xi_{01}} J_0 \left(\frac{\xi_{01} u}{R} \right) J_1 \left(\frac{\xi_{01} u}{R} \right) \quad (\text{E.13})$$

On a donc en particulier:

$$I(R) = \frac{R^2}{2} J_1^2(\xi_{01}) = \frac{R^2}{2} J_0'^2(\xi_{01}) \quad (\text{E.14})$$

E.2.2 Calcul de la puissance dissipée

L'intégrale E.3 s'écrit en remplaçant H par sa valeur:

$$P = \frac{1}{2} \int \int_S R_s \frac{B_0^2}{\eta^2} J_0'^2 \left(\frac{\xi_{01} r}{R} \right) ds \quad (\text{E.15})$$

On décompose la surface S en quatre secteurs: le disque tout en cuivre, le disque en inox, la couronne en cuivre autour du disque en inox et le cylindre en cuivre. L'intégrale E.15 s'écrit alors:

$$\begin{aligned}
 P = & \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} \int_0^R R_{Cu} \frac{B_0^2}{\eta^2} J_0'^2 \left(\frac{\xi_{01} r}{R} \right) r dr d\Phi \\
 & + \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} \int_0^{R_d} R_{In} \frac{B_0^2}{\eta^2} J_0'^2 \left(\frac{\xi_{01} r}{R} \right) r dr d\Phi \\
 & + \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} \int_{R_d}^R R_{Cu} \frac{B_0^2}{\eta^2} J_0'^2 \left(\frac{\xi_{01} r}{R} \right) r dr d\Phi \\
 & + \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} \int_0^h R_{Cu} \frac{B_0^2}{\eta^2} J_0'^2(\xi_{01}) R d\Phi dz
 \end{aligned} \tag{E.16}$$

où R_{Cu} et R_{In} désignent les résistances superficielles associées au cuivre et à l'inox.

Après intégration et en utilisant les expressions E.10 et E.14, la puissance dissipée s'écrit:

$$P = \frac{\pi B_0^2}{\eta^2} \left[2R_{Cu} I(R) \left(1 + \frac{h}{R} \right) + (R_{In} - R_{Cu}) I(R_d) \right] \tag{E.17}$$

En écrivant $R_d = 0$, on obtient l'expression de la puissance dissipée dans une cavité toute en cuivre, notée P_0 :

$$P_0 = \frac{\pi B_0^2}{\eta^2} \left[2R_{Cu} I(R) \left(1 + \frac{h}{R} \right) \right] = \frac{\pi B_0^2}{\eta^2} R_{Cu} J_0'^2(\xi_{01}) R(R + h) \tag{E.18}$$

L'équation E.17 peut donc s'écrire:

$$P = P_0 + \frac{\pi B_0^2}{\eta^2} (R_{In} - R_{Cu}) I(R_d) \tag{E.19}$$

E.3 Expression du facteur de qualité d'une cavité en cuivre

En remplaçant les expressions de W et de P_0 données dans les équations E.9 et E.18 dans l'expression de Q donnée en E.1, on obtient une formulation simple du facteur de qualité d'une cavité camembert tout en cuivre:

$$Q_0 = \frac{\omega \mu_0 h R}{2R_{Cu}(h + R)} = \frac{h R}{\delta_s(h + R)} \tag{E.20}$$

E.4 Variation du facteur de qualité due à la présence du disque d'inox

En tenant compte des expressions E.1, E.4, E.17 et E.19, on en déduit la variation relative du facteur de qualité Q d'une cavité bi-métal par rapport à celui Q_0 d'une cavité tout cuivre:

$$\frac{Q - Q_0}{Q_0} = \frac{P - P_0}{P} = - \left[1 + \frac{2}{\sqrt{\frac{\sigma_{Cu}}{\sigma_{In}} - 1}} \frac{I(R)}{I(R_d)} \left(1 + \frac{h}{R} \right) \right]^{-1} \quad (\text{E.21})$$

où σ_{Cu} et σ_{In} représentent la conductivité du cuivre et de l'inox.

E.5 Application numérique

Soit une cavité de longueur $h = 32,6$ mm, de rayon $R = 33,5$ mm, avec un disque d'inox de rayon $R_d = 19,5$ mm. Comme $c = 2,997925$ m/s, $\xi_{01} = 2,40482556$, $\sigma_{Cu} = 0,6 \times 10^8 \Omega^{-1}\text{m}^{-1}$ et $\sigma_{In} = 1,4 \times 10^6 \Omega^{-1}\text{m}^{-1}$, on en déduit: $Q_0 = 14884$ et $\frac{Q - Q_0}{Q_0} = -23,7\%$.

Pour valider ces résultats des mesures ont été faites avec une cavité camembert comprenant soit un iris bi-métal, soit un iris en cuivre provenant de la maquette de CANDELA et comportant donc le petit nez. Ces deux iris étaient de plus munis d'un trou central de 10 mm. Dans les deux cas, l'autre iris était en cuivre sans trou et sans nez, et le bloc cellule ne comportait que deux trous de diamètre 4 mm pour injecter le signal HF et faire la mesure. Avec l'iris en cuivre, on a mesuré un Q de 12930, alors qu'avec l'iris bi-métal on a mesuré un Q de 9529. Ceci correspond à une baisse relative de Q de 26,3 % due à la présence de l'inox. Malgré les petites différences dues au trou central et au nez, cette valeur est en bon accord avec la valeur calculée plus haut.

Si l'on remplace l'iris en cuivre sans trou par le vrai iris de sortie de la cellule comportant un nez important, on mesure au mieux un Q de 9130 dans le cas de l'iris bi-métal. Comme par ailleurs avec la vraie cellule du canon, c'est-à-dire comportant le trou de couplage initial de 10 mm et les deux trous de diamètre 4 mm, on a mesuré au mieux un Q de 10629, on en déduit une baisse de Q de 14 % due à la présence de l'inox, dans le cas de la vraie cellule du canon.

De ces calculs et mesures, on conclut qu'il n'est pas nécessaire de cuivrer la partie en inox de la cavité du canon.

Annexe F

Calcul du vide limite de la cavité

*La maladie principale de l'homme est la curiosité
inquiète des choses qu'il ne peut savoir;
et il ne lui est pas si mauvais d'être dans l'erreur,
que dans cette curiosité inutile.*

*Blaise Pascal (1623-1662)
Pensées I, 18*

Cette annexe présente un calcul simplifié du vide limite qu'on peut espérer dans la cavité de CANDELA.

F.1 Formules de conductance utilisées

La vitesse v_m des molécules de masse molaire M à la température T est donnée par la formule suivante:

$$v_m = \sqrt{\frac{8RT}{\pi M}} \quad (\text{F.1})$$

où R est la constante des gaz parfaits.

La conductance d'un tube quelconque de longueur L et de section A est donnée par:

$$C_L = \frac{4}{3} \frac{v_m}{L} K \frac{A^2}{B} \quad (\text{F.2})$$

où K est un facteur de forme donné par des abaques [599], et B est le périmètre de la section. Pour un tube tronconique de petite base de section A_m et de grande base de section A_M , la conductance est donnée par:

$$C_L = \frac{4}{3} \frac{v_m}{L} (K_m + K_M) \frac{A_m A_M}{B_m + B_M} \quad (\text{F.3})$$

La conductance correspondant au passage d'une section A à une section A_1 plus petite est donnée par:

$$C_{A-A_1} = \frac{1}{4} v_m A_1 \frac{1}{1 - \frac{A_1}{A}} \quad (\text{F.4})$$

La conductance d'une grille telle que celle représentée sur la figure F.1 est donnée par [657]:

$$C_G = \frac{C_n C_{0n}}{C_n + C_{0n}} \quad (\text{F.5})$$

où

$$C_n = \frac{2n}{3} \frac{v_m}{e} K \frac{l^2 p_0^2}{l + p_0} \quad (\text{F.6})$$

$$C_{0n} = \frac{v_m}{4} \frac{n l p_0}{1 - \frac{n p_0}{L}} \quad (\text{F.7})$$

La signification des paramètres géométriques est donnée sur la figure F.1.

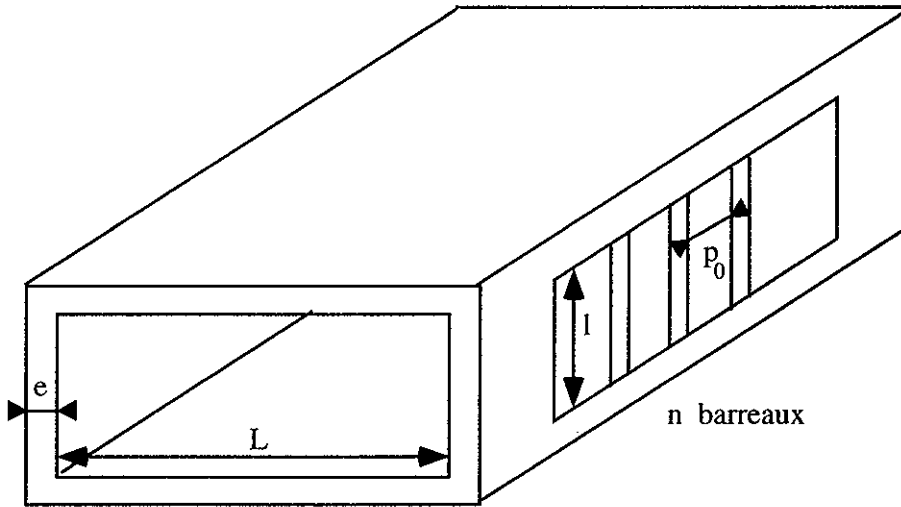


Figure F.1: Grille du té de pompage

F.2 Géométrie du canon

La géométrie du canon et les notations utilisées sont données sur la figure F.2. Les valeurs numériques des paramètres utiles pour le calcul des conductances sont données dans le tableau F.1.

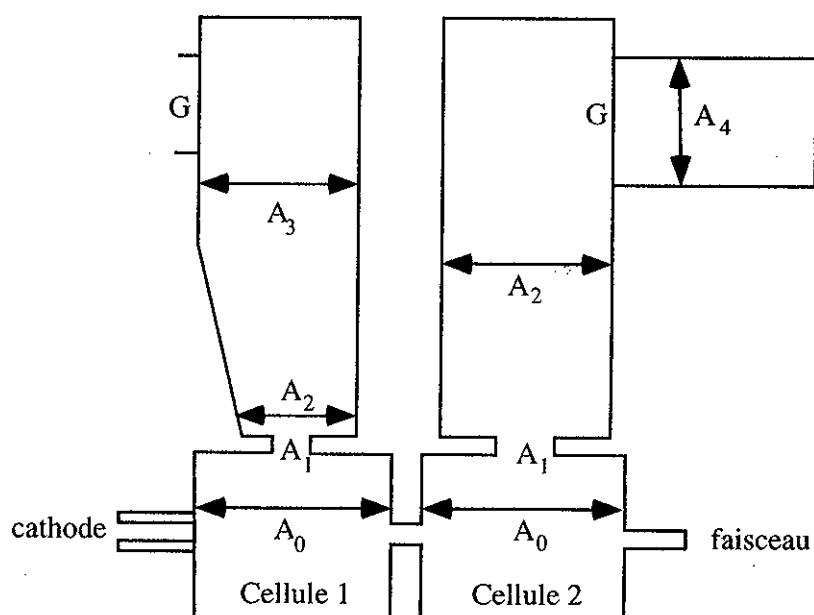


Figure F.2: *Géométrie du canon*

Tableau F.1: Valeurs numériques utilisées pour le calcul de conductance

Paramètre	Cellule 1	Cellule 2	Unité
A_0	2178	2624	mm^2
A_1	261	313	mm^2
L_1	4,6	5,2	mm
B_1	58,3	64,2	mm
A_2	1656	2448	mm^2
L_2	175	428	mm
B_2	190	212	mm
A_3	2448	-	mm^2
L_3	233	-	mm
B_3	212	-	mm
A_4	-	7854	mm^2
L_4	-	140	mm
B_4	-	314	mm

Le calcul des surfaces à prendre en compte pour le dégazage est très fastidieux car il faut tenir compte des moindres surfaces, y compris celles des gorges de brasure. Le calcul fait ici est approché. On se contente de calculer les surfaces principales et d'appliquer ensuite un coefficient de sécurité égal à 3. Le tableau F.2 donne le détail des surfaces des différentes parties considérées.

Tableau F.2: Surfaces des différentes parties en mm²

	Cellule 1	Cellule 2
Cavité sauf "nez"	6491	7879
Nez	1086	2763
Hublots	11491	-
Boucle	1514	1514
Plongeur	11868	11868
Trou faisceau	188	628
Trou couplage	268	334
Guide	58734	65735
Té	40197	40197
Fenêtre	23860	23860
Sas	-	32672
TOTAL	144206	187890

F.3 Calcul des conductances

Le tableau F.3 donne les conductances des différents éléments. Pour calculer les con-

Tableau F.3: Conductances en unité v_m [m/s] 10^{-3} l/s

	Cellule 1	Cellule 2
$C_{A_0-A_1}$	74,1	88,8
C_{L_1}	382,7	438,2
C_{L_2}	180,5	101,3
C_{L_3}	186	-
C_G	643,2	643,2
C_{L_4}	-	1870,9
TOTAL	35	41,8

ductances totales, on considère habituellement l'azote pour lequel v_m vaut 478,6 m/s à 30°C qui est la température de fonctionnement du canon. Les conductances valent donc 16,7 l/s pour la cellule 1, et 20 l/s pour la cellule 2. Comme on utilise des pompes de 50 l/s, la vitesse effective de pompage au niveau des cellules est de 12,5 l/s pour la première

et 14,3 l/s pour la deuxième. La conductance de l'orifice de sortie du faisceau dans la cellule 2 est de $9,1 v_m 10^{-3}$ l/s, soit 4,3 l/s pour l'azote. La conductance au niveau de la cathode est de $0,45 v_m 10^{-3}$ l/s, soit 0,2 l/s pour l'azote.

F.4 Calcul de la pression dans le canon

La pression P régnant dans une enceinte de surface A pompée avec une vitesse effective S s'écrit:

$$P = \frac{AQ_u}{S} \quad (\text{F.8})$$

où Q_u est le dégazage par unité de surface. Pour un système convenablement étuvé, Q_u vaut 10^{-12} mbar l/s/cm².

La pression dans les 2 cellules étant du même ordre, on peut supposer qu'elles sont indépendantes. On néglige la conductance de la cathode et de l'orifice de sortie.

La pression dans chaque cellule est alors:

$$P_1 = \frac{(1440 \times 3) 10^{-12}}{12,5 \times 1,33} = 2,6 \times 10^{-10} \text{ mbar} \quad (\text{F.9})$$

$$P_2 = \frac{(1880 \times 3) 10^{-12}}{14,3 \times 1,33} = 3 \times 10^{-10} \text{ mbar} \quad (\text{F.10})$$

Annexe G

Calcul de l'élévation de température à la surface d'une cavité HF

*Nous tendons instinctivement
à solidifier nos impressions pour les
exprimer par le langage*

*Henri Bergson (1859-1941)
Essai sur les données immédiates
de la conscience, chap. 2*

Cette annexe présente un calcul analytique de l'élévation de température instantanée à la surface d'une cavité, pendant la macro-impulsion. Celui-ci est surtout utile pour des cavités qui dissipent une forte puissance pendant une impulsion très longue. Il est présenté ici car il s'appuie sur une méthode différente du calcul habituel qui lui utilise les fonctions de Green [5].

G.1 Présentation du problème

On veut calculer l'élévation de température de la cavité pendant la macro-impulsion. De façon analytique, on ne peut envisager simplement qu'un calcul à une dimension. La cavité est donc représentée par un mur semi-infini (voir figure G.1), sur la paroi duquel on applique une impulsion de puissance. Pour simplifier le calcul, on ne tient pas compte du temps de remplissage de la cavité et on considère donc une impulsion rectangulaire.

Du fait de l'effet de peau, la dépendance de la puissance par unité de volume, en fonction de la coordonnée transverse $x > 0$ et du temps t , s'écrit:

$$P(t, x) = P_0 e^{-\frac{2x}{\delta_s}} R_\tau(t) \quad (\text{G.1})$$

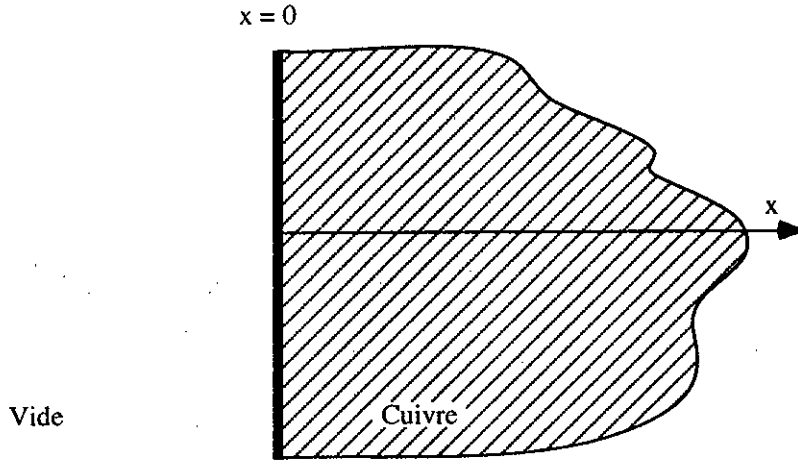


Figure G.1: Conditions du calcul

où R_τ est la fonction qui vaut 1 entre 0 et τ et zéro ailleurs, δ_s est l'épaisseur de peau donnée par la formule E.5 et P_0 une constante de normalisation. La puissance par unité de surface P_s s'écrit alors:

$$P_s = \int_0^\infty P(t, x) dx = \frac{\delta_s}{2} P_0 \quad (\text{G.2})$$

G.2 Equation de conduction de la chaleur

Soit $U(t, x)$ la température en fonction de t et de x . L'équation de la chaleur s'écrit:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} - \frac{1}{k_c} \frac{\partial U}{\partial t} = -\frac{P(t, x)}{K} \quad (\text{G.3})$$

avec:

$$k_c = \frac{K}{\rho C} \quad (\text{G.4})$$

où K est la conductivité thermique du cuivre, ρ sa masse volumique et C sa capacité thermique. Les conditions aux limites du problème sont les suivantes:

$$U(0, x) = U_0; \quad \left. \frac{\partial U(t, x)}{\partial x} \right|_{x=0} = 0; \quad |U(t, x)| < M \quad (\text{G.5})$$

où M est une constante arbitraire indiquant que U est bornée.

G.3 Résolution de l'équation de la chaleur

Pour résoudre l'équation ainsi posée, on utilise les transformées de Laplace. Soit $u(s, x)$, la transformée de Laplace de $U(t, x)$. Après transformation, l'équation G.3 s'écrit:

$$\frac{d^2 u}{dx^2} - \frac{su}{k_c} = -\frac{U_0}{k_c} - \frac{P_0 e^{-\frac{2x}{\delta_s}}}{sK} \quad (G.6)$$

Pour simplifier les calculs, on a remplacé la fonction R_r par la fonction échelon.

On a donc à résoudre une équation différentielle linéaire du deuxième ordre, à coefficients constants. La solution générale de l'équation sans second membre s'écrit:

$$u(s, x) = c_1 e^{-\sqrt{\frac{s}{k_c}} x} + c_2 e^{\sqrt{\frac{s}{k_c}} x} \quad (G.7)$$

où c_1 et c_2 sont des constantes. La condition U bornée, impose que $c_2 = 0$.

On cherche alors une solution particulière de l'équation complète de la forme $ce^{-\frac{2x}{\delta_s}} + \frac{U_0}{s}$. On obtient:

$$c = \frac{P_0 k_c}{K} \frac{1}{s(s - \frac{4k_c}{\delta_s^2})} \quad (G.8)$$

Pour simplifier les notations dans la suite du calcul, on pose $A = \frac{P_0 k_c}{K}$ et $a = \frac{4k_c}{\delta_s^2}$. La condition $\frac{\partial U}{\partial x} \Big|_{x=0}$ impose alors que:

$$c_1 = -\frac{2A}{\delta_s} \frac{1}{s(s-a)} \sqrt{\frac{k_c}{s}} \quad (G.9)$$

La transformée de Laplace $u(s, x)$ s'écrit donc:

$$u(s, x) = \frac{U_0}{s} + \frac{A}{s(s-a)} \left(e^{-\frac{2x}{\delta_s}} - \frac{2}{\delta_s} \sqrt{\frac{k_c}{s}} e^{-\sqrt{\frac{s}{k_c}} x} \right) \quad (G.10)$$

Soient $G(s)$ et $H(s)$ les fonctions définies par:

$$G(s) = \frac{1}{s(s-a)} \quad (G.11)$$

$$H(s) = \frac{e^{-\sqrt{\frac{s}{k_c}} x}}{\sqrt{s}} \quad (G.12)$$

Les primitives $g(t)$ et $h(t)$ de ces fonctions s'écrivent:

$$g(t) = \frac{e^{at} - 1}{a} \quad (G.13)$$

$$h(t) = \frac{e^{-\frac{x^2}{4k_c t}}}{\sqrt{\pi t}} = \frac{e^{-\frac{x^2}{\delta_s^2 a t}}}{\sqrt{\pi t}} \quad (G.14)$$

Par transformée de Laplace inverse, on obtient pour la température $U(x, t)$:

$$U(x, t) = U_0 + A e^{-\frac{2x}{\delta_s}} g(t) - \frac{2A\sqrt{k_c}}{\delta_s} g(t) * h(t) \quad (G.15)$$

où

$$g(t) * h(t) = \int_0^t h(v)g(t-v)dv \quad (\text{G.16})$$

Si l'on effectue le changement de variable $w = \sqrt{av}$ dans le calcul de l'intégrale de convolution, on obtient pour $U(x, t)$:

$$U(x, t) = \frac{A}{a} \left[(e^{at} - 1)e^{-\frac{2x}{\delta_s}} - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\sqrt{at}} e^{-\frac{x^2}{\delta_s^2 w^2}} (e^{at-w^2} - 1)dw \right] \quad (\text{G.17})$$

Le changement de variable $w_1 = \frac{x}{\delta_s w}$ dans l'intégrale $\int_0^{\sqrt{at}} e^{-\frac{x^2}{\delta_s^2 w^2}} dw$, et une intégration par partie, permettent d'exprimer $U(x, t)$ sous la forme:

$$U(x, t) = U_0 + \frac{2A}{a\sqrt{\pi}} \left[\sqrt{at} e^{-\frac{x^2}{\delta_s^2 at}} - \frac{\sqrt{\pi}}{2} e^{-\frac{2x}{\delta_s}} - \frac{2x}{\delta_s} \int_{\frac{x}{\delta_s \sqrt{at}}}^{\infty} e^{-w^2} dw + e^{at} \int_{\sqrt{at}}^{\infty} e^{-\frac{x^2}{\delta_s^2 w^2} - w^2} dw \right] \quad (\text{G.18})$$

L'évolution de température à la surface ($x = 0$) s'écrit donc:

$$U(0, t) = U_0 + \frac{2A}{a\sqrt{\pi}} \left[\sqrt{at} - \frac{\sqrt{\pi}}{2} + e^{at} \int_{\sqrt{at}}^{\infty} e^{-w^2} dw \right] \quad (\text{G.19})$$

G.4 Application numérique

Pour le cuivre, on a: $C = 393,5 \text{ J/kg.K}$, $K = 401 \text{ W/m.K}$, $k_c = 1,14 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$, et $\rho = 8960 \text{ kg/m}^3$. A 3 GHz, $\delta_s = 1,2 \times 10^{-6} \text{ m}$.

On calcule ici le cas extrême pour lequel on dissipe toute la puissance disponible soit 4MW, dans la première cellule. D'après SUPERFISH, 38,2 % de cette puissance est dissipée sur la surface du "bloc cellule", soit 1,53 MW. Le diamètre de la cellule étant de 66,8 mm et la longueur de 32,6 mm, la surface considérée vaut $6,8 \times 10^{-3} \text{ m}^2$. La puissance par unité de surface vaut alors $2,2 \times 10^8 \text{ W/m}^2$, et d'après G.2, $P_0 = 3,7 \times 10^{14} \text{ W/m}^3$.

La figure G.2 montre alors l'évolution de $U(0, t) - U_0$ pour $t < 10 \mu\text{s}$. La figure G.3 montre l'évolution de $U(x, 10^{-5}) - U_0$ pour $x < 1 \text{ mm}$.

On voit donc comme on s'y attendait pour des impulsions aussi courtes, que l'échauffement pendant une impulsion est négligeable.

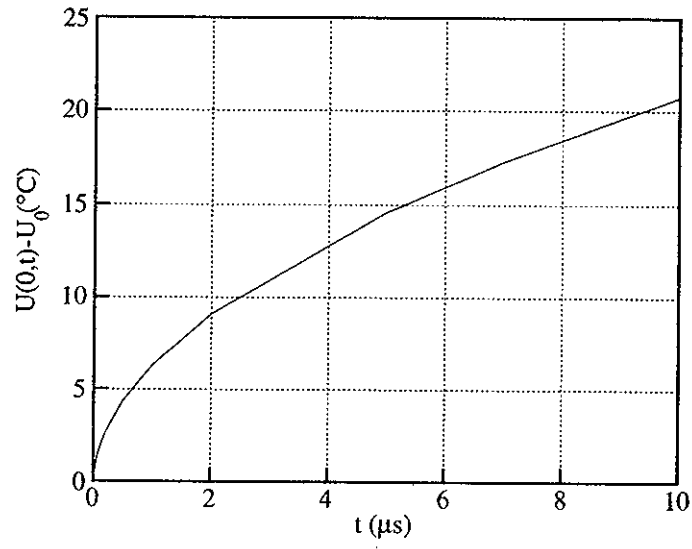


Figure G.2: *Evolution de $U - U_0$ en fonction de t pour $t < 10 \mu\text{s}$, pour $x = 0$*

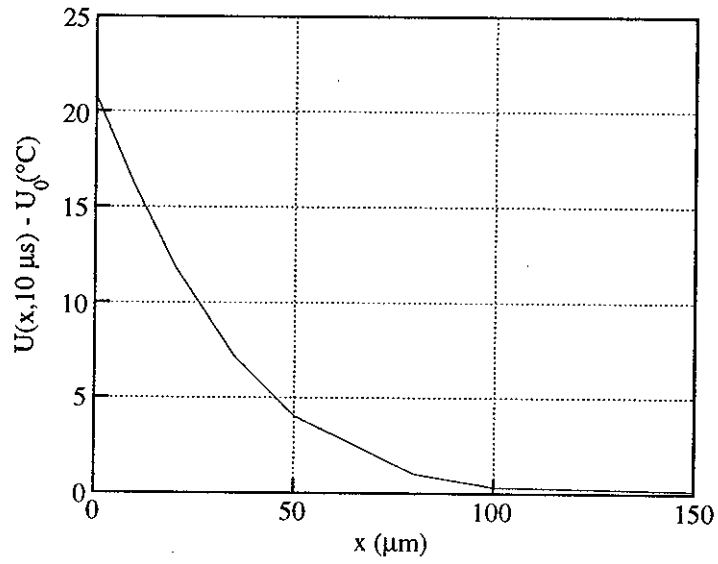


Figure G.3: *Evolution de $U - U_0$ en fonction de x pour $t = 10 \mu\text{s}$*

Annexe H

Corrélateur Compton pour la mesure de durée d'impulsions ultra-brèves

J'aime celui qui rêve l'impossible.

*Wolfgang Goethe (1749-1832)
Le Second Faust, acte II*

Cette annexe présente le principe et les calculs de faisabilité d'une méthode de mesure originale de durée d'impulsions d'électrons, baptisée "corrélateur Compton ou Thomson".

H.1 Présentation du principe

Le laser saphir dopé au titane fournissant des impulsions de 0,2 ps, constitue une excellente sonde. La collision des photons du laser avec les électrons du faisceau produit de nouveaux photons par effet Compton. Si l'on dispose d'un compteur de ces photons émis, il suffit alors de "scanner" le paquet d'électrons avec le laser par une simple ligne à retard optique, pour tracer une courbe donnant un nombre de photons en fonction d'un déplacement qui permet de déduire la durée du paquet d'électrons. Si le paquet d'électrons est beaucoup plus long que l'impulsion laser, cette méthode donne directement la durée du paquet d'électrons (après prise en compte de la dimension transverse du faisceau). Si le paquet d'électrons est aussi très court, il faut décorrélérer le résultat en tenant compte du profil longitudinal du laser qu'on peut connaître par les techniques d'autocorrélation, et des profils transverses des 2 faisceaux.

Le principe d'un tel instrument baptisé ici corrélateur Compton ou Thomson suivant l'énergie du faisceau d'électrons, est illustré sur la figure H.1. Ce principe est simple, dans son énoncé. Sa mise en oeuvre est plus délicate. Il faut en particulier vérifier que la

production de photons Compton est suffisante et que ces photons peuvent être détectés avec un niveau de bruit acceptable.

H.2 Nombre de photons émis: formule analytique

Il y a plusieurs façons de voir l'effet Compton et de calculer le nombre de photons émis. La façon la plus traditionnelle serait de faire un calcul de collision en tenant compte de la section efficace du processus. Cette approche est développée dans la référence [616]. L'autre méthode fait appel à la théorie du rayonnement synchrotron dans un onduleur, et est utilisée par exemple dans la référence [63]. C'est celle-ci qui est employée ici pour estimer le nombre de photons produits dans le cas de CANDELA.

Le faisceau d'électrons est focalisé en un point du transport. Le laser est focalisé au même point, mais suivant une trajectoire perpendiculaire. Le choix de l'angle d'incidence sera discuté plus loin. Au point de focalisation, les faisceaux laser et électron sont supposés gaussiens dans les plans transverses et longitudinaux. Soient σ_w et σ_L les dimensions qm transverses et longitudinales du laser, et $\sigma_{x,y}$ et σ_z , celles du faisceau d'électrons.

L'onde électrique associée au laser est équivalente à un onduleur de champ magnétique crête:

$$B_0 = \sqrt{2Z_0 \frac{dP}{dA}} \quad (\text{H.1})$$

où $Z_0 = 377 \Omega$ est l'impédance du vide et $\frac{dP}{dA}$ est la puissance du laser par unité de surface. Pour des électrons relativistes et pour un angle d'incidence normal, la longueur d'onde de l'onduleur λ_w est égale à la longueur d'onde du laser λ_L . Le paramètre K habituellement introduit pour un onduleur vaut:

$$K = \frac{eB_0\lambda_w}{2\pi m_0 c} \quad (\text{H.2})$$

La longueur d'onde caractéristique d'un tel onduleur qui correspond au maximum du spectre s'écrit:

$$\lambda_1 = \frac{\lambda_w}{2\gamma^2} \left(1 + \frac{K^2}{2}\right) \quad (\text{H.3})$$

où γ est l'énergie des électrons en unité de $m_0 c^2$.

Dans ces conditions, Kim et al. [63] calculent le nombre de photons Compton émis par unité de temps dans la bande spectrale $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$:

$$\frac{d\Delta n}{dt} = \pi\alpha K^2 N_{eff} \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \frac{n_e c}{\sqrt{2\pi\sigma_z}} \frac{\sigma_w \sqrt{\sigma_w^2 + \sigma_L^2}}{\sqrt{(\sigma_y^2 + \sigma_w^2)(\sigma_x^2 + \sigma_w^2 + \sigma_L^2)}} \exp - \frac{t^2}{2\sigma_T} \quad (\text{H.4})$$

où

- $\alpha = \frac{1}{137}$ est la constante de structure fine,
- $N_{eff} = 2\sqrt{\pi}\sigma_w\sigma_L \left(\lambda_L \sqrt{\sigma_L^2 + \sigma_w^2}\right)^{-1}$ est le nombre de périodes de l'onduleur,

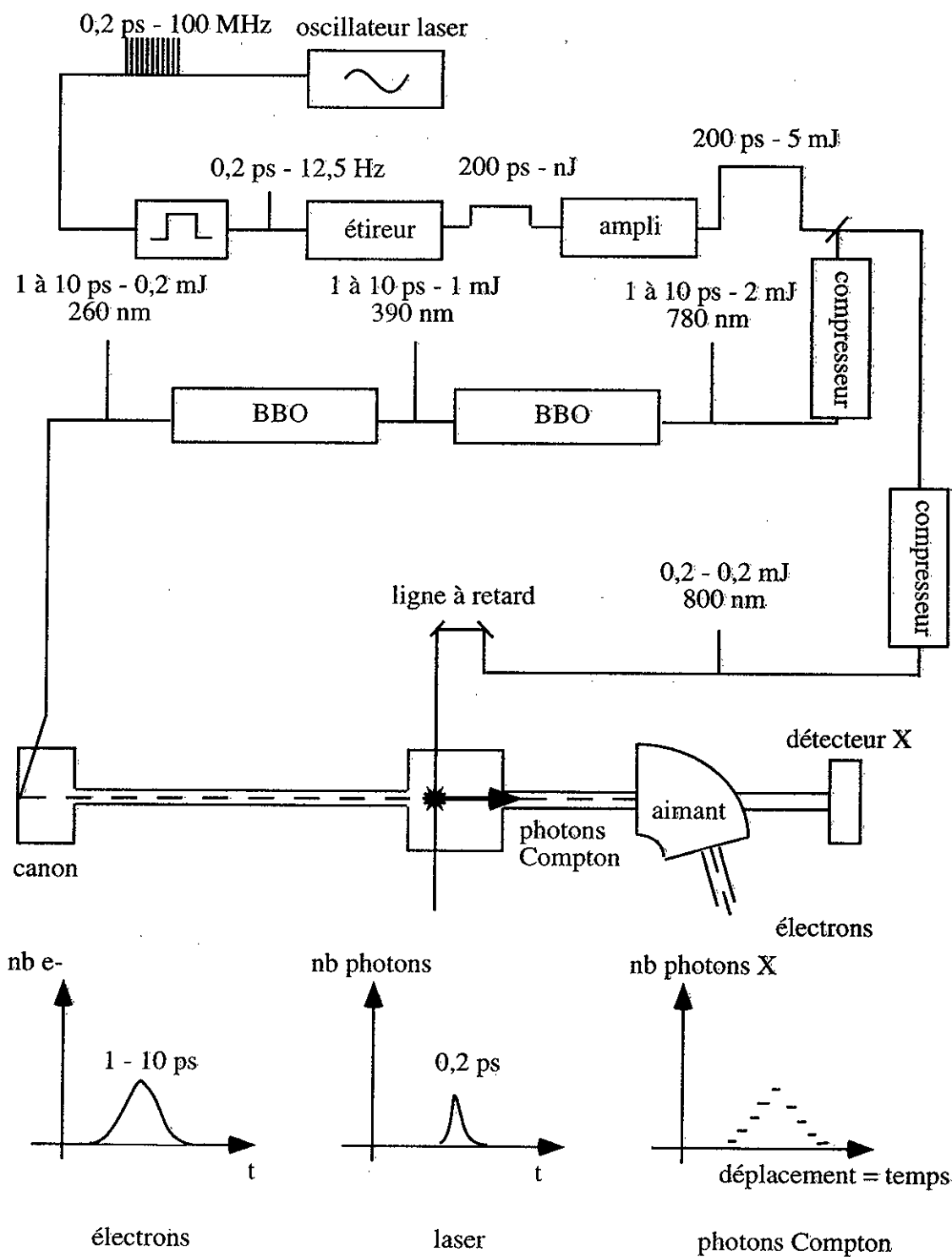


Figure H.1: Schéma de principe du corrélateur Compton

- n_e est le nombre total d'électrons,
- $\sigma_T = \sigma_z \sqrt{\sigma_x^2 + \sigma_w^2 + \sigma_L^2} \left(c \sqrt{\sigma_z^2 + \sigma_x^2 + \sigma_w^2 + \sigma_L^2} \right)^{-1}$ est la longueur qm de l'impulsion de photons émise.

Le nombre total de photons émis, correspondant à un croisement optimal (le maximum de la distribution longitudinale du paquet d'électrons rencontre le maximum de celle du paquet de photons), est:

$$\Delta n_0 = \pi \alpha K^2 N_{eff} \frac{\Delta \lambda}{\lambda} n_e \frac{\sigma_w \sqrt{\sigma_w^2 + \sigma_L^2}}{\sqrt{(\sigma_y^2 + \sigma_w^2)(\sigma_x^2 + \sigma_w^2 + \sigma_L^2)}} \quad (\text{H.5})$$

En remplaçant K et N_{eff} par leurs valeurs, on obtient:

$$\Delta n_0 = 113 \frac{\Delta \lambda}{\lambda} n_e J \lambda_L \frac{1}{\sqrt{(\sigma_y^2 + \sigma_w^2)(\sigma_x^2 + \sigma_w^2 + \sigma_L^2)}} \quad (\text{H.6})$$

où J est l'énergie du laser exprimée en Joules, et où λ_L et les dimensions (σ) sont exprimées en microns.

Lorsque N_{eff} est grand (ce qui est généralement le cas), les photons de longueur d'onde $\lambda \geq \lambda_1$ sont émis avec un angle

$$\theta = \frac{1}{\gamma} \sqrt{\frac{\lambda - \lambda_1}{\lambda_1}} \quad (\text{H.7})$$

Lorsque l'on introduit un retard z_r , sur le chemin optique du laser, la collision n'est plus optimale, et le nombre de photons émis vaut:

$$\Delta n = \Delta n_0 \exp - \frac{z_r^2}{2\sigma_m^2} \quad (\text{H.8})$$

où $\sigma_m = \sqrt{\sigma_x^2 + \sigma_z^2 + \sigma_w^2 + \sigma_L^2}$.

La mesure de Δn en fonction de z_r permet donc de connaître σ_z si l'on connaît par ailleurs σ_w , σ_L et σ_x .

H.3 Nombre de photons émis: exemple pratique

Afin de vérifier si la méthode a une chance d'aboutir, il est bon d'évaluer sur un exemple typique, le nombre total de photons produits.

Il est prévu de faire varier les paramètres de CANDELA dans une plage importante mais pour les besoins du calcul ici, on choisit un point de fonctionnement typique:

- énergie des électrons: 3 MeV ($\gamma = 6$),
- durée des impulsions d'électrons: 1 ps,
- charge par impulsion: 0,6 nC ($3,75 \times 10^9$ électrons) soit un courant crête de 250 A,

- émittance qm normalisée: $10 \pi \text{ mm mrad}$,
- longueur d'onde du laser: $0,78 \mu\text{m}$,
- durée de l'impulsion laser: $0,2 \text{ ps}$ ($\sigma_L = 60 \mu\text{m}$),
- énergie laser par impulsion: $0,2 \text{ mJ}$ (10% de l'énergie après le compresseur),
- répétition des impulsions laser: $12,5 \text{ Hz}$,
- dimension transverse du laser: $\sigma_w = 50 \mu\text{m}$,
- densité de puissance: $\frac{dP}{dA} = \frac{J}{(2\pi)^{3/2} \sigma_L \sigma_w^2} = 1,8 \cdot 10^{16} \text{ W/m}^2$.

La ligne de transport de faisceau de CANDELA est représentée sur la figure 5.12.

Il y a deux localisations possibles du corrélateur Compton, appelées par la suite A et B: juste avant le dipôle D1, ou en fin de transport (après un triplet de quadripôles, non représenté sur la figure 5.12). Au point A, on ne peut focaliser que dans un seul plan. Au point B, on peut focaliser dans les deux plans, mais avec l'inconvénient rapporté dans les références [631, 632], d'une transmission assez pauvre de la ligne de transport due aux problèmes de charge d'espace à basse énergie.

On envisage donc ces deux cas de figure. Le transport de la référence [632] ne peut pas être utilisé car il est très lié aux conditions de faisceau considérées qui sont très différentes de celles en question ici. On prend donc dans cette première approche, les paramètres du transport de la référence [631] qui sont plus proches de ce qu'on espère dans le cas général.

On a donc dans ces hypothèses:

- au point A: $\beta_x = 0,04 \text{ m}$, $\beta_y = 6,8 \text{ m}$ et donc $\sigma_x = 260 \mu\text{m}$, $\sigma_y = 3400 \mu\text{m}$,
- au point B: $\beta_x = \beta_y = 0,2 \text{ m}$, d'où $\sigma_x = \sigma_y = 580 \mu\text{m}$.

D'après la formule (H.5), on obtient $73 \frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ photons au point A et $173 \frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ photons au point B (en supposant en première approximation qu'il n'y a pas de perte d'électrons dans le transport). Pour un $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ de 10%, on obtient donc de 10 à 20 photons par impulsion.

Ces photons Compton ont une longueur d'onde critique $\lambda_1 = 10,8 \text{ nm} = 0,11 \text{ keV}$, et sont émis dans un cône de demi-angle au sommet $0,05$ radians soit 3 degrés.

Pour faire une mesure de profil, une dynamique d'au moins 10 est nécessaire. En conclusion, dans les conditions envisagées et à supposer qu'on puisse détecter tous les photons produits, il faut un détecteur capable de voir un photon.

H.4 Sources d'erreurs

La mesure est entachée par plusieurs sources d'erreurs:

- le nombre de photons à détecter étant très faible, le niveau de bruit (lié ou non à l'accélérateur) devra être lui aussi très faible.

- pour améliorer la statistique, on devra pour chaque position z_r , compter les photons pour plusieurs impulsions (au minimum une dizaine, mais plutôt une centaine). Comme il faut au moins 10 points de mesures correspondant à 10 valeurs de z_r , une mesure de longueur portera au bas mot sur 1000 impulsions soit environ une centaine de secondes. Cette méthode de mesure est donc très sensible aux fluctuations du laser et du faisceau d'électrons qui sont en général liées: fluctuations de l'énergie du laser qui entraîne une fluctuation du nombre d'électrons, fluctuations de position et de taille du laser sur la cathode qui conduisent à des fluctuations de position et de taille du faisceau d'électrons au point d'interaction, fluctuations de position et de taille du faisceau d'électrons liées aux fluctuations des éléments magnétiques, fluctuations de taille et de position du laser au point d'interaction. Les fluctuations temporelles du laser par rapport à l'onde HF se traduisent par des fluctuations en énergie du faisceau d'électrons. Celles-ci se traduisent en fluctuations du temps de vol des électrons entre la cathode et le point d'interaction. Si ce "jitter" temporel est trop important les électrons et le laser peuvent ne pas se rencontrer à chaque impulsion. Une simulation préliminaire faite avec PARMELA montre qu'un écart de un degré à la cathode se traduit par un écart de 0,3 degré au point d'interaction. Si l'on veut mesurer des paquets de l'ordre de la picoseconde (en gros un degré), il faut donc que le "jitter" soit inférieur à la picoseconde.
- pour déduire la longueur du paquet d'électrons de la mesure effectuée, il faut connaître la taille du faisceau σ_x . Les erreurs sur cette mesure de dimension transverse vont donc se traduire par des erreurs sur la longueur de paquet.
- le calcul fait ici suppose des faisceaux gaussiens ce qui n'est pas forcément le cas.

La précision de la mesure est bien sûr conditionnée par ces erreurs. Dans l'état actuel de la réflexion, il est difficile d'en estimer le niveau.

La résolution de la mesure, quant à elle, est imposée par la dimension transverse du faisceau. En effet, la mesure de σ_z se déduit de l'estimation de σ_m déduite de la courbe expérimentale exprimée par l'équation (H.8). Si σ_x est très supérieur à σ_z , il sera, compte tenu des erreurs de mesures, très difficile de déduire de façon fiable σ_z . Pour simplifier, on peut dire que la résolution de la mesure est égale à σ_x . Ceci suppose évidemment que le laser peut lui, être facilement focalisé.

Remarque: si l'angle d'incidence ϕ n'est pas normal, la dimension effective du faisceau est alors plus grande ($\sigma_x / \cos \phi$) et la résolution moins bonne.

H.5 Considérations pratiques

La réalisation pratique d'un tel mesureur comprend donc:

- une chambre à vide muni d'un hublot à 90° pour laisser pénétrer le laser.
- un aimant de déviation pour détourner le faisceau et laisser sortir les photons Compton sur l'axe. Dans le cas d'une utilisation au point A, l'aimant D1 pourrait sans

doute jouer ce rôle puisque la chambre de D1 est munie d'une sortie sur l'axe destinée initialement à injecter le laser en vue d'une illumination normale de la cathode.

- un mesureur de dimension transverse du faisceau d'électrons ayant une résolution suffisante ($50\text{ }\mu\text{m}$).
- un détecteur pour mesurer les photons Compton. Celui-ci devra être capable de mesurer l'énergie (ou le nombre) d'une centaine de photons arrivant en même temps tout en ayant par ailleurs une sensibilité à un photon.
- un système de traitement permettant de déduire la valeur de la longueur de paquet.
- un chemin optique permettant de focaliser le laser au point d'interaction. L'option présentée ici, suppose que l'on utilise une partie du laser après amplification et compression. Comme le laser qui illumine la cathode n'est pas forcément recomprimé jusqu'à $0,2\text{ ps}$, il faudra donc prévoir un deuxième circuit de compression. Pour augmenter l'efficacité du mesureur, on pourrait envisager d'avoir une deuxième chaîne amplificatrice. Ceci imposerait un deuxième laser YAG de pompe et donc un coût relativement important.

Références et bibliographie

*La lecture de tous les bons livres est comme une conversation
avec les plus honnêtes gens des siècles passés,
qui en ont été les auteurs, et même une conversation
étudiée en laquelle ils ne nous découvrent
que les meilleures de leurs pensées.*

*René Descartes (1596-1656)
Discours de la méthode, (1^{ère} partie)*

Abbreviations utilisées dans la liste des références:

- | | |
|--------|---|
| NIM | Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. |
| LAC84 | Proceedings de la conférence "Linear Accelerator 1984", Lufthansa-Schulungszentrum, Seeheim, Allemagne, 7-11 Mai 1984, GSI 84-11. |
| PAC85 | Proceedings de la conférence "IEEE Particle Accelerator 1985", Vancouver, BC, 13-16 Mai 1985, IEEE Transactions on Nuclear Science, Volume NS-32, Number 5. |
| LAC86 | Proceedings de la conférence "Linear Accelerator 1986", Stanford, CA, 2-6 Juin 1986, SLAC-Report-303, 1986. |
| PAC87 | Proceedings de la conférence "IEEE Particle Accelerator 1987", Washington D.C., 16-19 Mars 1987, IEEE 87CH2387-9. |
| ICFA87 | Proceedings du workshop ICFA "Low Emittance e^+e^- Beams", BNL, 20-25 Mars 1987, BNL-52090. |
| ECFA87 | Proceedings du workshop ECFA "New Developments in Particle Acceleration Techniques", Orsay, 29 Juin - 4 Juillet 1987, CERN 87-11, ECFA 87-110. |
| EPAC88 | Proceedings de la conférence "European Particle Accelerator 1988", Rome, 7-11 Juin 1988, Ed. World Scientific. |

- LAC88 Proceedings de la conférence "Linear Accelerator 1988", Williamsburg, VA, 3-7 Octobre 1988, CEBAF-Report-89-001, 1989.
- PAC89 Proceedings de la conférence "IEEE Particle Accelerator 1989", Chicago, IL, 20-23 Mars 1989, IEEE 89CH2669-0.
- JAP89 Proceedings du 14^{ième} meeting "Linear Accelerator in Japan", Nara, Japon, 7-9 Septembre 1989.
- EPAC90 Proceedings de la conférence "European Particle Accelerator 1990", Nice, 12-16 Juin 1990, Ed. Frontières.
- CATH90 Proceedings du workshop ICFA "Short Pulse High Current Cathodes", Bendor, France, 18-22 Juin 1990, Ed. Frontières.
- LAC90 Proceedings de la conférence "Linear Accelerator 1990", Albuquerque, NM, 10-14 Septembre 1990, LA-12004-C.
- PAC91 Proceedings de la conférence "IEEE Particle Accelerator 1991", San Francisco, CA, 6-9 Mai 1991, IEEE 91CH3038-7.
- EPAC92 Proceedings de la conférence "European Particle Accelerator 1992", Berlin, 24-28 Mars 1992, Ed. Frontières.
- HEA92 Proceedings de la XV^{ième} conférence internationale "High Energy Accelerators", Congress Centrum, Hambourg, RFA, 20-24 Juillet 1992, Int. J. Mod. Phys. A.
- LC92 Proceedings du workshop ECFA "e⁺e⁻ Linear Colliders", Garmish-Partenkirchen, 25 Juillet - 2 Août 1992, MPI-PhE/93-14, ECFA 93-154.
- LAC92 Proceedings de la conférence "Linear Accelerator 1992", Ottawa, 24-28 Août 1992, AECL 10728.
- TESLA93 Proceedings du workshop "Electron Gun for Linear Colliders", 8-9 Mars 1993, Fermilab, Batavia, IL, DESY Print, TESLA 93-17.
- PAC93 Proceedings de la conférence "IEEE Particle Accelerator 1993", Washington, 17-20 Mai 1993, IEEE 93CH3279-7.
- JAP93 Proceedings du 18^{ième} meeting "Linear Accelerator in Japan", Tsukuba, Japon, 21-23 Juillet 1993.
- EPAC94 Proceedings de la conférence "European Particle Accelerator 1994", Londres, 27 Juin - 1 Juillet 1994, Ed. World Scientific.
- LAC94 Proceedings de la conférence "Linear Accelerator 1994", Tsukuba, Japon, 21-26 Août 1994.
- PAC95 Proceedings de la conférence "IEEE Particle Accelerator 1995", Dallas, TX, 1-5 Mai 1995, à paraître.

Généralités

- [1] R.H. Fowler, L.W. Nordheim, *Proceedings Royal Society, Londres, Ser. A* 119 (1929), p. 173.
- [2] W.K.H. Panofsky, W.A. Wenzel, "Transverse Deflection of Charged Particles in Radiofrequency Fields", *Rev. Sci. Inst.*, Vol. 27 (1956), pp. 967.
- [3] W.D. Kilpatrick, "Criterion for Sparking Designed to Include both RF and DC", *Rev. Sci. Inst.*, Vol. 28 (1957), pp. 824-826.
- [4] J.M. Kapchinskij, V.V. Vladimirkij, "Limitations for Proton Beam Current in a Strong Focusing Linear Accelerator Associated with the Beam Space Charge", *Proceedings de la conférence internationale "High Energy Accelerators"*, Genève, 14-19 Septembre 1959, CERN 1959, pp. 274-288.
- [5] "Linear Electron Accelerator Studies (A.E.C. Contract AT(04-3)-21) and Proposed Two-Mile Accelerator Project (A.E.C. Contract AT(04-3)-363), Combined Status Report (1 October to 31 December 1960)", M.L. Report No. 785, M Report No. 246, Hansen Laboratory of Physics, Stanford University, 1961.
- [6] P.M. Lapostolle, "Possible Emittance Increase Through Filamentation Due to Space Charge in Continuous Beams", *IEEE Trans. Nucl. Sc. NS-18*, No. 3 (1971), pp. 1101-1104.
- [7] C. Lejeune, J. Aubert, "Emittance and Brightness: Definitions and Measurements", *Applied Charged Particle Optics*, Ed. A. Septier, *Advances in Electronics and Electron Physics*, Supp. 13A, Academic Press, New York, 1980.
- [8] B. Aune, P. Corveller, M. Jablonka, J.M. Joly, "A Device for Electron Gun Emittance Measurement", *PAC85*, pp. 1896-1898.
- [9] J.D. Lawson, "The Physics of Charged-Particle Beams", Oxford Science Publications, Clarendon Press, 1988.
- [10] J.W. Wang, "RF Properties of Periodic Accelerating Structures for Linear Colliders", *PhD. Dissertation, SLAC-Report-339*, 1989.
- [11] G. Biennu, P. Brunet, "Operational Limits of High Accelerator Gradients", *EPAC90*, pp. 934-936.
- [12] N.M. Kroll, D.U.L. Yu, "Computer Determination of the External Q and Resonant Frequency of Waveguide Loaded Cavities", *Particle Accelerators Vol. 34* (1990), pp. 231-250.
- [13] J. Buon, "Beam Phase Space and Emittance", *CERN Accelerator School, General Accelerator Physics Course*, Jyväskylä, Finlande, 7-18 Septembre 1992, CERN 94-01, pp. 88-115.
- [14] G. Biennu, "Mesure et étude de l'auto-émission électronique et du champ électrique des sections accélératrices d'électrons", *Thèse, LAL/RT 93-17*, 1993.

- [15] A. Takahashi, M. Nishizawa, Y. Inagaki, M. Koishi, K. Kinoshita, "A New Femtosecond Streak Camera", Proceedings de la conférence "Ultrahigh and High-Speed Photography, Videography, and Photonics '93", San Diego, USA, 13-14 Juillet 1993, SPIE vol. 2002, pp. 22-30.

Collisionneurs linéaires

- [16] M. Tigner, "A Possible Apparatus for Electron Clashing-Beam Experiments", Nuovo Cimento 37 (1965), pp. 1228-1231.
- [17] A.M. Sessler, "The FEL as a Power Source for a High Gradient Accelerating Structure", AIP Proceedings 91 (1982), pp. 154-159.
- [18] W. Schnell, "The Drive-Linac for a Two Stage RF Linear Collider", CERN-LEP-RF/88-59, 1988.
- [19] U. Amaldi, "Evolution of the Concepts and the Goals of Linear Colliders", Proceedings du workshop "Physics and Experiments with Linear Colliders", Saariselkä, Finlande, 9-14 Septembre 1991.
- [20] R.D. Ruth, "The Development of the Next Linear Collider at SLAC", Proceedings du workshop "Physics and Experiments with Linear Colliders", Saariselkä, Finlande, 9-14 Septembre, 1991.
- [21] P. Janot, "Will a Higgs Boson be Found at Future e^+e^- Colliders ?", Proceedings des XXVII^{èmes} Rencontres de Moriond "Electroweak Interactions and Unified Theories", Les Arcs, Savoie-France, 15-22 Mars 1992.
- [22] H. Padamsee, "Review of the Superconducting Approach to Linear Colliders", EPAC92, pp. 378-382.
- [23] G.A. Loew, "Review of Studies on Conventional Linear Colliders in the S- and X-Band Regime", HEA92, pp. 777-783.
- [24] K. Hübner, "Two-Beam Linear Colliders", HEA92, pp. 791-797.
- [25] P.M. Zervas, " e^+e^- Linear Colliders: Physics Prospects", LC92, pp. 13-91.
- [26] J.T. Seeman, "Status of the Stanford Linear Collider", LC92, pp. 95-119.
- [27] T. Weiland et al., "A 500 GeV S-Band Linear Collider Study Status Report 1992", LC92, pp. 123-153.
- [28] V. Balakin, "VLEPP", LC92, pp. 243-266.
- [29] W. Schnell, "The CLIC Study of an Electron-Positron Collider", LC92, pp. 269-282.
- [30] "JLC-I", KEK Report 92-16, 1992.
- [31] R.H. Siemann, "Overview of Linear Collider Designs", PAC93, pp. 532-536.

[32] R.H. Siemann, "Linear Colliders: the Last Ten Years and the Next Ten Years", SLAC-PUB-6417, 1994.

[33] J.S. Wurtele, "Advanced Accelerator Concepts", Physics Today, Juillet 1994, pp. 33-40.

Lasers à électrons libres

[34] D.A.G. Deacon, L.R. Elias, J.M.J. Madey, G.L. Ramian, H.A. Schwettman, T.I. Smith, "First Operation of a Free Electron Laser", Phys. Rev. Lett., Vol. 38 (1977), pp. 892-894.

[35] S. Penner, "RF Linac Based Free Electron Lasers", PAC87, pp. 183-188.

[36] J.C. Golstein, "Electron Beam Requirements for Soft X-Ray/VUV Free Electron Laser", ICFA87, pp. 180-196.

[37] B.E. Newman, "XUV Free Electron Laser Development at Los Alamos", LAC88, pp. 290-294.

[38] I.B. Drobyazko, G.N. Kulipanov, V.N. Litvinenko, I.V. Pinaev, V.M. Popik, I.G. Silvestrov, A.N. Skrinskii, A.S. Sokolov, N.A. Vinokurov, "Lasing in Visible and Ultraviolet Regions in Optical Klystron Installed on the VEPP-3 Storage Ring", NIM A282 (1989), pp. 424-430.

[39] G. Dattoli, A. Torre, L. Gianessi, S. Depanfilis, "An Introduction to the Theory of Free Electron Lasers", Proceedings "CERN Accelerator School on Synchrotron Radiation and Free Electron Lasers", Chester, UK, 6-13 Avril 1989, CERN 90-03, pp. 254-286.

[40] M.W. Poole, "Infra-red FELs", Proceedings "CERN Accelerator School on Synchrotron Radiation and Free Electron Lasers", Chester, UK, 6-13 Avril 1989, CERN 90-03, pp. 306-334.

[41] J.C. Goldstein, R.L. Sheffield, B.E. Carlsten, R.W. Warren, "Compact RF-Linac Free Electron Lasers", NIM A296 (1990), pp. 282-287.

[42] C. Pellegrini, "Linacs for Free Electron Lasers", LAC90, pp. 273-277.

[43] K.J. Kim, A. Sessler, "Free-Electron Lasers: Present Status and Future Prospects", LBL-29124, 1990.

[44] K.J. Kim, "Accelerator Technology for Bright Radiation Beam", Proceedings "La Jolla International School of Physics; Research Trend in Physics: Coherent Radiation Generation in Particle Accelerators", La Jolla, CA, 11-13 Février 1991.

[45] R.L. Sheffield, "Short Wavelength FELs", PAC91, pp. 1110-1114.

[46] H. Genz, "Review of Free-Electron Lasers (Single Pass)", EPAC92, pp. 98-102.

[47] P.G. O'Shea et al., "Ultraviolet Free-Electron Laser Driven by a High-Brightness 45 MeV Electron Beam", Phys. Rev. Lett., Vol. 71, No. 22 (1993), pp. 3661-3664.

- [48] T. Poiroux, "Etude de la partie accélératrice d'un laser à électrons libres infra-rouge", rapport de stage, Ecole Centrale de Paris, CEA Saclay, 1995.

Impulsions ultra-brèves

- [49] W. Barry, "An Autocorrelation Technique for Measuring Sub-Picosecond Bunch Length Using Coherent Transition Radiation", Proceedings du workshop "Advanced Beam Instrumentation", Tsukuba, Japon, 22-24 avril 1991, KEK proceedings 91-02, pp. 224-235.
- [50] H. Wiedemann, P. Kung, H.C. Lihn, "Ultra-Short Electron and Photon Pulses", NIM A319 (1992), pp. 1-7.
- [51] S.G. Arutunian, "Bunch Millimeter and Submillimeter Length Measuring by Coherent Synchrotron Radiation", note interne, DESY M-92-06, 1992.
- [52] M. Uesaka, T. Kozawa, Y. Yoshida, T. Kobayashi, T. Ueda, K. Miya, "Magnetic Pulse Compression for Femtosecond Single Pulse", JAP93, pp. 4-7.
- [53] E.D. Gazazyan et al., "Construction of a Setup for Determination of Longitudinal Profile and Duration of Ultrashort Electron Bunches", LBL-35265, UC-414, 1994.
- [54] Y. Shibata, T. Takahashi, T. Kanai, K. Ishi, M. Ikezawa, J. Ohkuma, S. Okuda, T. Okada, "Diagnostics of an Electron Beam of a Linear Accelerator Using Coherent Transition Radiation", Phys. Rev. E, Vol. 50, No. 2 (1994), pp. 1479-1484.
- [55] M. Uesaka, K. Tauchi, T. Kozawa, T. Kobayashi, T. Ueda, K. Miya, "Generation of a Subpicosecond Relativistic Electron Single Bunch at the S-band Linear accelerator", Phys. Rev. E, Vol. 50, No. 4 (1994), pp. 3068-3076.
- [56] G.A. Krafft, D. Wang, E. Price, E. Feldl, D. Porterfield, P. Wood, T. Crowe, "Coherent Synchrotron Radiation Detector for a Non-invasive Subpicosecond Bunch Length Monitor", PAC95.

Autres applications des faisceaux brillants

- [57] C.R. Jones, "NCCU Project Overview. A Novel Electron Beam Source for the Far-Infrared", note interne, North-Carolina Central University, 1990.
- [58] J. Amblard, J. Belloni, "Projet ELYSE", Laboratoire National de Cinétique Rapide, Université de Paris-Sud, Orsay, Juin 1992.
- [59] M. Preger, "Review of Studies of Electron-Positron Factories", EPAC92, pp. 385-389.
- [60] P.A. Tompkins, C.A. Brau, W.W. Dong, J.W. Waters, F.E. Carroll, D.A. Pickens, R.R. Rice, "The Vanderbilt University Compton Scattering X-Ray Experiment", PAC93, pp. 1448-1450.
- [61] A.V. Novokhatski, L. Tecchio, "A Laser Driven Gun for Electron Positron Factories", NIM A340 (1994), pp. 237-240.

- [62] R.L. Sheffield, "Application of e^+e^- Sources other than Linear Colliders", Proceedings du workshop "Sources 94", Schwerin, Allemagne, 29 Septembre - 4 Octobre 1994.
- [63] K.J. Kim, S. Chattopadhyay, C.V. Shank, "Generation of Femtosecond X-Rays by 90° Thomson Scattering", NIM A341 (1994), pp. 351-354.
- [64] D.C. Nguyen, S.M. Gierman, W. Vernon, R.L. Sheffield, "Conceptual Design of a Compact Compton Backscatter X-Ray Source Tunable from 3 to 33 keV", NIM A358 (1995), pp. ABS 48-ABS 49.

Injecteurs conventionnels

- [65] H.A. Enze, "Achromatic Magnetic Mirror for Ion Beams", Rev. Sci. Inst., Vol. 34 (1963), pp. 385-389.
- [66] S.P. Kapitza, V.N. Melekhin, "The Microtron", ed. E.M. Rowe, Harwood Academic Publishers, 1978.
- [67] C.K. Sinclair, R.H. Miller, "A High Current, Short Pulse RF Synchronized Electron Source for the Stanford Linear Collider", IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-28 (3) (1981), pp. 2649-2657.
- [68] R.F. Koontz et al., "An Isolated Grid Electron Gun and Pulser System for Long/Short Pulse Operation", LAC84, pp. 430-432.
- [69] C.E. Hess, H.A. Schwettman, T.I. Smith, "Harmonically Resonant Cavities for High Brightness Beams", PAC85, pp. 2924-2926.
- [70] T. Enegren, L. Durieu, D. Michelson, R.E. Worsham, "Development of Flat-Topped RF Voltage for TRIUMPH", PAC85, pp. 2936-2938.
- [71] S. Takeda et al., "High Current Single Bunch Electron Linear Accelerator", PAC85, pp. 3219-3221.
- [72] T.I. Smith, "Intense Low Emittance Linac Beams for FEL", LAC86, pp. 421-425.
- [73] T.I. Smith, "Production of Intense Low Emittance Beams for Free Electron Lasers Using Electron Linear Accelerators", NIM A250 (1986), pp. 64-70.
- [74] W.A. Barletta, D. Birx, J.K. Boyd, G. Caporano, J.T. Weir, "Enhancing the Brightness of High Current Electron Guns", NIM A250 (1986) pp. 80-86.
- [75] J.C. Sheppard et al., "Commissioning of the SLC Injector", SLAC-PUB-4099, 1986.
- [76] M.B. James, "Production of High Intensity Electron Bunches for the SLAC Linear Collider", PhD. Dissertation, SLAC-319, UC-28 (A), 1987.
- [77] B.E. Carlsten, D.W. Feldman, A.H. Lumpkin, J.E. Sollid, W.E. Stein, R.W. Warren, "Emittance Studies at the Los Alamos National Laboratory Free Electron Laser", NIM A272 (1988), pp. 247-256.
- [78] W.C. Turner et al., "High-Brightness, High-Current Density Cathode for Induction Linac FEL", LAC88, pp. 341-344.

- [79] C. Bourat, "Système de découpage sous-harmonique d'un faisceau d'électrons pour injecteur d'accélérateur linéaire", Thèse No. 413, Université de Paris-Sud, Orsay, 1988.
- [80] R.H. Miller, C.H. Kim, F.B. Selph, "Design of a Bunching System for a High Intensity Electron Linac", LBL-25237, ESG-41, 1988.
- [81] G.L. Cox, "A Five-Picosecond Electron Pulse from the ANL-L-Band Linac", PAC89, pp. 912-914.
- [82] A. Yeremian et al., "BOEING 120 MeV RF Linac Injector Design and Accelerator Performance Comparison with PARMELA", PAC89, pp. 657-659.
- [83] J.M. Ortega et al., "CLIO: Collaboration for an Infrared Laser at Orsay", NIM A285 (1989), pp. 97-103.
- [84] M. Ageron et al., "Rapport d'étude du projet de laser à électrons libres sur accélérateur linéaire HF de 3 GHz, CLIO", LAL/RT-89/04, 1989.
- [85] P.W. Van Amersfoort, R.J. Bakker, C.A.J. Van der Geer, A.F.G. Van der Meer, G. Saxon, "Commissioning of the Electron Accelerator for FELIX", EPAC90, pp. 547-549.
- [86] R. Chaput, "Electron Gun for the FEL CLIO", EPAC90, pp. 544-546.
- [87] L.R. Falce, "Thermionic Cathodes: a Review", CATH90, pp. 1-48.
- [88] R.J. Bakker, C.A.J. van der Geer, A.F.G. van der Meer, P.W. van Amersfoort, "Commissioning the FELIX bunching system", NIM A304 (1991), pp. 173-176.
- [89] J.C. Bourdon et al., "Commissioning the CLIO injection system", NIM A304 (1991), pp. 322-328.

Revue sur les canons HF et photocathodes

- [90] J.P. Girardeau-Montaut, "Les photocathodes: types, caractéristiques et modes d'extraction des électrons par laser", Lab. des interactions laser-matériau, Université de Lyon I, 15/9/1987.
- [91] J.S. Fraser, "Electron Sources for Advanced Accelerator Experiments", AIP Proceedings 156 (1987), pp. 335-344.
- [92] P.E. Oettinger, "A Selection of High-Brightness, Laser-Driven Cathodes for Electron Accelerators and FELs", ICFA87, pp. 153-162.
- [93] M. Boussoukaya, "New e^- Sources Switched by Laser Beams", EPAC88, pp. 139-143.
- [94] P.E. Oettinger, R.E. Shefer, D.L. Birx, M.C. Green, "Photoelectron Sources: Selection and Analysis", NIM A272 (1988), pp. 264-267.
- [95] R.L. Scheffield, "Photocathode RF guns", Physics of Particle Accelerators, AIP Proceedings 184 (1989), pp. 1500-1531.
- [96] R.L. Sheffield, "High-Brightness Electron Injectors: A Review", PAC89, pp. 1098-1102.

- [97] C. Travier, "RF Guns: a Review", CATH90, pp. 105-141.
- [98] P.J. Vernier, "Review on Photoemission", CATH90, pp. 49-72.
- [99] M. Boussoukaya, "Laser Triggered Field Emission", CATH90, pp. 91-103
- [100] R.L. Sheffield, "Progress in Photoinjectors for Linacs", LAC90, pp. 269-272.
- [101] C. Travier, "RF guns: Bright Injectors for FEL", NIM A304 (1991), pp. 285-296.
- [102] C. Travier, "Review of Microwave Guns", Particle Accelerators, Vol. 36 (1991), pp. 33-74.
- [103] L.S. Cardman, "Polarized Electron Sources: the Next Generation", Proceedings de la conférence "Intersections Between Particles and Nuclear Physics", Tucson, 24-29 Mai 1991.
- [104] R. Dei-Cas, "Review of High-Brightness Electron Guns", EPAC92, pp. 109-113.
- [105] J. Stowall, "A Review of Radio-Frequency Photocathode Electron Sources", LAC92, pp. 285-289.
- [106] T. Nakanishi, "Summary Report of the Workshop on Polarized Electron Sources and Polarimeters", DPNU-93-13, 1993.
- [107] I. Ben-Zvi, "Performance of Photocathode RF Gun Electron Accelerators", PAC93, pp. 2962-2966.
- [108] J. Clendenin, "Polarized Electron Beams for Linear Colliders", NIM A340 (1994), pp. 1-10.
- [109] H. Riege, "Electron Emission from Ferroelectrics: a Review", NIM A340 (1994), pp. 80-89.
- [110] C. Travier, "Review of Electron Guns", EPAC94, pp. 317-321.
- [111] C. Travier, "High-Brightness Photocathode Electron Sources", AIP Proceedings 335 (1995), pp. 57-74.
- [112] S.H. Kong, J. Kinross-Wright, D.C. Nguyen, R.L. Sheffield, "Photocathodes for Free Electron Lasers", NIM A358 (1995), pp. 272-275.
- [113] J.E. Clendenin, "Polarized Electron Sources", PAC95, SLAC-PUB-95-6842.

Photocathodes

- [114] C.H. Lee, P.E. Oettinger, E.R. Pugh, R. Klinkowstein, J.H. Jacob, J.S. Fraser, R.L. Sheffield, "Electron Emission of Over 200 A/cm² from a Pulsed-Laser Irradiated Photocathode", PAC85, pp. 3045-3047.
- [115] Proceedings du workshop ICFA "Short Pulse High Current Cathodes", Bendor, France, 18-22 Juin 1990, Ed. Frontières.

- [116] R.L. Ternes, S.Z. Bethel, D.G. Janky, "A Statistically-Designed Experiment for Assessing Cesium-Potassium-Antimonide Photocathode Fabrication Parameters", NIM A318 (1992), pp. 401-409.
- [117] D.J. Bamford, M.H. Bakshi, D.A.G. Deacon, "The Search for Rugged, Efficient Photocathode Materials", NIM A318 (1992), pp. 377-380.
- [118] Proceedings du workshop "High Intensity Electron Sources", Legnaro, Italie, 24-28 Mai 1993, NIM A340, Vol. 1 (1994).
- [119] Proceedings du workshop "Photocathodes for Polarized Electron Sources for Accelerators", SLAC-432, 1994.
- [120] P.V. Logatchev et al., "Measurement of Time Response of Laser-Triggered GaAs Photocathode", EPAC94, pp. 1480-1482.
- [121] A. Aboubacar, A. Chbihi, M. Dupont, J. Gardès, M. Laguna, M. Querrou, "Silicon Cathodes with Array of Tips Used as Pulsed Photoemitters", J. Vac. Sci. Technol. B, Vol. 13, No. 2 (1995), pp. 616-620.

Lasers

- [122] D.E. Spence, P.N. Kean, W. Sibbett, "60-fsec Pulse Generation from a Self-Mode-Locked Ti:sapphire Laser", Opt. Lett., Vol. 16, No. 1 (1991), pp. 42-44.
- [123] J. Squier, F. Salin, G. Mourou, D. Harter, "100-fs Pulse Generation and Amplification in $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ ", Opt. Lett., Vol. 16, No. 5 (1991), pp. 324-326.
- [124] J.D. Kmetec, J.J. Macklin, J.F. Young, "0.5 TW, 125 fs Ti:sapphire Laser", Opt. Lett., Vol. 16, No. 13 (1991), pp. 1001-1003.
- [125] G.P.A. Malcom, A.I. Ferguson, "Self Mode Locking of a Diode Pumped Nd:YLF Laser", Opt. Lett., Vol. 16, No. 24 (1991), pp. 1967-1969.
- [126] L. Spinelli, B. Couillaud, N. Goldblatt, D.K. Negus, Conférence "Lasers and Electro-Optics (CLEO), Washington, DC, Opt. Soc. Am., CPDP 7, 1991.
- [127] Y.M. Liu, K.W. Sun, P.R. Prucnal, S.A. Lyon, "Simple Method to Start and Maintain Self Mode Locking of a Ti:sapphire Laser", Opt. Lett., Vol. 17, No. 17 (1992), pp. 1219-1221.
- [128] Proceedings du workshop "Lasers for RF Guns", Anaheim, CA, 14-15 mai 1994.
- [129] S. Benson, M. Shinn, "Development of an Accelerator-Ready Photocathode Drive Laser at CEBAF", PAC95.

Dynamique de faisceau

- [130] B.M. Fomel, M.M. Karliner, I.N. Meshkov, V.P. Yakoviev, "Dynamics of Short Electron Bunches at the Injection Stage", Novosibirsk, 86-81, 1986.

- [131] J.P. & C. Girardeau-Montaut, "Space-Charge-Limited Current Density as a Function of Electron Flow Duration in an Emissive Diode", J. Applied Phys., Vol. 65, No. 8 (1989), pp. 2889-2895.
- [132] M. Reiser, "Physics of High-Brightness Sources", AIP Proceedings 193 (1989), pp. 311-323.
- [133] B. Sapir, R. Shuker, G. Hazak, L.A. Levin, "Simple One Dimensional Simulation of a Laser Photoemitted Electron Bunch", NIM A331 (1993), pp. 314-317.
- [134] M. Reiser, "Theory and Design of Charged Particle Beams", Ed. J. Wiley & Sons, 1994, particulièrement l'annexe 5 pp. 581-589.
- [135] A. Septier, " $Q_{max} = CV_0$?; Mythe ou réalité ?", Actes des 6^{èmes} Journées d'études sur la photo-émission à fort courant", Orsay, 5-7 avril 1994, LAL/RT 94-04, pp. 199-210.

Divers à propos des sources brillantes

- [136] L. Picardi, P. Raimondi, C. Ronsivalle, "Electron-RFQ: A Possible Novel Electron High-Brightness Current Injector", EPAC90, pp. 682-684.
- [137] L. Picardi, P. Raimondi, C. Ronsivalle, "Study of the Electromagnetic Fields in an Electron RFQ structure", NIM A303 (1991), pp. 209-214.
- [138] V. Trebich, "Simulation of a Thermionic RF Gun with a Grid", NIM A345 (1994), pp. 417-420.
- [139] F.M. Mako, W. Peter, "A High-Current Micro-Pulse Electron Gun", PAC93, pp. 2702-2704.

Codes de simulation

Codes de dynamique de faisceau

- [140] A. Palevsky, A.T. Drobot, Proceedings de la 9^{ième} conférence "Numerical Simulation of Plasmas", Northwestern University, Evanston, IL, 1980.
- [141] G. Gisler, M.E. Jones, C.M. Snell, "ISIS, A New Code for PIC Plasma Simulations", Bull. Am. Phys. Soc. 29, 1984, p. 1208.
- [142] C. Bourat, "Contribution à l'étude du programme PARMELA", Rapport DPh-N/Saclay n° 2293, 1985.
- [143] F. Ebeling, P. Schuett, T. Weiland, "Selfconsistent Simulation of High Power Tubes with TBCI-SF", EPAC88, pp. 678-680.
- [144] L. Serafini, C. Pagani, "ITACA: a Computer Code for the Integration of Transient Particle and Field Equations in Axi-Symmetrical Cavities", EPAC88, pp. 866-868.
- [145] K. Eppley, "The Use of Electromagnetic Particle-in-Cell Codes in Accelerator Applications", SLAC-PUB-4812, 1988.

- [146] P. Zhou, R.G. Carter, "A User's Guide to Program PARMELA", note interne, Lancaster University, Department of Engineering, 1989.
- [147] G. Le Meur, F. Touze, "PRIAM: A Self Consistent Finite Element Code for Particle Simulation in Electromagnetic Fields", EPAC90, pp. 1693-1695.
- [148] M. Borland, "RFGUN - A Program for Simulating RF Guns", SSRL ACD Note 78, 1991.
- [149] A. Adolf et al., "New PIC Codes on Unstructured Meshes Applied to the Simulation of a Photocathode Injector", NIM A304 (1991), pp. 297-299.
- [150] J.R. Houston, "X-Y Spatial Distribution Experiments with PARMELA", SLAC/AP-91, 1991.
- [151] Version originale de K. Crandall et L. Young (LANL). Version utilisé à Orsay modifiée par B. Mouton, "The PARMELA Program", LAL/SERA 93-455, 1993.
- [152] A. Riche, "PARMTRACK, A Program to Track Particles in Fields with the Effects of the Space Charge Forces and the Effects of the Wakes", CERN-CLIC Note 265, 1994.
- [153] H. Liu, "Analysis of Space Charge Calculation in PARMELA and its Application to the CEBAF FEL Injector Design", AIP Proceedings 297 (1994), pp. 508-515.
- [154] C. Travier, "HCM contract ERBCHRX CT94 0455, Minutes of the February 7th, 1995 meeting", LAL/SERA 95-66, 1995.
- [155] B. Mouton, "HCM contract ERBCHRX CT94 0455, Codes Comparison in RF Gun Simulations", note LAL/SERA à paraître, 1996.

Autres codes

- [156] K. Halbach, "Application of Conformal Mapping to Evaluation and Design of Magnets Containing Iron with Nonlinear B(H) Characteristics", NIM 64 (1968), pp. 278-284.
- [157] K. Halbach, R.F. Holsinger, "SUPERFISH - A Computer Code Program for Evaluation of RF Cavities with Cylindrical Symmetry", Particle Accelerators, Vol. 7 (1976), pp. 213-222.
- [158] W.R. Nelson, H. Hirayama, D.W.O. Rogers, "The EGS4 Code System", SLAC-0265, 1985.
- [159] P. Fernandes, R. Parodi, "NEWTRAJ, A Computer Code for the Simulation of the Electron Discharge in Accelerating Structures", PAC87, pp. 1857-1859.
- [160] M. Bartsch, M. Dehler, M. Dohlus, A. Fischerauer, G. Fischerauer, P. Hahne, R. Klatt, F. Krawczyk, T. Proepper, P. Schuett, T. Weiland, Z. Min, F. Ebeling, M. Marx, S.G. Wipf, B. Steffen, "MAFIA Release 3: the New Version of the General Purpose Electromagnetic Design Code Family", DESY M-90-05K, 1990.
- [161] KaleidaGraphTM, développé par Abelbeck Software, distribué par Synergy Software, Reading, PA, USA.

- [162] BeamView Analyser PC, développé par Big Sky Laser Technologies Inc., distribué par Coherent Inc., Auburn, CA, USA.

Stanford → Duke

Description du projet / Etat d'avancement

- [163] G.A. Westenskow, J.M.J. Madey, "Microwave Electron Gun", Laser and Particle Beams Vol. 2, Part 2 (1984), pp. 223-225.
- [164] G.A. Westenskow, J.M.J. Madey, L.C. Vintro, S.V. Benson, "Owner's Manual for the Microwave Electron Gun", HEPL Technical Note, TN-86-1, 1986.
- [165] S.V. Benson, J. Schultz, B.A. Hooper, R. Crane, J.M.J. Madey, "Status Report on the Stanford Mark III Infra-red Free Electron Laser", NIM A272 (1988), pp. 22-28.
- [166] S.V. Benson, W.S. Fann, B.A. Hooper, J.M.J. Madey, E.B. Szarmes, B. Richman, L. Vintro, "A Review of the Stanford Mark III Infrared FEL Program", NIM A296 (1990), pp. 110-114.
- [167] C.B. McKee, J.M.J. Madey, "Optimization of a Thermionic Microwave Electron Gun", NIM A304 (1991), pp. 386-391.
- [168] M. Curtin, G. Bennett, R. Burke, A. Bhowmik, P. Metty, S. Benson, J.M.J. Madey, "First Demonstration of a FEL Driven by Electrons from a Laser Irradiated Photocathode", NIM A296 (1991), pp. 127-133.

Simulations / Théorie

- [169] C.B. McKee, J.M.J. Madey, "Computer Simulation of Cathode Heating by Back Bombardment in the Microwave Electron Gun", NIM A296 (1990), pp. 716-719.
- [170] P.G. O'Shea, "High-Brightness RF Photocathode Guns for Single Pass X-ray Free-electron lasers", NIM A358 (1995), pp. 36-39.
- [171] P.G. O'Shea, "Generalized Free-Energy Principle and Emittance Growth", Proc. du Workshop "Space-Charge Dominated Beams and Applications of High Brightness Beams", Bloomington, USA, 11-13 Octobre 1995.

Los Alamos (HIBAF/APEX)

Description du projet / Etat d'avancement

- [172] J.S. Fraser, R.L. Sheffield, E.R. Gray, G.W. Rodenz, "High-Brightness Photoemitter Injector for Electron Accelerators", PAC85, pp. 1791-1793.
- [173] J.S. Fraser, R.L. Sheffield, E.R. Gray, "A New High Brightness Electron Injector for Free Electron Lasers Driven by RF linacs", NIM A250 (1986), pp. 71-76.
- [174] J.S. Fraser, "Electron Linac Injector Developments", LAC86, pp. 411-415.

- [175] J.S. Fraser, R.L. Sheffield, E.R. Gray, P.M. Giles, R.W. Springer, V.A. Loebs, "Photocathodes in Accelerator Applications", PAC87, pp. 1705-1709.
- [176] R.L. Sheffield, "High-Brightness Electron Injectors", ICFA87, pp. 141-152.
- [177] R.L. Sheffield, E.R. Gray, J.S. Fraser, "The Los Alamos Photoinjector Program", NIM A272 (1988), pp. 222-228.
- [178] B.E. Carlsten, L.M. Young, M.E. Jones, B. Blind, E.M. Svaton, K.C. Chan, L.E. Thode, "Accelerator Design and Calculated Performance of the Los Alamos HIBAF Facility", NIM A296 (1990), pp. 687-696.
- [179] W.D. Cornelius, S. Bender, K. Meier, L.E. Thode, J.M. Watson, "The Los Alamos High-Brightness Accelerator FEL (HIBAF) Facility", NIM A296 (1990), pp. 251-256.
- [180] D.W. Feldman et al., "Performance of the Los Alamos HIBAF Accelerator at 17 MeV", NIM A304 (1991), pp. 224-227.
- [181] D.W. Feldman, W.D. Cornelius, S.C. Bender, B.E. Carlsten, P.G. O'Shea, R.L. Sheffield, "The Los Alamos High-Brightness Accelerator FEL (HIBAF) Facility", LA-UR-90-997, 1990, et Proceedings de la conférence "LASE'90", Los Angeles, 18-19 Janvier 1990.
- [182] L.M. Young, "Compact Photoinjector Accelerators for Free Electron Lasers", NIM B56/57 (1991), pp. 978-981.
- [183] P.G. O'Shea et al., "Performance of the Photoinjector Accelerator for the Los Alamos Free Electron Laser", PAC91, pp. 2754-2756.
- [184] D.W. Feldman et al., "Experimental Results from the Los Alamos FEL Photoinjector", J. Quant. Elect., Vol. 27, No. 12 (1991), pp. 2636-2643.
- [185] P.G. O'Shea, "The Los Alamos High-Brightness Photoinjector", AIP Proceedings 253 (1992), pp. 182-192.
- [186] D.W. Feldman et al., "Operation of the APEX Photoinjector Accelerator at 40 MeV", LAC92, pp. 603-605.
- [187] P.G. O'Shea et al., "Performance of the APEX Free-Electron Laser at Los Alamos National Laboratory", NIM A331 (1993), pp. 62-68.
- [188] B.E. Carlsten et al., "Subpicosecond, Ultra-Bright Electron Injector", PAC95.

Simulations / Théorie

- [189] B.E. Carlsten, K.C.D. Chan, "Preliminary Injector Accelerator and Beamline Design for RF-Driven XUV Free Electron Lasers", NIM A272 (1988), pp. 208-217.
- [190] B.E. Carlsten, R.L. Sheffield, "Photoelectric Injector Design Considerations", LAC88, pp. 365-369.
- [191] B.E. Carlsten, "New Photoelectric Injector Design for the Los Alamos National Laboratory XUV FEL Accelerator", NIM A285 (1989), pp. 313-319.

- [192] B.E. Carlsten, "Photoelectric Injector Design Code", PAC89, pp. 313-315.
- [193] B.E. Carlsten, R.L. Sheffield, B.D. McVey, "Photoelectric Injectors for High-Brightness Electron Beams at Los Alamos National Laboratory", CATH90, pp. 165-184.
- [194] H. Takeda, "Semi-Analytical Calculation of Accelerating Beam in a Photo-Injector Cavity", LAC90, pp. 369-371.
- [195] B.E. Carlsten, L.M. Young, M.J. Browman, H. Takeda, D.M. Feldman, P.G. O'Shea, A.H. Lumpkin, "INEX Simulations of Experimentally Measured Accelerator Performances at Los Alamos HIBAF Facility", NIM A304 (1991), pp. 587-592.
- [196] B.E. Carlsten, J.C. Goldstein, E.J. Pitcher, M.J. Schmitt, "Simulations of APEX Accelerator Performance in the New Nonthermalized Photoinjector Regime", NIM A331 (1993), pp. 307-313.
- [197] B.E. Carlsten, J.C. Goldstein, P.G. O'Shea, E.J. Pitcher, "Measuring Emittance of Non-thermalized Electron Beams from Photoinjectors", NIM A331 (1993), pp. 791-796.
- [198] B.E. Carlsten, "Space-Charge-Induced Emittance Compensation in High-Brightness Photoinjectors", Particle Accelerators, Vol. 49 (1995), pp. 27-65.

Résultats expérimentaux

- [199] R.L. Sheffield, W.D. Cornelius, D.C. Nguyen, R.W. Springer, B.C. Lamartine, E.R. Gray, J.M. Watson, J.S. Fraser, "RF Photoelectron Gun Experimental Performance", LAC88, pp. 520-522.
- [200] A.H. Lumpkin, B.E. Carlsten, R.B. Feldman, "First Measurements of Electron Beam Transit Times and Micropulses Elongation in a Photoelectric Injector at the High Brightness Accelerator FEL (HIBAF)", NIM A304 (1991), pp. 374-378.
- [201] A.H. Lumpkin et al., "Initial Observations of High Charge, Low Emittance Electron Beams at HIBAF", NIM A304 (1991), pp. 379-385.
- [202] B.E. Carlsten et al., "Design and Analysis of Experimental Performance of the Los Alamos HIBAF Facility Accelerator Using the INEX Computer Model", J. Quant. Elect., Vol. 27, No. 12 (1991), pp. 2580-2597.
- [203] A.H. Lumpkin, "Observations on Field-Emission Electrons from the Los Alamos FEL Photoinjector", PAC91, pp. 1967-1969.
- [204] A.H. Lumpkin, R.B. Feldman, S.A. Apgar, D.W. Feldman, P.G. O'Shea, R.B. Fiorito, D.W. Rule, "Initial Electron Beam Characterizations for the Los Alamos APEX Facility", NIM A318 (1992), pp. 415-421.
- [205] P.G. O'Shea et al., "Initial Results from the Los Alamos Photoinjector-Driven Free-Electron Laser", NIM A318 (1992), pp. 52-57.

- [206] P.G. O'Shea et al., "Performance of the APEX 40-MeV Photoinjector-Driven Linear Accelerator", AIP Proceedings 279 (1993), pp. 743-754.

Cavités

- [207] E.R. Gray, J.S. Fraser, "Design and Construction of the Photocathode Electron Gun Cavity", LAC88, pp. 338-340.

Laser

- [208] D.K. Remelius, D.C. Nguyen, D.E. Watkins, R.G. Wenzel, G.E. Busch, R.L. Sheffield, "Generation and Amplification of Temporally Square Optical Pulse for the FEL Photoelectric Injector", PAC89, pp. 337-339.
- [209] J. Early, J. Barton, R. Wenzel, D. Remelius, G. Busch, "The Los Alamos FEL Photoinjector Drive Laser", J. Quant. Elect., Vol. 27, No. 12 (1991), pp. 2644-2649.
- [210] J. Early, J. Barton, G. Busch, R. Wenzel, D. Remelius, "The Los Alamos FEL Photoinjector Drive Laser", NIM A318 (1992), pp. 381-388.
- [211] A.H. Lumpkin, J.W. Early, "First Dual-Sweep Streak Camera Measurements of a Photoelectric Injector Drive Laser", NIM A318 (1992), pp. 389-395.

Diagnostics

- [212] A.H. Lumpkin, "Advanced, Time-Resolved Imaging Techniques for Electron-Beam Characterizations", AIP Proceedings 229 (1991), pp. 151-179.
- [213] M.D. Wilke, A.H. Lumpkin, P.G. O'Shea, E.J. Pitcher, R.B. Feldman, "Electron-Beam Diagnostics Development for the Los Alamos FEL Facility", LAC92, pp. 817-819.
- [214] A.H. Lumpkin, "Advanced Diagnostic Concepts for Emerging RF-FEL Designs", NIM A318 (1992), pp. 442-446.
- [215] A.H. Lumpkin, M.D. Wilke, "Comments on Advanced, Time-Resolved Imaging Techniques for Free-Electron Laser Experiments", NIM A331 (1993), pp. 781-785.
- [216] A.H. Lumpkin, M.D. Wilke, "Time-Resolved Electron-Beam Characterizations with Optical Transition Radiation", NIM A331 (1993), pp. 803-808.

Compression magnétique / Transport

- [217] M.E. Jones, B.E. Carlsten, "Space-Charged-Induced Emittance Growth in the Transport of High-Brightness Electron Beams", PAC87, pp. 1319-1321.
- [218] B.E. Carlsten, B.D. McVey, E.M. Svaton, G.R. Magelssen, L.M. Young, "Magnetic Bunchers for the Generation of High Peak Current, Low Emittance Electron Pulses at Medium Energy", LAC90, pp. 641-643.
- [219] M.J. Schmitt, B.E. Carlsten, "Transport Modeling of High-Brightness Electron Beams for the Los Alamos APEX", NIM A318 (1992), pp. 308-313.

- [220] M.E. Jones, B.E. Carlsten, M.J. Schmitt, C.A. Aldrich, E.L. Lindman, "A New Moving Coordinate Particle-in-Cell Model for Accelerator Transport Modeling", NIM A318 (1992), pp. 323-329.
- [221] B.E. Carlsten, T.O. Raubenheimer, "Centrifugal Space-Charge Force for Bunched Beams", LAC94, pp. 493-495.

Lasertron

- [222] M.E. Jones, W.K. Peter, "Particle-in-Cell Simulations of the Lasertron", PAC85, pp. 1794-1796.
- [223] P.J. Tallerico, J.P. Coulon, "Computer Simulation of the Lasertron with a Ring Model", PAC87, pp. 1806-1808.
- [224] P.J. Tallerico, "The Lasertron RF Generator for FEL Applications", NIM A272 (1988), pp. 218-221.
- [225] P.J. Tallerico, R.L. Sheffield, W.D. Cornelius, E.R. Gray, M.T. Wilson, D.C. Nguyen, K.L. Meier, R.L. Stockley, "An RF-Driven Lasertron", LAC88, pp. 528-530.

Los Alamos (AFEL)

Description du projet / Etat d'avancement

- [226] K.C.D. Chan et al., "Los Alamos Advanced Free Electron Laser", NIM A318 (1992), pp. 148-152.
- [227] R.L. Sheffield, M.J. Browman, B.E. Carlsten, L.M. Young, "Physics Design of the High Brightness Linac for the Advanced Free-Electron Laser Initiative at Los Alamos", NIM A318 (1992), pp. 282-289.
- [228] R.L. Sheffield, B.E. Carlsten, L.M. Young, "High-Brightness Linac for the Advanced Free-Electron Laser Initiative at Los Alamos", LAC92, pp. 46-48.
- [229] K.C.D. Chan, K. Meier, D. Nguyen, R. Scheffield, T.S. Wang, R.W. Warren, W. Wilson, L.M. Young, "Design of a Compact Application-Oriented Free Electron Laser", LAC92, pp. 37-39.
- [230] D.C. Nguyen et al., "Initial Performance of Los Alamos Advanced Free Electron Laser", LAC92, pp. 305-307.
- [231] R.L. Wood et al., "Photocathode Electron Linac for AFEL", NIM B79 (1993), pp. 800-805.
- [232] R.L. Sheffield et al., "Performance of the High Brightness Linac for the Advanced Free Electron Laser Initiative at Los Alamos", NIM A341 (1994), pp. 371-374.
- [233] R.L. Sheffield et al., "Operation of the High Brightness Linac for the Advanced Free Electron Laser Initiative at Los Alamos", PAC93, pp. 2970-2972.

- [234] D.C. Nguyen et al., "Recent Progress of the Compact AFEL at Los Alamos", NIM A358 (1995), pp. 27-20.

Photocathodes

- [235] S.H. Kong, D.C. Nguyen, R.L. Sheffield, B.A. Sherwood, "Fabrication and Characterization of Cesium Telluride Photocathodes: a Promising Electron Source for the Los Alamos Advanced FEL", NIM A358 (1995), pp. 276-279.
- [236] S.H. Kong, J. Kinross-Wright, D.C. Nguyen, R.L. Sheffield, M.E. Weber, "Performance of Cesium Telluride Photocathodes as an Electron Source for the Los Alamos Advanced FEL", NIM A358 (1995), pp. 284-286.

Transport

- [237] T.F. Wang, K.C.D. Chan, R.L. Sheffield, W.L. Wilson, "Design of the e-Beam Transport Line for the AFEL", NIM A318 (1992), pp. 314-318.

CEA Bruyères-le-Châtel (ELSA et ADELE)

Description des projets / État d'avancement

- [238] J.P. Girardeau-Montaut, C. Girardeau-Montaut, "New Idea for Laser Production of Very High Electron Densities", ECFA87, pp. 516-524.
- [239] J.P. Girardeau-Montaut, C. Girardeau-Montaut, R. Dei-Cas, H. Corbet, G. Haouat, J.P. Laget, E. Michaud, M. Renaud, J. Sigaud, "New Electron Source Assisted by Two Lasers", EPAC88, pp. 1041-1043.
- [240] S. Joly et al., "A High-Brightness Photo-Injector for a Free Electron Laser Proposal", EPAC88, pp. 257-259.
- [241] R. Dei-Cas, "Photo-Injector, Accelerator Chain and Wiggler Development Programs for a High Peak Power RF Free Electron Laser", NIM A285 (1989), pp. 320-326.
- [242] S. Joly et al., "Status Report on Developments for the Main Components of a High-Peak Power FEL", Proceedings du congrès "Optical Science and Engineering", Paris, 24-28 Avril 1989.
- [243] R. Dei-Cas et al., "Status Report on the Low-Frequency Photoinjector and on the Infrared FEL Experiment (ELSA)", NIM A296 (1990), pp. 209-216.
- [244] J.P. Girardeau-Montaut et al., "Preliminary Results of ADELE Experiment", EPAC90, pp. 700-702.
- [245] S. Joly et al., "Progress Report on the BRC Photo-Injector", EPAC90, pp. 140-142.
- [246] R. Dei-Cas et al., "Photo-Emission Studies at Bruyères-le-Chatel for FEL Applications", CATH90, pp. 185-194.
- [247] P. Balleyguier et al., "Production of High Brightness Beams for the ELSA-FEL", NIM A304 (1991), pp. 308-310.

- [248] S. Joly et al., "Progress Report on the ELSA FEL and First Lasing", NIM A331 (1993), pp. 199-203.

Simulations / Théorie

- [249] J. Frehaut et al., "Beam Dynamics Studies in a Low-Frequency High-Peak Power Laser-Driven RF Gun", EPAC90, pp. 691-693.
- [250] J.P. De Brion, S. Joly, F. Schumann, "Simulation of the ELSA Photoinjector with the TBCI SF Code", NIM A304 (1991), pp. 333-335.
- [251] J.M. Dolique, J.L. Coacolo, "Relativistic Acceleration and Retardation Effects on Photoemission of Intense Electron Short Pulses", PAC91, pp. 233-235.
- [252] J.M. Dolique, J.L. Coacolo, "Transverse Emittance of an Intense Electron Short Pulse Just Emitted by the Cathode of a RF-FEL Photoinjector: Influence of Electrodynamic Effects", PAC91, pp. 236-238.
- [253] J.M. Dolique, J.L. Coacolo, "Self-Field Limiting Current Density in Field Photoemission of Intense Short Relativistic Electron Beam", EPAC92, pp. 771-773.
- [254] J.M. Dolique, J.L. Coacolo, "Self-Field Driven RMS Emittances of a Field-Photoemitted Intense Short Relativistic Electron Beam", EPAC92, pp. 732-734.
- [255] J.L. Coacolo, "Etude de la dynamique de faisceaux courts d'électrons en début de ligne accélératrice du laser à électrons libres ELSA", Thèse, Université Grenoble 1, 1993.
- [256] J.M. Dolique, J.L. Coacolo, "Effects of Magnetic Focusing on Longitudinal Emittance and Energy Dispersion of an Intense Short Accelerating Electron Pulse", PAC93, pp. 3567-3569.
- [257] 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 A340 (1994), pp. 231-236.
- [258] J.M. Dolique, J.L. Coacolo, W. Salah, "Wakefield Effects on the Beam Accelerated in an RF Photoinjector", EPAC94, pp. 1126-1128.
- [259] J.M. Dolique, "Wakefield Driven by the Strongly Accelerated Beam of an RF Photoinjector", EPAC94, pp. 1306-1308.
- [260] J.M. Dolique, W. Salah, "Time-dependent Normal Mode Analysis of the Wakefield Generated in a Cylindrical Cavity by an Accelerated Charged Particle Beam", EPAC94, pp. 1309-1311.

Résultats expérimentaux

- [261] J.P. de Brion, P. Balleyguier, C. Bonetti, J.L. Coacolo, S. Joly, J. Josse, A. Loulergue, F. Schumann, "Photo-injector for a FEL and Related Problems", NIM A340 (1994), pp. 214-218.

- [262] S. Joly et al., "Magnetic Bunching and Brightness Measurements at ELSA", NIM A341 (1994), pp. 386-390.
- [263] A. Loulergue, J.P. de Brion, J.L. Coacolo, G. Haouat, S. Joly, F. Schumann, "Transverse and Longitudinal Emittance Measurements in the ELSA Linac", EPAC94, pp. 725-727.
- [264] S. Joly, D.H. Dowell, J.P. De Brion, D.W. Feldman, G. Haouat, A. Loulergue, F. Schumann, "Brightness Measurements of the ELSA Electron Beam", LAC94, pp. 187-189.
- [265] 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, Université de Paris 7, 1996.

Diagnostics

- [266] G. Haouat, C. Couillaud, J. Di Crescenzo, R. Joly, J. Raimbourg, S. Seguin, "Electron Beam Diagnostics on the ELSA Free Electron Laser", LAC92, pp. 103-105.

Photocathodes

- [267] R. Dei-Cas et al., "Photoemission Studies and Commissioning the ELSA-FEL Experiment", NIM A318 (1992), pp. 121-126.

Compression magnétique / Transport

- [268] J. Frehaut, "Croissance de l'émittance dans la boucle de retour du projet ELSA", PTN-632/89, CEA-DAM, Bruyères-le-Châtel, 1989.
- [269] J. Frehaut, "Expérience ELSA: dynamique du faisceau entre le photo-injecteur et le pré-accelérateur", PTN-755/89, CEA-DAM, Bruyères-le-Châtel, 1990.
- [270] J. Aucouturier et al., "Layout of the ELSA U-turn", NIM A304 (1991), pp. 305-307.
- [271] J. Frehaut, "Space Charge Effects in Magnetic Phase Compressors", NIM A304 (1991), pp. 342-344.
- [272] J.P. De Brion, R. Dei-Cas, H. Leboutet, "A Magnetic Compressor for a 5 MeV Electron Beam", EPAC92, pp. 961-963.

Brookhaven (ATF)

Description du projet / Etat d'avancement

- [273] K.T. McDonald, "Design of the Laser-Driven RF Electron Gun for the BNL Accelerator Test Facility", AIP Proceedings 177 (1988), pp. 204-219.
- [274] K. Batchelor et al., "Development of a High-Brightness Electron Gun for the Accelerator Test Facility at Brookhaven National Laboratory", EPAC88, pp. 954-957.
- [275] K. Batchelor et al., "The Brookhaven Accelerator Test Facility", LAC88, pp. 540-543.

- [276] K. Batchelor et al., "Operational Status of the Brookhaven National Laboratory Accelerator Test Facility", PAC89, pp. 273-275.
- [277] K. Batchelor et al., "Operational Status of the Brookhaven National Laboratory Accelerator Test Facility", EPAC90, pp. 541-543.
- [278] K. Batchelor, "The BNL Accelerator Test Facility", LAC90, pp. 810-814.
- [279] I. Ben-Zvi, "The BNL Accelerator Test Facility and Experimental Program", PAC91, pp. 550-554.
- [280] K. Batchelor et al., "Performance of the Brookhaven Photocathode RF Gun", NIM A318 (1992), pp. 372-376.
- [281] H.G. Kirk, "A Proposed Second Entry Port for the ATF Injection System", BNL-CAP-ATF-Tech. Note #14, 1992.
- [282] K. Batchelor, "The Brookhaven National Laboratory Accelerator Test Facility", HEA92, pp. 498-500.
- [283] K. Batchelor et al., "Operation of the Brookhaven National Laboratory Accelerator Test Facility", LAC92, pp. 178-180.
- [284] X. Wang, "High-brightness Electron Accelerator Injection System and Experimental Studies of Laser-Induced Explosive Electron Emission", PhD. Dissertation, UCLA-CAA0086-2/92, 1992.
- [285] H.G. Kirk, "Advanced R&D for Electron and Photon Beams at Brookhaven National Laboratory", AIP Proceedings 249 (1993), pp. 2091-2101.
- [286] K. Batchelor et al., "Operational Experience on the Brookhaven National Laboratory Accelerator Test Facility", EPAC94, pp. 736-738.

Simulations / Théorie

- [287] Z. Parsa, L. Young, "On Design and Analysis of a High-Brightness Electron Source", EPAC90, pp. 679-681.
- [288] J.C. Gallardo, "Control of Non-Linear Space Charge Emittance Growth", BNL-52246, UC-414, 1990.
- [289] J.C. Gallardo, R.B. Palmer, "Preliminary Study of Gun Emittance Correction", J. Quant. Elect., Vol. 26, No. 8 (1990), pp. 1328-1331.
- [290] J.C. Gallardo, R.B. Palmer, "Emittance Correction of Photocathode Gun", NIM A304 (1991), pp. 345-347.
- [291] Z. Parsa, "Beam Emittance and the Effects of the RF, Space Charge and Wake Fields - Application to the ATF Photoelectron Beam", PAC91, pp. 511-513.
- [292] Z. Parsa, "Effects of Variation of the Laser Pulse Width on the Laser-Induced Photoelectrons", NIM A318 (1992), pp. 265-269.

- [293] Z. Parsa, "Analysis of a High-Brightness Photoelectron Beam with Self-Field and Wake-Field Effects", NIM A318 (1992), pp. 259-264.
- [294] Z. Parsa, L. Young, "Modeling of the BNL Photocathode Gun with the Code PARMELA", NIM A318 (1992), pp. 254-258.
- [295] J.C. Gallardo, H. Kirk, "An Injector Scheme for the Brookhaven ATF Utilizing Space-Charge Emittance Growth Compensation", PAC93, pp. 3615-3617.
- [296] R. Govil, R.A. Rimmer, A.M. Sessler, H.G. Kirk, "Design of RF Conditionner Cavities", NIM A331 (1993), pp. 335-339.
- [297] Z. Parsa, "Effects of the Third Order Transfer Maps and Solenoid on a High Brightness Beam", PAC93, pp. 509-511.
- [298] Z. Parsa, "Development of the Alternate Entry Port for the ATF", PAC93, pp. 2723-2725.
- [299] X. Zhang, J.C. Gallardo, "The UV-FEL at the NSLS Straight Injection Configuration", PAC93, pp. 3081-3083.
- [300] J.C. Gallardo, H.G. Kirk, "Optimization of the Brookhaven ATF Inline-injection System Utilizing PARMELA", AIP Proceedings 335 (1995), pp. 684-690.
- [301] J.C. Gallardo, H.G. Kirk, T. Meyerer, "A Comparison of L-Band and C-Band RF Guns as Sources for Inline-Injection Systems", PAC95.

Résultats expérimentaux

- [302] H.G. Kirk, L.Y. Lin, "Initial Emittance Measurements of the Nd:YAG Laser Induced Photoelectron Beam", BNL-CAP-ATF-Tech Note #9, 1991.
- [303] X.J. Wang, T. Tsang, H. Kirk, T. Srinivasan-Rao, J. Fisher, K. Batchelor, P. Russell, R.C. Fernow, "Intense Electron Emission Due to Picosecond Laser-Produced Plasmas in High Gradient Electric Fields", J. Applied Phys., Vol. 72, No. 3 (1992), pp. 888-894.
- [304] X.J. Wang, T. Srinivasan-Rao, K. Batchelor, I. Ben-Zvi, J. Fisher, "Photoelectrons Beam Measurements from a Magnesium Cathode in a RF Electron Gun", LAC94, pp. 407-409.
- [305] X.J. Wang, T. Srinivasan-Rao, K. Batchelor, I. Ben-Zvi, J. Fisher, "Measurements on Photoelectrons from a Magnesium Cathode in a Microwave Electron Gun", NIM A356 (1995), pp. 159-166.
- [306] X.J. Wang, X. Qiu, I. Ben-Zvi, "Experimental Observation of Micro-Bunching in a Photocathode RF Gun Injector", à paraître dans Phys. Rev. Lett., 1996.

Compression magnétique / Transport

- [307] H.G. Kirk, "The ATF Beamline Magnets and Power Supplies", BNL-CAP-ATF-Tech. Note #1.
- [308] X.J. Wang et al., "The Brookhaven Accelerator Test Facility Injection System", PAC89, pp. 307-309.

- [309] X. Wang, H.G. Kirk, "The Brookhaven Accelerator Test Facility Injection Line", BNL-CAP-ATF-Tech. Note #5, 1990.
- [310] Z. Parsa, "On Beam Emittance and Invariants - Applications to ATF Beamline", EPAC90, pp. 1747-1749.
- [311] X.J. Wang, H.G. Kirk, "The Brookhaven ATF Low-Emittance Beam Line", PAC91, pp. 604-606.

Cavités

- [312] K. Batchelor, J. Sheehan, M. Woodle, "Design and Modelling of a 5 MeV Radio Frequency Electron Gun", BNL-41766, 1988.
- [313] M.H. Woodle, K. Batchelor, J. Sheehan, "Mechanical Design of a RF Electron Gun", LAC88, pp. 351-352.
- [314] X.J. Wang, K. Batchelor, I. Ben-Zvi, D. Lynch, J. Sheehan, M. Woodle, "Design and Construction of a Full Copper Photocathode RF Gun", PAC93, pp. 3000-3002.

Photocathodes

- [315] J. Fisher, T. Srinivasan-Rao, "Short-Pulse High Current Density Photoemission in High Electric Fields", ECFA87, pp. 506-515.
- [316] T. Tsang, T. Srinivasan-Rao, J. Fisher, "Surface Plasmon Field Enhanced Multiphoton Photoelectric Emission from Thin Silver Films", Opt. Lett., Vol. 15, No. 15 (1990), pp. 866-868.
- [317] J. Fisher, T. Srinivasan-Rao, T. Tsang, "High Current Photoemission with 10 ps UV pulses", CATH90, pp. 217-246.
- [318] T. Srinivasan-Rao, T. Tsang, J. Fisher, "Photoemission Studies Using Femtosecond Pulses for High-Brightness Electron Beams", CATH90, pp. 267-284.
- [319] T. Srinivasan-Rao, J. Fisher, T. Tsang, "Photoemission Studies on Metals Using Picosecond UV Laser Pulses", J. Applied Phys., Vol. 69, No. 5 (1991), pp. 3291-3296.
- [320] T. Tsang, T. Srinivasan-Rao, J. Fisher, "Photoemission Using Femtosecond Laser Pulses", NIM A318 (1992), pp. 270-274.
- [321] T. Srinivasan-Rao, J. Fisher, T. Tsang, "Photoemission from Ag, Cu, and CsI", AIP Proceedings 279 (1993), pp. 620-629.

Diagnostics

- [322] D.P. Russell, K.T. McDonald, "A Beam-Profile Monitor for the BNL Accelerator Test Facility (ATF)", PAC89, pp. 1510-1512.

- [323] K.T. McDonald, D.P. Russell, "Methods of Emittance Measurement", Princeton University, DOE/ER/3072-51, 1989.

BNL/SLAC/UCLA (LCLS)

- [324] J.T. Seeman et al., "Linac Coherent Light Source (LCLS) at 2-4 nm using the SLAC Linac", SLAC-PUB-6312, 1993.
- [325] J. Rosenzweig, L. Serafini, "Design of a High Brightness RF Photoinjector for the SLAC Linac Coherent Light Source", PAC93, pp. 3024-3026.
- [326] D.T. Palmer, R.H. Miller, H. Winick, X.J. Wang, K. Batchelor, M. Woodle, I. Ben-Zvi, "Microwave measurements of the BNL/SLAC/UCLA 1.6 Cell Photocathode RF Gun", PAC95.
- [327] D.T. Palmer, R.H. Miller, H. Winick, X.J. Wang, K. Batchelor, M. Woodle, I. Ben-Zvi, "Simulations of the BNL/SLAC/UCLA 1.6 Cell Emittance Compensated Photocathode RF Gun Low Energy Beam Line", PAC95, SLAC-PUB-95-6800.

Brookhaven/Grumman

- [328] I.S. Lehrman et al., "Design of a High-Brightness, High-Duty Factor Photocathode Electron Gun", NIM A318 (1992), pp. 247-253.
- [329] I.S. Lehrman et al., "The Grumman/Brookhaven High-Brightness, High-Duty Factor RF Gun", LAC92, pp. 280-284.
- [330] J. Krishnaswamy, I.S. Lehrman, J. Sheehan, R.L. Heuer, M.F. Reusch, R. Hartley, "Design and Construction of a Compact Infra-Red Free Electron Laser CIRCUS", PAC93, pp. 1527-1529.
- [331] I.S. Lehrman et al., "Design and Construction of a High-Duty factor Photocathode Electron Gun", PAC93, pp. 3012-3014.
- [332] I.S. Lehrman, J. Krishnaswamy, R.A. Hartley, R. Bohanick, M.F. Reusch, "Status of the Grumman Compact Infrared FEL", NIM A358 (1995), pp. ABS 5-ABS 6.

CERN (CTF)

Description du projet / Etat d'avancement

- [333] Y. Baconnier, K. Geissler, K. Hübner, J.H.B. Madsen, "A CLIC Injector Test Facility", CERN-CLIC Note 65, 1988.
- [334] Y. Baconnier et al., "The CERN Linear Collider Test Facility", LAC90, pp. 733-735.
- [335] R. Bossart, "Proposal for a Cold Model of RF Gun with 3 1/2 Cells", CERN-PS-LP Note 91-16, 1991.
- [336] Y. Baconnier et al., "The CERN Linear Collider Test Facility (CTF)", LAC92, pp. 329-331.

- [337] R. Bossart, J.C. Godot, S. Lütgert, A. Riche, "Modular RF Gun Consisting of Two RF Sections and an Intermediate Focusing Solenoid", NIM A340 (1994), pp. 157-163.
- [338] J.P. Delahaye, J.H.B. Madsen, A. Riche, L. Rinolfi, "Present Status and Future of the CERN Linear Collider Test Facility (CTF)", NIM A340 (1994), pp. 139-145.
- [339] R. Bossart et al., "Performances Obtained with the CERN Linear Collider Test Facility (CTF)", EPAC94, pp. 680-682.
- [340] R. Bossart, H. Braun, M. Dehler, J.C. Godot, "A 3 GHz Photoelectron Gun for High Beam Intensity", à paraître dans NIM.
- [341] R. Bossart et al., "CTF Developments and Results", PAC95.

Simulations/Théorie

- [342] G. Lemeur, A. Pisent, A.J. Riche, "First Simulations of a RF Gun (CLIC Test Facility) Done with the Self-Consistent Code PRIAM", CERN-PS-LP Note 90-01, 1990.
- [343] J. Ströde, "Catalogue of Simulations of the CTF RF Gun", CERN PS/LP Note 90-35, 1990.
- [344] H. Kugler, A. Pisent, A.J. Riche, J. Ströde, "Beam Dynamics Simulations of the RF Gun, Particle Source of the CLIC Test Facility", EPAC90, pp. 709-711.
- [345] H. Kugler, J. Ströde, "Beam Dynamics of Trains of Bunches from Very Long Laser Pulses in the CTF RF gun", CERN-PS-LP Note 90-36, 1990.
- [346] J. Ströde, "Beam Simulations Downstream of the CTF RF Gun (II)", CERN-PS-LP Note 91-28, 1991.
- [347] T. Shintake, "Beam Dynamics in RF Gun Semi-Analytical Approach (Longitudinal Motion)", non-publiée, 29 Mai 1991.
- [348] P. Marchand, L. Rinolfi, "Beam Dynamics Simulations in the Photo-Cathode RF Gun for the CLIC Test Facility", LAC92, pp. 793-795.
- [349] S. Lütgert, "MAFIA Simulations of the Multicell RF Gun for the CLIC Test Facility", CERN-CLIC Note 205, 1993.
- [350] H. Braun, F. Chautard, J.P. Delahaye, J.H.B. Madsen, A. Riche, L. Rinolfi, "Beam Dynamics for the CLIC Test Facility", LAC94, pp. 544-546.

Résultats expérimentaux

- [351] R. Bossart, "Beam Loading of RF-Gun by Dark Current", CERN-CLIC Note 138, 1991.
- [352] H. Braun, M. Comunian, J.H.B. Madsen, "The CTF Run N° 3 - 1994: Results and Comments", CERN/Note PS/LP (IN FO) 95-01, 1995.

Cavités

- [353] E. Jensen, "Detuning of the CTF RF Gun Explained by Beam Loading", CERN-CLIC Note 133, 1991.
- [354] R. Bossart et al., "RF-Gun Construction, Tuning and High Power Tests", EPAC92, pp. 1026-128.

Laser

- [355] P.M. Devlin-Hill, "Geometrical Alignment and Timing of 45° Pulse Train Generators", CERN-CLIC Note 219, 1993.
- [356] P.M. Devlin-Hill, "Pulse Train Generation at 209 nm", NIM A340 (1994), pp. 164-175.
- [357] K.K. Geissler, "Generation of Short Laser Pulses", NIM A340 (1994), pp. 52-73.
- [358] S. Schreiber, "The Synchro Laser System for the CLIC Test Facility", CERN-CLIC Note 245, 1994.

Photocathodes

- [359] Y. Baconnier et al., "CLIC Studies: The DC Test Bench for Laser-Driven Photo-Emissive Cathodes", EPAC90, pp. 688-690.
- [360] G. Suberlucq, "Photocathodes pour le canon RF du CTF", CERN-PS-LP Note 90-30, 1990.
- [361] G. Suberlucq, "Photocathodes en iodure de césium utilisées à fort courant", CERN-CLIC Note 162, 1992.
- [362] E. Chevallay, J. Durand, S. Hutchins, G. Suberlucq, M. Wurgel, "Photocathodes Tested in the DC Gun of the CERN Photoemission Laboratory", NIM A340 (1994), pp. 146-156.

Diagnostics

- [363] C.D. Johnson, "The Development and Use of Alumina Ceramic Fluorescent Screens", CERN/PS/90-12, 1990.
- [364] E. Chevallay, P. Joly, G. Suberlucq, "Etude préliminaire pour la mesure du profil transversal de faisceaux laser et d'électrons par analyse d'images vidéo", CERN/PS/LP/Note 93-62, 1993.
- [365] S. Battisti, "Measurement of the Short Bunch Length in the CLIC Test Facility", CERN/PS 93-40, CLIC Note 211, 1993.

Compression magnétique / Transport

- [366] A.J. Riche, "The Proposed Beam Optics for the CLIC Test Facility and the Instrumentation Lay-Out", CERN-CLIC Note 125, 1990.

- [367] K. Hübner, A.J. Riche, "Non-Isochronism of CTF 5 MeV Beam Line", CERN-PS-LP Note 90-39, 1990.
- [368] F. Chautard, L. Rinolfi, "Bunch Compressor for the CLIC Test Facility", CERN-CLIC-Note 240, 1994.
- [369] F. Chautard, "Compresseur de paquets d'électrons pour le CLIC Test Facility", CERN-CLIC-Note 263, 1994.
- [370] F. Chautard, L. Rinolfi, "Beam Optics for the CTF 1995", CERN-CLIC-Note 267, 1995.

IHEP Beijing

Description du projet / Etat d'avancement

- [371] J. Xie, J. Zhuang, Y. Wang, S. Zhong, "Design Considerations of the Beijing Free Electron Laser Project", NIM A272 (1988), pp. 40-49.
- [372] J. Xie et al., "Design and Progress of the Beijing Free Electron Laser Project", en chinois, High Power Laser and Particle Beams, Vol. 1, No 4, Beijing (1989), pp. 289-306.
- [373] J. Gao, J.L. Xie, "RF Gun Development at IHEP for BFELP", NIM A304 (1991), pp. 357-363.
- [374] J. Xie, J. Gao, Y. Huang, R. Zhang, H. Liu, Y. Wang, "Development of Thermionic-Cathode RF Electron Gun at IHEP", PAC91, pp. 2020-2022.
- [375] Y. Huang, J. Xie, "Measures to Alleviate the Back Bombardment Effect of Thermionic RF Electron Gun", PAC91, pp. 2017-2019.

Simulations / Théorie

- [376] H. Liu, "Simulation of RF Gun Injector for Beijing Free Electron Laser", NIM A294 (1990), pp. 365-372.
- [377] H. Liu, "Simulation Studies on Back Bombardment of Electrons in RF Thermionic Guns", NIM A302 (1991), pp. 535-546.
- [378] H. Liu, "Simulation of an RF Thermionic Gun", NIM A304 (1991), pp. 371-373.
- [379] Y. Song, "Backbombardment, Phase Length and Transport Process for BFEL", NIM A330 (1993), pp. 495-500.
- [380] Y. Song, "The Simulation of the Micropulse Evolution for an RF-FEL", NIM A330 (1993), pp. 487-494.

Résultats expérimentaux

- [381] Y. Huang, "Beam Pulse Shortening Phenomena in a RF Electron Gun", PAC91, pp. 509-510.

- [382] J. Gao, "Microwave Electron Gun Theory and Experiments", *Rev. Sci. Inst.*, Vol. 63, No. 1 (1992), pp. 64-70.

Canon à émission de champ

- [383] J. Xie, H. Liu, R. Zhang, "Microwave Electron Gun with Field Emission Cathode", en chinois, *Acta Electronica Sinica*, 1989.
- [384] Y. Song, "Electron Behavior in Thermionic Field Emission Microwave Guns", *J. Quant. Elect.*, Vol. 27 (1991), pp. 898-902.

SSRL-AET-Varian

- [385] E. Tanabe, M. Borland, M.C. Green, R.H. Miller, L.V. Nelson, J.N. Weaver, H. Wiedemann, "A 2-MeV Microwave Thermionic Gun", SLAC-PUB 5054, 1989.
- [386] M. Borland, M.C. Green, R.H. Miller, L.V. Nelson, E. Tanabe, J.N. Weaver, H. Wiedemann, "Performances of the 2 MeV Microwave Gun for the SSRL 150 MeV Linac", LAC90, pp. 761-763.
- [387] M. Borland, "A High-Brightness Thermionic Microwave Electron Gun", PhD. Dissertation, Stanford University, SLAC-Report-402, 1991.
- [388] J.N. Weaver, R.D. Genin, P. Golceff, H. Morales, J. Sebek, "Expérience with a Radio Frequency Gun on the SSRL Injector Linac", PAC93, pp. 3018-3019.

Université de Wuppertal

- [389] H. Chaloupka, H. Heinrichs, H. Piel, C.K. Sinclair, F. Ebeling, T. Weiland, U. Klein, H.P. Vogel, "A Proposed Superconducting Photoemission Source of High-Brightness", EPAC88, pp. 1312-1314.
- [390] H. Chaloupka, H. Heinrichs, A. Michalke, H. Piel, C.K. Sinclair, F. Ebeling, T. Weiland, U. Klein, H.P. Vogel, "A Proposed Superconducting Photoemission Source of High-Brightness", NIM A285 (1989), pp. 327-332.
- [391] A. Michalke, H. Piel, C.K. Sinclair, P. Michelato, C. Pagani, L. Serafini, M. Peiniger, "Photocathodes Inside Superconducting Cavities, an Experimental Approach to a Superconducting Photoemission Source of High Brightness", Proceedings du workshop "RF Superconductivity", DESY, Hambourg, 19-23 Août 1991, DESY M-92-01.
- [392] A. Michalke, H. Piel, C.K. Sinclair, P. Michelato, "First Operation of the High-Quantum Efficiency Photocathodes Inside Superconducting Cavities", EPAC92, pp. 1014-1016.
- [393] A. Michalke, "Feasibility of a Photoemission Source with Superconducting RF Cavity", AIP Proceedings 279 (1993), pp. 761-770.
- [394] A. Michalke, H. Piel, C.K. Sinclair, P. Michelato, "Experimental Verification of a Photoemission Source with Superconducting Cavity", HEA92, pp. 145-147.

- [395] A. Michalke, "Photocathodes Inside Superconducting Cavities, Studies on the Feasibility of a Superconducting Photoemission Source of High Brightness", PhD. Dissertation, Wuppertal University, WUB-DIS 92-5, 1993.

UCLA

Description du projet / Etat d'avancement

- [396] F. Aghamir et al., "SATURNUS: The UCLA High-Gain Infrared FEL Project", NIM A304 (1991), pp. 155-158.
- [397] S. Hartman et al., "Photocathode Driven Linac at UCLA for FEL and Plasma Wakefield Acceleration Experiments", PAC91, pp. 2967-2969.
- [398] S. Park et al., "Status of RF Photoinjector and PWT Linac at UCLA", LAC92, pp. 528-530.
- [399] G. Baramov et al., "The UCLA IR FEL Project", NIM A331 (1993), pp. 228-231.
- [400] S. Park et al., "Photoelectron Beams from the UCLA RF Gun", AIP Proceedings 279 (1993), pp. 631-644.
- [401] S. Park, C. Pellegrini, "Extended Version of an S-Band RF Gun", PAC93, pp. 570-572.
- [402] S.C. Hartman, "The UCLA High-Brightness RF Photo-injector", PhD. Dissertation, UCLA, 1993.
- [403] S. Park, "A Multi-Cell RF Photoinjector Design", PAC95.

Simulations / Théorie

- [404] S.C. Hartman, J.B. Rosenzweig, "Ponderomotive Focusing in Axisymmetric RF Linacs", Phys. Rev. E, Vol. 47, No. 3 (1993), pp. 2031-2037.
- [405] J. Rosenzweig, L. Serafini, "Transverse Particle Motion in Radio-Frequency Linear Accelerators", Phys. Rev. E, Vol. 49, No. 2 (1994), pp. 1599-1602.
- [406] J. Rosenzweig, E. Colby, "Charge and Wavelength Scaling of RF Photo-injector Designs", AIP Proceedings 335 (1995), pp. 724-737.

Résultats expérimentaux

- [407] S.C. Hartman et al., "Initial Measurements of the UCLA RF Photo-Injector", NIM A340 (1994), pp. 219-230.
- [408] C. Pellegrini et al., "Initial Operation and Beam Characteristics of the UCLA S-band RF Photoinjector", PAC93, pp. 3216-3218.
- [409] P. Davis, G. Hairapetian, C. Clayton, C. Joshi, S. Hartman, S. Park, C. Pellegrini, J. Rosenzweig, "Quantum efficiency Measurements of a Copper Photocathode in an RF Electron Gun", PAC93, pp. 2976-2978.

- [410] S.C. Hartman et al., "Emittance measurements of the 4.5 MeV UCLA RF Photo-injector", PAC93, pp. 561-563.
- [411] G. Hairapetian, P. Davis, M. Everett, C. Clayton, C. Joshi, S. Hartman, S. Park, C. Pellegrini, "Streak Camera Measurements of Electron Bunch Length from a Copper Photocathode in an RF Gun", PAC93, pp. 3003-3005.

UCLA/Fermilab/INFN/DESY

Description du projet / Etat d'avancement

- [412] C. Pagani, L. Serafini, S. Tazzari, A. Peretti, "The TESLA Injector: a Preliminary Proposal", Proceedings du premier workshop TESLA, Cornell University, Juillet 1990, CLNS-90-1029, pp. 217-231.
- [413] C. Pagani, P. Michelato, L. Serafini, A. Michalke, H. Piel, C.K. Sinclair, "Proposal of a Superconducting Photoemission RF Gun for TESLA", Proceedings workshop TESLA, DESY, Hambourg, Mars 1992.
- [414] J.B. Rosenzweig, E. Colby, G. Jackson, T. Nicol, "Design of a High Duty Cycle, Asymmetric Emittance RF Photocathode Injector for Linear Collider Applications", PAC93, pp. 3021-3023.
- [415] E. Colby, J.F. Ostiguy, J.B. Rosenzweig, "Design of High Brightness Symmetric and Asymmetric Emittance RF Photoinjectors for TESLA", AIP Proceedings 335 (1995), pp. 708-723.
- [416] E. Colby, V. Bharadwaj, J.F. Ostiguy, T. Nicol, M. Conde, J. Rosenzweig, "Design and Construction of High Brightness RF Photoinjectors for TESLA", PAC95.

Simulations / Théorie

- [417] J.B. Rosenzweig, "Flat-Beam RF Photocathode Sources for Linear Collider Applications", PAC91, pp. 1987-1989.
- [418] J.B. Rosenzweig, J. Smolin, "Asymmetric Emittance RF Photocathode Source for Linear Collider Applications", AIP Proceedings 279 (1993), pp. 684-693.
- [419] J.B. Rosenzweig, J. Smolin, "Asymmetric Emittance RF Photocathode Source for Linear Collider Applications", TESLA93.
- [420] J.B. Rosenzweig, "Transfer of RMS Emittance Between Transverse Phase Space Planes", TESLA93.
- [421] J.L. Coacolo, C. Pagani, L. Serafini, "TESLA Photoinjector Simulation Giving a High Quality Beam", à paraître, 1996.
- [422] Y. Huang, K. Flöttmann, "Simulation Study of the RF Gun for the TTF Free Electron Laser", à paraître, 1996.

Laser

- [423] I. Will, P. Nickles, W. Sandner, "A Laser System for the TESLA Photo-injector: Design Study", note interne 1994, Max-Born-Institut, Berlin.

BOEING (MCTP/APLE)

Description du projet / Etat d'avancement

- [424] J.L. Warren, T.L. Buller, A.M. Vetter, "Design of MCTD Photoinjector Cavities", PAC89, pp. 420-422.
- [425] J.M. Slater et al., "Progress of the Average Power Laser Experiment (APLE) Program", NIM A331 (1993), pp. 168-174.
- [426] C.G. Parazzoli et al., "Average Power Laser Experiment Design (APLE)", NIM A318 (1992), pp. 636-643.

Simulations / Théorie

- [427] H. Takeda, K. Davis, L. Delo, "The Beam Quality Simulation of the Boeing Photoinjector Accelerator for the MCTD Project", NIM A304 (1991), pp. 396-399.
- [428] H. Takeda, B.D. McVey, "Simulation of APLE Photoinjector", NIM A318 (1992), pp. 644-648.
- [429] H. Takeda, D. Dowell, "Modeling the APLE Injector Solenoid Magnetic Field with the Biot-Savart Law", NIM A331 (1993), pp. 384-389.

Résultats expérimentaux

- [430] D.H. Dowell et al., "First Operation of a Photocathode RF Gun Injector at High Average Power", Applied Phys. Lett., Vol. 63, No. 15 (1993), pp 2035-2037.
- [431] D.H. Dowell et al., "First Operation of a High Duty Factor Photoinjector", PAC93, pp. 2967-2969.

Diagnostics

- [432] D.H. Dowell, K.J. Davis, E.L. Tyson, J.L. Adamski, K.D. Friddell, D.R. Shoffstall, A.H. Lumpkin, H. Takeda, "Electron Beam Emittance Techniques for the Average Power Laser Experiment (APLE) Injector", NIM A318 (1992), pp. 447-452.

Photocathodes

- [433] D.H. Dowell, S.Z. Bethel, K.D. Friddell, "Results from the Average Power Laser Experiment Photocathode Injector Test", NIM A356 (1995), pp. 167-176.

Compression magnétique / Transport

- [434] D.H. Dowell, T.D. Hayward, A.M. Vetter, "Magnetic Pulse Compression Using a Third Harmonic RF Linearizer", PAC95.

MIT

Description du projet / Etat d'avancement

- [435] C.L. Lin, S.C. Chen, J.S. Wurtele, R. Temkin, B. Danly, "Design and Modeling of a 17 GHz Photocathode RF Gun", PAC91, pp. 2026-2028.
- [436] S.C. Chen, B.G. Danly, J. Gonichon, C.L. Lin, R.J. Temkin, S. Trotz, J.S. Wurtele, "High Gradient Acceleration in a 17 GHz Photocathode RF Gun", Proceedings de la conférence "Beams 92", Washington DC, 1992.
- [437] S.C. Chen, J. Gonichon, C.L. Lin, R.J. Temkin, S. Trotz, B.G. Danly, J.S. Wurtele, "High Gradient Acceleration in a 17 GHz Photocathode RF Gun", PAC93, pp. 2575-2577.
- [438] S.C. Chen, B.G. Danly, J. Gonichon, C.L. Lin, R.J. Temkin, S. Trotz, J.S. Wurtele, "High Gradient Acceleration in a 17 GHz Photocathode RF Gun", AIP Proceedings 335 (1995), pp. 697-703.
- [439] J. Gonichon, "Etude théorique et expérimentale d'un canon HF déclenché par laser, fonctionnant à 17 GHz", Thèse, Université Paris 7, 1995.

Simulations / Théorie

- [440] J. Gonichon, S.C. Chen, C.L. Lin, R.J. Temkin, "Quiet Start and Autotasking for PARMELA", PAC93, pp. 2696-2698.
- [441] L.C.L. Lin, S.C. Chen, J.S. Wurtele, "On the Frequency Scalings of RF Guns", AIP Proceedings 335 (1995), pp. 704-707.

Cavités

- [442] C.L. Lin, S.C. Chen, J. Gonichon, S. Trotz, J.S. Wurtele, "Waveguide Side-Wall Coupling in RF Guns", PAC93, pp. 2699-2701.

LLNL-SLAC-LBL

Description du projet / Etat d'avancement

- [443] S. Chattopadhyay, Y.J. Chen, D. Hopkins, K.J. Kim, A. Kung, R. Miller, A. Sessler, T. Young, "Conceptual Design of a Bright Electron Injector Based on a Laser-Driven Photocathode RF Electron Gun", LAC88, pp. 325-327.

Simulations / Théorie

- [444] K.J. Kim, Y.J. Chen, "RF and Space-Charge Induced Emittances in Laser-Driven RF Guns", LAC88, pp. 322-324.

- [445] K.J. Kim, "RF and Space-Charge Effects in Laser-Driven RF Electron Guns", NIM A275 (1989), pp. 201-218.
- [446] Y.J. Chen, "Simulations of High-Brightness RF Photocathode Guns for LLNL-SLAC-LBL 1 GeV Test Experiment", PAC89, pp. 334-336.
- [447] Y.J. Chen, "Simulations of High-Brightness RF Photocathode Guns for LLNL-SLAC-LBL 1 GeV Test Experiment", LLNL pub., UCRL-99675, 1988.
- [448] K.J. Kim, "Note on RF Photocathode Gun", ESG Note-106, LBL-29538, 1990, Proceedings du workshop "Prospect for a 1 Angstrom Free-Electron Laser", Sag Harbor, New York, 22-27 Avril 1990.

Photocathodes

- [449] M.D. Conde, S.I. Kwon, A.T. Young, K.N. Leung, K.J. Kim, "Photoemission Studies with Barium and LaB₆ Photocathodes and Polarized Laser Light", LAL-35721, UC-410, 1994.

Milan (ELFA)

- [450] R. Bonifacio et al., "The ELFA Project: Guidelines for a High-Gain FEL with Short Electron Bunches", NIM A289 (1990), pp. 1-13.
- [451] G. Bellomo et al., "The Photocathode Injector and the Superconducting Linac for the ELFA Project", EPAC90, pp. 592-594.
- [452] R. Bonifacio, L. De Salvo, P. Pierini, L. Young, "A Modified Version of the ELFA Layout", NIM A296 (1990), pp. 205-208.

Université de Twente (TEUFEL)

Description du projet / Etat d'avancement

- [453] G.J. Ernst, W.J. Witteman, E.H. Haselhoff, J.I.M. Botman, J.L. Delhez, H.L. Hagedoorn, "Status of the Dutch "TEUFEL" Project", NIM A296 (1990), pp. 304-307.
- [454] J.I.M. Botman, H.L. Hagedoorn, G. Webers, J.L. Delhez, G.J. Ernst, W.J. Witteman, E.H. Haselhoff, J.W.J. Verschuur, "Update on the Micro FEL-TEUFEL Project", EPAC90, pp. 586-588.
- [455] G.J. Ernst et al., "Status of the "TEUFEL" Project", NIM A318 (1992), pp. 173-177.
- [456] D.L. Schrage et al., "University of Twente Photocathode Linac", NIM B79 (1993), pp. 721-725.

Photocathodes

- [457] B.M. van Oerle, G.J. Ernst, "On the Use of CsK₂Sb Photocathodes in RF Linacs", NIM A358 (1995), pp. 287-290.

Kharkov

- [458] Y.I. Ackchurin et al., "LU-60 Linac as Injector for a Dedicated Synchrotron Radiation Facility", VANT Series, No. 5(5) pp. 3-10, 1989.
- [459] A.N. Dovbnya, V.A. Kushnir, V.V. Mitrotchenko, D.L. Stepin, Y.D. Tur, "Compact 60-MeV Accelerator with Precise Beam Parameters", EPAC92.
- [460] A.N. Dovbnya, V.A. Kushnir, V.V. Mitrotchenko, D.L. Stepin, Y.D. Tur, "Performance of Laser-Triggered Single-Slot Cavity RF Gun", EPAC92.

Argonne (AWA)

Description du projet / Etat d'avancement

- [461] W. Gai, et al., "Advanced Accelerator Test Facility (AATF) Upgrade Plan", PAC89, pp. 612-614.
- [462] P. Schoessow et al., "The Argonne Wakefield Accelerator", EPAC90, pp. 606-608.
- [463] J.D. Simpson, "The Argonne Wakefield Accelerator", ANL-HEP-TR-89-81, 1990.
- [464] M. Rosing et al., "An Update on Argonne's AWA", PAC91, pp. 555-557.
- [465] J.D. Simpson, "Argonne's New Wakefield Test Facility", HEA92, pp. 525-527.
- [466] C.H. Ho, "A High Current, Short Pulse Electron Source for Wakefield Accelerators", PhD. Dissertation, ANL-HEP-TR-92-74, 1992.
- [467] J.D. Simpson, "The AWA Gun Collection", TESLA93.
- [468] J. Power, J. Simpson, E. Chojnacki, "Witness Gun for the Argonne Wakefield Accelerator", PAC93, pp. 3061-3062.
- [469] J. Power, J. Simpson, E. Chojnacki, R. Konecny, "Witness Gun for the Argonne Wakefield Accelerator", PAC95.
- [470] P. Schoessow, E. Chojnacki, G. Cox, W. Gai, C. Ho, R. Konecny, J. Power, M. Rosing, J. Simpson, "The Argonne Wakefield Accelerator High Current Photocathode Gun and Drive Linac", PAC95.

Simulations / Théorie

- [471] C.H. Ho, P. Schoessow, "Comparison of PARMELA and TBCI-SF Simulations of the AWA RF Photocathode Gun", note interne, WF-153, 1990.
- [472] C.H. Ho, "Modifications to the Simulation Code PARMELA for the AWA RF Photocathode Design", note interne, WF-147, 1990.

Laser

- [473] J. Norem, W. Gai, "Development of Laser Optics for the AWA Photocathode", PAC91, pp. 1984-1986.
- [474] W. Gai, R. Konecny, J. Power, "The Argonne Wakefield Accelerator (AWA) Laser System and its Associated Optics", HEA92, pp. 522-524.
- [475] W. Gai, N. Hill, C. Ho, P. Schoessow, J. Simpson, "The Argonne Wakefields Accelerator (AWA) Laser System and Its Laser Pulse Shaper", PAC93, pp. 3050-3052.

Argonne (APS)

- [476] M. Borland, "Design and Specifications for the APS RF Gun", TESLA93.
- [477] M. Borland, "An Improved Thermionic Microwave Gun and Emittance Preserving Transport Line", PAC93, pp. 3015-3017.

KEK (JLC)

Description du projet / Etat d'avancement

- [478] M. Yoshioka et al., "Electron Source of JLC", Proceedings du workshop "JLC", KEK, 24-25 Octobre 1989, pp. 49-53.
- [479] M. Yoshioka et al., "Development of Lasertron and Low Emittance Electron Sources Using Laser Triggered Photocathode", Particle Accelerators, Vol. 31 (1990), pp. 1-6.
- [480] H. Akiyama, Y. Otake, T. Naito, Y. Takeuchi, M. Yoshioka, "RF Gun Using Laser-Triggered Photocathode", Proceedings du 8^{ième} symposium "Accelerator Science and Technology", Saitama, Japon, 1991, pp. 67-69.
- [481] M. Yoshioka, T. Naito, Y. Otake, K. Takata, Y. Takeuchi, J. Urakawa, H. Akiyama, "Development of an RF Gun that Uses a Laser-Triggered Photocathode for the Japan Linear Collider", HEA92, pp. 120-123.
- [482] Y. Otake, H. Akiyama, T. Naito, T. Shintake, K. Takata, Y. Takeuchi, J. Urakawa, M. Yoshioka, "A Low Power RF System with Accurate Synchronisation for the S-Band RF Gun Using a Laser-Triggered Photocathode", HEA92, pp. 344-346.
- [483] M. Yoshioka, H. Akiyama, H. Matsumoto, H. Miwa, K. Nishitani, K. Saito, T. Suzuki, Y. Takeuchi, E. Tanabe, "High-Gradient Studies on UHV Room Temperature Cavities at S-Band for Linear Colliders", LAC94, pp. 302-304.

Théorie

- [484] T. Shintake, "Travelling Wave Type RF Gun", non publié, 1991.

Photocathodes

- [485] T. Omori et al., "Development of Polarized Electron Source for Future Linear Colliders Using AlGaAs-GaAs Superlattice", HEA92, pp. 157-159.
- [486] T. Saka et al., "A New Type Photocathode for the Polarized Electron Source with a Distributed Bragg Reflector", DPNU-93-26, 1993.
- [487] H. Aoyagi et al., "Strained GaAs Photocathode for Highly Polarized Electron Source", DPNU-93-14, 1993.
- [488] T. Nakanishi et al., "High Polarization and High Quantum Efficiency Cathode Research for Electron-Positron Linear Colliders", LAC94, pp. 378-380.
- [489] T. Omori et al., "Highly Polarized Electron Source by Using InGaAs-GaAs Strained-Layer Superlattice", KEK Preprint 94-39, 1994.

Lasertron

- [490] M. Yoshioka, "Study on Lasertron in Japan", AIP Proceedings 156 (1987), pp. 313-321.
- [491] T. Shidara, "Lasertron Development and Tests of High Gradient Accelerators Structures in Japan", ECFA87, pp. 244-252.
- [492] M. Yoshioka, "Lasertron, A pulsed RF Source Using Laser Triggered Photocathode", Inst. for Nuclear Study, University of Tokyo, INS-Rep.-726, 1988.

KEK (Photon Factory)

- [493] H. Kobayashi, T. Urano, A. Enomoto, "Development of Microwave Electron Gun with a Mesh Grid", en japonais, JAP89, pp. 114-117.
- [494] T. Urano et al., "Trial Manufacturing of a Pillbox-Type Cavity for an RF Gun", en japonais, JAP89, pp. 118-120.
- [495] T. Urano et al., "R&D of Thermionic RF Gun", JAP89, pp. 60-61.
- [496] T. Kurihara, H. Kobayashi, "Photon Factory Activity Report", 1989, p. L14.
- [497] H. Kobayashi et al., "Test Linac Facility at Photon Factory, KEK", LAC90, pp. 596-598.

Mitsubishi

- [498] Y. Minowa, (Mitsubishi Electric), Brevet japonais numéro SHO-WA58-20180, 1983, (déposé en 1974, notifié en 1975).
- [499] S. Nishihara, M. Kimura, "Development of RF Electron Gun", en japonais, JAP89, pp. 110-113.

- [500] R. Matsuda, M. Watabe, H. Kobayashi, I. Sato, "Results of Elementary Experiment of the Thermionic RF Gun", JAP93, pp. 70-72.

Ishikawajima-Harima

- [501] M. Takabe, Y. Miyauchi, H. Sakae, M. Ogoshi, T. Komatsu, S. Mandai, "0.9 MeV Microwave Electron Gun System for an FEL", NIM A318 (1992), pp. 367-371.
- [502] H. Sakae, M. Takabe, M. Ogoshi, S. Mandai, S. Hiramatsu, "Design of RF Linac Driving Near-infrared FEL", NIM A 331 (1993), pp. 346-349.

Osaka

- [503] K. Imasaki et al., "Development of a Compact FEL System with a Wide Wavelength Range", NIM A331 (1993), pp. 232-234.
- [504] M. Fujita et al., "Photoinjector for 6 MeV S-band RF Linac at ILT/ILE Osaka University", NIM A341 (1994), pp. ABS 35-ABS 36.

SLAC

Source polarisée

- [505] J.E. Clendenin, "The SLC Polarized Electron Source", SLAC-PUB-5368, 1990.
- [506] M. Woods, J. Clendenin, J. Frisch, A. Kulikov, P. Saez, D. Shultz, J. Turner, K. Witte, M. Zolotarev, "Observation of a Charge Limit for Semiconductor Photocathodes", SLAC-PUB-5894, 1992.
- [507] E.L. Garwin, T. Maruyama, B. Prepost, G.H. Zapalac, "Observation of Electron Polarization above 80% in Photoemission from Strained III-V Compounds", SLAC-PUB-5751, 1992.
- [508] A. Herrera-Gómez, W.E. Spicer, "Physics of High Intensity Nanosecond Electron Sources", SLAC-PUB-6307, 1993.
- [509] W.E. Spicer, A. Herrera-Gómez, "Modern Theory and Applications of Photocathodes", SLAC-PUB-6306, 1993.
- [510] D. Shultz et al., "The High Peak Current Polarized Electron Source of the Stanford Linear Collider", NIM A340 (1994), pp. 122-126.
- [511] J. Clendenin et al., "Prospects for Generating Polarized Electron Beams for a Linear Collider Using an RF Gun", SLAC-PUB-6172, 1993.
- [512] R. Alley et al., "The Stanford Linear Accelerator Polarized Electron Source", NIM A365 (1995), pp. 1-27.

Laser

- [513] J. Frisch, M.B. Woods, M. Zolotarev, "A Ti:Sapphire Laser for the New Polarized Electron Source", LAC92, pp. 633-635.
- [514] J. Frisch, "The SLAC Polarized Electron Source Laser System", SLAC-PUB-95-6587, 1995.
- [515] J. Frisch, "Lasers for Linear Colliders", SLAC-PUB-95-7028, 1995.

Canon HF

- [516] R.B. Neal, "A High Energy Linear Electron Accelerator", M.L. Report 185, Stanford Microwave Laboratory, 1953.

Simulations / Théorie

- [517] W. Herrmannsfeldt, R. Miller, H. Hanerfeld, "Simulations of the Laser Photocathode Injector", SLAC-PUB-4663, 1988.
- [518] H. Hanerfeld, W. Herrmannsfeldt, R.H. Miller, "Higher Order Correlations in Computed Particle Distributions", SLAC-PUB-4916, 1989.

Lasertron

- [519] C.K. Sinclair, "The SLAC Lasertron Project", AIP Proceedings 156 (1987), pp. 298-312.
- [520] J.J. Welch, "Results from the SLAC Lasertron", SLAC-PUB 4517, 1988.

INFN (ARES)

Description du projet / Etat d'avancement

- [521] L. Serafini, P. Michelato, C. Pagani, A. Peretti, "Design of the SC Laser-Driven Injector for ARES", EPAC90, pp. 143-145.
- [522] R. Boni et al., "Status of the ARES R&D Program", PAC91, pp. 2973-2975.

Simulations / Théorie

- [523] L. Serafini, P. Michelato, C. Pagani, A. Peretti, "Numerical Simulations for the ARES Superconducting Low Emittance Injector", INFN/TC-90/10, 1990.
- [524] L. Serafini, M. Ferrario, C. Pagani, R. Rivolta, "TOPGUN: A New Way to Increase the Beam Brightness of RF Guns", INFN/TC-91/07, 1991.
- [525] L. Serafini, C. Pagani, A. Peretti, "Space Charge Compensated RF Gun: A New Way to Ultra High-Brightness Electron Beams", EPAC90, pp. 703-705.
- [526] L. Serafini, "Improving the Beam Quality of RF Guns by Correction of RF and Space-Charge Effects", AIP Proceedings 279 (1993), pp. 645-674.

- [527] L. Serafini, C. Pagani, "Analytical Scaling Laws and Main Guide-Lines for the Design of RF Gun-Cavities", LAC92, pp. 799-801.
- [528] L. Serafini, M. Zanin, A. Peretti, C. Pagani, "Self-Consistent PIC Simulations of Beam-Cavity Interactions Using Rician Sub-Beams", LAC92, pp. 796-798.
- [529] G. Dattoli, L. Giannessi, A. Renieri, A. Marino, L. Serafini, "A Note on RF Photocathode Guns Triggered by Synchrotron Light", J. Applied Phys. B, 1992, pp. 446-450.
- [530] L. Serafini, R. Rivolta, L. Terzoli, C. Pagani, "RF Gun Emittance Correction Using Unsymmetrical RF Cavities", NIM A318 (1992), pp. 275-281.
- [531] L. Serafini, R. Rivolta, C. Pagani, "Neutralization of the Emittance Blowup Induced by RF Time Dependent Forces in RF Guns", NIM A318 (1992), pp. 301-307.
- [532] G. Dattoli, L. Giannessi, L. Serafini, "RF Photocathode Guns Triggered by Synchrotron Light", AIP Proceedings 279 (1993), pp. 675-683.
- [533] L. Serafini, "Long Multi-cell RF Guns as Full Scale Injectors", NIM A340 (1994), pp. 209-213.
- [534] L. Serafini, "Beam Dynamics in RF Guns and Emittance Correction Techniques", NIM A340 (1994), pp. 40-51.
- [535] C. Pagani, P. Michelato, L. Serafini, "High-Brightness, Long Pulse, Electron Beam Production with SC Photo-Injectors", NIM A340 (1994), pp. 17-25.
- [536] L. Serafini, "A Novel Laser-Driven RF Structure for the Generation of Bright Electron Beams (TH2-2)", NIM A341 (1994), pp. 341-345.
- [537] L. Serafini, "Analytical Approach to Transverse Dynamics in Multi-Cell RF Guns", AIP Proceedings 335 (1995), pp. 666-683.
- [538] L. Serafini, "Analytical Description of Particle Motion in Radio-Frequency Photo-injectors", Particle Accelerators, Vol. 49 (1995), pp. 253-271.
- [539] G. Fiorentini, C. Pagani, L. Serafini, "Asymmetric Emittance Beam Generation Using Round Beam RF Guns and Non-linear Optics", PAC95.
- [540] D. Burrini, C. Pagani, L. Serafini, "A New Analytical Model for Axi-Symmetric Cavities", PAC95.
- [541] L. Serafini, "Analytical Model for Emittance Compensation in RF Photo-injectors", PAC95.
- [542] L. Serafini, "Micro-bunch Production with RF Photo-injectors", Proceedings du workshop "2nd Generation Plasma Accelerators", Kardamyli, Grèce, Juin 1995.
- [543] L. Serafini, R. Zhang, C. Pellegrini, "Electron Micro-Bunch Generation from RF Photoinjectors", Proceedings du workshop "Micro-Bunch Productions and Applications", BNL, Septembre 1995.

- [544] L. Serafini, J.B. Rosenzweig, "Enveloppe Analysis of Intense Relativistic Quasi-Laminar Beams in High Gradient Linacs", à paraître dans Phys. Rev., 1996.

Photocathodes

- [545] P. Michelato, "Report on High Quantum Efficiency Photocathodes in Milano", AIP Proceedings 279 (1993), pp. 755-760.
- [546] P. Michelato, P. Gallina, C. Pagani, "Alkali Photocathode Development for Superconducting RF Guns", NIM A340 (1994), pp. 176-181.
- [547] P. Michelato, C. Pagani, D. Sertore, S. Valeri, "Multialkali Thin Photocathodes for High Brightness Guns", EPAC94, pp. 1456-1458.
- [548] P. Michelato, A. Di Bona, C. Pagani, D. Sertore, S. Valeri, "R&D Activity on High QE Alkali Photocathodes for RF Guns", PAC95.

PSI

- [549] P. Marchand, "Optimization Study of a Photocathode RF Gun for Producing a High Brightness Electron Beam", PSI-TM-12-92-01, 1992.
- [550] P. Marchand, "Optimisation Studies of the Planned Paul Scherrer Institute Electron Gun Test Facility", EPAC94, pp. 852-854.

Rockwell

- [551] R.A. Cover, G.T. Bennett, R.J. Burke, M.S. Curtin, M.C. Lampel, G. Rakowsky, "Simulations of the Rocketdyne Free-Electron Laser", J. Quant. Elect., Vol. 27, No. 12 (1991), pp. 2598-2604.
- [552] M. Lampel, R. Zhang, "Cold Test of Rocketdyne RF Gun", PAC93, pp. 3009-3011.

Synchrotron de Trieste

- [553] G. D'Auria, J. Gonichon, T. Manfroi, "Preliminary Design for a Thermionic RF Gun", PAC91, pp. 1978-1980.

Chengdu

- [554] Z. Hui, "High Brightness Injector of FEL", EPAC92, pp. 605-607.

Université Vanderbilt

- [555] P.A. Tompkins, F. Amirmadhi, K. Becker, C.A. Brau, W.D. Andrews, M.R. Marc, J. Kiaie, "Initial Operation of the Vanderbilt Free Electron Laser", PAC91, pp. 1115-1117.

Université de Stanford (SUNSHINE)

- [556] P. Kung, H.C. Lihn, H. Wiedemann, D. Bocek, "Generation and Measurement of 50 fs (rms) Electron Pulses", Phys. Rev. Lett., Vol. 73, No. 7 (1994), pp. 967-970.
- [557] H.C. Lihn, P. Kung, C. Settakorn, H. Wiedemann, D. Bocek, "Measurement of Subpicosecond Electron Pulses", SLAC-PUB-95-6958, 1995.

Université de Rochester

- [558] W.R. Donaldson, A.C. Melissinos, "A Novel High Brilliance Electron Source", AIP Proceedings 279 (1993), pp. 791-795.

Synchrotron de Pohang

- [559] H. Kang, I. Ko, M. Cho, W. Namkung, "Design of Test Linac for Free Electron Laser", PAC93, pp. 1521-1523.

Livermore

- [560] G.P. Le Sage, F.V. Hartemann, S.N. Fochs, H.X.C. Feng, N.C. Luhmann, M.D. Ferry, Y.J. Chen, G.A. Westenkow, "2.142 GHz Repetition Rate High Brightness X-Band Photoinjector", PAC95.

SRRC

- [561] C.H. Ho, W.K. Lau, J.I. Hwang, S.Y. Hsu, Y.C. Liu, "The RF Gun Development at SRRC", PAC95.

LAL Orsay (CANDELA)

Description du projet / Etat d'avancement

- [562] J. Le Duff, "Advanced Accelerator R&D at LAL/Orsay", LAC88, pp. 285-287.
- [563] J. Le Duff, "Compte-rendu de la réunion canon HF du 30 mai 1989", LAL/SERA 89-215, 1989.
- [564] C. Travier, J. Gao, "LAL (Orsay) RF Gun Project", EPAC90, pp. 706-708.
- [565] C. Travier, J. Gao, H. Liu, "LAL (Orsay) RF Gun Simulations and Model Cavity Design", LAC90, pp. 602-604.
- [566] C. Travier, "Présentation du projet CANDELA", LAL/SERA 91-313, 1991.
- [567] J. Gao, B. Jacquemard, B. Mouton, M. Omeich, Y. Thiery, C. Travier, A. Brun, P. Georges, C. Bazin, "CANDELA Photoinjector Status Report", EPAC92, pp. 1020-1022.

Simulations / Théorie

- [568] J. Gao, "A Proposal for Multi-Cavity RF Gun System with Small Emittance Growth", LAL/SERA 90-44, 1990.
- [569] J. Gao, "Theoretical Investigation of the Microwave Electron Gun", NIM A297 (1990), pp. 335-342.
- [570] J. Gao, "A Cylindrically Unsymmetrical Cavity Used in a Multi-Cavity RF Gun System as an Attempt to Reduce Emittance", LAL/SERA 90-188/RFG, 1990.
- [571] G. Lemeur, Y. Thiery, "Optimisation des phases du canon RF à l'aide de PRIAM", LAL/INFO, 1990.
- [572] H.Liu, "Particle Generation for Simulation of RF Thermionic Gun", LAL/SERA 90-178/RFG, 1990.
- [573] H.Liu, "Supplementary Modifications on PARMELA for Simulation of Back Bombardment of Electrons in RF Thermionic Guns", LAL/SERA 90-180/RFG, 1990.
- [574] J. Gao, "Theoretical Investigation of Optimizing the Microwave Electron Gun", NIM A304 (1991), pp. 348-352.
- [575] J. Gao, "Non-Linear Repairing in Phase Space, Emittance Recovering Techniques", NIM A304 (1991), pp. 353-356.
- [576] J. Gao, "Design Strategy of Future High Brightness RF Gun Injection System", LAL/SERA 91-170/RFG, 1991.
- [577] J. Gao, "Theoretical Investigation of Travelling Wave RF Gun", LAL/RT 91-14, 1991.
- [578] G. Rajaonera, "Etude préliminaire des effets multipactors et du courant d'obscurité", LAL/SERA/91-260, 1991.
- [579] J. Gao, "Etudes théorique et expérimentale des canons à électrons hyperfréquence (HF) à haute brillance", Thèse, LAL 92-11, 1992.
- [580] J. Gao, "Theoretical Investigation of Travelling Wave RF Gun", EPAC92, pp. 584-586.
- [581] C. Travier, "On the Possibility of a Normal Conducting Photo-Injector for TESLA", LAL/RT 92-20 et TESLA93.
- [582] C. Travier, "An Introduction to Photo-Injector Design", NIM A340 (1994), pp. 26-39.

Résultats expérimentaux

- [583] C. Travier, M. Bernard, P. Dufresne, G. Michaud, M. Omeich, M. Roch, J. Rodier, "CANDELA Photo-injector High Power Tests", NIM B89 (1994), pp. 27-32.
- [584] C. Travier, M. Bernard, B. Leblond, P. Georges, G. Roger, P. Thomas, "CANDELA: premier photo-injecteur déclenché par un laser sub-picoseconde", LAL/SERA 94-237, 1994.

- [585] C. Travier, M. Bernard, B. Leblond, P. Georges, G. Roger, P. Thomas, "First Operation of a Femtosecond Laser Driven Photo-injector", EPAC94, pp. 1462-1464.
- [586] C. Travier, L. Boy, J.N. Cayla, P. Georges, B. Leblond, P. Thomas, "CANDELA Photo-Injector Experimental Results", LAC94, pp. 404-406.
- [587] L. Boy, "Caractérisation du courant d'obscurité du photo-injecteur CANDELA", LAL/SERA/94-390, 1994.
- [588] C. Travier, B. Leblond, M. Bernard, J.N. Cayla, P. Thomas, P. Georges, "CANDELA Photo-Injector Experimental Results with a Dispenser Photocathode", PAC95.

Cavités

- [589] C. Travier, "Quelques Spécifications concernant les cavités du canon HF", LAL/SERA 91-54/RFG, 1991.
- [590] J. Gao, "Analytical Formula for the Coupling Coefficient β of a Cavity-Waveguide Coupling System", NIM A309 (1991), pp. 5-10.
- [591] J. Gao, "Analytical Formulas for the Resonant Frequency Changes due to Opening Apertures on Cavity Walls", NIM A311 (1992), pp. 437-443.
- [592] H. Hanaki, "Numerical Design of an RF-Coupling Iris", LAL/RT 91-09, 1991.
- [593] J. Gao, "LAL (Orsay) RF Gun Model Cavity Measurement Reports (I)", LAL/SERA 91-75/RFG, 1991.
- [594] C. Travier, "Etude d'un piège pour le canon HF", LAL/SERA 91-240/RFG, 1991.
- [595] J. Gao, C. Travier, "Mise au point du ressort HF", LAL/SERA/91-362, 1991.
- [596] P. Dufresne, "Essais de chauffage pour étuvage par infrarouge", LAL/SERA 91-367, 1991.
- [597] M. Roch, "Régulation en température du canon HF: définition des matériels nécessaires à la réalisation d'une boucle d'eau régulée", LAL/SERA 92-80, 1992.
- [598] M. Roch, "Boucle d'eau régulée du canon HF: modification apportée au projet de la note SERA/92-80", LAL/SERA 92-115, 1992.
- [599] C. Travier, "Calcul du vide dans les cavités du canon", LAL/SERA/92-470, 1992.
- [600] Y. Thiery, "Simulations 2D et 3D pour les Cavités du Canon HF", LAL/SERA 93-80, 1993.

Laser

- [601] P. Brunet, "Synchronisation laser/HF", LAL/SERA 91-222/RFG, 1991.
- [602] C. Travier, "Influence de l'angle d'incidence du laser sur la longueur des impulsions", LAL/SERA 92-447, 1992.

- [603] P. Georges, P. Thomas, B. Leblond, C. Travier, "CANDELA Photo-Injector Drive Laser", PAC93, pp. 3053-3054.
- [604] J.P. Coulon, "Synchronisation picoseconde entre la phase de la radio-fréquence du canon CANDELA et celle du laser de photo-émission", Actes des 6^{èmes} Journées d'études sur la photo-émission à fort courant", Orsay, 5-7 avril 1994, LAL/RT 94-04, pp. 221-228.
- [605] A.M. Gautherin, "Correction du front d'onde du laser du photo-injecteur CANDELA", LAL/SERA 94-386, 1994.
- [606] R. Marchesin, "Etude et réalisation d'un système de focalisation du laser pour le photo-injecteur CANDELA", LAL/SERA, 1995.

Diagnostics

- [607] R. Chaput, "Un Wall Current Monitor pour la mesure de l'intensité et de la position d'un faisceau d'électrons", LAL PI 84-66/I, 1984.
- [608] C. Travier, "Instrumentation pour CANDELA: étude préliminaire", LAL/SERA/91-361, 1991.
- [609] H. Monard, "Choix d'une méthode de mesure de l'émittance pour le canon HF", LAL/SERA/92-07, 1992.
- [610] C. Travier, "Définition de l'instrumentation pour CANDELA", LAL/SERA/92-78, 1992.
- [611] T. Garvey, "Numerical Modelling of the Deflecting Mode (HEM₁₁) of a Cylindrical Disk-Loaded Waveguide", LAL/RT 92-05, 1992.
- [612] M. Elabed, "Etude de la faisabilité d'un mesureur de profil à ionisation de gaz", LAL/SERA/92-292, 1992.
- [613] V. Kazacha, "Some Considerations on First Measurements of the CANDELA RF Gun e⁻ Beam Parameters", LAL/SERA/93-260, 1993.
- [614] V. Kazacha, "Some Considerations on Measurements of the CANDELA RF Gun e⁻ Bunch Parameters", LAL/SERA 93-602, 1993.
- [615] A. Videau, "Pré-étude d'un mesureur à rayonnement de transition pour CANDELA", LAL/SERA 93-433, 1993.
- [616] O. Ferrando, "Mesure de la longueur de micropaquets d'électrons par effet Compton", LAL/SERA/94-387, 1994.
- [617] A.L. Boursier, V. Bagnoud, "Etude et réalisation d'un transport de la lumière Cerenkov - Orientation du front d'onde laser", LAL/SERA 95-131, 1995.
- [618] S.P. Dobrzynski, "Mesure de l'émittance à la sortie du photoinjecteur CANDELA", LAL/SERA, 1995.

- [619] V. Kazacha, "Some Considerations on Measurements of the Transverse Bunch Emittance with the Pepper-pot Technique", LAL/SERA/95-296, 1995.

Photocathodes

- [620] M. Boussoukaya, H. Bergeret, R. Chehab, B. Leblond, "Photoemission and Photofield Emission", ICFA87, pp. 164-179.
- [621] M. Boussoukaya, H. Bergeret, R. Chehab, B. Leblond, M. Franco, "Photoemission in Nanosecond and Picosecond Regimes Obtained from Macro and Micro Cathodes", PAC87, pp. 325-327.
- [622] M. Boussoukaya, H. Bergeret, R. Chehab, J. Le Duff, B. Leblond, "High Emissivity Photocathodes", EPAC88, pp. 994-996.
- [623] M. Boussoukaya, H. Bergeret, R. Chehab, B. Leblond, J. LeDuff, "High Quantum Yield from Photofield Emitters", NIM A279 (1989), pp. 405-409.
- [624] H. Bergeret, M. Boussoukaya, R. Chehab, B. Leblond, J. LeDuff, "Short Pulse Photoemission from a Dispenser Cathode", NIM A301 (1991), pp. 389-394.
- [625] B. Leblond, "Short Pulse Photoemission from a Dispenser Cathode under the 2nd, 3rd and 4th Harmonics of a Picosecond Nd:YAG Laser", NIM A317 (1992) pp. 365-372.
- [626] B. Leblond, G. Rajaonera, "Short Pulse Photoemission from a Trioxide Cathode under the Fundamental, the 2nd, 3rd and 4th Harmonics of a Picosecond Nd:YAG Laser", NIM A333 (1993), PP. 524-530.
- [627] B. Leblond, G. Rajaonera, "Photoemission in the Picosecond Regime from a Coated Trioxide Cathode", NIM A340 (1994), pp. 195-198.
- [628] B. Leblond, G. Kuznetsov, M. Batazova, "Short Pulse Photoemission from LaB₆-Based Materials", LAL/RT 95-06, 1995.

Compression magnétique / Transport

- [629] J. Le Duff, B. Mouton, "La ligne de transport de faisceau de l'expérience canon HF", LAL/SERA 91-47/RFG, 1991.
- [630] B. Mouton, "Recherche d'un solénoïde pour le canon HF", LAL/SERA 91-203/RFG, 1991.
- [631] A. Faus, "Preliminary Study of RF Gun Transport Line", LAL/SERA 91-259, 1991.
- [632] A. Faus, "Rematching of CANDELA Transport Line to Compensate Space Charge Effects", LAL/SERA 91-287, 1991.

Autres techniques

- [633] P. Brunet, "Compte-tenu des essais de recette du klystron prototype THOMSON-CSF TH 2094", LAL/PI 84-07/T, 1984.

- [634] M.P. Gu, P. Brunet, "Specifications for RF Network", LAL/SERA 90-290/RFG, 1990.
- [635] C. Bazin, B. Mouton, "Calculs des différents éléments magnétiques de la ligne de transport du canon HF", LAL/SERA 91-283, 1991.
- [636] P. Roudier, "Contrôle/commande de CANDELA", LAL/SERA 91-306, 1991.
- [637] M.P. Gu, "Design of RF Power Network for RF Gun and NEPAL in LAL", LAL/SERA 91-356, 1991.
- [638] M. Omeich, "Recette de l'alimentation HT (40 kV)", LAL/SERA 92-05, 1992.
- [639] C. Bazin, G. Humbert, "Mesures magnétiques des dipôles et du solénoïde de la ligne de transport de CANDELA", LAL/SERA 92-301, 1992.
- [640] E. Gracian, "Rapport des mesures des quadrupôles CANDELA", LURE/MM 92-07, 1992.
- [641] P. Dufresne, "Mesure de la puissance HF d'un klystron: étude calorimétrique de la transmission de la puissance HF dans une charge à eau", LAL/SERA 93-237, 1993.
- [642] M. Omeich, "Modulateur 6 MW de CANDELA", LAL/SERA 93-164, 1993.
- [643] P. Torset, "Mesures des composants du réseau HF de CANDELA", LAL/SERA 93-57, 1993.

Canon à émission de champ

- [644] G. Bienvenu, "Prémices pour un canon HF", LAL/SERA 89-76, 1989.
- [645] S. Zhong, "Numerical Simulation of RF Gun", LAL/SERA 89-108, 1989.
- [646] P. Brunet, "Pointe émissive dans le groupeur - Fonctionnement à très fort champ HF", LAL/SERA 89-72, 1989.

Lasertron

- [647] J. Le Duff, "Introduction au lasertron", LAL/RT 85-04, 1985.
- [648] A. Dubrovin, J.P. Coulon, "Lasertron Computer Simulation at Orsay: "Ring" Code", ECFA87, pp. 259-263.
- [649] A. Dubrovin, "Etude conceptuelle et réalisation d'une maquette de lasertron", Thèse, LAL 90-02, 1990.

Communications privées

- [650] S.C. Chen, J. Gonichon, MIT.
- [651] J.L. Coacolo, L. Serafini, INFN Milan.
- [652] J. Rodier, LAL.

[653] M. Bernard, LAL.

[654] V. Kazacha, Dubna.

[655] B. Leblond, LAL.

[656] M. Borland, SSRL.

[657] M. Roch, LAL.

Liste des tableaux

1.1	Paramètres principaux des différents projets de collisionneurs linéaires pour une énergie de 500 GeV dans le centre de masse (au 1/1/93)	9
1.2	Spécifications des faisceaux d'électrons pour laser à électrons libres (pour un fonctionnement en SASE, les deux dernières lignes du tableau ne s'appliquent pas)	12
1.3	Principales étapes dans l'histoire des canons HF	22
1.4	Paramètres de quelques canons HF thermo-ioniques + aimant α	29
1.5	Paramètres des principaux photo-injecteurs existants	30
2.1	Rendement quantique de différentes cathodes (unité:%)	67
2.2	Principaux types de photocathodes utilisées dans les photo-injecteurs	68
3.1	Contributions à l'émittance HF	73
3.2	Coefficients de Fourier du champ accélérateur des cellules de CANDELA . .	75
4.1	Résultats des mesures sur la maquette	105
4.2	Paramètres HF de la cavité définitive	115
5.1	Atténuation des coupleurs et des câbles (la valeur totale est décomposée en trois termes correspondants dans l'ordre au coupleur et aux deux bouts de câble utilisés)	129
5.2	Champs maxima atteints en MV/m	137
5.3	Valeurs mesurées des facteurs β de renforcement de champ	148
5.4	Comparaisons mesures-simulations du spectre en énergie	155
6.1	Conditions expérimentales lors des différentes campagnes	170
D.1	Paramètres HF des différents pièges étudiés	219
F.1	Valeurs numériques utilisées pour le calcul de conductance	239
F.2	Surfaces des différentes parties en mm ²	240
F.3	Conductances en unité v_m [m/s] 10^{-3} 1/s	240

Liste des figures

1.1	<i>Structure temporelle d'un faisceau d'électrons</i>	5
1.2	<i>Principe d'un collisionneur linéaire (exemple de JLC)</i>	7
1.3	<i>Schéma de principe du collisionneur SLC</i>	8
1.4	<i>Schéma d'un injecteur conventionnel</i>	14
1.5	<i>Canon à tension continue</i>	15
1.6	<i>Trajectoires électroniques dans un canon continu</i>	15
1.7	<i>Evolution du nombre de projets de canon HF</i>	21
1.8	<i>Applications des différents projets de canon HF</i>	21
1.9	<i>Exemple de l'installation du canon HF thermo-ionique de SSRL</i>	23
1.10	<i>Principe du photo-injecteur</i>	25
1.11	<i>Brillance des canons HF et des injecteurs conventionnels</i>	28
2.1	<i>Définition de ϕ_0</i>	33
2.2	<i>Variation de ϕ en fonction de z pour différentes valeurs de α et ϕ_0: comparaison entre le modèle de Kim, le modèle amélioré et une intégration numérique</i>	36
2.3	<i>Phase optimum en fonction de α (modèle de Kim et modèle amélioré)</i>	37
2.4	<i>Variation de ϕ_∞ en fonction de ϕ_0 pour différentes valeurs de α: comparaison entre le modèle de Kim, son extension et une intégration numérique</i>	39
2.5	<i>Espace des phases caractéristique d'un photo-injecteur</i>	41
2.6	<i>Evolution de l'émittance HF en fonction de ϕ_0</i>	41
2.7	<i>Espace des phases non-linéaire</i>	47
2.8	<i>Champ maximum dans un photo-injecteur</i>	55
2.9	<i>Cavité HF du canon de BNL</i>	56
2.10	<i>Cavité HF du canon du CEA</i>	57
2.11	<i>Impédance shunt des photo-injecteurs</i>	57
2.12	<i>Puissance nécessaire pour établir le champ accélérateur maximum dans une cavité dont la longueur des cellules est égale à $\lambda_{hf}/2$</i>	58
2.13	<i>Ouverture des cavités HF et dimension transverse de faisceau maximum</i>	59
2.14	<i>Durée de l'impulsion dans un photo-injecteur</i>	60
2.15	<i>Charge maximum extractible pour différentes dimensions transverses</i>	65
3.1	<i>Profil des champs électriques longitudinaux et radiaux</i>	76
3.2	<i>Evolution de l'émittance en fonction du nombre de particules</i>	84
3.3	<i>Evolution des paramètres en fonction de ϕ_0 pour CANDELA et BNL</i>	85

3.4	Evolution de l'émittance et de la dispersion en énergie en fonction de ϕ_{12} pour CANDELA ($\phi_0 = 35^\circ$)	85
3.5	Evolution des paramètres en fonction de z pour CANDELA et BNL	86
3.6	Comparaison de l'émittance du canon CANDELA et du canon BNL en fonction de la charge	88
3.7	Comparaison de l'émittance du canon CANDELA et du canon BNL en fonction de la durée d'impulsion	89
3.8	Comparaison de l'émittance du canon CANDELA et du canon BNL en fonction de la charge pour 100 et 130 MV/m	90
3.9	Choix du nombre de macro-particules	92
3.10	Evolution des paramètres en fonction de la phase laser/HF pour différentes charges	94
3.11	Variation de l'énergie en fonction de la phase laser/HF pour CANDELA et BNL	95
3.12	Espace des phases transverse pour CANDELA et BNL, pour une charge nulle	95
3.13	Evolution des paramètres en fonction du déphasage entre les cellules pour CANDELA et pour une charge de 1 nC	97
3.14	Evolution des paramètres de CANDELA et BNL en fonction de z , pour une charge de 1 nC	98
3.15	Evolution des paramètres de CANDELA et BNL, en fonction de z pour des charges de 0,1 et 1 nC, avec un champ solénoïdal de 2280 Gauss	99
4.1	Contour de la cavité HF (la cavité étant de révolution, seule la moitié supérieure est représentée)	102
4.2	Dessin de la cavité prototype	104
4.3	Solution retenue pour le bloc cellule	108
4.4	Procédure de conditionnement initial de la cathode	109
4.5	Implantation de la cathode	110
4.6	Iris bi-métal	112
4.7	Plongeurs MECA 2000	113
4.8	Boucle HF	114
4.9	Ecorché du canon CANDELA	118
4.10	Canon partiellement brasé	119
4.11	Canon terminé	120
4.12	Assemblage de l'ensemble ultra-vide	121
4.13	Evolution de la température et de la pression durant l'étuvage	122
5.1	Schéma de principe du modulateur	124
5.2	Tensions caractéristiques du modulateur	125
5.3	Réseau HF	127
5.4	Comparaison entre la puissance HF mesurée par calorimétrie et par le wattmètre	130
5.5	Reproductibilité des mesures de puissance	131
5.6	Atténuation sur les 2 voies en fonction de la tension de l'atténuateur	132
5.7	Puissance HF dans la cellule et puissance réfléchie (400 ns/carreau)	136

5.8	<i>Evolution du vide lors du conditionnement HF</i>	136
5.9	<i>Champs maxima atteints en fin du conditionnement HF</i>	138
5.10	<i>Cible de Faraday coaxiale</i>	139
5.11	<i>Dispositifs expérimentaux préliminaires</i>	140
5.12	<i>Dispositif expérimental définitif</i>	141
5.13	<i>Photographie montrant une vue générale de la ligne d'analyse de faisceau</i>	142
5.14	<i>Photographie prise depuis le dessus du marbre montrant une vue rapprochée de la ligne d'analyse de faisceau</i>	143
5.15	<i>Impulsion de courant d'obscurité (400 ns/carreau)</i>	144
5.16	<i>Effets du "beam-loading" par le courant d'obscurité</i>	145
5.17	<i>Cathode en cuivre: variation de la charge d'obscurité en fonction du champ appliqué, pour une macro-impulsion de 2 μs</i>	147
5.18	<i>Cathode imprégnée: variation de la charge d'obscurité en fonction du champ appliqué, pour une macro-impulsion de 2 μs</i>	149
5.19	<i>Charge totale mesurée sur la cible de Faraday en fonction de la tension du déphaseur et transmission de la ligne de transport simulée par PARMELA</i>	150
5.20	<i>Variation du courant d'obscurité en fonction du temps pour une cathode en cuivre</i>	151
5.21	<i>Schéma de principe de la mesure de dispersion en énergie</i>	153
5.22	<i>Détail du mors de la fente d'analyse</i>	154
5.23	<i>Spectre en énergie de la cellule 1</i>	156
5.24	<i>Simulations avec le code TW-TRAJ</i>	157
5.25	<i>Spectre en énergie de la cellule 2 alimentée seule</i>	158
5.26	<i>Spectre en énergie des deux cellules</i>	158
5.27	<i>Etalonnage du déphaseur</i>	160
6.1	<i>Schéma de principe du laser</i>	163
6.2	<i>Trace d'autocorrélation</i>	164
6.3	<i>Transport du faisceau laser</i>	166
6.4	<i>Système de synchronisation HF/laser</i>	168
6.5	<i>Schéma de l'électronique de mesure des signaux du WCM</i>	172
6.6	<i>Acceptance en phase</i>	173
6.7	<i>Charge collectée en fonction de l'énergie laser</i>	175
6.8	<i>Durée de vie de la cathode imprégnée</i>	177
6.9	<i>Stabilité de la charge</i>	178
6.10	<i>Charge en fonction de la polarisation</i>	179
6.11	<i>Signaux correspondant à l'émission intense</i>	180
6.12	<i>Charge et durée d'impulsion en fonction du champ accélérateur</i>	181
6.13	<i>Photo de la cathode après fonctionnement dans le régime d'émission intense</i>	182
6.14	<i>Incidence oblique sur la cathode</i>	184
6.15	<i>Spectre en énergie du faisceau de photo-électrons mesuré et simulé</i>	184
6.16	<i>Visualisation du faisceau sur la céramique</i>	186
6.17	<i>Photo de la grille du système de fentes</i>	187
6.18	<i>Système pour la mesure d'émittance</i>	187

6.19	<i>Image obtenue avec le mesureur d'émittance et profils correspondants</i>	188
6.20	<i>Reconstitution de l'espace des phases d'après la figure 6.19</i>	189
B.1	<i>Comparaison de la charge extraite en fonction de l'énergie laser pour une distribution gaussienne et une distribution uniforme</i>	207
D.1	<i>Piège demi-onde</i>	218
D.2	<i>Impédance d'une ligne coaxiale court-circuitée</i>	219
D.3	<i>Simulation avec SUPERFISH d'une ligne quart d'onde</i>	220
D.4	<i>Simulation avec SUPERFISH d'une ligne demi-onde</i>	220
D.5	<i>Piège demi-onde replié</i>	222
D.6	<i>Montage avec ressort</i>	222
D.7	<i>Système piège/ressort</i>	223
D.8	<i>Variation de l'impédance en fonction de l_1 et R</i>	224
D.9	<i>Variation de l'impédance en fonction de l_1 pour R infinie</i>	224
D.10	<i>Variation de l'impédance en fonction de R pour $l_1 = \lambda_{hf}/4$</i>	225
D.11	<i>Variation du facteur de qualité en fonction de l_1</i>	226
D.12	<i>Simulation du piège avec SUPERFISH pour $l_1 \simeq \lambda_{hf}/4$</i>	226
D.13	<i>Variation de l'impédance en fonction de R et de L_c</i>	228
D.14	<i>Variation de l'impédance en fonction de L_c pour $R = 0,1 \Omega$</i>	228
E.1	<i>Cavité camembert à iris bi-métal</i>	232
F.1	<i>Grille du té de pompage</i>	238
F.2	<i>Géométrie du canon</i>	239
G.1	<i>Conditions du calcul</i>	244
G.2	<i>Evolution de $U - U_0$ en fonction de t pour $t < 10 \mu s$, pour $x = 0$</i>	247
G.3	<i>Evolution de $U - U_0$ en fonction de x pour $t = 10 \mu s$</i>	247
H.1	<i>Schéma de principe du corrélateur Compton</i>	251

Table des matières

Liste des publications de l'auteur	vii
Remerciements	xi
Avant-propos	xvii
1 Généralités sur les sources d'électrons brillantes	1
1.1 De nouvelles exigences pour les accélérateurs: faisceaux brillants, paquets courts	1
1.1.1 Définitions des paramètres caractéristiques d'un faisceau d'électrons	2
1.1.2 Les collisionneurs linéaires pour la physique des hautes énergies	6
1.1.3 Les lasers à électrons libres	10
1.1.4 Vers les paquets sub-picoseconde	12
1.1.5 Autres applications possibles	13
1.2 Les injecteurs conventionnels	13
1.2.1 Canon à tension continue	14
1.2.2 Groupeurs harmoniques et sous-harmoniques	16
1.2.3 Autres éléments	18
1.2.4 Etat de l'art	18
1.3 Les canons hyperfréquence (HF)	19
1.3.1 Historique	20
1.3.2 Canons HF thermo-ioniques	20
1.3.3 Photo-injecteurs	24
1.3.4 Etat de l'art	26
1.4 Conclusion	29
2 Conception d'un photo-injecteur	31
2.1 Le modèle analytique de Kim	31
2.1.1 Hypothèses de départ	32
2.1.2 Principaux résultats	34
2.2 Modèle de Serafini	44
2.2.1 Champ électrique quelconque	45
2.2.2 Emittance non-linéaire	45
2.2.3 Evolution de la dimension transverse au cours de l'accélération	47
2.2.4 Prise en compte de la focalisation magnétique	49

2.3	Autres contributions	50
2.3.1	Nouvelle approche des effets de charge d'espace par Reiser	50
2.3.2	Méthodes de réduction d'émittance	51
2.3.3	Lois d'échelle	52
2.4	Contraintes pratiques et technologiques	53
2.4.1	Choix de la fréquence	53
2.4.2	Gradient accélérateur et puissance HF	54
2.4.3	Dimension transverse du faisceau	58
2.4.4	Durée de l'impulsion	60
2.4.5	Densité de charge à la cathode	61
2.4.6	Emittance thermique de la cathode	64
2.4.7	Photocathode et laser	65
2.5	Quel choix de paramètres ?	69
2.6	Conclusion	70
3	Choix des paramètres de CANDELA et simulations	71
3.1	Paramètres initiaux du projet: impulsions longues	72
3.2	Profil du champ accélérateur	72
3.2.1	Minimisation de l'émittance linéaire	72
3.2.2	Minimisation de la dispersion en énergie	74
3.2.3	Profil des champs électromagnétiques	75
3.3	Nouveaux paramètres du projet: impulsions très courtes	75
3.4	Codes de simulation	77
3.4.1	Choix des codes	77
3.4.2	Utilisation de PARMELA	78
3.5	Simulations en impulsions longues	82
3.5.1	Choix des paramètres	82
3.5.2	Cas de départ	83
3.5.3	Recherche du domaine de prédominance de CANDELA	87
3.5.4	Conclusion sur les impulsions longues	90
3.6	Simulations en impulsions courtes	90
3.6.1	Choix du nombre de macro-particules	91
3.6.2	Résultat des simulations	93
3.6.3	Conclusion sur les impulsions courtes	100
3.7	Conclusion	100
4	Etude et réalisation de la cavité HF	101
4.1	Contour de la cavité	101
4.2	Cavité prototype	102
4.2.1	Conception et réalisation mécanique	103
4.2.2	Mesures HF	103
4.3	Cavité définitive	106
4.3.1	Conception mécanique: généralités	106
4.3.2	A propos de la cathode	107

4.3.3	Plongeurs d'accord et boucles de mesures	111
4.3.4	Vide et système d'étuvage	115
4.3.5	Refroidissement	116
4.3.6	Réalisation mécanique et mesures HF	117
4.3.7	Montage et étuvage	117
4.4	Conclusion	122
5	Caractérisation expérimentale de CANDELA sans laser	123
5.1	Source de puissance HF	124
5.1.1	Modulateur et klystron	124
5.1.2	Réseau HF	126
5.1.3	Mesure de la puissance du klystron	126
5.1.4	Mise en oeuvre de l'atténuateur	130
5.2	Le courant d'obscurité	132
5.2.1	Qu'est-ce que le courant d'obscurité ?	132
5.2.2	Simulation du courant d'obscurité	134
5.3	Performances du canon en puissance	135
5.3.1	Conditionnement HF	135
5.3.2	Evolution du vide en présence de HF	135
5.3.3	Champs électriques crêtes après conditionnement	137
5.4	Mesure de la charge (courant d'obscurité)	138
5.4.1	Cible de Faraday	138
5.4.2	Conditions expérimentales	139
5.4.3	Forme de l'impulsion et "beam loading"	144
5.4.4	Mesures en fonction du champ de surface	146
5.4.5	Mesures en fonction du déphasage entre les cellules	149
5.4.6	Stabilité dans le temps	150
5.5	Mesure du spectre en énergie du courant d'obscurité	152
5.5.1	Description de la méthode	152
5.5.2	Conditions expérimentales	153
5.5.3	Cellule 1 alimentée seule	155
5.5.4	Cellule 2 alimentée seule	157
5.5.5	Cellules 1 et 2 alimentées	157
5.5.6	Etalonnage du déphaseur	159
5.6	Conclusion	160
6	Caractérisation expérimentale de CANDELA avec laser	161
6.1	Le laser saphir dopé titane	161
6.1.1	Oscillateur	162
6.1.2	Amplificateur régénératif et génération d'harmoniques	164
6.1.3	Transport du faisceau	165
6.1.4	Synchronisation avec l'onde HF	167
6.2	Conditions expérimentales	169
6.3	Mesures de la charge du courant photoémis	170

6.3.1	Cibles de Faraday	170
6.3.2	"Wall current monitors"	171
6.3.3	Mesures en fonction de la phase HF/laser	171
6.3.4	Mesures en fonction de l'énergie laser: rendement quantique	174
6.3.5	Durée de vie	177
6.3.6	Stabilité en amplitude	178
6.3.7	Mesure en fonction de la polarisation du laser	179
6.4	Observation de l'émission intense	179
6.5	Mesure du spectre en énergie	182
6.6	Mesure de dimensions transverses	183
6.7	Mesure d'émittance	185
6.8	Mesure de durée d'impulsion	189
6.9	Conclusion	190
7	Conclusion	193
A	Principaux résultats des modèles de Kim et Serafini	197
A.1	Liste des notations	197
A.2	Modèle de Kim	200
A.3	Modèle de Serafini	201
B	Charge émise en fonction de l'énergie laser	205
B.1	Cas d'une distribution uniforme	205
B.2	Cas d'une distribution gaussienne	206
B.3	Comparaison des deux cas	207
C	Exemples de fichiers d'entrée et sortie de PARMELA	209
C.1	Fichier d'entrée	209
C.2	Fichier de sortie	210
D	Calcul du système piège HF/ressort autour de la cathode	217
D.1	Définition d'un piège HF	217
D.2	La ligne demi-onde	218
D.3	Le ressort et son piège	221
D.4	Mesures HF avec le système piège/ressort	227
D.5	Nouveau modèle du système piège/ressort	227
D.6	Conclusion	229
E	Calcul du facteur de qualité d'une cavité à iris bi-métal	231
E.1	Description de la cavité	231
E.2	Expression du facteur de qualité d'une cavité "camembert" bi-métal	231
E.2.1	Calcul de l'énergie stockée	233
E.2.2	Calcul de la puissance dissipée	233
E.3	Expression du facteur de qualité d'une cavité en cuivre	234
E.4	Variation du facteur de qualité due à la présence du disque d'inox	234

E.5	Application numérique	235
F	Calcul du vide limite de la cavité	237
F.1	Formules de conductance utilisées	237
F.2	Géométrie du canon	238
F.3	Calcul des conductances	240
F.4	Calcul de la pression dans le canon	241
G	Calcul de l'élévation de température à la surface d'une cavité HF	243
G.1	Présentation du problème	243
G.2	Equation de conduction de la chaleur	244
G.3	Résolution de l'équation de la chaleur	244
G.4	Application numérique	246
H	Corrélateur Compton pour la mesure de durée d'impulsions ultra-brèves	249
H.1	Présentation du principe	249
H.2	Nombre de photons émis: formule analytique	250
H.3	Nombre de photons émis: exemple pratique	252
H.4	Sources d'erreurs	253
H.5	Considérations pratiques	254
	Références et bibliographie	257
	Liste des tableaux	305
	Liste des figures	307
	Table des matières	311

Résumé

Un canon HF est constitué d'une cavité HF dans laquelle on loge une cathode. Lorsque cette cathode est une photocathode illuminée par un laser, un canon HF, qui est alors appelé photo-injecteur, permet de produire des impulsions électroniques très brèves (quelques picosecondes), très intenses, et de faible émittance.

Cette thèse décrit le travail effectué durant la période 1990-1995 sur le projet **CANDELA** (**CAN**on **DE**clenché par **LA**ser), qui est un photo-injecteur expérimental étudié au Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire.

Après avoir présenté les avantages d'un photo-injecteur par rapport à un injecteur conventionnel, et rappelé les modèles de la dynamique de faisceau dans un tel canon, des simulations numériques sont données pour caractériser le fonctionnement de CANDELA dans les régimes d'impulsions longues (quelques dizaines de picosecondes) et ultra-courtes (quelques picosecondes). Après avoir présenté la réalisation pratique de la cavité, les résultats expérimentaux concernant le fonctionnement du canon avec et sans laser, sont décrits. Un champ accélérateur crête de cent-six mégavolts par mètre, un vide limite de dix puissance moins dix millibars, et un courant parasite (dit courant d'obscurité) faible, caractérisent les performances de la cavité. Une charge de deux nanocoulombs a été obtenue à partir d'une cathode imprégnée, dont le rendement quantique vaut un pour mille et la durée de vie une douzaine d'heures. Des mesures préliminaires d'énergie et d'émittance sont aussi rapportées.

Le projet CANDELA décrit dans cette thèse, constitue le seul photo-injecteur déclenché par un laser capable de produire des impulsions sub-picoseconde. Les premiers résultats expérimentaux obtenus qui sont conformes aux attentes, démontrent le bon fonctionnement de cette source. Les mesures plus détaillées à venir devront être confrontées aux simulations et aux résultats expérimentaux des autres machines en fonctionnement dans le monde.

Mots clés

- Accélérateur linéaire
- Source d'électrons
- Canon HF
- Photocathode
- Laser Titane saphir
- Faisceaux brillants